TRƯỜNG ĐẠI HỌC
DÂN LẬP HẢI PHÒNG
THƯ VIỆN
621.135
PH 105 A

PHAN ANH

LÝ THUYẾT và KỸ THUẬT Anten

NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT

THƯ VIỆN
ĐH.DÂN LẬP HP
KÝ HIỆU: 6T2.135
PH105A
SỐ:

GS. TSKH. PHAN ANH

LÝ THUYẾT VÀ KỸ THUẬT ANTEN

THƯ VIỆN ĐH.DÂN LẬP HP
PHÒNG ĐỌC
2009 ĐV 3204

NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT
HÀ NỘI 2007

Lời nói đầu

Nhân dịp tái bản lần thứ 5

Cuốn "***Lý thuyết và Kỹ thuật Anten***" đã được tái bản lần thứ 4 vào năm 2002 trên cơ sở cuốn sách tái bản lần thứ nhất vào năm 1996 với một số sửa chữa và bổ sung nhất định ở mỗi lần tái bản.

Trong những năm vừa qua, cả hai lĩnh vực *Lý thuyết* và *Kỹ thuật* Anten đều phát triển rất mạnh và đã đạt được nhiều thành tựu quan trọng.

Về lý thuyết, phải kể đến việc phát triển các phương pháp tính toán mới cho phép phân tích các anten rất hiệu quả, với sự trợ giúp của máy tính số, trong đó không thể không nói đến là "Phương pháp moment".

Về kỹ thuật, việc phát triển ứng dụng các phương thức xử lý tín hiệu cùng với các thành tựu đã đạt được trong lĩnh vực công nghệ vi điện tử và điện tử siêu cao tần cho phép thiết lập các hệ anten có xử lý tín hiệu với nhiều tính năng mới, linh hoạt, khiến cho anten không chỉ còn là một hệ điện động học thụ động mà còn chủ động tham gia vào các khâu nhằm nâng cao hiệu quả của hệ thống thông tin. Đó là các hệ anten thích nghi, anten thông minh.

Việc phát triển phương thức thông tin vô tuyến trong những năm gần đây với sự mở rộng phổ tần số đến các dải GHz đã nảy sinh nhiều loại anten mới phù hợp và hiệu quả.

Để đáp ứng nhu cầu nắm bắt các kiến thức mới trong lĩnh vực Lý thuyết và Kỹ thuật Anten của các đối tượng độc giả, trong lần tái bản này chúng tôi đã đưa thêm những chương mới, đồng thời bổ sung thêm nhiều kiến thức trong một số chương.

Theo yêu cầu của tác giả, TS. Trần Minh Tuấn đã tham gia biên soạn chương "Phương pháp moment và ứng dụng trong các bài toán phân tích anten"(Chương 5).

TS Hoàng Đình Thuyên đã tham gia biên soạn lại và bổ sung thêm cho chương "Lý thuyết Tổng hợp anten" (Chương 9).

TS Trần Xuân Việt đã tham gia biên soạn lại và bổ sung thêm cho chương "Phương pháp điều khiển đồ thị phương hướng anten" (Chương 13).

Chương "Phương pháp xử lý tín hiệu trong hệ anten" của các lần tái bản trước đã được biên soạn lại và bổ sung thêm nhiều nội dung, được đổi thành "Hệ anten có xử lý tín hiệu. Anten thông minh" (Chương 12).

"Anten mạch dải" cũng đã được biên soạn thành một chương riêng (chương 24).

Trong lần tái bản này chúng tôi đã lược bớt một số nội dung trong phần phụ lục cũ để đưa thêm vào các nội dung mới, đặc biệt là ở chương 5. Do khuôn khổ in ấn có hạn nên các phụ lục này đã được sắp xếp trong một đĩa CD để phát hành cùng với cuốn sách.

Chúng tôi hy vọng cuốn sách tái bản lần này sẽ đáp ứng được phần nào việc bổ sung các kiến thức mới cho các đối tượng độc giả là sinh viên, học viên cao học và nghiên cứu sinh.

Tác giả chân thành cảm ơn sự cộng tác của các đồng nghiệp đã đóng góp cho việc bổ sung và hoàn thiện cuốn sách tái bản lần này.

TÁC GIẢ

PHẦN I
LÝ THUYẾT ANTEN

NHẬP MÔN

§0.1. VỊ TRÍ CỦA ANTEN TRONG KỸ THUẬT VÔ TUYẾN ĐIỆN

Việc truyền năng lượng điện từ trong không gian có thể được thực hiện theo hai cách:

– Dùng các hệ truyền dẫn, nghĩa là các hệ dẫn sóng điện từ như đường dây song hành, đường truyền đồng trục, ống dẫn sóng kim loại hoặc điện môi v.v. Sóng điện từ truyền lan trong các hệ thống này thuộc loại sóng điện từ ràng buộc.

– Bức xạ sóng ra không gian. Sóng sẽ được truyền đi dưới dạng sóng điện từ tự do.

Thiết bị dùng để bức xạ sóng điện từ hoặc thu nhận sóng từ không gian bên ngoài được gọi là *anten*.

Anten là bộ phận quan trọng không thể thiếu được của bất kỳ hệ thống vô tuyến điện nào, bởi vì đa là hệ thống vô tuyến nghĩa là hệ thống trong đó có sử dụng sóng điện từ, thì không thể không dùng đến thiết bị để bức xạ hoặc thu sóng điện từ (thiết bị anten).

Ví dụ, một hệ thống liên lạc vô tuyến đơn giản bao gồm máy phát, máy thu, anten phát và anten thu. Thông thường giữa máy phát và anten phát cũng như máy thu và anten thu không nối trực tiếp với nhau mà được ghép với nhau qua đường truyền năng lượng điện từ, gọi là *fide*. Trong hệ thống này, máy phát có nhiệm vụ tạo ra dao động điện cao tần. Dao động điện sẽ được truyền đi theo fide tới anten phát dưới dạng sóng điện từ ràng buộc. Anten phát có nhiệm vụ biến đổi sóng điện từ ràng buộc trong fide thành sóng điện từ tự do bức xa ra không gian. Cấu tạo của anten sẽ quyết định đặc tính biến đổi năng lượng điện từ nói ở trên.

An ten thu có nhiệm vụ ngược với anten phát, nghĩa là tiếp nhận sóng diện từ tự do từ không gian ngoài và biến đổi chúng thành sóng điện từ ràng buộc. Sóng này sẽ được truyền theo fide tới máy thu. Nhưng cần lưu ý rằng năng lượng điện từ mà anten thu tiếp nhận từ không gian ngoài sẽ chỉ có một phần được truyền tới máy thu, còn một phần sẽ bức xạ trở lại vào không gian (bức xạ thứ cấp).

Yêu cầu của thiết bị anten – fide là phải thực hiện việc truyền và biến đổi năng lượng với hiệu suất cao nhất và không gây ra méo dạng tín hiệu.

Anten được ứng dụng trong các hệ thống thông tin vô tuyến, vô tuyến truyền thanh, truyền hình, vô tuyến đạo hàng, vô tuyến thiên văn, vô tuyến điều khiển từ xa v.v...

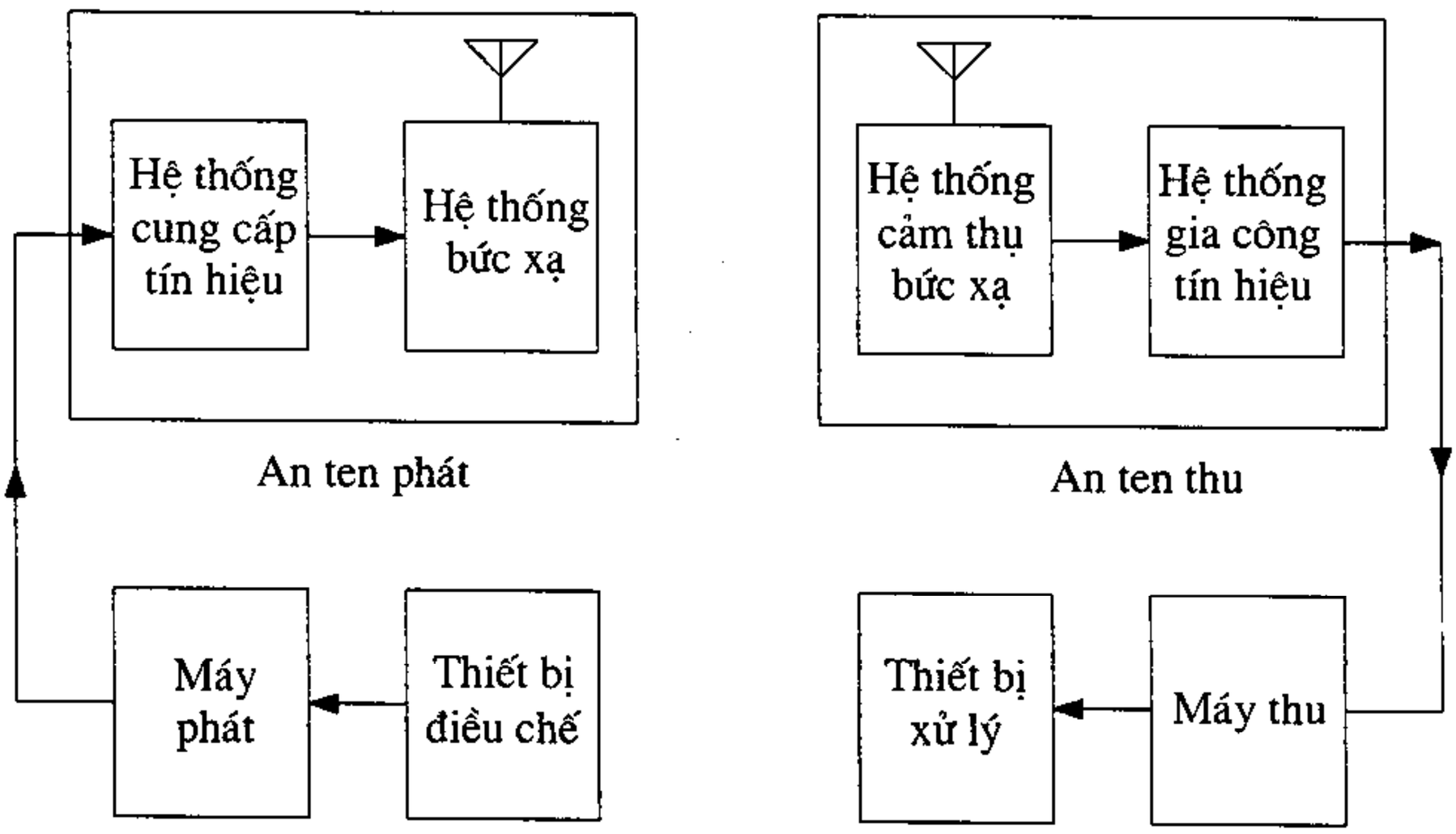
Ngoài ra, để kích thích sóng điện từ trong các hệ thống định hướng như ống dẫn sóng, hốc cộng hưởng v.v... người ta cũng dùng các kết cấu tương tự như anten.

Anten được sử dụng với các mục đích khác nhau cũng có những yêu cầu khác nhau. Với các đài phát thanh và vô tuyến truyền hình thì anten cần bức xạ đồng đều trong mặt phẳng ngang (mặt đất), để cho các máy thu đặt ở các hướng bất kỳ đều có thể thu được tín hiệu của đài phát. Song, anten lại cần bức xạ định hướng trong mặt phẳng đứng, với hướng, cực đại song song mặt đất để các đài thu trên mặt đất có thể nhận được tín hiệu lớn nhất và để giảm nhỏ năng lượng bức xạ theo các hướng không cần thiết.

Trong thông tin mặt đất hoặc vũ trụ, thông tin truyền tiếp, rađa, vô tuyếm điều khiển v.v... thì yêu cầu anten bức xạ với hướng tính cao, nghĩa là sóng bức xạ chỉ tập trung vào một góc rất hẹp trong không gian.

Như vậy nhiệm vụ của anten không phải chỉ đơn giản là biến đổi năng lượng điện từ cao tần thành sóng điện từ tự do, mà phải bức xạ sóng ấy theo những hướng nhất định, với các yêu cầu kỹ thuật cho trước.

Ngày nay, sự phát triển của kỹ thuật trong các lĩnh vực thông tin, rađa điều khiển v.v... cũng đòi hỏi anten không chỉ đơn thuần làm nhiệm vụ bức xạ hay thu sóng điện từ mà còn tham gia vào quá trình gia công tín hiệu. Trong trường hợp tổng quát, anten cần được hiểu là một tổ hợp bao gồm nhiều hệ thống, trong đó chủ yếu nhất là hệ thống bức xạ, hoặc cảm thụ sóng bao gồm các phần tử anten (dùng để thu hoặc phát), hệ thống cung cấp tín hiệu đảm bảo việc phân phối năng lượng cho các phần tử bức xạ với các yêu cầu khác nhau (trường hợp anten phát), hoặc hệ thống gia công tín hiệu (trường hợp anten thu). Sơ đồ của hệ thống vô tuyến điện cùng với thiết bị anten được vẽ ở hình 0.1



a. Hệ thống phát

b. Hệ thống thu

Hình 0.1

§0.2. HỆ PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL VÀ NGHIỆM

Toàn bộ lý thuyết anten được xây dựng trên cơ sở những phương trình cơ bản của điện động lực học: các phương trình Maxwell. Ra đời hơn 100 năm trước đây (năm 1873) những phương trình Maxwell đã mở ra khả năng có thể tạo được sóng điện từ trong không gian. Đến năm 1887 khả năng đó đã được Hertz xác nhận bằng thực nghiệm, với phần tử bức xạ do ông tạo ra. Phần tử này sau được mang tên ông, gọi là đipôl Hertz.

Trong các phần trình bày sau này ta sẽ coi các quá trình điện từ là các quá trình biến đổi điều hòa theo thời gian, nghĩa là theo quy luật $\sin\omega t$, $\cos\omega t$, hoặc viết dưới dạng phức số $e^{i\omega t}$. Nếu biểu thị dưới dạng phức số thì vectơ tức thời của cường độ điện trường sẽ là phần thực hoặc phần ảo của vectơ tức thời phức số của trường:

$$\overline{E} = \mathrm{Re}(\dot{\overline{E}}e^{i\omega t}) = \dot{\overline{E}}\cos\omega t\,,\ \text{hoặc}\ \overline{E} = \mathrm{Im}(\dot{\overline{E}}e^{i\omega t}) = \dot{\overline{E}}\sin\omega t\,,$$

trong đó $\dot{\overline{E}}$ là biên độ phức của trường.

Để đơn giản, về sau ta sẽ bỏ dấu chấm ở phía trên khi ký hiệu các đại lượng phức. Đối với các dao động điện từ phức tạp, ta có thể coi nó là tổng của vô số các dao động điều hòa, nghĩa là có thể áp dụng phép phân tích Fourier để biểu thị.

Trong quyển sách này chúng ta sẽ sử dụng hệ đơn vị hợp lý hóa thực dụng: mét, kilôgam, giây, culông, và coi môi trường khảo sát là đồng nhất và đẳng hướng.

Với các qui định trên, các phương trình Maxwell ở dạng vi phân sẽ được viết dưới dạng:

$$\left.\begin{aligned}
&\mathrm{rot}\,\overline{H} = i\omega\varepsilon_p\overline{E} + \overline{J}^c && \text{(I)}\\
&\mathrm{rot}\,\overline{E} = -i\omega\mu\overline{H} && \text{(II)}\\
&\mathrm{div}\,\overline{E} = \frac{\rho^e}{\varepsilon} && \text{(III)}\\
&\mathrm{div}\,\overline{H} = 0 && \text{(IV)}
\end{aligned}\right\} \qquad (0.1)$$

trong đó, $\overline{E}$ – biên độ phức của véctơ cường độ điện trường, $\dfrac{\text{vôn}}{\text{mét}}\left(\dfrac{\text{V}}{\text{m}}\right)$;

$\overline{H}$ – biên độ phức của vectơ cường độ từ trường, $\dfrac{\text{ampe}}{\text{mét}}\left(\dfrac{\text{A}}{\text{m}}\right)$;

$\varepsilon_p = \varepsilon\left(1 - i\dfrac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)$ – hệ số điện thẩm phức của môi trường;

ε – hệ số điện thẩm tuyệt đối của môi trường, $\dfrac{\text{fara}}{\text{mét}}\left(\dfrac{\text{F}}{\text{m}}\right)$;

Đối với môi trường chân không $\varepsilon = \varepsilon_o = \frac{10^{-9}}{36\pi}\frac{F}{m}$;

μ – hệ số từ thẩm của môi trường, $\frac{\text{henri}}{\text{mét}}\left(\frac{H}{m}\right)$;

Đối với chân không $\mu = \mu_o = 4\pi.10^{-7}\frac{H}{m}$;

σ – điện dẫn suất của môi trường, $\frac{\text{simen}}{\text{mét}}\left(\frac{Si}{m}\right)$;

$\overline{J}^e$ – biên độ phức của véctơ mật độ dòng điện, $\frac{\text{ampe}}{\text{mét vuông}}\left(\frac{A}{m^2}\right)$;

ρ^e – mật độ khối của điện tích, $\frac{\text{culông}}{\text{mét khối}}\left(\frac{C}{m^3}\right)$.

Biết rằng nguồn tạo ra trường điện từ là dòng điện và điện tích. Nhưng trong một số trường hợp, để dễ dàng giải một số bài toán của điện động lực học, người ta đưa thêm vào hệ phương trình Maxwell các đại lượng dòng từ và từ tích. Khái niệm dòng từ và từ tích chỉ có tính chất tượng trưng vì chúng không tồn tại trong thiên nhiên.

Hệ phương trình Maxwell khi không có dòng điện và điện tích ngoài nhưng có dòng từ tích ngoài sẽ được viết dưới dạng :

$$
\begin{aligned}
rot\overline{H} &= i\omega\varepsilon_p\overline{E} && \text{(I)} \\
rot\overline{E} &= -i\omega\mu\overline{H} - \overline{J^m} && \text{(II)} \\
div\overline{E} &= 0 && \text{(III)} \\
div\overline{H} &= \frac{\rho^m}{\mu} && \text{(IV)}
\end{aligned}
\qquad (0.2)
$$

J^m - biên độ phức của mật độ dòng từ, $\frac{\text{vôn}}{\text{métvuông}}\left(\frac{V}{m^2}\right)$

ρ^m - mật độ khối của từ tích, $\frac{\text{vêbe}}{\text{métkhối}}\left(\frac{Vb}{m^3}\right)$

So sánh hai hệ phương trình (0.1) và (0.2) ta thấy chúng có dạng giống nhau và thực chất chỉ là khác nhau về vị trí của các véc tơ $\overline{E}$ và $\overline{H}$. Rõ ràng là từ hệ (0.1) ta có thể nhận được hệ (0.2) hoặc ngược lại, nếu ta thực hiện phếp biến đổi lẫn sau.(*)

$$
\begin{aligned}
&\overline{E} \to \overline{H}\ ;\ \overline{H} \to -\overline{E} \\
&\overline{J^e} \to \overline{J^m}\ ;\ \overline{J^m} \to -\overline{J^e} \\
&\overline{\rho^e} \to \overline{\rho^m}\ ;\ \overline{\rho^m} \to -\overline{\rho^e}
\end{aligned}
\qquad (0.3)
$$

Do tính chất tương tự của hệ (0.1) và (0.2) có thể thấy rằng, nếu đã biết được lời giải của hệ (0.1) , nghĩa là biết được trường $\overline{E}, \overline{H}$ tạo bởi nguồn điện , thì có thể dễ dàng tìm ra lời giải của hệ (0.2) , nghĩa là tìm trường tạo bởi nguồn từ, bằng cách thực hiện phép đổi lẫn (0.3) (với điều kiện phan bố của nguồn điện và nguồn từ trong không gian giống nhau). Điều đó cho phép ta có thể đơn giản hóa việc giải nhiều bài toán thực tế của điện động lực học khi đã biết lời giải của hệ thống điện từ tương tự với chúng.

Cùng với khái niệm về vật dẫn điện lý tưởng, ở đây ta cũng có thể đưa vào khái niệm về vật dẫn từ lý tưởng. Nếu trường trên bề mặt vật dẫn điện lý tưởng phải thỏa mãn điều kiện bờ:

$$E_t = 0 \text{ , } H_n = 0, \ \overline{J_s^e} = \left|\overline{n} \times \overline{H_t}\right| \tag{0.4}$$

Tron g đó : E_t – thành phần tiếp tuyến của cường độ điện trường trờn bề mặt vật dẫn;

H_n - thành phần pháp tuyến của cường độ từ trường trờn bề mặt vật dẫn ;

$\overline{J^e}$ - Véc tơ mật độ dòng điện mặt (A/m) ;

$\overline{n}$ - Véc tơ pháp tuyến ngoài của bề mặt vật dẫn.

Thì theo nguyên lý đổi lẫn (0.3) ta thấy trường trên bề mặt của vật dẫn từ lý tưởng phải thỏa mãn các điều kiện bờ sau:

$$H_n = 0 \text{ , } E_n = 0, \ \overline{J_s^m} = -\left|\overline{n} \times \overline{E_t}\right| \tag{0.5}$$

Trong đó $\overline{J_e^m}$ - véc tơ mật độ dòng từ mặt (V/m).

Về trị số, mật độ dòng từ mặt có giá trị bằng thàmh phần tiếp tuyến của điện trường trên bề mặt vật dẫn từ

$$J_s^m = E_t$$

Biết rằng nguồn tạo ra trường có thể là nguồn điện (dòng điện, điện tích), hoặc nguồn từ (dòng từ, từ tích), hoặc có thể bao gồm cả nguồn điện và từ. Vì vậy phương trình Maxwell trong trường hợp tổng quát được viết dưới dạng:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot}\overline{H} &= i\omega\varepsilon_p\overline{E} + \overline{J}^e \\ \operatorname{rot}\overline{E} &= i\omega\mu\overline{H} - \overline{J}^m \\ \operatorname{div}\overline{E} &= \frac{\rho^m}{\varepsilon} \\ \operatorname{div}\overline{H} &= \frac{\rho^m}{\mu} \end{aligned}\right\} \tag{0.6}$$

Trường hợp nguồn trường là nguồn điện ($\overline{J}^m = 0$; $\rho^m = 0$) thì (0.6) sẽ trở thành (0.1), hoặc nếu chỉ bao gồm nguồn từ ($\overline{J}^e = 0$; $\rho^e = 0$) thì (0.6) sẽ trở thành (0.2). Lời giải của (0.6) có thể nhận được bằng cách xếp chồng các lời giải của (0.1) và (0.2).

Vì các phương trình III và IV của hệ phương trình Maxwell có thể suy được từ các phương trình I, II nên ở đây khi giải các hệ (0.1) và (0.2) chúng ta chỉ cần tìm lời giải thỏa mãn hai phương trình đầu.

Để giải (0.1), ta đưa ra một véctơ trung gian là véctơ thế điện $\overline{A}^e$. Theo (IV) trong hệ (0.1) ta có thể viết

$$\overline{H} = \text{rot}\,\overline{A}^e \tag{0.7}$$

Lời giải của (0.1) có thể được biểu thị qua véctơ thế diện $\overline{A}^e$ dưới dạng:

$$\overline{E} = -i\omega\mu\overline{A}^e + \frac{1}{i\omega\varepsilon_p}\text{grad}\,\text{div}\,\overline{A}^e \tag{0.8}$$

Để giải (0.2), ta đưa ra véctơ thế từ $\overline{A}^m$. Theo (III) của hệ (0.2) ta có:

$$\overline{E} = -\text{rot}\,\overline{A}^m \tag{0.9}$$

Tương tự, lời giải của (0.2) được biểu thị qua véctơ thế từ $\overline{A}^m$ dưới dạng:

$$\overline{H} = -i\omega\varepsilon_p\overline{A}^m + \frac{1}{i\omega\mu}\text{grad}\,\text{div}\,\overline{A}^m \tag{0.10}$$

Trường hợp nguồn trường bao gồm cả nguồn điện và nguồn từ, sẽ nhận được:

$$\overline{E} = -i\omega\mu\overline{A}^e + \frac{1}{i\omega\varepsilon_p}\text{grad}\,\text{div}\,\overline{A}^e - \text{rot}\,\overline{A}^m \tag{0.11}$$

$$\overline{H} = -i\omega\varepsilon_p\overline{A}^m + \frac{1}{i\omega\mu}\text{grad}\,\text{div}\,\overline{A}^m + \text{rot}\,\overline{A}^e \tag{0.12}$$

Thay các lời giải $\overline{E}, \overline{H}$ nhận được ở trên vào hai phương trình đầu của (0.6) ta sẽ nhận được phương trình sóng của các véctơ thế điện và từ

$$\left.\begin{aligned} \Delta\overline{A}^e + k^2\overline{A}^e &= -\overline{J}^e \\ \Delta\overline{A}^m + k^2\overline{A}^m &= -\overline{J}^m \end{aligned}\right\} \tag{0.13}$$

ở đây, $\Delta\overline{A} = \text{grad}\,\text{div}\,\overline{A} - \text{rot}\,\text{rot}\,\overline{A}$

$k = \omega\sqrt{\varepsilon_p\mu} = \dfrac{\omega}{v}$ (v là vận tốc pha của sóng trong môi trường).

Các biểu thức (0.13) là các phương trình sóng không đồng nhất. Lời giải của chúng có dạng thế chậm(*)

$$\overline{A}^{e,m} = \frac{1}{4\pi}\int_V \overline{J}^{e,m}\frac{e^{-jkr}}{r}dV \qquad (0.14)$$

r – khoảng cách từ điểm xác định $\overline{A}^e$ hoặc $\overline{A}^m$ đến điểm nguồn, nghĩa là đến điểm có dòng điện hoặc dòng từ trong thể tích V;

e^{-ikr} – số hạng biểu thị sự chậm pha của véctơ thế $\overline{A}^e$ và $\overline{A}^m$ ở khoảng cách r đối với nguồn. Trong đó kr là góc chậm pha, k gọi là hệ số pha. Đối với chân không

$$k = k_o = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_o}$$

$c = 3.10^8$ m/giây là vận tốc ánh sáng trong chân không;

λ_o là bước sóng trong chân không.

Nếu dòng điện hoặc dòng từ phân bố trên mặt S thì các thế chậm sẽ được tính theo công thức:

$$\overline{A}^{e,m} = \frac{1}{4\pi}\int_S \overline{J}_s^{e,m}\frac{e^{-ikr}}{r}dS \qquad (0.14a)$$

Nếu dòng điện hoặc dòng từ phân bố theo đường l thì:

(*) Độc giả cần lưu ý: Trong một số sách "Lý thuyết trường", các phương trình divergens của hệ phương trình Maxwell không viết với các véctơ $\overline{E}, \overline{H}$ mà viết với $\overline{D}, \overline{B}$. Khi ấy các véctơ thế điện và từ sẽ nhận được từ các hệ thức:

$$\overline{H} = \frac{1}{\mu}\text{rot}\,\overline{A}^e \text{ và } \overline{E} = -\frac{1}{\varepsilon_p}\text{rot}\,\overline{A}^m$$

Lời giải tổng quát của hệ phương trình Maxwell trong trường hợp này sẽ được viết dưới dạng:

$$\overline{E} = -i\omega\overline{A}^e + \frac{1}{i\omega\varepsilon_p\mu}\text{grad div}\,\overline{A}^e - \frac{1}{\varepsilon}\text{rot}\,\overline{A}^m$$

$$\overline{H} = -i\omega\overline{A}^m + \frac{1}{i\omega\varepsilon_p\mu}\text{grad div}\,\overline{A}^m + \frac{1}{\mu}\text{rot}\,\overline{A}^e$$

Khi ấy, lời giải của các véctơ thế chậm điện và từ cũng khác nhau bởi các hệ số μ và ε

$$\overline{A}^e = \frac{\mu}{4\pi}\int_V \overline{J}^e\frac{e^{-ikr}}{r}dV \;;\; \overline{A}^m = \frac{\varepsilon}{4\pi}\int_V \overline{J}^m\frac{e^{-ikr}}{r}dV$$

$$\overline{A}^{e,m} = \frac{1}{4\pi}\int_l \overline{J}^{e,m}\frac{e^{-ikr}}{r}dl \qquad (0.14b)$$

Sau khi thực hiện các tích phân (0.14) sẽ xác định được các véctơ thế $\overline{A}$. Thay các kết quả ấy vào (0.11), (0.12) sẽ xác định được các véctơ $\overline{E}$, $\overline{H}$ của trường.

§0.3. QUÁ TRÌNH VẬT LÝ CỦA SỰ BỨC XẠ SÓNG ĐIỆN TỪ

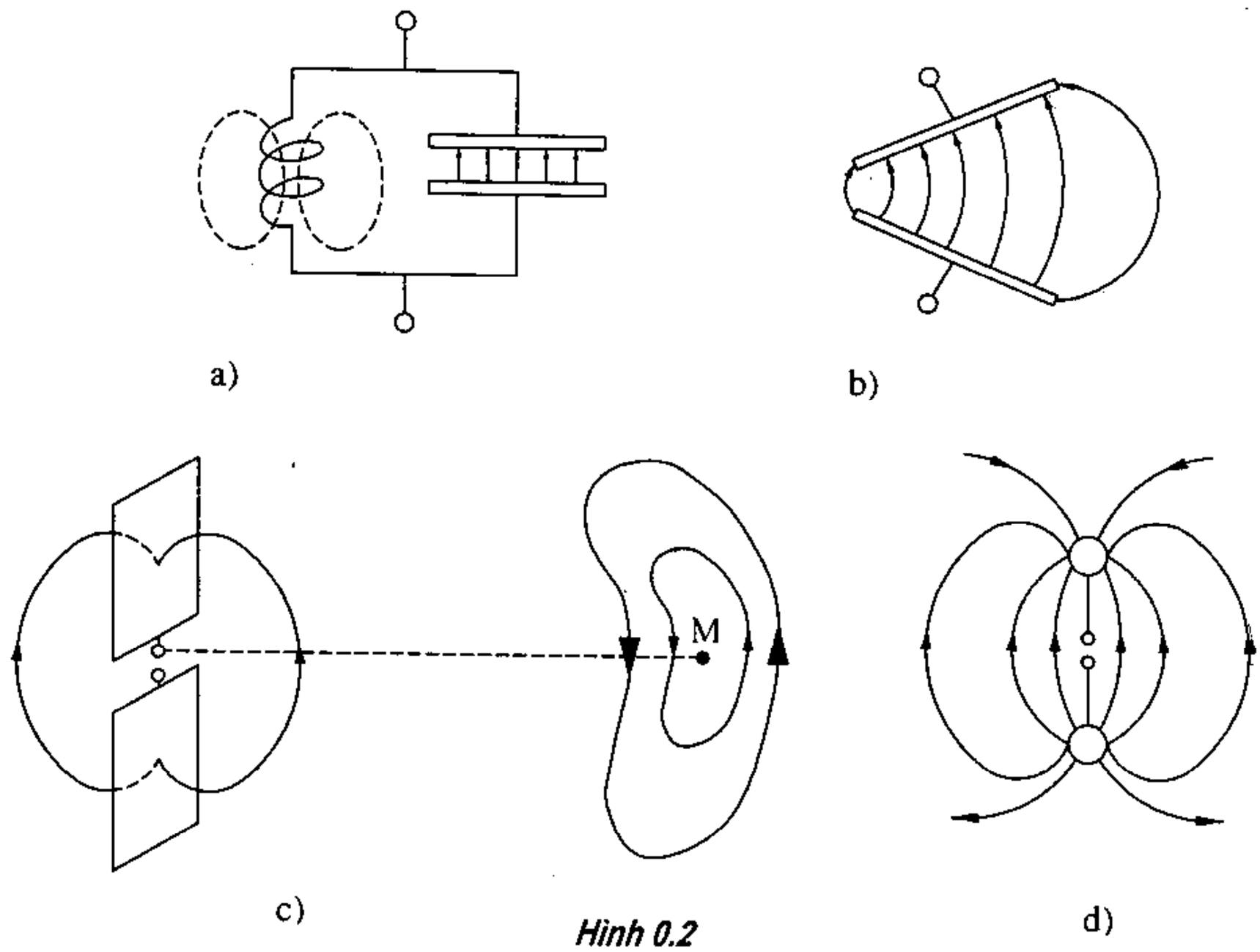
Về nguyên lý, bất kỳ hệ thống điện từ nào có khả năng tạo ra điện trường hoặc từ trường biến thiên đều có bức xạ sóng điện từ, tuy nhiên trong thực tế, sự bức xạ chỉ xảy ra trong những điều kiện nhất định.

Để ví dụ ta xét một mạch dao động thông số tập trung, có kích thước rất nhỏ so với bước sóng (hình 0.2a). Nếu đặt vào mạch một sức điện động biến đổi thì trong không gian của tụ điện sẽ phát sinh điện trường biến thiên, còn trong không gian của cuộn cảm sẽ phát sinh từ trường biến thiên. Nhưng điện từ trường này hầu như không bức xạ ra ngoài mà bị ràng buộc với các phần tử của mạch. Dòng điện dịch chuyển qua tụ điện theo đường ngắn nhất trong khoảng không gian giữa hai má tụ điện nên năng lượng điện trường bị giới hạn trong khoảng không gian ấy. Còn năng lượng từ trường tập trung chủ yếu trong một thể tích nhỏ trong lòng cuộn cảm. Năng lượng của cả hệ thống sẽ được bảo toàn nếu không có tổn hao nhiệt trong các dây dẫn và điện môi của mạch.

Nếu mở rộng kích thước của tụ điện (hình 0.2b) thì dòng điện dịch (được biểu thị trên hình vẽ trùng với các đường sức điện trường) sẽ không chỉ dịch chuyển trong khoảng không gian giữa hai má tụ điện mà một bộ phận sẽ lan toả ra môi trường ngoài và có thể truyền tới những điểm nằm cách xa nguồn (nguồn điện trường là các điện tích biến đổi trên hai má tụ điện).

Nếu mở rộng hơn nữa kích thước của tụ điện (ví dụ, hình 0.2c) thì dòng dịch sẽ lan toả ra càng nhiều và tạo ra điện trường biến thiên với biên độ lớn hơn trong khoảng không gian bên ngoài. Điện trường biến thiên được truyền lan với vận tốc ánh sáng. Khi đạt tới một khoảng cách khá xa nguồn, chúng sẽ thoát khỏi sự ràng buộc với nguồn, nghĩa là không còn liên hệ với các điện tích trên hai má tụ điện nữa. Thật vậy, nếu ta quan sát các đường sức điện trường ở gần tụ điện thì thấy rằng chúng không tự khép kín mà có điểm bắt nguồn là các điện tích trên hai má tụ điện. Do đó giá trị của điện trường ở những điểm nằm trên các đường sức ấy sẽ biến thiên đồng thời với sự biến thiên của điện tích trên tụ điện. Nhưng nếu xét một điểm M cách xa nguồn thì có thể thấy rằng tại thời điểm nào đó, điện trường tại M có thể đạt tới một giá trị nhất định trong lúc điện tích trên hai má tụ điện lại biến đổi qua giá trị không. Khi ấy các đường sức điện sẽ không còn ràng buộc với các điện tích nữa mà chúng phải tự khép kín trong không gian, nghĩa là đã hình thành một điện trường xoáy (hình 0.2c). Theo qui luật của điện trường biến thiên (được biểu thị bởi các phương trình Maxwell) thì điện trường xoáy sẽ tạo ra

một từ trường biến đổi từ trường biến đổi lại tiếp tục tạo ra điện trường xoáy, nghĩa là đã hình thành quá trình sóng điện từ.



Hình 0.2

Phần năng lượng điện từ thoát ra khỏi nguồn và truyền đi trong không gian tự do được gọi là *năng lượng bức xạ* hay *năng lượng hữu công*.

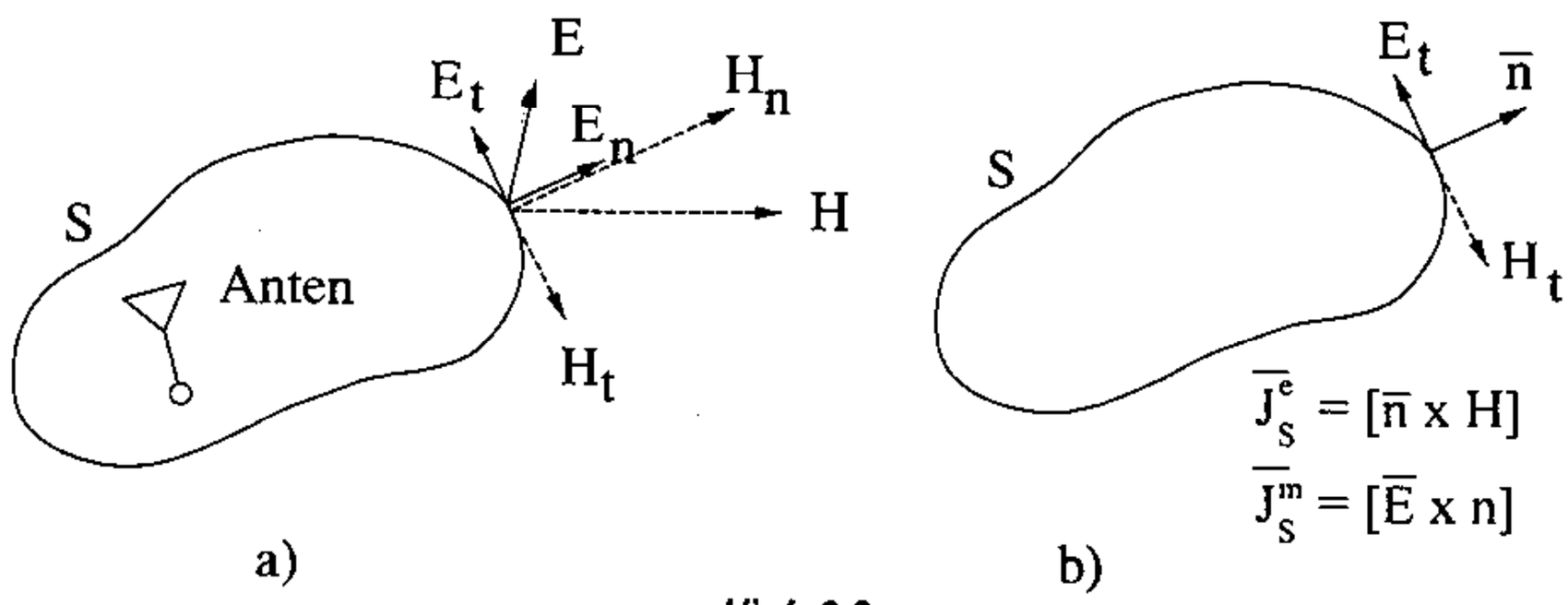
Phần năng lượng điện từ ràng buộc với nguồn sẽ dao động ở gần nguồn, không tham gia vào việc tạo thành sóng điện từ, được gọi là *năng lượng vô công*.

Dễ dàng nhận thấy rằng hệ thống bức xạ điện từ có hiệu quả sẽ là hệ thống mà trong đó điện trường hoặc từ trường biến thiên có khả năng thâm nhập được nhiều vào không gian ngoài. Từ đó thấy rằng hệ thống điện từ biểu thị trên hình (0.2c) sẽ bức xạ có hiệu quả hơn hệ thống trên hình (0.2b). Để tăng cường khả năng bức xạ của các hệ thống, cần mở rộng hơn nữa không gian bao trùm của các đường sức điện trường. Dipôl Hertz (hình 0.2d) là một trong các cấu trúc bức xạ có hiệu quả. Nó được hình thành từ các hệ thống điện từ nói trên với sự biến dạng hai tấm kim loại của tụ điện thành hai đoạn dây dẫn mảnh và hai quả cầu kim loại ở hai đầu. Dipôl Hertz là một trong các nguồn bức xạ đơn giản nhất, và là phần tử để cấu trúc những anten dây phức tạp.

§0.4. NGUYÊN LÝ HUYGENS. DÒNG ĐIỆN MẶT VÀ DÒNG TỪ MẶT TƯƠNG ĐƯƠNG

Một trong những bài toán cơ bản của lý thuyết anten là xác định các véctơ $\overline{E}$ và $\overline{H}$ của trường điện từ bức xạ bởi anten ở một điểm nào đó, trong không gian bao quanh anten.

Để giải chính xác bài toàn này cần xác định chính xác phân bố của dòng điện hoặc điện tích trên anten, nghĩa là cần xác định được phân bố thực của nguồn trường trong không gian. Đây là những vấn đề toán học rất phức tạp. Chỉ trong một số trường hợp thật đơn giản ta mới có khả năng xác định được phân bố thực của nguồn trường, và do đó mới có thể tìm được lời giải chính xác của bài toán bức xạ. Trong nhiều trường hợp thực tế, bài toán bức xạ của anten chỉ được giải một cách gần đúng. Khi đó, có thể dựa vào một số cơ sở vật lý đã biết để suy ra quy luật phân bố biên độ và pha của các dòng trên anten, sau đó tiến hành giải bài toán bức xạ với qui luật giả định ấy. Cũng có thể giải bài toán trên theo cách khác, nghĩa là không cần dựa vào phân bố của nguồn thực trong không gian mà chỉ cần căn cứ vào phân bố biên độ và pha của các thành phần tiếp tuyến của điện và từ trường trên một mặt kín S nào đó bao quanh nguồn trường (hình 0.3).



Hình 0.3

Phương pháp này được xây dựng trên cơ sở của nguyên lý Huygens. Theo nguyên lý trên, ta có thể coi mỗi mặt sóng bất kỳ là tập hợp của vô số các nguồn nguyên tố thứ cấp (nguyên tố Huygens). Các nguyên tố này sẽ bức xạ và hình thành những mặt sóng mới. Khi ấy, trường tạo ra bởi nguồn thực ở một điểm nào đó trong không gian có thể được coi là trường giao thoa, tạo bởi các nguồn thứ cấp phân bố trên một mặt kín S bao quanh nguồn thực.

Nguyên lý Huygens được đề ra khoảng 300 năm trước đây. Nguyên lý này được Huygens áp dụng đầu tiên để giải thích hiện tượng ánh sáng uốn qua chướng ngại vật trên đường truyền lan. Khi áp dụng cho trường điện từ, nguyên lý Huygens được diễn tả dưới một hình thức khác, gọi là nguyên lý tương đương của điện động học, hoặc nguyên lý dòng điện – dòng từ tương đương.

Sau đây sẽ khảo sát nội dung tóm tắt của nguyên lý này.

Giả sử một nguồn bức xạ (anten) được đặt trong không gian vô hạn. Cường độ trường bức xạ được biểu thị bởi các vectơ $\overline{E}$ và $\overline{H}$. Ta lấy một mặt kín S tuỳ ý bao quanh anten (hình 0.3). Các véctơ $\overline{E}$ và $\overline{H}$ trên mặt S có thể được phân tích làm hai thành phần: thành phần tiếp tuyến và thành phần pháp tuyến đối với S

$$\overline{E} = \overline{E}_t + \overline{E}_n$$

$$\overline{H} = \overline{H}_t + \overline{H}_n$$

Do tính chất tuyến tính của các phương trình Maxwell, ta có thể khảo sát riêng biệt hai trường hợp ứng với hai cặp véctơ trên mặt S, sau đó xếp chồng các kết quả nhận được.

Trường hợp 1: Mặt S, trên đó có các thành phần trường $\overline{H}_t$ và $\overline{E}_n$. Các thành phần còn lại bằng không ($\overline{E}_t = 0$, $\overline{H}_n = 0$).

Trường hợp 2: Mặt S, trên đó có các thành phần trường $\overline{E}_t$ và $\overline{H}_n$. Các thành phần còn lại bằng không ($\overline{H}_t = 0$, $\overline{E}_n = 0$).

Trong trường hợp thứ nhất, mặt S được xem là mặt dẫn điện lý tưởng vì trên đó chỉ có thành phần tiếp tuyến của từ trường và thành phần pháp tuyến của điện trường. Khi ấy, có thể coi trên mặt S có dòng điện mặt với mật độ $\overline{J}_s^e$ (xác định theo 0.4). Trong trường hợp thứ hai, mặt S có thể được xem là mặt dẫn từ lý tưởng vì trên đó chỉ có thành phần tiếp tuyến của điện trường và thành phần pháp tuyến của từ trường. Tương tự như trên, có thể coi trên mặt S có dòng từ mặt với mật độ $\overline{J}_s^m$ (xác định theo 0.5). Các dòng điện mặt và từ mặt nói trên là các dòng mặt tương đương. Khi đã biết các dòng mặt tương đương ta có thể xác định trường bức xạ theo phương pháp véctơ thế (công thức 0.11 và 0.12). Như vậy, việc xác định trường tạo bởi các dòng trên nguồn thực được thay thế bởi việc xác định trường tạo bởi các dòng mặt tương đương trên mặt S.

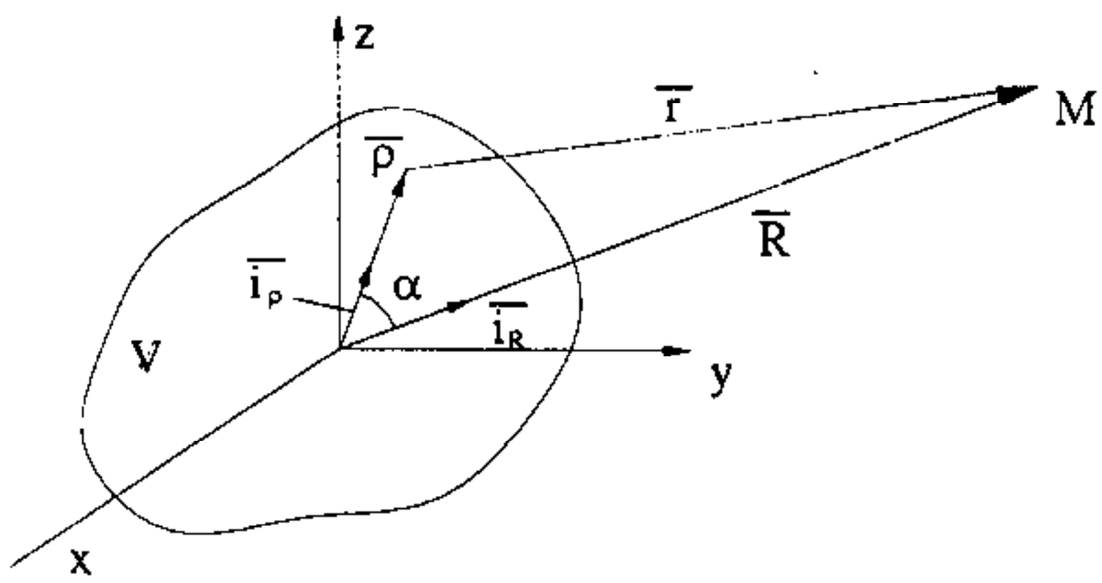
áp dụng nguyên lý này, trong nhiều trường hợp có thể giải quyết bài toán bức xạ của anten một cách đơn giản, nghĩa là có thể các định trường bức xạ của anten mà không cần biết phân bố thực của dòng điện hoặc điện tích trên anten.

Chương I

BỨC XẠ CỦA DÒNG ĐIỆN VÀ DÒNG TỪ TRONG KHÔNG GIAN TỰ DO CÁC ĐẶC TRƯNG CƠ BẢN CỦA TRƯỜNG BỨC XẠ

§1.1. TRƯỜNG BỨC XẠ CỦA DÒNG ĐIỆN VÀ DÒNG TỪ TRONG KHÔNG GIAN TỰ DO

Giả thiết có không gian đồng nhất rộng vô hạn, trong khoảng không gian ấy có các dòng (điện hoặc từ) phân bố trong một thể tích hữu hạn nào đó. Ví dụ các dòng phân bố trong thể tích V (hình 1.1), với mật độ khối $\overline{J}^e$ hoặc $\overline{J}^m$. Trường của các dòng này có thể được xác định qua véctơ thế $\overline{A}^{e,m}$ (biểu thức 0.14)



Hình 1.1

$$\overline{A}^{e,m} = \frac{1}{4\pi}\int_V \overline{J}^{e,m}\frac{e^{-ikr}}{r}dV, \quad (1.1)$$

V – thể tích, trong đó có các dòng phân bố;

r – khoảng cách tính từ điểm tích phân (phần tử thể tích dV) đến điểm khảo sát (điểm cần xác định véctơ thế $\overline{A}^{e,m}$).

Nếu phân bố của các dòng trong thể tích V là tuỳ ý thì ở đây ta cũng chưa có thể rút ra được kết luận gì về cấu trúc trường của chúng ngoài điều đã biết là trường đó sẽ thỏa mãn các phương trình Maxwell. Tuy nhiên trong một số trường hợp đặc biệt, ví dụ khi các dòng phân bố trong một thể tích có kích thước rất nhỏ so với bước sóng (trường hợp nguồn điểm, đipôl Hertz v.v...) khiến có thể bỏ qua sự sai pha của trường tạo bởi các phần tử trong thể tích ấy, hoặc khi điểm khảo sát ở khá xa thể tích V khiến có thể coi các véctơ bán kính r từ các điểm trong thể tích ấy đến điểm khảo sát đều song song với nhau, chúng ta cũng có thể rút ra một vài kết luận tổng quát về đặc tính của véctơ trường.

Để khảo sát đặc tính trường của dòng, thường ta chia không gian khảo sát làm hai khu vực chính: *khu gần và khu xa.*

– *Khu gần* là miền không gian bao quanh hệ thống dòng, có bán kính r khá nhỏ ($r << \lambda$). Thừa số pha của trường trong khu vực này được biểu thị bởi

$$e^{-ikr} = e^{-i\frac{2\pi r}{\lambda}} \approx 1$$

Khi đó có thể bỏ qua sự chậm pha của trường ở điểm khảo sát. Trường ở khu vực này mang tính chất của trường cảm ứng. Vì vậy khu gần còn được gọi là *khu cảm ứng*.

– *Khu xa* là miền không gian bao quanh hệ thống dòng, có bán kính r khá lớn ($r << \lambda$). Khi ấy ta không thể bỏ qua sự chậm pha của trường ở điểm khảo sát. Trường ở khu vực này có đặc tính sóng lan truyền và vì vậy khu xa còn được gọi là khu sóng, hay *khu bức xạ*.

Trong phần sau ta sẽ khảo sát bài toán xác định trường của hệ thống dòng phân bố trong một thể tích có kích thước so sánh được với bước sóng, khi không thể bỏ qua sự khác nhau về pha của trường tạo bởi các phần tử dòng phân bố trong thể tích ấy.

Chọn điểm O trong thể tích V làm gốc của hệ tọa độ vuông góc và hệ tọa độ cầu (hình 1.1).

Điểm O sẽ được chọn thế nào để khoảng cách cực đại từ điểm ấy đến mặt bao của thể tích V sẽ không vượt quá một nửa đường kính D của thể tích (D là khoảng cách cực đại giữa hai điểm nằm trên mặt bao của thể tích).

Ký hiệu $\overline{R}$ và $\overline{\rho}$ là véctơ bán kính của điểm khảo sát M và của điểm tích phân, ta có:

$$\overline{r} = \overline{R} - \overline{\rho}$$

$$r = \sqrt{R^2 + \rho^2 - 2R\rho\cos\alpha} \qquad (1.2)$$

α – góc giữa véctơ $\overline{R}$ và $\overline{\rho}$.

Để xác định trường của dòng ở khu gần cần áp dụng công thức chính xác của bán kính r (công thức 1.2) khi tính véctơ thế $\overline{A}$ của trường.

Khi xác định trường của hệ thống dòng ở khu xa, với điều kiện $\rho < R$ (với mọi giá trị của ρ), ta có thể khai triển biểu thức của r thành chuỗi lũy thừa đối với ρ/R (theo công thức chuỗi Teilor).

$$r = R\left[1 - \frac{\rho}{R}\cos\alpha + \frac{\rho^2}{2R^2}\sin^2\alpha + \ldots\right] \qquad (1.3)$$

Khi điểm khảo sát ở khu xa, R khá lớn, khiến có thể bỏ qua các số hạng bậc cao trong biểu thức trên, và khi thay thế r trong thừa số pha của trường (công thức 1.1) có thể áp dụng (1.3) với hai số hạng khai triển đầu, nghĩa là:

$$r \approx R - \rho\cos\alpha \qquad (1.3a)$$

THƯ VIỆN HOÀN LẦN HP
PHÒNG ĐỌC
2009 ĐVL 3204

Điều này phù hợp với giả thiết là khi điểm khảo sát ở rất xa nguồn thì có thể coi các véctơ bán kính $\bar{r}$ từ các điểm tích phân của thể tích ấy đến điểm khảo sát đều song song với nhau.

Giá trị $\frac{1}{r}$ có quan hệ đến biên độ trường trong biểu thức dưới dấu tích phân (1.1). Khi tính toán có thể thay thế:

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{R}$$

Thật vậy:

$$\left|\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right| = \frac{|R - r|}{r.R} \leq \frac{\rho}{Rr}$$

Hiển nhiên là khi $\rho < R$, thì hiệu số trên sẽ rất nhỏ và có thể bỏ qua với mọi giá trị của ρ.

Việc bỏ qua các số hạng bậc cao trong biểu thức khai triển r sẽ không gây ra sai số đáng kể về biên độ của trường nhưng tất nhiên sẽ gây sai số nhất định về pha. Nếu sai số pha nhỏ hơn $\pi/8$ thì việc tính toán gần đúng theo (1.3a) có thể chấp nhận được. Từ đây có thể rút ra điều kiện để xác định giới hạn áp dụng công thức (1.3a) khi tính toán trường ở khu xa:

$$k\frac{\rho^2}{2R}\sin^2\alpha \leq \frac{\pi}{8} \tag{1.4}$$

Với sự chọn gốc tọa độ đã nêu, sẽ có cực đại của ρ bằng $\frac{D}{2}$. Đồng thời, khi thay giá trị cực đại của $\sin\alpha = 1$ sẽ nhận được:

$$R \geq 2\frac{D^2}{\lambda} \tag{1.5}$$

Khi khảo sát các bài toán bức xạ thì trường mà chúng ta cần quan tâm đến là trường ở khu xa. Vì vậy sau đây sẽ chỉ lưu ý tìm lời giải của trường ở khu vực này.

Áp dụng công thức (1.1) với giả thiết (1.3a), ta có:

$$\bar{A}^{e,m} = \frac{1}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\int_V \bar{J}^{e,m} e^{ik\rho\cos\alpha} dV \tag{1.6}$$

Nếu để ý rằng α là góc hợp bởi véctơ bán kính $\bar{R}$ và $\bar{\rho}$ thì

$$\cos\alpha = \bar{i}_R.\bar{i}_\rho$$

($\bar{i}_R$, $\bar{i}_\rho$ là các véctơ đơn vị trên trường $\bar{R}$ và $\bar{\rho}$)

Biểu thức (1.6) có thể viết lại dưới dạng:

$$\overline{A}^{e,m} = \frac{1}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\int_V \overline{J}^{e,m} e^{ik\rho\overline{i}_R\overline{i}_\rho} dV \tag{1.6a}$$

Biểu thức tích phân trong (1.6) có quan hệ đến phân bố dòng trong thể tích V và hướng của điểm khảo sát đối với nguồn. Ta gọi tích phân này là hàm bức xạ hay véctơ bức xạ và ký hiệu bởi $\overline{G}^{e,m}(\theta, \varphi)$.

$$\overline{G}^{e,m}(\theta, \varphi) = \int_V \overline{J}^{e,m} e^{ik\rho\cos\alpha} dV \tag{1.7}$$

hoặc
$$\overline{G}^{e,m}(\theta, \varphi) = \int_V \overline{J}^{e,m} e^{ik\rho\overline{i}_R\overline{i}_\rho} dV$$

Trường hợp nguồn trường phân bố trên mặt S:

$$\overline{G}^{e,m}(\theta, \varphi) = \int_S \overline{J}^{e,m} e^{ik\rho\overline{i}_R\overline{i}_\rho} dS \tag{1.7a}$$

Trường hợp nguồn trường phân bố theo đường l:

$$\overline{G}^{e,m}(\theta, \varphi) = \int_l \overline{J}^{e,m} e^{ik\rho\overline{i}_R\overline{i}_\rho} dl \tag{1.7b}$$

Trong các công thức trên, tích $\rho\overline{i}_R.\overline{i}_\rho$ được xác định như sau:

$$\rho\overline{i}_R.\overline{i}_\rho = \overline{\rho}.\overline{i}_R$$

Nếu gọi tọa độ của điểm nguồn là (x, y, z) (hoặc biểu thị theo hệ tọa độ cầu bởi ρ, θ', φ'), còn tọa độ củ điểm khảo sát là (R, θ, φ), ta có:

$$\overline{\rho} = \overline{i}_x x + \overline{i}_y y + \overline{i}_z z = \rho(\overline{i}_x \sin\theta'\cos\varphi' + \overline{i}_y \sin\theta'\sin\varphi' + \overline{i}_z\cos\theta')$$

$$\overline{i}_R = \overline{i}_x \sin\theta\cos\varphi + \overline{i}_y \sin\theta\sin\varphi + \overline{i}_z\cos\theta$$

Nhân vô hướng $\overline{\rho}$ và $\overline{i}_R$ ta được:

hoặc
$$\left.\begin{aligned} \rho.\overline{i}_R &= x\sin\theta\cos\varphi + y\sin\theta\sin\varphi + z\cos\theta \\ \rho.\overline{i}_R &= \rho[\sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi - \varphi') + \cos\theta\cos\theta' \end{aligned}\right\} \tag{1.8}$$

Nếu đưa thêm kí hiệu:

$$\psi(R) = \frac{e^{-ikR}}{R},$$

công thức (1.6) sẽ được biểu thị dưới dạng:

$$\overline{A}^{e,m} = \frac{1}{4\pi}\psi(R)\overline{G}^{e,m}(\theta, \varphi) \tag{1.9}$$

Bằng cách áp dụng (0.11) và (0.12), ta có thể xác định các véctơ trường $\overline{E}$, $\overline{H}$ trong trường hợp tổgn quát, khi nguồn trường là hệ thống dòng điện, dòng từ, hoặc hỗn hợp

dòng điện và dòng từ. Với giả thiết môi trường là điện môi lý tưởng ($\varepsilon_p = \varepsilon$), các công thức (0.11) và (0.12) sẽ có dạng:

$$\overline{E} = -i\omega\mu\overline{A}^e + \frac{1}{i\omega\varepsilon}\operatorname{grad}(\operatorname{div}\overline{A}^e) - \operatorname{rot}\overline{A}^m \tag{1.10}$$

$$\overline{H} = -i\omega\varepsilon\overline{A}^m + \frac{1}{i\omega\mu}\operatorname{grad}(\operatorname{div}\overline{A}^m) + \operatorname{rot}\overline{A}^e \tag{1.11}$$

Để xác định $\overline{E}$, $\overline{H}$ cần tính các hàm véctơ grad(div $\overline{A}$) và rot $\overline{A}$ (*)

Với $\overline{A}$ xác định theo (1.9) ta có:

$$\operatorname{div}\overline{A} = \frac{1}{4\pi}\left(\operatorname{grad}\psi\,\overline{G} + \psi\operatorname{div}\overline{G}\right), \tag{1.12}$$

$$\operatorname{grad}\psi = \operatorname{grad}\left(\frac{e^{-ikR}}{R}\right) = -\left(ik + \frac{1}{R}\right)\psi\overline{i}_R \tag{1.13}$$

$$\operatorname{div}\overline{G} = \frac{1}{R\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta G_\theta) + \frac{\partial G_\varphi}{\partial\varphi}\right] \tag{1.14}$$

Thay (1.13) (1.14) vào (1.12) và lưu ý rằng, vì điểm khảo sát ở khu xa nên có thể bỏ qua những số hạng giảm nhanh hơn $\frac{1}{R}$, nghĩa là những số hạng có chứa $\frac{1}{R^2}, \frac{1}{R^3}$... ta có: $\operatorname{div}\overline{A} = -\frac{ik}{4\pi}\psi\overline{G}\,\overline{i}_R$

$$\operatorname{grad}(\operatorname{div}\overline{A}) = -\frac{k^2}{4\pi}\psi\left(\overline{G}\,\overline{i}_R\right)\overline{i}_R = \frac{-k^2}{4\pi}\psi\,\overline{G}_R \tag{1.15}$$

Để tính rot $\overline{A}$, cũng chú ý đến (1.9) sẽ có

$$\operatorname{rot}\overline{A} = \frac{1}{4\pi}\operatorname{rot}(\psi G) = \frac{1}{4\pi}(\operatorname{grad}\psi \times \overline{G} + \psi\operatorname{rot}\overline{G}) \tag{1.16}$$

ở đây,

$$\operatorname{grad}\psi \times \overline{G} = -\left(ik + \frac{1}{R}\right)\psi\overline{i}_R \times \overline{G} \tag{1.17}$$

$$\operatorname{rot}\overline{G} = \frac{1}{R\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\, G_\varphi) - \frac{\partial G_\theta}{\partial\varphi}\right]\overline{i}_R + \frac{1}{R}\left(\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial G_R}{\partial\varphi}\right)\overline{i}_\theta - \frac{1}{R}\left(\frac{\partial G_R}{\partial\varphi}\right)\overline{i}_\varphi \tag{1.18}$$

(*) Các công thức giải tích véctơ dùng ở đoạn này có thể tham khảo ở phần phụ lục.

Thay (1.17), (1.18) vào (1.16) và cũng bỏ qua các số hạng giảm nhanh hơn $\frac{1}{R}$ khi khảo sát trường ở khu xa, ta có:

$$\text{rot}\,\overline{A} = -\frac{ik}{4\pi}\psi\,\overline{i}_R \times \overline{G} \tag{1.19}$$

Biết $\overline{i}_R \times \overline{G} = \overline{i}_R \times (\overline{G}_R + \overline{G}_\perp) = \overline{i}_R \times \overline{G}_\perp$

ở đây $\overline{G}_\perp$ là thành phần của véctơ $\overline{G}$ trên hướng vuông góc với véctơ bán kính R

$$\overline{G}_\perp = \overline{G}_\theta + \overline{G}_\varphi \tag{1.20}$$

nên

$$\text{rot}\,\overline{A} = -\frac{ik}{4\pi}\psi\,\overline{i}_R \times \overline{G}_\perp \tag{1.21}$$

Bây giờ chúng ta có thể áp dụng các công thức (1.15) và (1.21) để tính trường ở khu xa theo các công thức (1.10) và (1.11). Khi thay thế các biểu thức trong (1.10) và (1.11) cần lưu ý là các chỉ số (e, m) viết kèm theo véctơ thế ($\overline{A}$) có quan hệ tương ứng với các chỉ số của hàm bức xạ ($\overline{G}$) trong các biểu thức của chúng, nghĩa là:

$$\left.\begin{aligned} \text{grad}(\text{div}\,\overline{A}^{e,m}) &= -\frac{k^2}{4\pi}\psi\,\overline{G}_R^{e,m} \\ \text{rot}\,\overline{A}^{e,m} &= \frac{-ik}{4\pi}\psi\,\overline{i}_R \times \overline{G}_\perp^{e,m} \end{aligned}\right\} \tag{1.22}$$

Nếu chú ý đến quan hệ

$$\left.\begin{aligned} \omega\mu &= kW \\ \omega\varepsilon &= \frac{k}{W} \end{aligned}\right\} \tag{1.23}$$

ở đây, $W = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$, và áp dụng (1.22), (1.23) cho (1.10) sẽ nhận được biểu thức đối với điện trường bức xạ:

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left[W\left(\overline{G}^e - \overline{G}_R^e\right) + \left(\overline{G}_\perp^m \times \overline{i}_R\right)\right] \tag{1.24}$$

Nếu để ý rằng

$$\overline{G} - \overline{G}_R = \overline{G}_\perp \tag{1.25}$$

ta có thể viết lại (1.24) dưới dạng:

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left[W\overline{G}_\perp^e + \left(\overline{G}_\perp^m \times \overline{i}_R\right)\right] \tag{1.26}$$

Tương tự như trên, áp dụng (1.21), (1.22), (1.24) cho (1.11) sẽ nhận được biểu thức của từ trường bức xạ

$$\overline{H} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left[\frac{1}{W}\overline{G}_{\perp}^{m} + \left(\overline{G}_{\perp}^{e} \times \overline{i}_R\right)\right] \tag{1.27}$$

Phân tích (1.26) và (1.27) ta thấy biểu thức đối với điện trường và từ trường bức xạ của hệ thống dòng từ có dạng đối xứng nhau qua phép đổi lần (0.3). Nếu áp dụng phép đổi lẫn cho (1.26) thì sẽ nhận được (1.27) và ngược lại.

Từ (1.26) và (1.27) ta cũng rút ra được quan hệ giữa các véctơ $\overline{E}$, $\overline{H}$ của trường bức xạ:

$$\overline{H} = \frac{1}{W}\left(\overline{i}_R \times \overline{E}\right) \tag{1.28}$$

nghĩa là $\overline{E}$, $\overline{H}$ có hướng vuông góc với nhau và vuông góc với $\overline{i}_R$.

Nếu biểu thị

$$\left.\begin{aligned} \overline{G}_{\perp}^{e} &= \overline{G}_{\theta}^{e} + \overline{G}_{\varphi}^{e} \\ \overline{G}_{\perp}^{m} &= \overline{G}_{\theta}^{m} + \overline{G}_{\varphi}^{m} \end{aligned}\right\} \tag{1.29}$$

sau đó thay (1.29) vò (1.26), (1.27) và thực hiện một vài phép tính véctơ sẽ nhận được:

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left[\left(WG_{\theta}^{e} + G_{\varphi}^{m}\right)\overline{i}_{\theta} + \left(WG_{\varphi}^{e} - G_{\theta}^{m}\right)\overline{i}_{\varphi}\right] \tag{1.30}$$

$$\overline{H} = -\frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left[\left(\frac{1}{W}G_{\theta}^{m} - G_{\varphi}^{e}\right)\overline{i}_{\theta} + \left(\frac{1}{W}G_{\varphi}^{m} + G_{\theta}^{e}\right)\overline{i}_{\varphi}\right] \tag{1.31}$$

Từ (1.30) và (1.31) ta thấy điện từ trường bức xạ trong trường hợp tổng quát có các thành phần theo θ và theo φ:

Đối với điện trường:

$$\left.\begin{aligned} \overline{E}_{\theta} &= -\frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left(WG_{\theta}^{e} + G_{\varphi}^{m}\right)\overline{i}_{\theta} \\ \overline{E}_{\varphi} &= -\frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left(WG_{\varphi}^{e} - G_{\theta}^{m}\right)\overline{i}_{\varphi} \end{aligned}\right\} \tag{1.32}$$

Đối với từ trường:

$$\left.\begin{aligned} \overline{H}_{\theta} &= -\frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left(\frac{1}{W}G_{\theta}^{m} - G_{\varphi}^{e}\right)\overline{i}_{\theta} \\ \overline{H}_{\varphi} &= -\frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left(\frac{1}{W}G_{\varphi}^{m} + G_{\theta}^{e}\right)\overline{i}_{\varphi} \end{aligned}\right\} \tag{1.33}$$

So sánh (1.32) và (1.33) ta có:

$$\left.\begin{aligned}\overline{H}_\theta &= \frac{1}{W}\left(\overline{i}_R \times \overline{E}_\varphi\right)\\ \overline{H}_\varphi &= \frac{1}{W}\left(\overline{i}_R \times \overline{E}_\theta\right)\end{aligned}\right\} \qquad (1.34)$$

nghĩa là tỷ số của các thành phần điện trường và từ trường vuông góc với nhau luôn là hằng số và được xác định bởi xcác thông số của môi trường ($W = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ được gọi là trở kháng sóng của môi trường).

Biết các véctơ trường $\overline{E}, \overline{H}$ sẽ xác định được giá trị trung bình của mật độ công suất bức xạ điện từ:

$$\overline{S}_{tb} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left[\overline{E} \times \overline{H}^*\right] = \frac{1}{2}\left[E_o H_\varphi^* - E_\varphi H_o^*\right]\overline{i}_R \qquad (1.35)$$

áp dụng (1.34) ta có

$$\overline{S}_{tb} = \frac{1}{2W}\left(\left|E_\theta\right|^2 + \left|E_\varphi\right|^2\right)\overline{i}_R = \frac{\left|E\right|^2}{2W}\overline{i}_R \qquad (1.35a)$$

Nếu biểu thị theo hàm bức xạ thì:

$$\overline{S}_{tb} = \frac{k^2}{2W(4\pi R)^2}\left(\left|WG_\theta^e + G_\varphi^m\right|^2 + \left|WG_\varphi^e - G_\theta^m\right|^2\right)\overline{i}_R \qquad (1.36)$$

Công thức (1.26), (1.27) [hoặc (1.32), (1.33)] là các công thức tổng quát cho phép xác định trường bức xạ của hệ thống nguồn hỗn hợp (bao gồm các dòng điện, dòng từ phân bố trong không gian hữu hạn tùy ý). Trường hợp nguồn trường chỉ bao gồm dòng điện hoặc dòng từ thì trong các công thức trên sẽ chỉ giữ tại G^e hoặc G^m tùy theo điều kiện cụ thể của bài toán.

Công thức (1.35a) hoặc (1.36) là các công thức tổng quát để xác định mật độ công suất bức xạ. Trường hợp nguồn trường là nguồn điện ($G^m = 0$) thì (1.36) trở thành:

$$\overline{S}_{tb} = \frac{Wk^2}{2(4\pi R)^2}\left(\left|G_\theta^e\right|^2 + \left|G_\varphi^e\right|^2\right)\overline{i}_R = \frac{Wk^2}{2(4\pi R)^2}\left|G_\perp^e\right|^2\overline{i}_R \qquad (1.37)$$

Trường hợp nguồn trường là nguồn từ ($G^e = 0$) thì

$$\overline{S}_{tb} = \frac{k^2}{2W(4\pi R)^2}\left(\left|G_\theta^m\right|^2 + \left|G_\varphi^m\right|^2\right)\overline{i}_R = \frac{k^2}{2W(4\pi R)^2}\left|G_\perp^m\right|^2\overline{i}_R \qquad (1.38)$$

Các công thức trình bày ở trên được biểu thị theo các thành phần G_θ và G_φ của hàm bức xạ trong hệ tọa độ cầu. Trường hợp hàm bức xạ được xác định theo các thành phần trong hệ tọa độ vuông góc G_x, G_y, G_z thì để tính trường theo các công thức đã nêu cần phải chuyển các thành phần này sang G_θ và G_φ theo các hệ thức đã biết:

$$\left.\begin{aligned} G_\theta &= (G_x\cos\varphi + G_y\sin\varphi)\cos\theta - G_z\sin\theta \\ G_\varphi &= -G_x\sin\varphi + G_y\cos\varphi \end{aligned}\right\} \quad (1.39)$$

Các kết quả tính toán và phân tích ở trên cho phép chúng ta có thể rút ra các tính chất tổng quát nhất đối với trường ở khu xa, trong không gian tự do của một hệ thống nguồn hỗn hợp như sau:

1. Trường bức xạ có dạng sóng chạy (biểu thị bởi hàm e^{-ikR}), lan truyền từ nguồn ra xa vô tận. Biên độ cường độ trường suy giảm tỷ lệ nghịch với khoảng cách.

2. Véctơ mật độ công suất có hướng phù hợp với hướng bán kính của hệ tọa độ cầu (hướng $\overline{i}_R$) và phân bố trong không gian theo hàm số

$$\left|WG_\theta^e + G_\varphi^m\right|^2 + \left|WG_\varphi^e - G_\theta^m\right|^2$$

Do đó, hướng truyền lan của sóng bức xạ sẽ được xác định bởi hướng véctơ $\overline{i}_R$.

3. Véctơ điện trường và từ trường có hướng vuông góc nhau và cả hai đều vuông góc với hướng truyền lan. Sóng bức xạ thuộc loại sóng *điện từ ngang*.

4. Sự biến đổi của cường độ điện trường và từ trường trong không gian (khi R không đổi) được xác định bởi tổ hợp các hàm bức xạ $G^e(\theta, \varphi)$ và $G^m(\theta, \varphi)$. Các hàm này phụ thuộc vào phân bố dòng điện và dòng từ trong không gian của hệ thống bức xạ. Trong trường hợp tổng quát chúng là các hàm véctơ phức số.

§1.2. ĐẶC TÍNH ĐỊNH HƯỚNG CỦA TRƯỜNG BỨC XẠ

1. Đồ thị phương hướng biên độ và pha

Như trên đã thấy, trường bức xạ tạo bởi hệ thống dòng điện và dòng từ có cường độ phụ thuộc vào hướng khảo sát. Ta gọi hàm số đặc trưng cho sự phụ thuộc của cường độ trường bức xạ theo hướng khảo sát, ứng với khoảng cách R không đổi là hàm phương hướng của hệ thống bức xạ và ký hiệu là $\overline{f}(\theta, \varphi)$.

Trong trường hợp tổng quát, hàm phương hướng là hàm véctơ phức, bao gồm các thành phần theo θ và theo φ.

$$\overline{f}(\theta, \varphi) = f_\theta(\theta, \varphi)\overline{i}_\theta + f_\varphi(\theta, \varphi)\overline{i}_\varphi \quad (1.40)$$

Để nhận được biểu thức của hàm phương hướng, ta khảo sát (1.30) và chú ý rằng khi cho R không đổi thì sự phụ thuộc của cường độ trường theo hướng khảo sát chỉ có quan hệ với các số hạng trong dấu ngoặc. Các hệ số không đổi không cần lưu ý tới.

Ta có:

$$\overline{f}(\theta, \varphi) = \left(WG_\theta^e + G_\varphi^m\right)\overline{i}_\theta + \left(WG_\varphi^e + G_\theta^m\right)\overline{i}_\varphi \quad (1.41)$$

Hiển nhiên là:

$$\left.\begin{aligned} f_\theta(\theta, \varphi) &= WG_\theta^e + G_\varphi^m \\ f_\varphi(\theta, \varphi) &= WG_\varphi^e - G_\theta^m \end{aligned}\right\} \tag{1.42}$$

Bây giờ (1.30) có thể được biểu thị qua hàm phương hướng dưới dạng:

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\overline{f}(\theta, \varphi) = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}(f_\theta \overline{i}_\theta + f_\varphi \overline{i}_\varphi) \tag{1.43}$$

Các hàm bức xạ, trong trường hợp tổng quát là các hàm số phức và có thể được viết dưới dạng:

$$\left.\begin{aligned} G_\theta(\theta, \varphi) &= G_{\theta m} e^{i \arg G_\theta} \\ G_\varphi(\theta, \varphi) &= G_{\varphi m} e^{i \arg G_\varphi} \end{aligned}\right\} \tag{1.44}$$

Các chỉ số m ở đây là ký hiệu biên độ của hàm bức xạ. Do đó, hàm phương hướng trong trường hợp tổng quát cũng là hàm phức. Các thành phần của nó có thể được biểu thị dưới dạng:

$$\left.\begin{aligned} f_\theta(\theta, \varphi) &= f_{\theta m} e^{i \arg f_\theta} \\ f_\varphi(\theta, \varphi) &= f_{\varphi m} e^{i \arg f_\varphi} \end{aligned}\right\} \tag{1.45}$$

trong đó: $f_{\theta m}$ và $f_{\varphi m}$ là biên độ của các hàm phương hướng phức f_θ và f_φ.

Ta có biểu thức tổng quát của hàm phương hướng phức:

$$f(\theta, \varphi) = \overline{f}(\theta, \varphi) = \overline{i}_\theta f_{\theta m} e^{i \arg f_\theta} + \overline{i}_\varphi f_{\varphi m} e^{i \arg f_\varphi} \tag{1.46}$$

Biên độ của các hàm phương hướng có quan hệ với phân bố biên độ của các thành phần trường, còn argumen có quan hệ với phân bố pha của trường trên một mặt cầu có bán kính R, tâm đặt tại gốc tọa độ.

Trường hợp hệ thống bức xạ chỉ bao gồm dòng điện hoặc dòng từ (khi đó, hoặc $G^m = 0$, hoặc $G^e = 0$) thì hàm phương hướng có dạng đơn giản và có thể được biểu thị trực tiếp bởi hàm bức xạ.

2. Hàm phương hướng biên độ

Nếu định nghĩa hàm phương hướng biên độ là hàm số biểu thị quan hệ tương đối của biên độ cường độ trường bức xạ theo các hướng khảo sát khi R không đổi, thì nó chính là biên độ của hàm phương hướng phức. Trong trường hợp tổng quát, biên độ của hàm phương hướng có thể là các hàm có dấu biến đổi khi θ, φ thay đổi (ví dụ các hàm lượng giác). Do đó hàm phương hướng biên độ được định nghĩa cụ thể hơn là môđun của hàm phương hướng phức. Như vậy, hàm phương hướng biên độ của trường tổng sẽ là(*)

(*) Cần chú ý để tránh nhầm lẫn: Đối với các ký hiệu của hàm phương hướng, từ đây trở đi chúng ta sẽ qui ước như sau:

$$|f(\theta, \varphi)| \equiv |f_m(\theta, \varphi)|,$$

Còn đối với các thành phần của trường theo $\bar{i}_\theta$ và $\bar{i}_\varphi$ sẽ có hàm phương hướng biên độ thành phần

$$|f_\theta(\theta, \varphi)| \equiv |f_{\theta m}(\theta, \varphi)|,$$

$$|f_\varphi(\theta, \varphi)| \equiv |f_{\varphi m}(\theta, \varphi)|$$

với quan hệ

$$|f_m(\theta, \varphi)| = \left| \sqrt{f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2} \right|$$

Đồ thị không gian biểu thị sự biến dổi tương đối của biên độ cường độ trường được gọi là *đồ thị phương hướng (hay giản đồ hướng tính) không gian*. Có thể nói đồ thị phương hướng không gian là một mặt được vẽ bởi đầu mút của véctơ có độ dài bằng giá trị của hàm số $|f(\theta, \varphi)|$ ứng với các góc (θ, φ) khác nhau.

Để biểu thị đặc tính phương hướng không gian của trường bức xạ trên mặt phẳng có thể dùng bản đồ hướng tính. Bản đồ hướng tính được thiết lập bằng cách sau đây: Lấy một mặt cầu bao bọc nguồn bức xạ. Tâm của mặt cầu được chọn trùng với gốc của hệ tọa độ cầu (hình 1.2a). Khi ấy, mỗi điểm trên mặt cầu sẽ ứng với một cặp giá trị nhất định của tọa độ góc θ, φ. Tuỳ theo dạng của đồ thị phương hướng không gian ta có thể vẽ các đường cong đẳng trị của cường độ trường trên mặt cầu đã cho. Các đường cong này sẽ là các đường khép kín. Cực đại của đồ thị phương hướng và của các múi phụ được biểu thị bởi các dấu chấm trên mặt cầu. Khi đem chiếu phần mặt cầu có các đường đẳng trị nói trên lên mặt phẳng ra sẽ nhận được bản đồ hướng tính không gian của trường bức xạ. Hình 1.2b biểu thị bản đồ hướng tính không gian trong mặt phẳng, theo tọa độ θ, φ.

Nói chung dạng của các đồ thị không gian khá phức tạp. Vì vậy trong thực tế ta thường biểu thị đặc tính phương hướng bởi các đồ thị mặt phẳng, nghĩa là bởi thiết diện của đồ thị phương hướng không gian trong các mặt cắt nào đấy. Các mặt cắt này sẽ được chọn sao cho nó phản ánh được đầy đủ nhất đặc tính phương hướng của hệ thống bức xạ.

Ví dụ khi đồ thị phương hướng có dạng một vật tròn xoay thì có thể chọn mặt cắt là mặt phẳng đi qua trục đối xứng của đồ thị. Khi đồ thị phương hướng có dạng phức tạp hơn thì mặt cắt thường được chọn là hai mặt phẳng vuông góc với nhau và đi qua hướng cực đại của đồ thị phương hướng. Nếu trường bức xạ của anten có phân cực thẳng thì sẽ chọn một trong hai mặt phẳng trên trùng với véctơ điện trường (gọi là mặt phẳng *E*). Còn mặt phẳng thứ hai chọn trùng với véctơ từ trường (gọi là mặt phẳng *H*). Hướng trục

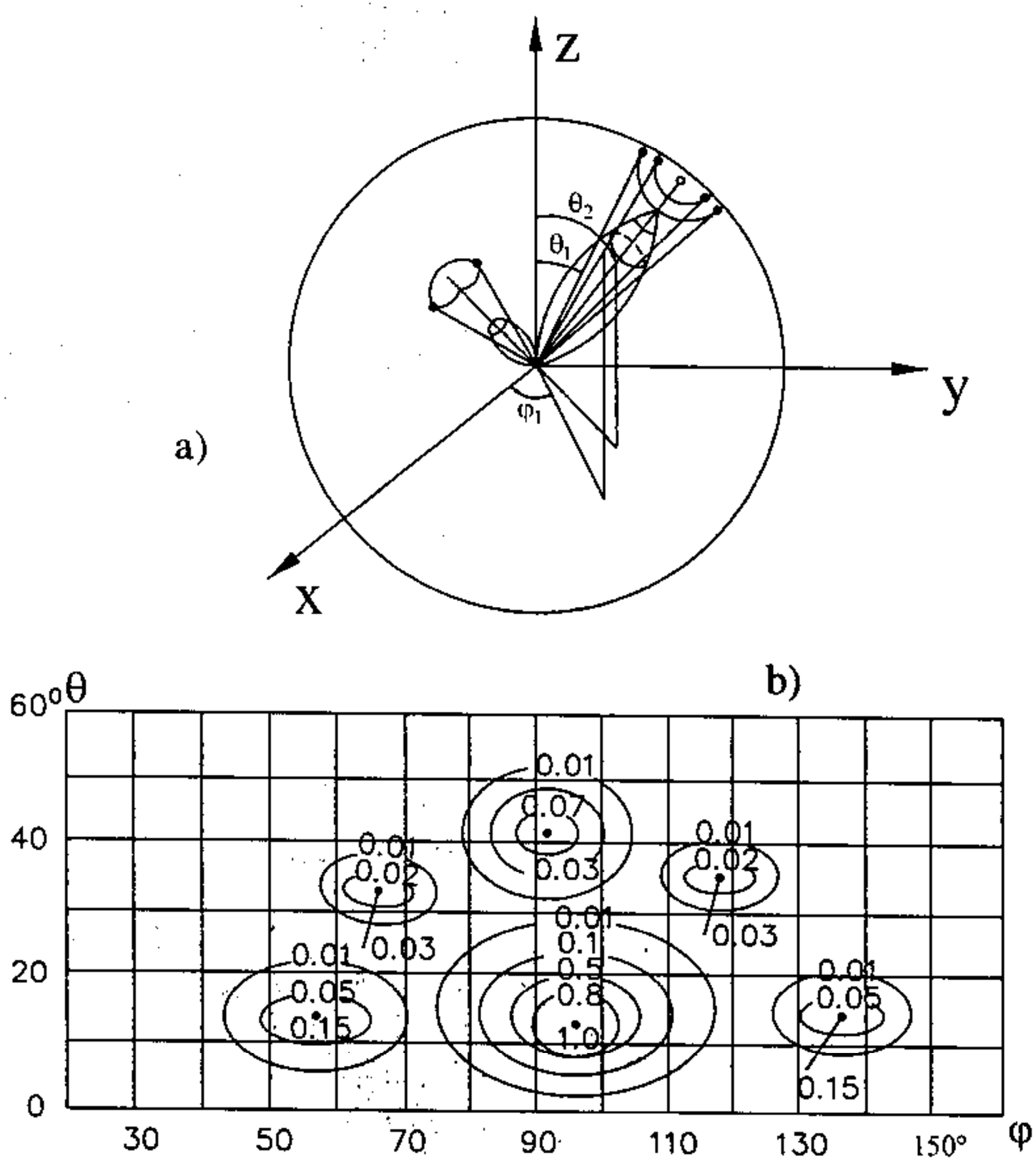
---

Biên độ của hàm phương hướng sẽ ký hiệu là $f_m(\theta, \varphi)$. Tương tự, sẽ ký hiệu biên độ của hàm phương hướng chuẩn hóa là $F_m(\theta, \varphi)$.

Môđun của biên độ hàm phương hướng sẽ ký hiệu là $|f_m(\theta, \varphi)|$ (hay $|F_m(\theta, \varphi)|$ – đối với hàm chuẩn hóa)

– Hàm phương hướng biên độ sẽ ký hiệu là $|f(\theta, \varphi)|$ (hay $|F(\theta, \varphi)|$ đối với hàm chuẩn hóa).

của hệ tọa độ cầu về nguyên tắc có thể chọn tùy ý nhưng thường được chọn sao cho thích hợp với dạng của đồ thị phương hướng. Nếu đồ thị phương hướng có trục đối xứng thì tốt nhất là trục tọa độ sẽ chọn trùng với trục ấy. Trong các trường hợp khác sẽ chọn trục tọa độ trùng với hướng cực đại của đồ thị phương hướng. Biểu thị đồ thị phương hướng trong mặt cắt của đồ thị không gian như nói ở trên tức là biểu thị trong hệ tọa độ cực.



Hình 1.2.

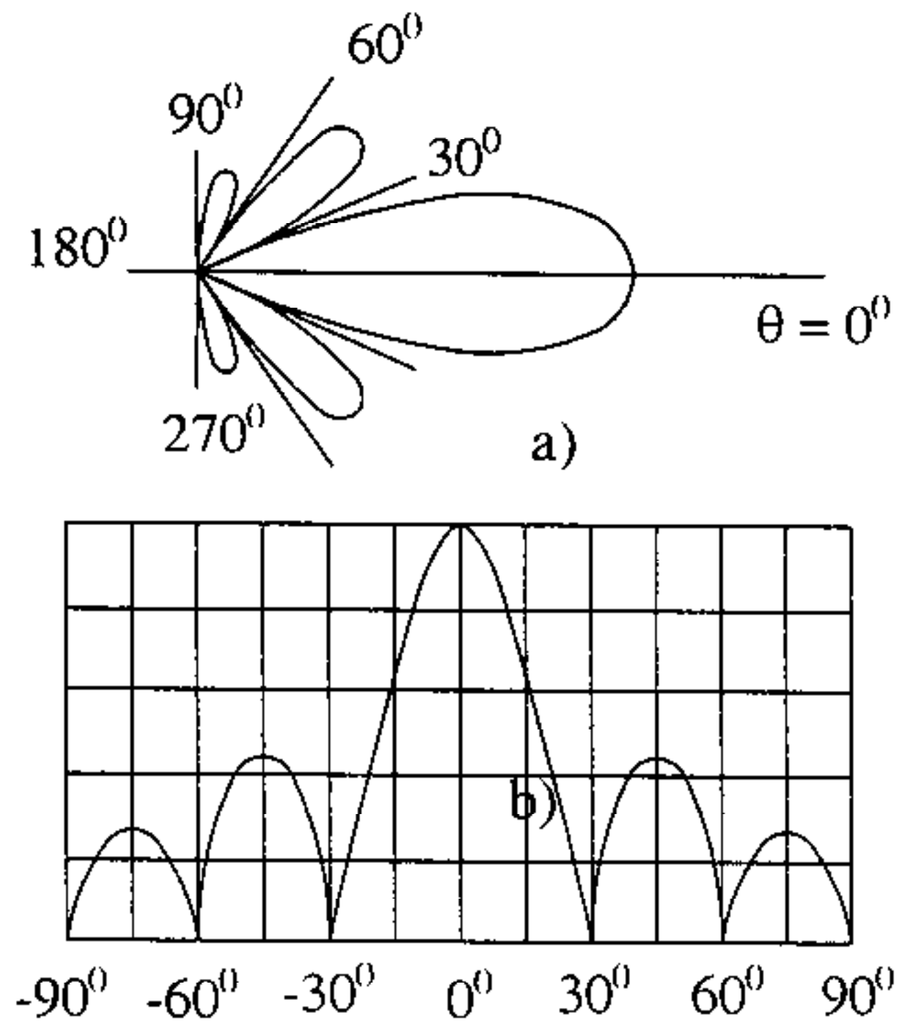
Ngoài ra, có thể biểu thị đồ thị phương hướng mặt phẳng theo hệ tọa độ vuông góc. Khi ấy các giá trị của $|f_\theta|$ và $|f_\varphi|$ có thể được biểu thị theo thang tỷ lệ thông thường, hoặc theo thang lôgarit.

Trong thực tế, để thuận tiện cho việc thiết lập và phân tích các đồ thị phương hướng ta thường dùng đồ thị phương hướng *chuẩn hóa*. Khi ấy, hàm phương hướng chuẩn hóa được qui ước là hàm phương hướng (theo định nghĩa) chia cho giá trị cực đại của môđun lấy với giá trị tuyệt đối. Nếu ký hiệu hàm này là $\overline{F}(\theta, \varphi)$ thì:

$$\overline{F}(\theta, \varphi) = \frac{\overline{f}(\theta, \varphi)}{|f_m(\theta, \varphi)|_{max}}$$

Tương tự, ta có hàm phương hướng biên độ chuẩn hóa đối với các thành phần được qui ước như sau:

$$\left.\begin{aligned} |F_\theta(\theta, \varphi)| \equiv |F_{\theta m}(\theta, \varphi)| &= \frac{|f_{\theta m}(\theta, \varphi)|}{|f_{\theta m}(\theta, \varphi)|_{max}} \\ |F_\varphi(\theta, \varphi)| \equiv |F_{\varphi m}(\theta, \varphi)| &= \frac{|f_{\varphi m}(\theta, \varphi)|}{|f_{\varphi m}(\theta, \varphi)|_{max}} \end{aligned}\right\} \quad (1.47)$$



Hình 1.3. **Đồ thị phương hướng của anten**
a) trong tọa độ cực;
b) trong các tọa độ vuông góc.

Các ví dụ về đồ thị phương hướng trong hệ tọa độ cực và hệ tọa độ vuông góc được vẽ ở hình 1.3a, b.

Để so sánh đồ thị phương hướng của các anten khác nhau, ta đưa ra khái niệm *độ rộng của đồ thị phương hướng*. Theo định nghĩa, độ rộng của đồ thị phương hướng là góc giữa hai hướng, mà theo hai hướng đó cường độ trường hoặc công suất bức xạ giảm đi đến một giá trị nhất định. Thường độ rộng của đồ thị phương hướng được xác định ở hai mức: bức xạ không và bức xạ nửa công suất.

Độ rộng của đồ thị phương hướng theo mức không là góc giữa hai hướng mà theo đó cường độ trường bức xạ bắt đầu giảm đến không.

Độ rộng của đồ thị phương hướng theo mức nửa công suất là góc giữa hai hướng mà theo đó công suất bức xạ giảm đi một nửa so với hướng cực đại (ứng với cường độ trường giảm đi $\sqrt{2}$ lần).

Bây giờ chúng ta khảo sát các hàm số arg f_θ và arg f_φ là các hàm có liên quan đến *đặc tính phương hướng pha* của anten. Cần chú ý rằng argf_θ và argf_φ chỉ biểu thị pha của hàm phương hướng, còn pha của các thành phần véctơ trường tại điểm khảo sát được xác định bởi:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_\theta &= \arg f_\theta - kR \\ \Phi_\varphi &= \arg f_\varphi - kR \end{aligned}\right\} \quad (1.48)$$

Thông thường, việc chọn vị trí của gốc tọa độ khảo sát không có ý nghĩa quan trọng đối với việc tính toán đồ thị phương hướng biên độ nhưng lại có quan hệ rất lớn đến việc nghiên cứu đặc tính pha của anten.

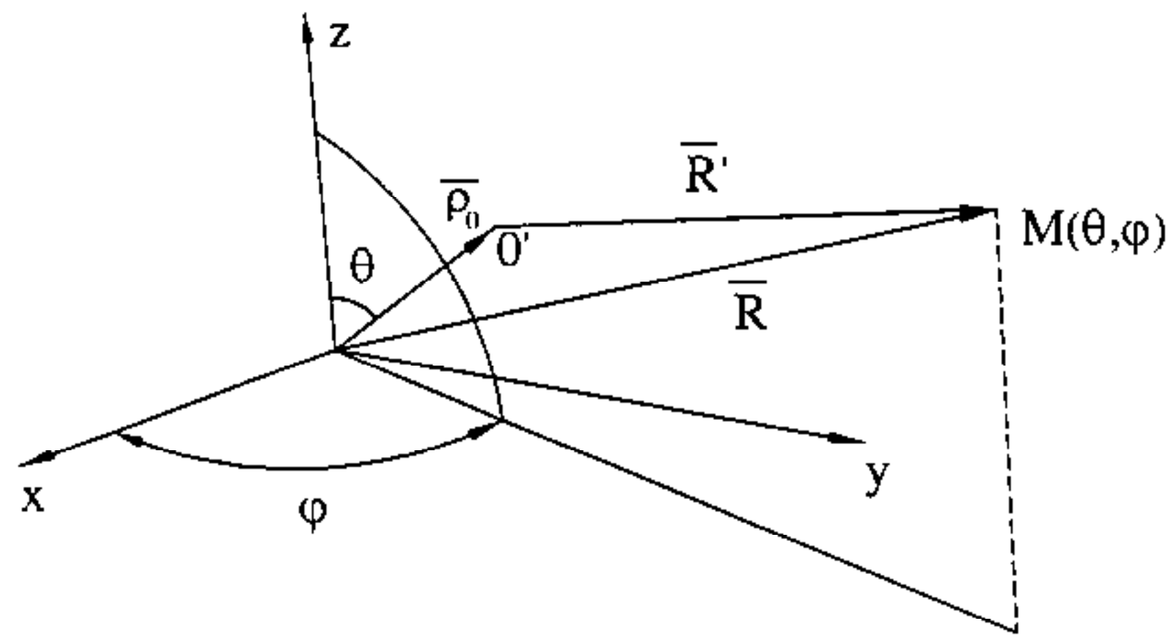
Nếu ta có thể tìm được vị trí gốc tọa độ sao cho khi ấy các hàm số Φ_θ, Φ_φ không phụ thuộc vào các góc θ và φ, hoặc biến đổi nhảy vọt một đại lượng bằng π khi góc khảo sát biến đổi qua các hướng mà đồ thị phương hướng biên độ có giá trị không nghĩa là khi đổi hướng khảo sát từ búp sóng này sang búp sóng khác, thì gốc tọa độ ấy được gọi là *tâm pha của anten*. Khi ấy trong phạm vi góc giới hạn của mỗi búp sóng, mặt

sóng có dạng là mặt cầu và có thể xem anten như là nguồn của sóng cầu. Nếu không tìm được gốc tọa độ thoả mãn các yêu cầu trên, thì Φ_0, Φ_φ sẽ là các hàm số của θ, φ. Ta nói anten không có tâm pha.

Bây giờ ta tìm điều kiện để xác định một hệ thống bức xạ có tâm pha hay không. Giả thiết O' là tâm pha của hệ thống bức xạ (anten), $\bar{\rho}_o$ là véctơ bán kính của O' trong hệ tọa độ cũ (hình 1.4).

Nếu lấy O' làm gốc cho hệ tọa độ mới và ký hiệu R' là véctơ bán kính của điểm khảo sát trong hệ tọa độ ấy thì:

$$\bar{R} = \bar{\rho}_o + \bar{R}' \qquad (1.49)$$



Hình 1.4

Nhân vô hướng đẳng thức (1.49) với $\bar{i}_R$ (véctơ đơn vị theo hướng bán kính $\bar{R}$) và coi R song song với R' (như trước đây đã giả thiết khi điểm khảo sát nằm ở khu xa) ta có:

$$R = \bar{\rho}_o \bar{i}_R + R' \qquad (1.50)$$

Mặt khác, nếu x_o, y_o, z_o là các tọa độ của O' trong hệ tọa độ cũ thì:

$$\bar{\rho}_o = x_o \bar{i}_x + y_o \bar{i}_y + z_o \bar{i}_z$$

và

$$\bar{\rho}_o \bar{i}_R = x_o \sin\theta\cos\varphi + y_o \sin\theta\sin\varphi + z_o\cos\theta$$

Thay biểu thức của $\bar{\rho}_o \bar{i}_R$ vào (1.50) và sau đó thay R biểu thị bởi (1.50) vào (1.48) ta sẽ có:

$$\Phi_\theta(\theta, \varphi) = \arg f_\theta - k(x_o\sin\theta\cos\varphi + y_o\sin\theta\sin\varphi + z_o\cos\theta) - kR' \qquad (1.51)$$

Điểm O' sẽ là tâm pha của anten khi vế phải của (1.51) không phụ thuộc vào θ và φ. Muốn vậy, hàm $\arg f_\theta$ phải có dạng:

$$\mathrm{Arg}\, f_\theta = \alpha\sin\theta\cos\varphi + \beta\sin\theta\sin\varphi + \gamma\cos\theta + \delta \qquad (1.52)$$

trong đó α, β, γ, δ là những hằng số.

Khi chọn:

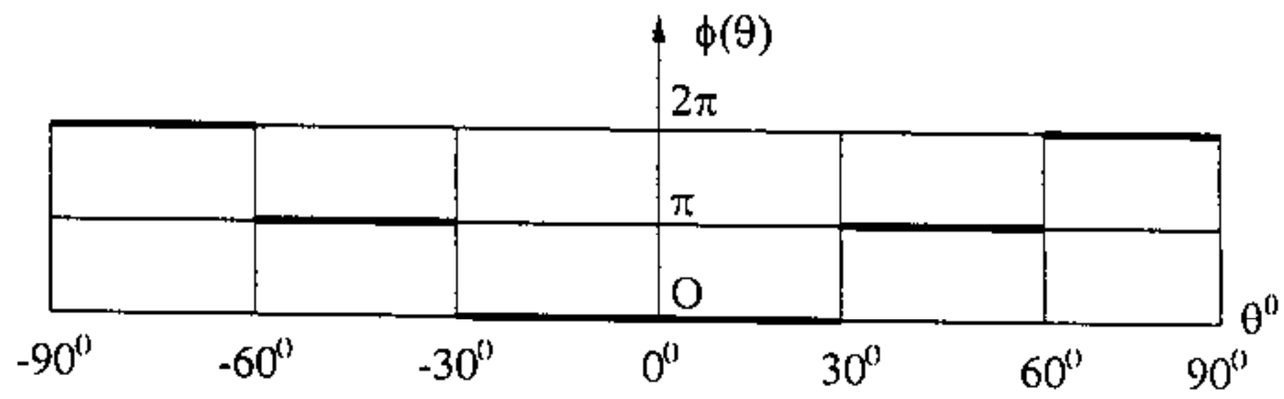
$$x_o = \frac{\alpha}{k};\ \ y_o = \frac{\beta}{k};\ \ z_o = \frac{\gamma}{k} \qquad (1.53)$$

thì (1.51) sẽ được đơn giản còn:

$$\Phi_\theta = \delta - kR'. \qquad (1.54)$$

nghĩa là anten có tâm pha với các tọa độ xác định bởi (1.53). Nếu điều kiện (1.52) không thực hiện được thì anten không có tâm pha.

Hình 1.5 là một ví dụ về đồ thị phương hướng pha (hay đặc tính pha) của anten có tâm pha mà đồ thị phương hướng biên độ của nó được vẽ ở hình 1.2.



Hình 1.5

Khi khảo sát bức xạ của các anten, trừ một vài trường hợp cần thiết, thường ta chỉ chú ý đến đồ thị phương hướng biên độ mà ít quan tâm đến đồ thị phương hướng pha.

Ngoài đồ thị phương hướng theo *trường*, người ta còn dùng đồ thị phương hướng theo *công suất*. Biết véctơ mật độ công suất của trường bức xạ ta sẽ xác định được hàm phương hướng theo công suất và từ đó thiếy lập được đồ thị phương hướng theo công suất.

Véctơ mật độ công suất của trường bức xạ được xác định bởi (1.36).

áp dụng các hệ thức (1.42), ta sẽ viết được (1.36) dưới dạng:

$$\bar{S}_{tb} = \frac{k^2}{2W(4\pi R)^2}\left(f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2\right)\bar{i}_R \tag{1.55}$$

Như vậy, làm phương hướng theo công suất được đặc trưng bởi

$$f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2 = f_m^2(\theta, \varphi) \tag{1.56}$$

nghĩa là bằng bình phương của biên độ hàm phương hướng phức.

Hàm phương hướng theo công suất cũng được chuẩn hóa bằng cách chia cho giá trị cực đại của nó. Ta có:

$$F_m^2(\theta, \varphi) = \frac{f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2}{\left\{f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2\right\}_{\max}} \tag{1.57}$$

§1.3. ĐẶC TÍNH PHÂN CỰC. HÀM PHƯƠNG HƯỚNG CỰC TÍNH VÀ HÀM PHƯƠNG HƯỚNG VÉCTƠ PHỨC HỢP

Trong phần trước (§1.2) chúng ta đã khảo sát đặc tính phương hướng biên độ và pha của trường bức xạ. Trong phần này sẽ khảo sát đặc tính phân cực, hàm phương hướng cực hóa và hàm phương hướng véctơ phức hợp của trường. Biết rằng biên độ phức của véctơ điện trường được xác định bởi (1.43)

$$\bar{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left[f_\theta \bar{i}_\theta + f_\varphi \bar{i}_\varphi\right]$$

Giả thiết theo một hướng nào đấy hàm số $f_\varphi = 0$, nghĩa là theo hướng đó véctơ điện trường chỉ có thành phần duy nhất hướng theo $\bar{i}_\theta$. Ta nói, theo hướng này điện trường phân cực thẳng. Nếu theo một hướng khác có $f_\theta = 0$ thì điện trường theo hướng đó cũng phân cực thẳng như véctơ điện trường hướng theo i_φ.

Nếu ở hướng nào đó mà cả hai hàm số f_θ và f_φ đều khác không, còn argumen của chúng bằng nhau ($\arg f_\theta = \arg f_\varphi$) thì véctơ $\overline{E}$ sẽ có hai thành phần theo hướng $\bar{i}_\theta$ và $\bar{i}_\varphi$. Nhưng vì hai thành phần này đồng pha nhau nên hướng của $\overline{E}$ trong không gian sẽ không đổi, ta cũng nhận được trường phân cực thẳng.

Nếu hiệu argumen của hai thành phần bằng π, nghĩa là có thể coi một trong hai thành phần hướng cùng chiều với véctơ đơn vị, còn thành phần thứ hai hướng ngược chiều với véctơ đơn vị nhưng hai thành phần này đồng pha nhau. Ta có hướng của véctơ $\overline{E}$ trong không gian cũng không biến đổi và vẫn nhận được trường phân cực thẳng(*).

Khi ở tất cả các hướng đều nhận được trường phân cực thẳng ta nói anten bức xạ sóng phân cực thẳng. Nếu ở hướng nào đó có f_θ và f_φ khác không, đồng thời $\arg f_\varphi$ và $\arg f_\theta$ có giá trị khác nhau tuỳ ý thì trường ở hướng ấy sẽ là trường phân cực elip. Thật vậy, nếu gọi các véctơ thành phần trên hướng $\bar{i}_\theta$ và $\bar{i}_\varphi$ là $\overline{E}_1$, $\overline{E}_2$ và giả hiệu argumen của chúng bằng $\frac{\pi}{2}$ nghĩa là $\arg f_\varphi - \arg f_\varphi = \frac{\pi}{2}$, ta có thể viết biểu thức giá trị tức thời phức số các thành phần trường (với giả thiết trường biến thiên điều hòa theo thời gian) như sau:

$$\left.\begin{aligned} E_1 = E_\theta &= \frac{-ik}{4\pi R} f_{\theta m} e^{i(\omega t - kR + \arg f_\theta)} \\ E_2 = E_\varphi &= \frac{-ik}{4\pi R} f_{\varphi m} e^{i(\omega t - kR + \arg f_\varphi)} \end{aligned}\right\} \qquad (1.58)$$

Nếu kí hiệu

$$E_{1m} = \frac{k}{4\pi R} f_{\theta m},$$

(*) Thực vậy, giả sử có $\arg f_\theta = \arg f_\varphi + \pi$ ta nhận được

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left[f_{\theta m} e^{i(\arg f_\varphi + \pi)}\bar{i}_\theta + f_{\varphi m} e^{i\arg f_\varphi}\bar{i}_\varphi\right]$$

Nếu để ý $e^{i\pi} = -1$ thì

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left[-f_{\theta m} e^{i(\arg f_\varphi)}\bar{i}_\theta + f_{\varphi m} e^{i\arg f_\varphi}\bar{i}_\varphi\right]$$

Điều này chứng tỏ thành phần theo θ có hướng ngược với véctơ đơn vị $\bar{i}_\theta$ nhưng hai thành phần $\overline{f_\theta}$ và $\overline{f_\varphi}$ có pha giống nhau.

$$E_{2m} = \frac{k}{4\pi R} f_{\varphi m}$$

và biểu thị các giá trị tức thời của trường theo hàm lượng giác, đồng thời chú ý đến quan hệ $\arg f_\varphi - \arg f_\theta = \frac{\pi}{2}$, ta có

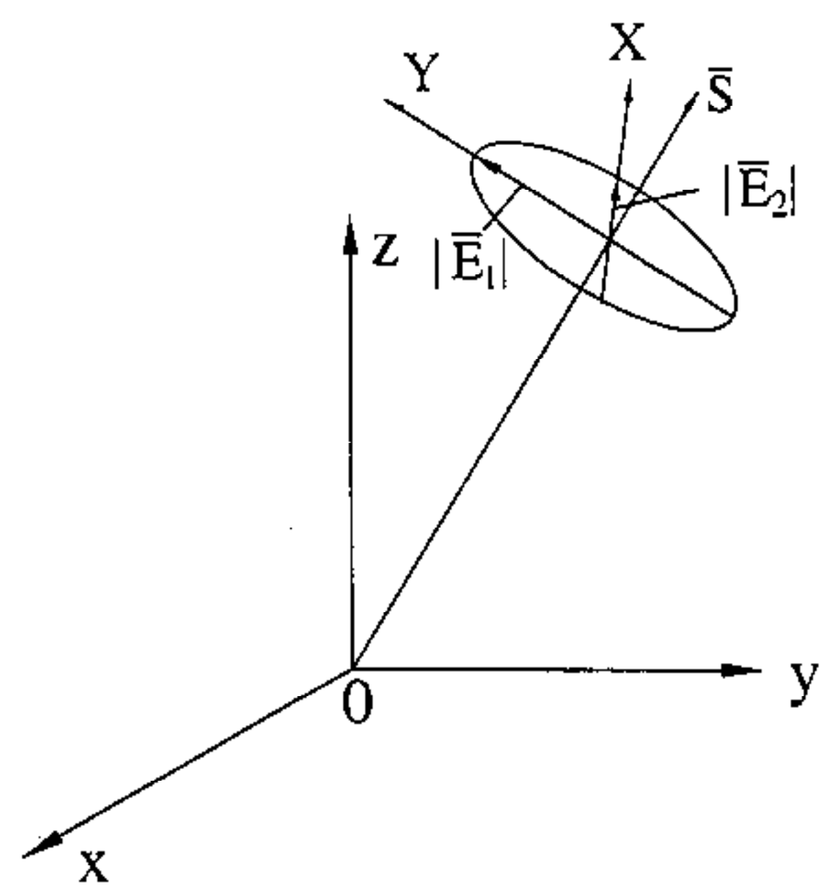
$$\left.\begin{aligned} E_1 &= E_{1m}\cos(\omega t - kR + \arg f_\varphi - \pi) \\ &= -E_{1m}\cos(\omega t - kR + \arg f_\varphi) \\ E_2 &= E_{2m}\cos\left(\omega t - kR + \arg f_\varphi - \frac{\pi}{2}\right) \\ &= -E_{2m}\sin(\omega t - kR + \arg f_\varphi) \end{aligned}\right\} \quad (1.59)$$

Các véctơ $\overline{E}_1$ và $\overline{E}_2$ vuông góc nhau trong không gian. Nếu tại điểm khảo sát ta lập hệ tọa độ vuông góc sao cho trục Y trùng với $\overline{E}_1$, trục X trùng với $\overline{E}_2$ thì giá trị tức thời của các thành phần trường hướng theo trục X và Y sẽ là:

$$\left.\begin{aligned} E_Y &= E_{1m}\cos(\omega t - kR + \arg f_\varphi) \\ E_X &= E_{2m}\sin(\omega t - kR + \arg f_\varphi) \end{aligned}\right\} \quad (1.60)$$

Từ các biểu thức (1.60) có thể nhận được:

$$\frac{E_Y^2}{(E_{1m})^2} + \frac{E_X^2}{(E_{2m})^2} = 1 \qquad (1.61)$$



Hình 1.6.

Ta thấy (1.61) là dạng chính tắc của phương trình elíp trong hệ tọa độ vuông góc, với bán trục là E_{1m} và E_{2m} (hình 1.6).

Khi t biến đổi, véctơ $\overline{E}$ sẽ quay cùng hoặc ngược chiều kim đồng hồ với chu kỳ $T = \frac{2\pi}{\omega}$, đầu mút của nó vạch thành đường elíp (phương trình 1.61). Chiều quay của véctơ $\overline{E}$ sẽ là chiều quay về phía thành phần trường chậm pha hơn.

Khi $E_{1m} = E_{2m}$ thì phân cực elíp biến thành phân cực tròn.

Mặt phẳng tạo bởi véctơ điện trường và hướng truyền sóng được gọi là mặt phẳng phân cực.

Trường hợp hiệu số argumen của f_θ và f_φ khác $\frac{\pi}{2}$, phân cực của trường vẫn có dạng elíp nhưng trục lớn và nhỏ của elíp sẽ không trùng với các véctơ $\overline{E}_1$ và $\overline{E}_2$. Thật vậy, khi ấy giá trị tức thời của các thành phần theo trục X và trục Y sẽ là:

$$\left.\begin{aligned} E_Y &= E_{1m}\cos(\omega t - kR + \arg f_\theta) \\ E_X &= E_{2m}\cos(\omega t - kR + \arg f_\varphi) \end{aligned}\right\} \qquad (1.62)$$

Giải hệ phương trình (1.62) ta nhận được:

$$\cos\omega t = \frac{\dfrac{E_Y}{E_{1m}}\sin(\arg f_\varphi) - \dfrac{E_X}{E_{2m}}\sin(\arg f_\theta)}{\sin(\arg f_\varphi - \arg f_\theta)} \qquad (1.63)$$

$$\sin\omega t = \frac{\dfrac{E_Y}{E_{1m}}\sin(\arg f_\varphi) - \dfrac{E_X}{E_{2m}}\cos(\arg f_\theta)}{\sin(\arg f_\varphi - \arg f_\theta)}$$

Bình phương hai vế của các phương trình (1.63) và lấy tổng sẽ nhận được:

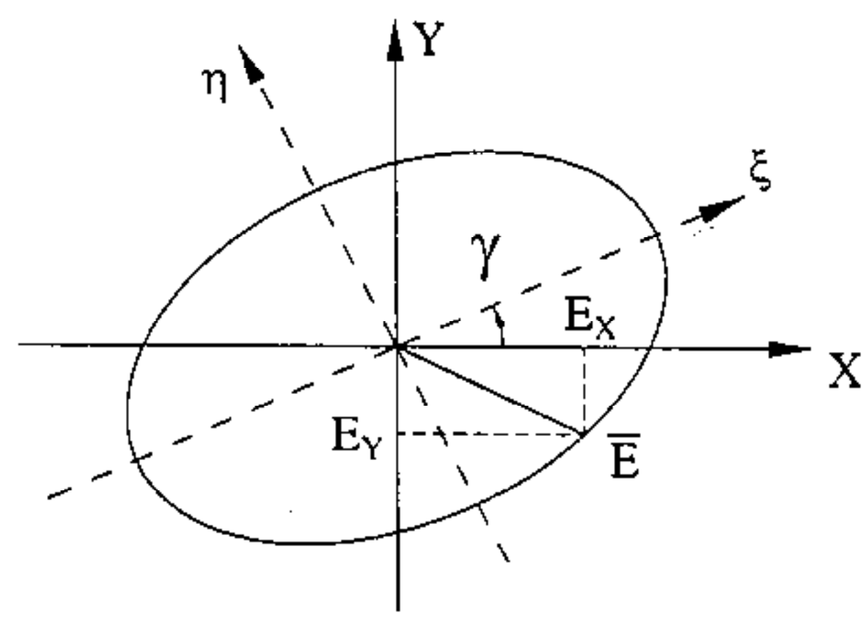
$$\frac{E_y^2}{(E_{1m})^2} + \frac{E_x^2}{(E_{2m})} - 2\cos\psi\frac{E_y}{E_{1m}}\frac{E_x}{E_{2m}} = \sin^2\psi \qquad (1.64)$$

trong đó

$$\psi = \arg f_\varphi - \arg f_\theta \qquad (1.65)$$

Ta nhận thấy (1.64) là phương trình của elíp dưới dạng không chính tắc, nghĩa là các trục của elíp không trùng với các trục tọa độ.

Để có thể đưa (1.64) về dạng chính tắc, ta thiết lập hệ tọa độ mới mà các trục ξ, η của nó nghiêng một góc so với các trục *X, Y* của hệ tọa độ cũ (hình 1.7).



Hình 1.7.

Ta có quan hệ giữa các thành phần trường trong hệ cũ và mới là:

$$\left.\begin{aligned} E_x &= E_\xi\cos\gamma - E_\eta\sin\gamma \\ E_y &= E_\xi\sin\gamma - E_\eta\cos\gamma \end{aligned}\right\} \qquad (1.66)$$

Thay (1.66) vào (1.64) sẽ nhận được:

$$E_\xi^2\left(\frac{\cos^2\gamma}{E_{1m}^2} + \frac{\sin^2\gamma}{E_{2m}^2} - \frac{\cos\psi\sin 2\gamma}{E_{1m}E_{2m}}\right) + E_\eta^2\left(\frac{\sin^2\gamma}{E_{1m}^2} + \frac{\cos^2\gamma}{E_{2m}^2} + \frac{\cos\psi\sin 2\gamma}{E_{1m}E_{2m}}\right) +$$

$$+ E_\xi E_\eta\left(\frac{\sin 2\gamma}{E_{2m}^2} - \frac{\sin 2\gamma}{E_{1m}^2} - \frac{2\cos\psi\cos 2\gamma}{E_{1m}E_{2m}}\right) = \sin^2\psi \qquad (1.67)$$

Góc nghiêng γ cần được chọn thế nào để trong phương trình không còn các số hạng chứa tích $E_\xi E_\eta$, nghĩa là cần thực hiện được điều kiện:

$$\sin 2\gamma\left(\frac{1}{E_{2m}^2}-\frac{1}{E_{1m}^2}\right)-\frac{2\cos\psi\cos 2\gamma}{E_{1m}E_{2m}}=0$$

Từ điều kiện trên ta xác định được

$$\gamma=\frac{1}{2}\operatorname{arctg}\left[\frac{2E_{1m}E_{2m}}{E_{1m}^2-E_{2m}^2}\cos\psi\right] \tag{1.68}$$

Với góc γ xác định như trên, phương trình của elíp phân cực bây giờ sẽ có dạng chính tắc, nghĩa là trục lớn và trục nhỏ của elíp sẽ trùng với các trục ξ và η. Các trục này nghiêng một góc γ so với véctơ $\overline{E}_1$ và $\overline{E}_2$.

1. Hàm phương hướng véctơ phức hợp

Như vậy, để biểu thị trường bức xạ ở mỗi điểm trong không gian, ngoài đặc trưng về biên độ và pha còn có đặc trưng phân cực.

Khi thay đổi điểm khảo sát, biên độ, pha và đặc tính phân cực của trường sẽ thay đổi. Để biểu thị đầy đủ sự phân bố không gian của các đặc trưng biên độ, pha, và phân cực của trường ta đưa ra khái niệm hàm phương hướng véctơ phức hợp.

Biết hàm phương hướng của trường tổng có dạng (1.40)

$$\overline{f}(\theta,\varphi)=f_\theta(\theta,\varphi)\overline{i}_\theta+f_\varphi(\theta,\varphi)\overline{i}_\varphi$$

ở đây $f_\theta(\theta,\varphi)$ và $f_\varphi(\theta,\varphi)$ là các hàm số phức

$$f_\theta(\theta,\varphi)=f_{\theta m}e^{i\arg f_\theta}\ ;\quad f_\varphi(\theta,\varphi)=f_{\varphi m}e^{i\arg f_\varphi}$$

Hàm phương hướng của trường tổng có thể được biểu thị qua một trong hai thành phần cực tính mà ta chọn làm thành phần cực tính gốc ($f_{\text{gốc}}$). Ví dụ, nêu chọn thành phần cực tính gốc là $f_\varphi(\theta,\varphi)$ và ký hiệu

$$\frac{f_{\varphi m}(\theta,\varphi)}{f_m(\theta,\varphi)}=\alpha(\theta,\varphi)$$

trong đó $f_m(\theta,\varphi)=\sqrt{f_{\theta m}^2+f_{\varphi m}^2}$ thì

$$\frac{f_{\theta m}(\theta,\varphi)}{f_m(\theta,\varphi)}=\sqrt{1-\alpha^2}$$

Bây giờ ta có thể viết lại (1.40) dưới dạng:

$$\overline{f}(\theta,\varphi)=f_m(\theta,\varphi)e^{i\Phi(\theta,\varphi)}\left[\alpha(\theta,\varphi)\overline{i}_\varphi+\sqrt{1-\alpha^2}\ e^{i\psi(\theta,\varphi)}\overline{i}_\theta\right] \tag{1.69}$$

ở đây, $\Phi(\theta,\varphi)=\arg f_\varphi$ là argumen của thành phần cực tính gốc.

$$\psi(\theta,\varphi)=\arg f_\varphi-\arg f_\theta$$

Thừa số thứ nhất trong (1.69) biểu thị đặc tính phương hướng biên độ của trường tổng thừa số thứ hai biểu thị đặc tính phương hướng pha của thành phần cực tính gốc. Thừa số cuối cùng gồm tổng của hai thành phần trong dấu ngoặc vuông là một véctơ có quan hệ đến đặc tính phân cực của trường, được gọi là *hàm phương hướng cực tính* ký hiệu là $\overline{p}(\theta, \varphi)$

$$\overline{p}(\theta, \varphi) = \alpha(\theta, \varphi)\overline{i}_\varphi + \sqrt{1 - \alpha^2}\, e^{i\psi(\theta, \varphi)}\, \overline{i}_\theta \tag{1.70}$$

Số hạng thứ nhất trong (1.70) là một hàm số thực biểu thị quan hệ của biên độ thành phần cực tính gốc theo các tọa độ không gian của điểm khảo sát, ký hiệu là $p_\varphi(\theta, \varphi)$.

$$p_\varphi(\theta, \varphi) = \alpha(\theta, \varphi)$$

Số hạng thứ hai trong (1.70) là một hàm số phức. Môđun của nó biểu thị quan hệ của biên độ thành phần cực tính thứ hai theo các tọa độ không gian của điểm khảo sát, còn argumen biểu thị góc lệch pha giữa hai thành phần phân cực tính, ký hiệu là $P_{\theta m}(\theta, \varphi)$.

$$p_\theta(\theta, \varphi) = \sqrt{1 - \alpha^2(\theta, \varphi)}\, e^{i\varphi(\theta,\varphi)}$$

Như vậy:

$$\overline{p}(\theta, \varphi) = p_\varphi(\theta, \varphi)\overline{i}_\varphi + p_\theta(\theta, \varphi)\overline{i}_\theta$$

Ta nhận thấy môđun của $\overline{p}(\theta, \varphi)$ luôn có giá trị bằng 1, không phụ thuộc vào góc (θ, φ).

$$\left|p_\varphi\right|^2 + \left|p_\theta\right|^2 = 1$$

Tuy nhiên, môđun và argumen của các thành phần p_φ và p_θ lại là hàm số theo (θ, φ). Tại mỗi điểm khảo sát, quan hệ môđun và argumen của hai thành phần này sẽ xác định đặc tính phân cực của trường.

Biểu thức (1.69) bây giờ có thể được viết lại dưới dạng:

$$\overline{f}(\theta, \varphi) = f_m(\theta, \varphi)e^{i\Phi(\theta,\varphi)}\,\overline{p}(\theta, \varphi)\,. \tag{1.71}$$

Hàm phương hướng biểu thị theo (1.71) được gọi là *hàm phương hướng véctơ phức hợp*. Từ đây có thể suy ra *hàm phương hướng véctơ phức hợp chuẩn hóa:*

$$\overline{F}(\theta, \varphi) = F_m(\theta, \varphi)e^{i\Phi(\theta,\varphi)}\,\overline{p}(\theta, \varphi) \tag{1.72}$$

ở đây:

$$F_m(\theta, \varphi) = \frac{f_m(\theta, \varphi)}{\left|f_m(\theta, \varphi)\right|_{max}} = \frac{\sqrt{f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2}}{\left|\sqrt{f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2}\right|_{max}} \tag{1.73}$$

2. Véctơ phân cực

Ap dụng (1.71) cho (1.43) ta sẽ biểu thị được biên độ phức của véctơ cường độ điện trường qua hàm phương hướng biên độ, hàm phương hướng pha, và hàm phương hướng cực tính

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} f_m(\theta, \varphi) e^{i\Phi(\theta,\varphi)} \overline{p}(\theta, \varphi) \tag{1.74}$$

Đối với trường biến thiên điều hòa, nếu nhân (1.74) với $e^{i\omega t}$ và sau đó lấy phần thực hoặc phần ảo của hàm phức theo thời gian ta sẽ nhận được véctơ tức thời của cường độ trường bức xạ.

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} f_m(\theta, \varphi) e^{i\Phi(\theta,\varphi)} \overline{p}_1(\theta, \varphi) \tag{1.75}$$

trong đó, $\overline{p}_1(\theta, \varphi) = \mathrm{Re}\left[\overline{p}(\theta, \varphi) e^{i\omega t}\right]$

Thay $\overline{p}(\theta, \varphi)$ bởi (1.70) ta có

$$\overline{p}(\theta, \varphi) = \alpha\cos\omega t\, \overline{i}_\varphi + \sqrt{1-\alpha^2}\cos(\omega t + \psi)\overline{i}_\theta \tag{1.76}$$

Phân tích (1.75) thấy sự biến đổi của véctơ tức thời của cường độ trường $\overline{E}$ hoàn toàn tương ứng với sự biến đổi của véctơ $\overline{p}_t(\theta, \varphi)$. Do đó $\overline{p}_t(\theta, \varphi)$ còn được gọi là véctơ phân cực tức thời.

Phân tích (1.76) sẽ dễ dàng thấy rằng, trong trường hợp tổng quát, véctơ $\overline{p}$ có hướng biến đổi theo thời gian, đầu mút của nó vạch thành đường elíp, và quay theo chu kỳ $T = \frac{2\pi}{\omega}$, với chiều quay phụ thuộc vào dấu của góc lệch pha ψ.(*)

Một trong những thông số quan trọng đặc trưng cho elíp phân cực tại điểm khảo sát là hệ số elíp K_e. Theo định nghĩa, hệ số elíp là tỷ số của hai bán trục elíp. Từ (1.67) ta nhận được hệ số elíp bằng:

$$K_e = \pm\sqrt{\frac{\cos^2\gamma + m^2\sin^2\psi - m\cos\psi\sin 2\gamma}{\sin^2\gamma + m^2\cos^2\psi + m\cos\psi\sin 2\gamma}} \tag{1.77}$$

ở đây m là tỷ số biên độ của hai thành phần trường vuông góc:

$$m = \frac{|E_1|}{|E_2|} = \frac{|p_{\theta m}|}{|p_{\varphi m}|}$$

Khi $K_e = \pm 1$ ta có phân cực tròn. Khi $K_e = (0$ hoặc $\pm\infty)$ ta có phân cực thẳng. Các thông số của elíp cũng có thể được biểu thị theo α và ψ là các đặc trưng của hàm phương hướng cực tính.

Góc nghiêng của trục lớn elíp (công thức 1.68) có thể được biểu thị theo α và ψ dưới dạng sau:

(*) Phân tích (1.76) sẽ nhận thấy chiều quay của $\overline{p}$ là chiều về phía thành phần có góc pha chậm hơn. Nếu tại điểm khảo sát, người quan sát nhìn theo hướng sóng truyền đi thì sẽ thấy $\overline{p}$ quay thuận chiều kim đồng hồ khi ψ dương và thấy quay ngược chiều kim đồng hồ khi ψ âm (với $\pi \le \psi \le \pi$).

$$\gamma = \frac{1}{2}\text{arctg}\left[\frac{2\cos\psi.\alpha\sqrt{1-\alpha^2}}{2\alpha^2-1}\right] \tag{1.78}$$

Hệ số elíp (công thức 1.77) có thể được biểu thị dưới dạng:

$$K_e = \pm\sqrt{\frac{\cos^2\gamma - \alpha^2}{\alpha^2 - \sin^2\gamma}}$$

§1.4. HỆ SỐ ĐỊNH HƯỚNG VÀ HỆ SỐ TĂNG ÍCH

Để biểu thị hướng tính của mỗi anten, ngoài thông số về sộ rộng của đồ thị phương hướng đã trình bày ở §1.2, người ta còn sử dụng một vài thông số khác, cho phép dễ dàng so sánh các loại anten với nhau: hệ số định hướng và hệ số tăng ích. Khi ấy, hướng tính của mỗi anten được đánh giá bằng cách so sánh anten ấy với một anten chuẩn mà tính của nó đã biết một cách rõ ràng.

1. Hệ số định hướng (HĐH) của anten ở một hướng đã cho là tỷ số của mật độ công suất bức xạ bởi anten chuẩn cũng tại hướng và khoảng cách như trên, khi công suất bức xạ của hai anten giống nhau.

Anten chuẩn có thể là một nguồn bức xạ vô hướng giả định, hoặc một nguồn nguyên tố nào đó đã biết. Nếu lấy anten chuẩn là nguồn vô hướng thì *HĐH* có thể được định nghĩa như sau:

Hệ số định hướng là một hư số biểu thị mật độ công suất bức xạ của anten ở hướng và khoảng cách đã cho, lớn hơn bao nhiêu lần mật độ công suất bức xạ cũng ở khoảng cách như trên khi giả thiết anten bức xạ vô hướng, với điều kiện công suất bức xạ giống nhau trong hai trường hợp.

$$D(\theta_1, \varphi_1) = \frac{S(\theta_1, \varphi_1)}{S_o} \tag{1.79}$$

trong đó, $S(\theta_1, \varphi_1)$ là mật độ công suất bức xạ của anten ở hướng (θ_1, φ_1) đã cho tại khoảng cách R;

S_o là mật độ công suất cũng tại hướng và khoảng cách như trên, với giả thiết anten bức xạ đồng đều theo các hướng.

Như vậy, hệ số định hướng được tính bằng tỷ số véctơ Poynting ở hướng đã cho và giá trị trung bình của véctơ Poynting trên mặt cầu bao bọc anten.

$S(\theta_1, \varphi_1)$ có thể được xác định theo công thức (1.35a):

$$S(\theta_1, \varphi_1) = \frac{|E(\theta_1, \varphi_1)|^2}{2W} \tag{1.79a}$$

S_o có thể được xác định bằng tỷ số của công suất bức xạ P_Σ trên diện tích mặt cầu bán kính R bao quanh anten

$$S_o = \frac{P_\Sigma}{4\pi R^2} \tag{1.80}$$

Thay các giá trị của $S(\theta_1, \varphi_1)$ và S_o vào (1.79) ta có:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{|E(\theta_1, \varphi_1)|^2 2\pi R^2}{WP_\Sigma} \tag{1.81}$$

Biên độ cường độ trường bức xạ tại một hướng bất kỳ $E(\theta_1, \varphi_1)$ có quan hệ với hàm phương hướng chuẩn hóa và giá trị cường độ trường ở hướng bức xạ cực đại bởi:

$$|E(\theta_1, \varphi_1)| = |E_{\max}||F_m(\theta_1, \varphi_1)| \tag{1.82}$$

Do đó, theo (1.81) và (1.82) sẽ có:

$$D(\theta_1, \varphi_1) = D_{\max} F_m^2(\theta_1, \varphi_1) \tag{1.83}$$

$D_{\max}$ – hệ số định hướng ở hướng bức xạ cực đại.

Mặt khác, có thể rút ra công thức để xác định hệ số định hướng D nếu trong biểu thức (1.81) ta thay thế $E(\theta_1, \varphi_1)$ bởi (1.82), thay công suất bức xạ P_Σ bằng tích phân của mật độ công suất bức xạ theo mặt kín u bao bọc anten.

$$P_\Sigma = \int_u S(\theta, \varphi)\,du$$

trong đó, $S(\theta, \varphi) = \dfrac{|E(\theta, \varphi)|^2}{2W}$.

Nếu u là mặt cầu thì:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2W}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} |E_{\max}|^2 F_m^2(\theta, \varphi) R^2 \sin\theta\, d\theta$$

Do đó:

$$D(\theta_1, \varphi_1) = \frac{4\pi F_m^2(\theta_1, \varphi_1)}{\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} F_m^2(\theta, \varphi)\sin\theta\, d\theta\, d\varphi} \tag{1.84}$$

Vì hàm phương hướng chuẩn hóa $F_m(\theta, \varphi)$ có giá trị bằng 1 ở hướng cực đại, nên từ (1.84) ta xác định được hệ số định hướng ở hướng cực đại:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} F_m^2(\theta, \varphi)\sin\theta\, d\theta\, d\varphi} \tag{1.85}$$

2. Hệ số tăng ích của anten cũng được xác định bằng cách so sánh mật độ công suất bức xạ của anten thực ở hướng khảo sát và mật độ công suất bức xạ của anten chuẩn (thường là anten vô hướng) ở cùng hướng và khoảng cách như trên, với giả thiết công suất đặt vào hai anten bằng nhau, còn anten chuẩn có hiệu suất bằng 1.

Hiệu suất của anten cũng là một trong các thông số quan trọng đặc trưng cho mức độ tổn hao công suất của anten. Nó được xác định bởi tỷ số của công suất bức xạ trên công suất đặt vào anten.

$$\eta_A = \frac{P_\Sigma}{P_o} \tag{1.86}$$

Đối với anten có tổn hao thì $P_\Sigma < P_o \Rightarrow \eta_A < 1$, còn anten lý tưởng (không tổn hao) thì $\eta_A = 1$.

Trường hợp hai anten có công suất đặt vào như nhau, bằng P_o, thì anten thực (hiệu suất $\eta_A < 1$) sẽ có công suất bức xạ $\eta_A P_o$. Như vậy so với khi công suất bức xạ bằng nhau thì trong trường hợp này tỷ số mật độ công suất sẽ giảm đi, với hệ số giảm bằng η_A.

Ta có biểu thức hệ số tăng ích của anten:

$$\varepsilon(\theta, \varphi) = \frac{\eta_A S(\theta, \varphi)}{S_o} = \eta_A D(\theta, \varphi) \tag{1.87}$$

Hệ số tăng ích của anten là một thông số biểu thị đầy đủ hơn cho đặc tính bức xạ của anten so với hệ số định hướng vì nó không chỉ biểu thị đơn thuần đặc tính định hướng của anten mà còn biểu thị sự tổn hao trên anten.

§1.5. LÝ THUYẾT NHÂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG

Trong kỹ thuật anten, muốn tạo ra các đồ thị phương hướng hẹp thường không thể dùng một phần tử đơn giản mà phải sử dụng hệ thống phức tạp gồm nhiều anten đơn giản (anten phần tử).

Các anten đơn giản ở đây có thể là các nguồn bức xạ có hướng hay vô hướng và được xếp đặt trong không gian theo một trật tự nhất định. Để việc phân tích hướng tính của hệ thống anten được thuận tiện ta khảo sát lý thuyết về nhân đồ thị phương hướng. Biểu thức tổng quát, đối với trường bức xạ (ở khu xa) của nguồn bức xạ bất kỳ được xác định bởi công thức tổng quát (1.43)

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi} \frac{e^{-ikR}}{R} \overline{f}(\theta, \varphi)$$

ở đây $\overline{f}(\theta, \varphi)$ là hàm phương hướng véctơ phức của trường tổng, giá trị của hàm véctơ này phụ thuộc vào phân bố của dòng nguồn.

Nếu số anten phần tử là N thì trường giao thoa tạo bởi hệ thống ở điểm khảo sát sẽ được xác định bởi:

$$\overline{E} = \sum_{n=1}^{N} \overline{E}_n = \frac{-ik}{4\pi} \sum_{n=1}^{N} \frac{e^{-ikR_n}}{R_n} \overline{f}_n(\theta, \varphi) \qquad (1.88)$$

R_n – khoảng cách từ tâm pha của phần tử thứ n đến điểm khảo sát;

$f_n(\theta, \varphi)$ – hàm phương hướng của phần tử thứ n.

Nếu giả thiết điểm khảo sát ở khu xa thì trong biểu thức trên có thể thay thế

$$\frac{1}{R_n} = \frac{1}{R},$$

và thay R_n ở số mũ của thừa số pha bởi

$$R_n \approx R - r_n \cos\theta_n, \qquad (1.89)$$

trong đó, R là khoảng cách từ điểm khảo sát đến gốc tọa độ của hệ thống;

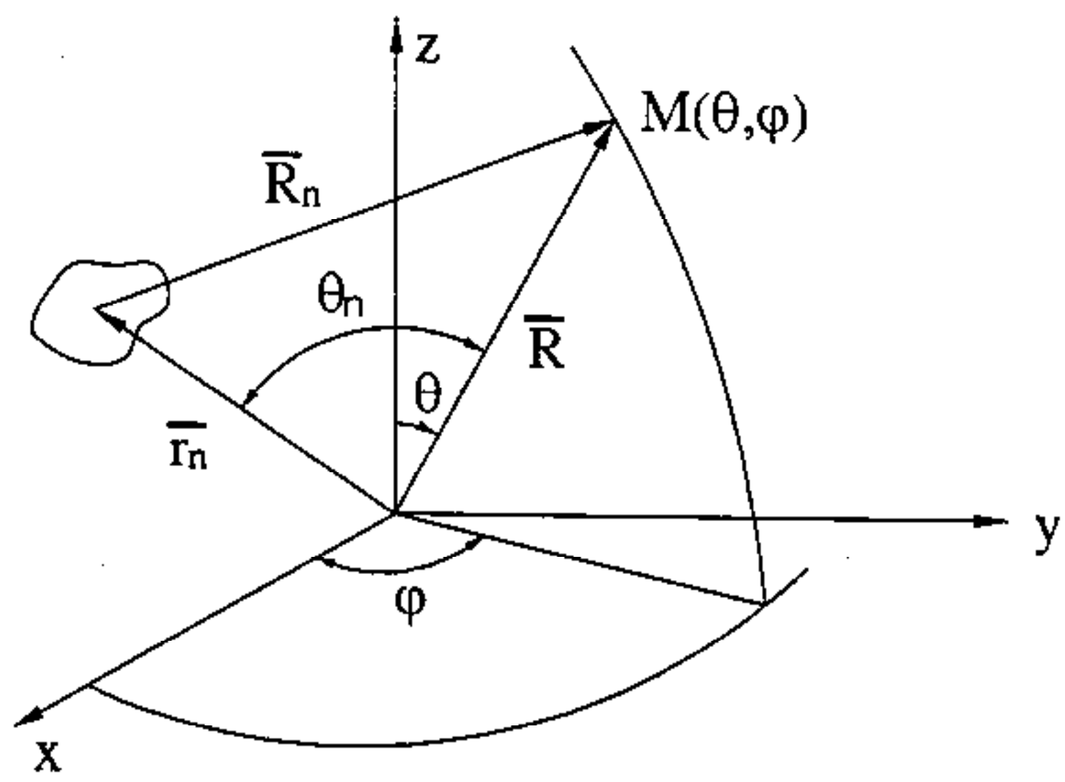
r_n là bán kính của tâm pha phần tử thứ n, θ_n là góc giữa véctơ bán kính $\overline{R}$ và $\overline{r}_n$ (hình 1.8).

$$E = \frac{-ik}{4\pi} \frac{e^{-ikR}}{R} \sum_{n=1}^{N} e^{ikr_n\cos\theta_n} \overline{f}_n(\theta, \varphi) \qquad (1.90)$$

So sánh (1.90) và (1.43) có thể rút ra hàm phương hướng của hệ thống Nphần tử. Nếu ký hiệu hàm này bởi $\overline{f}_N(\theta, \varphi)$ thì:

$$\overline{f}_N(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{N} e^{ikr_n\cos\theta_n} \overline{f}_n(\theta, \varphi) \qquad (1.91)$$

Giả thiết các anten phần tử của hệ thống đều giống nhau về kích thước, kết cấu, và có hướng giống nhau trong không gian. Dòng trong các anten phần tử có thể khác nhau về biên độ cũng như pha. Khi ấy hàm phương hướng của các anten phần tử sẽ có dạng giống nhau, nhưng giá trị của chúng khác nhau một hệ số bằng tỷ số của dòng trong các anten ấy. Ta có thể viết:



Hình 1.8.

$$\overline{f}_n(\theta, \varphi) = a_n \overline{f}_1(\theta, \varphi) \qquad (1.92)$$

a_n là hệ số bằng tỷ số của dòng trong phần tử thứ n và dòng trong phân tử thứ nhất. Trong trường hợp tổng quát a_n là một số phức vì dòng trong các anten phần tử có thể khác nhau về pha:

$$\dot{a}_n = |a_n| e^{i\psi_n}$$

Thay (1.92) vào (1.91) và đưa $\overline{f}_1(\theta, \varphi)$ ra ngoài dấu $\sum$, ta có:

$$\overline{f}_N(\theta, \varphi) = \overline{f}_1(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^{N} \dot{a}_n e^{ikr_n \cos\theta_n} \tag{1.93}$$

Trong công thức trên, số hạng thứ nhất $f_1(\theta, \varphi)$ là hàm phương hướng của phần tử bức xạ thứ nhất. Số hạng $\sum_{1}^{N}$ đặc trưng cho trường giao thoa của các anten phần tử tại điểm khảo sát. Trong đó $\dot{a}_n$ biểu thị quan hệ biên độ và pha của dòng trong các phần tử, còn $e^{ikr_n \cos\theta_n}$ biểu thị góc sai pha của trường tạo bởi dòng trong các phần tử, do khoảng cách từ chúng đến điểm khảo sát khác nhau. Nếu các anten phần tử của hệ là các nguồn bức xạ vô hướng thì các hàm phương hướng của chúng sẽ có giá trị không đổi ứng với mọi giá trị (θ, φ):

$$f_1(\theta, \varphi) = \text{const (với mọi } \theta, \varphi)$$

Khi ấy, đặc trưng hướng tính của hệ thống bức xạ sẽ được xác định chỉ bởi số hạng tổng ở trong (1.93). Số hạng này có thể được coi là hàm phương hướng của hệ gồm N anten vô hướng và được gọi là *hàm bức xạ tổ hợp*, ký hiệu là $f_k(\theta, \varphi)$

$$f_k(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{N} \dot{a}_n e^{ikr_n \cos\theta_n} \tag{1.94}$$

Như vậy, hàm $\overline{f}(\theta, \varphi)$ đặc trưng cho hướng tính của hệ N phần tử giống nhau, có cùng hướng trong không gian sẽ bằng tích của hàm phương hướng riêng $\overline{f_1}(\theta, \varphi)$ (đặc trưng cho hướng tính của một phần tử) và hàm phương hướng tổ hợp $f_k(\theta, \varphi)$ (đặc trưng cho hướng tính của hệ N phần tử vô hướng, với phân bố dòng giống như trong hệ thống thực được khảo sát):

$$\overline{f}(\theta, \varphi) = \overline{f_1}(\theta, \varphi) . f_k(\theta, \varphi) \tag{1.95}$$

từ (1.95) ta cũng nhận được biểu thức đối với hàm phương hướng chuẩn hóa

$$\overline{F}(\theta, \varphi) = \overline{F_1}(\theta, \varphi) . F_k(\theta, \varphi) \tag{1.96}$$

$F_1(\theta, \varphi)$ – hàm phương hướng chuẩn hóa của một anten phần tử (còn gọi là hàm phương hướng riêng chuẩn hóa);

$F_k(\theta, \varphi)$ – hàm phương hướng tổ hợp chuẩn hóa.

Các công thức (1.95) cũng như (1.96) là các công thức tổng quát của lý thuyết nhân đồ thị phương hướng.

Lý thuyết này có thể áp dụng để tính toán hệ anten phức tạp gồm các anten đơn giản được sắp xếp theo không gian một chiều (hệ thống thẳng), hoặc theo không gian hai chiều (hệ thống phẳng), hoặc theo không gian ba chiều (hệ thống khối).

Nói chung, các hàm phương hướng riêng và tổ hợp đều là các hàm số phức. Biên độ của chúng xác định đặc tính phương hướng biên độ của anten. Trong trường hợp tổng quát các biểu thức này có dạng các hàm lượng giác. Chúng không chỉ biểu thị biên độ mà còn có quan hệ đến pha của trường. Dấu của các biểu thức biên độ cùng với argumen của hàm phương hướng xác định đặc tính phương hướng của anten.

Chương II

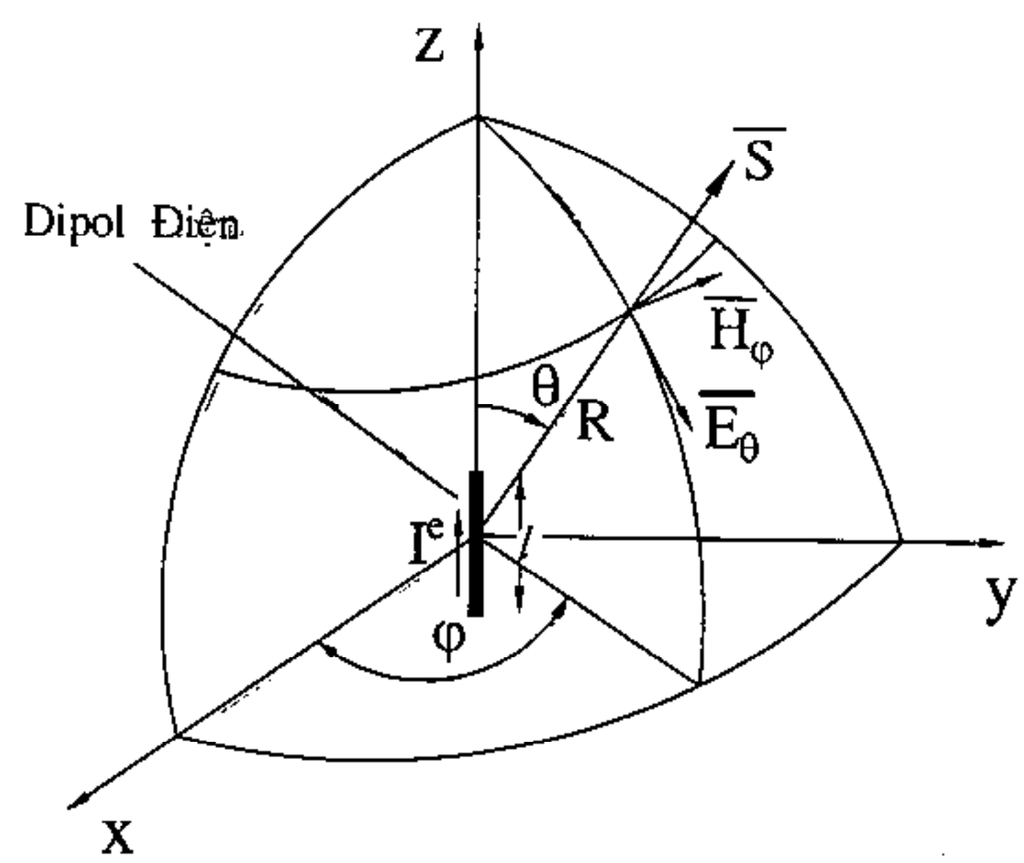
CÁC NGUỒN BỨC XẠ NGUYÊN TỐ

§2.1. ĐIPÔL ĐIỆN

Biết rằng các anten phức tạp có thể được xem là tập hợp của các nguồn đơn giản. Vì vậy khi nghiên cứu lý thuyết anten ta sẽ bắt đầu từ việc khảo sát các nguồn nguyên tố, nghĩa là các nguồn có kích thước hình học rất nhỏ so với bước sóng. Một trong những nguyên tố bức xạ đơn giản và quen thuộc nhất là đipôl Hertz. Đây cũng chính là một mô hình thực tế của đipôl điện.

1. Trường bức xạ và đặc tính phương hướng của đipôl điện

Giả thiết có không gian đồng nhất, rộng vô hạn và giả sử trong thể tích V hữu hạn của không gian ấy có dòng điện phân bố với mật độ khối J^e. Lại giả thiết thể tích hữu hạn nói trên là một đoạn thẳng dẫn điện, rất mảnh, có độ dài l (*với* $l << \lambda$), được đặt tại tâm của hệ tọa độ vuông góc, dọc theo trục z (hình 2.1). Giả sử dòng điện chảy theo phương trục z, có biên độ và pha đồng đều trên đoạn thẳng đó. Nguyên tố bức xạ nói trên được gọi là đipôl điện.



Hình 2.1.

Đipôl điện là phần tử dẫn điện thẳng, rất mảnh, có độ dài l rất nhỏ so với bước sóng, trên đó có dòng điện mà biên độ và pha ở mọi điểm đều như nhau.

Để tìm trường bức xạ của đipôl điện có thể áp dụng công thức (1.32), (1.33) và lưu ý rằng trong trường hợp này các thành phần của G^m đều bằng không. Hàm bức xạ G^e được xác định theo (1.7). Khi chọn hệ tọa độ như ở hình 2.1 ta có:

$$\vec{i}_\rho = \vec{i}_z$$

do đó $$\vec{i}_\rho . \vec{i}_R = \cos\theta$$

$$\overline{G}^e(\theta, \varphi) = \int_V \overline{J}^e e^{ik\rho\cos\theta} dV \tag{2.1}$$

Vì dòng điện chảy theo trục z, nên trong trường hợp này $G^e(\theta, \varphi)$ sẽ chỉ có một thành phần theo z. Nếu kích thước của đipôl điện rất nhỏ so với bước sóng thì $\rho << \lambda$ và có thể coi $e^{ik\rho\cos\theta} \approx 1$. Như đã giả thiết, dòng điện có biên độ và pha phân bố đều theo đipôl, ta có thể viết

$$\int_V \overline{J}^e dV = \bar{i}_z I^e l$$

Do đó $$\overline{G}^e(\theta, \varphi) = \overline{G}_z^e = \bar{i}_z I^e l \tag{2.2}$$

Áp dụng (1.39) ta xác định được các thành phần của hàm bức xạ trong hệ tọa độ cầu:

$$\left.\begin{aligned} G_\theta^e &= -G_z^e \sin\theta \\ G_\varphi^e &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{2.3}$$

Thay (1.3) vào (1.32) và (1.33) ta nhận được các véctơ điện trường và từ trường bức xạ của đipôl điện:

$$\left.\begin{aligned} \overline{E}_\theta &= \frac{ikW}{4\pi} I^e l \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \vec{i}_\theta \\ \overline{E}_\varphi &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{2.4}$$

$$\left.\begin{aligned} \overline{H}_\theta &= 0 \\ \overline{H}_\varphi &= \frac{ik}{4\pi} I^e l \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \vec{i}_\varphi \end{aligned}\right\} \tag{2.5}$$

trong đó, k – hệ số sóng, bằng $\frac{2\pi}{\lambda}$;

W – trở kháng sóng của môi trường. Đối với không gian tự do

$$W = W_o = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} = 120\pi \text{ (ôm)}.$$

Nếu thay $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, ta có thể viết lại (2.4), (2.5):

$$\left.\begin{aligned} \overline{E}_\theta &= \frac{iWI^e l}{2\lambda} \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \vec{i}_\theta \quad \text{(a)} \\ \overline{H}_\varphi &= \frac{iI^e l}{2\lambda} \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \vec{i}_\varphi \quad \text{(b)} \\ \overline{E}_\varphi &= 0;\ \overline{H}_\theta = 0 \end{aligned}\right\} \tag{2.6}$$

Từ các kết quả trên có thể rút ra các nhận xét sau:

– Trường bức xạ của đipôl điện là trường phân cực thẳng. Điện trường bức xạ của đipôl chỉ có thành phần E_θ, còn từ trường chỉ có thành phần H_φ.

Mặt phẳng E là các mặt phẳng chứa trục đipôl, còn mặt phẳng H là các mặt phẳng vuông góc với trục đipôl.

– Tại mỗi điểm khảo sát, các véctơ $\overline{E}_\theta$ và $\overline{H}_\varphi$ đều có góc pha giống nhau nên năng lượng của trường bức xạ là năng lượng thực (năng lượng hữu công). Véctơ mật độ công suất trung bình được xác định bởi (1.35a):

$$\overline{S}_{tb} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(\overline{E} \times \overline{H}^*\right) = \frac{|E_\theta|^2}{2W}\overline{i}_R \tag{2.7}$$

– Hàm phương hướng của đipôl được xác định theo (1.41), bằng:

$$\overline{f}(\theta, \varphi) = \overline{f}_\theta(\theta, \varphi) = W\overline{G}_\theta^e = -WI^e l \sin\theta \overline{i}_\theta \tag{2.8}$$

Ta có hàm phương hướng biên độ:

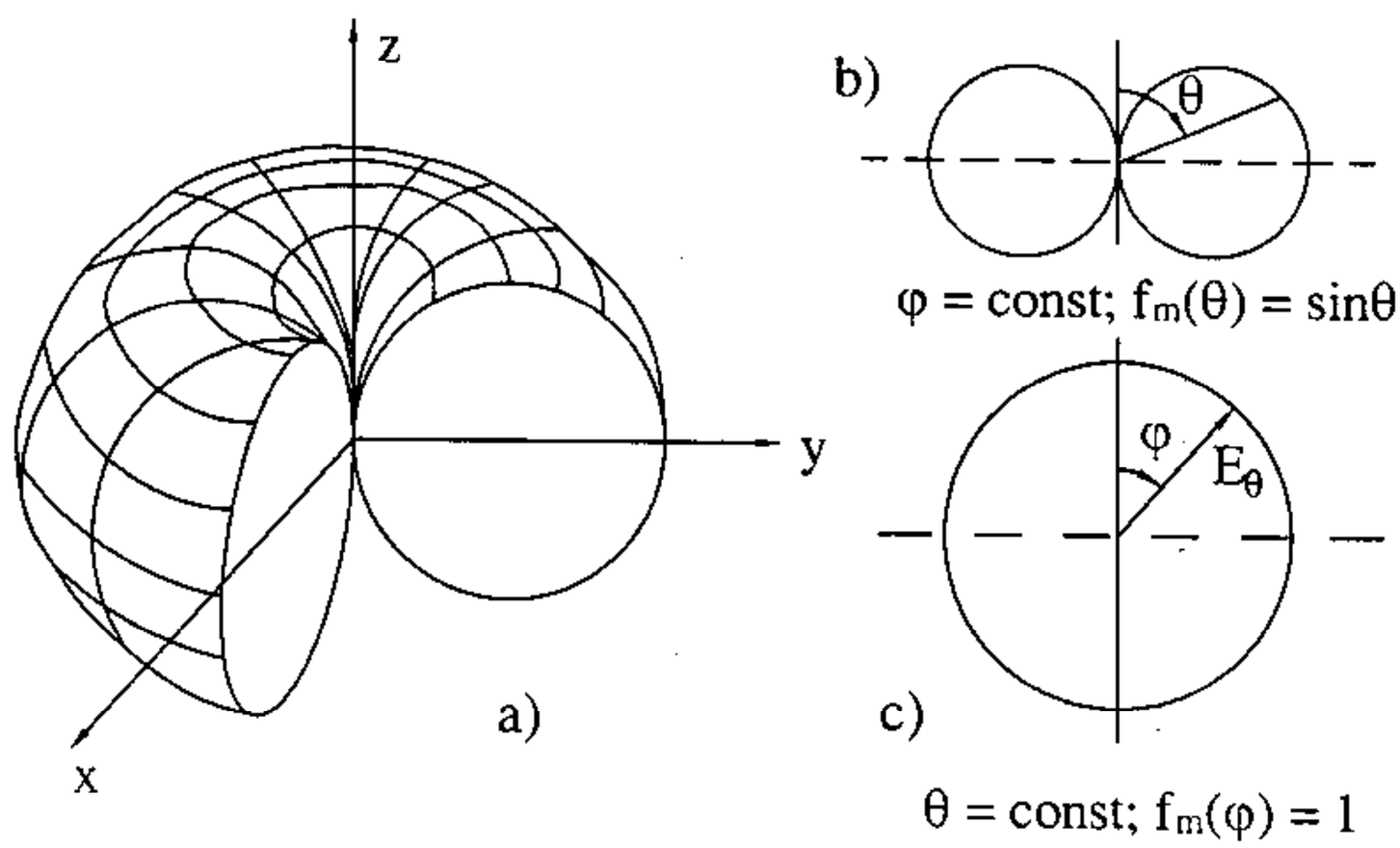
$$|f_\theta(\theta, \varphi)| = WI^e l\,[\sin\theta] \tag{2.9}$$

Ta thấy hàm phương hướng của đipôl chỉ phụ thuộc góc θ mà không phụ thuộc φ, nghĩa là đipôl bức xạ có hướng tính trong mặt phẳng E, và vô hướng trong mặt phẳng H. Từ (2.9) ta cũng có thể viết hàm phương hướng biên độ chuẩn hóa:

$$|F_\theta(\theta)| = |\sin\theta| \text{ (với } \varphi = \text{const)} \tag{2.10}$$

$$|F_\theta(\varphi)| = 1 \text{ (với } \theta = \text{const)}$$

Đồ thị phương hướng biên độ trong không gian và trong mặt phẳng (vẽ trong hệ tọa độ cực và vuông góc) được biểu thị ở hình 2.2 và hình 2.3.



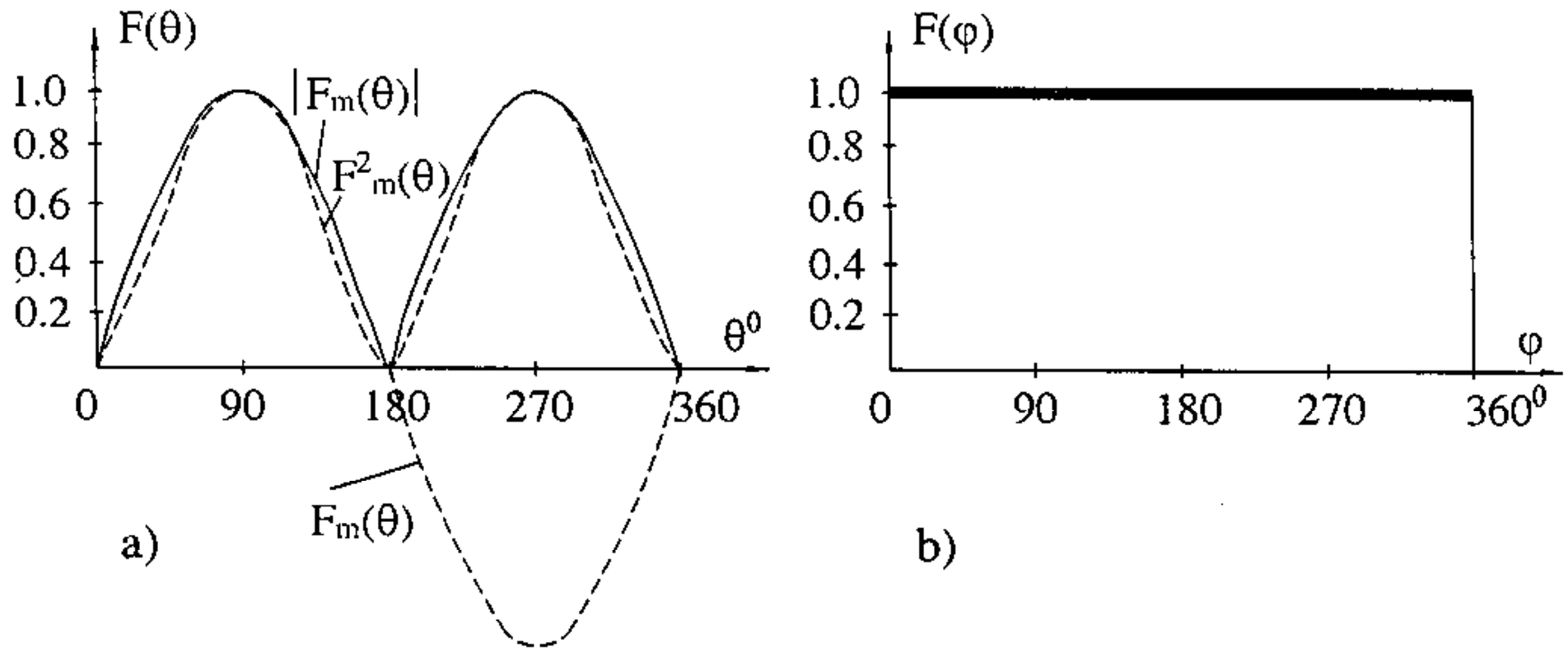
Hình 2.2.

Để xác định hàm phương hướng pha của trường bức xạ, ta viết lại (2.8) dưới dạng:

$$\overline{f}(\theta, \varphi) = WI^e \sin\theta e^{i\pi}\overline{i}_\theta$$

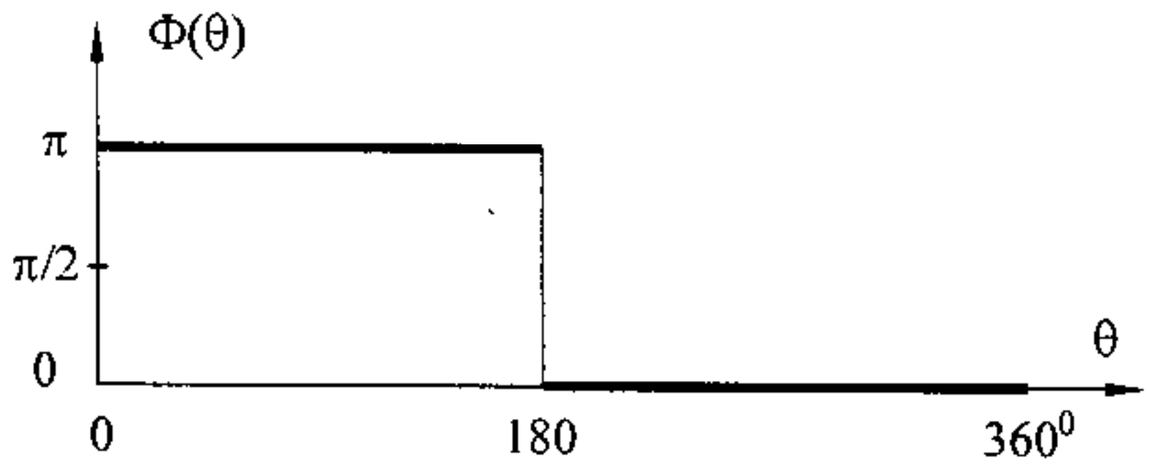
Ta thấy argumen của hàm phương hướng là một đại lượng không đổi, không phụ thuộc vào θ, φ. Như vậy hàm phương hướng pha trong mặt phẳng H là một hằng số

$$\Phi(\varphi) = \text{const (với } \theta = \text{const)}$$



Hình 2.3.

Pha của trường trong mặt phẳng E được xác định không chỉ bởi argumen của hàm phương hướng mà còn bởi dấu của sinθ. Nó biến đổi nhảy vọt một lượng bằng π khi θ biến đổi qua góc 180°. Đồ thị phương hướng pha trong mặt phẳng E được vẽ ở hình 2.4.



Hình 2.4.

2. Công suất bức xạ và điện trở bức xạ của đipôl điện

Công suất bức xạ của đipôl điện có thể được xác định bằng cách lấy tích phân giá trị trung bình của véctơ mật độ công suất theo một mặt kín u (ví dụ mặt cầu) bao quanh đipôl, khi bán kính của mặt cầu rất lớn ($R >> \lambda$) và đipôl được đặt ở tâm mặt cầu ấy. Ta có:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2}\text{Re}\int_u \left(\overline{E} \times \overline{H}^*\right) du = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \frac{|E_\theta|^2}{W} R^2 \sin\theta d\theta =$$

$$= \frac{\pi W |I^e|^2}{4}\left(\frac{l}{\lambda}\right)\int_0^{\pi} \sin^3\theta d\theta = \frac{\pi W}{3}\left|I^e\right|^2\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \qquad (2.11)$$

Trường hợp điipôl được đặt trong không gian tự do thì

$$P_{\Sigma} = 40\pi^2 \left|I^e\right|^2 \left(\frac{l}{\lambda_o}\right)^2. \tag{2.12}$$

trong đó λ_o là bước sóng trong không gian tự do.

Theo lý thuyết mạch, công suất tiêu hao trên một điện trở R khi có dòng điện biến thiên với biên độ I chảy qua sẽ là:

$$P = \frac{1}{2}\left|I\right|^2 R \tag{2.13}$$

Một cách hình thức, ta có thể coi công suất bức xạ điipôl điện giống như công suất tiêu hao trên một điện trở tương đương R nào đó, khi có dòng điện với biên độ bằng biên độ dòng điện của điipôl chảy qua, Khi ấy biểu thức công suất bức xạ của điipôl có thể được viết dưới dạng:

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2}\left|I^e\right|^2 R^e_{\Sigma d} \tag{2.14}$$

Đại lượng $R^e_{\Sigma d}$ trong công thức trên được gọi là *điện trở bức xạ của điipôl điện.*

Cần nhớ rằng, khái niệm điện trở bức xạ chỉ có tính chất tượng trưng và là một khái niện định nghĩa thuần túy. Nó có thể được xem là đại lượng biểu thị quan hệ giữa công suất bức xạ với biên độ dòng điện trong điipôl, và ở một mức nào đó, có thể dùng để đánh giá khả năng bức xạ của anten.

So sánh (2.11) và (2.14) ta nhận được biểu thức điện trở bức xạ của điipôl điện:

$$R^e_{\Sigma d} = \frac{2}{3}\pi W \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \tag{2.15}$$

Như vậy, điện trở bức xạ phụ thuộc vào kích thước tương đối của điipôl (tỷ số $\frac{l}{\lambda}$) và các thông số của môi trường ($W = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$).

Để xác định hệ số định hướng ta áp dụng (1.81), trong đó thay P_{Σ} bởi (2.11). Ta có:

$$D_{max} = \frac{3}{2};\ D(\theta, \varphi) = \frac{3}{2}\sin^2\theta$$

§2.2. ĐIPÔL TỪ

Tương tự điipôl điện, ta định nghĩa điipôl từ là một phần tử dẫn từ thẳng, rất mảnh, có độ dài l rất nhỏ so với bước sóng, trên đó có dòng từ với biên độ và pha đồng đều ở tất cả mọi điểm (hình 2.5).

Để tìm trường bức xạ của điipôl từ, ta tính hàm bức xạ $\overline{G}^m(\theta, \varphi)$.

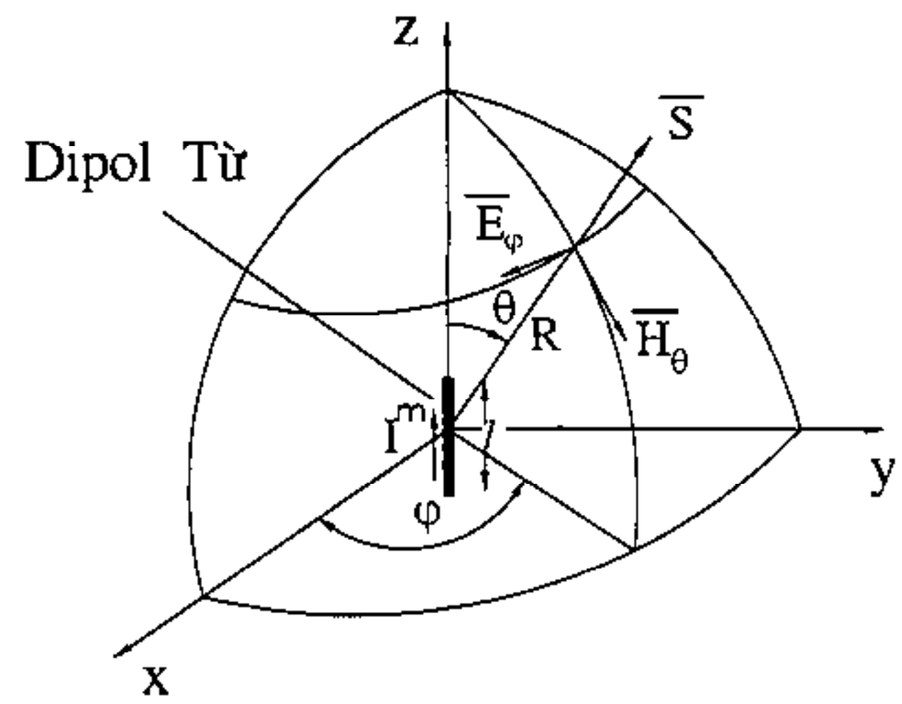
$$\overline{G}^m(\theta, \varphi) = \int_V \overline{J}^m e^{ik\rho\cos\theta} dV$$

Suy luận tương tự như trường hợp đipôl điện, ta có:

$$\overline{G}^m(\theta, \varphi) = \overline{G}_z^m = \bar{i}_z I^m l \quad (2.16)$$

Các thành phần của hàm bức xạ trong hệ tọa độ cầu được xác định bởi:

$$\left.\begin{aligned} G_\theta^m &= -G_z^m \sin\theta \\ G_\varphi^m &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (2.17)$$

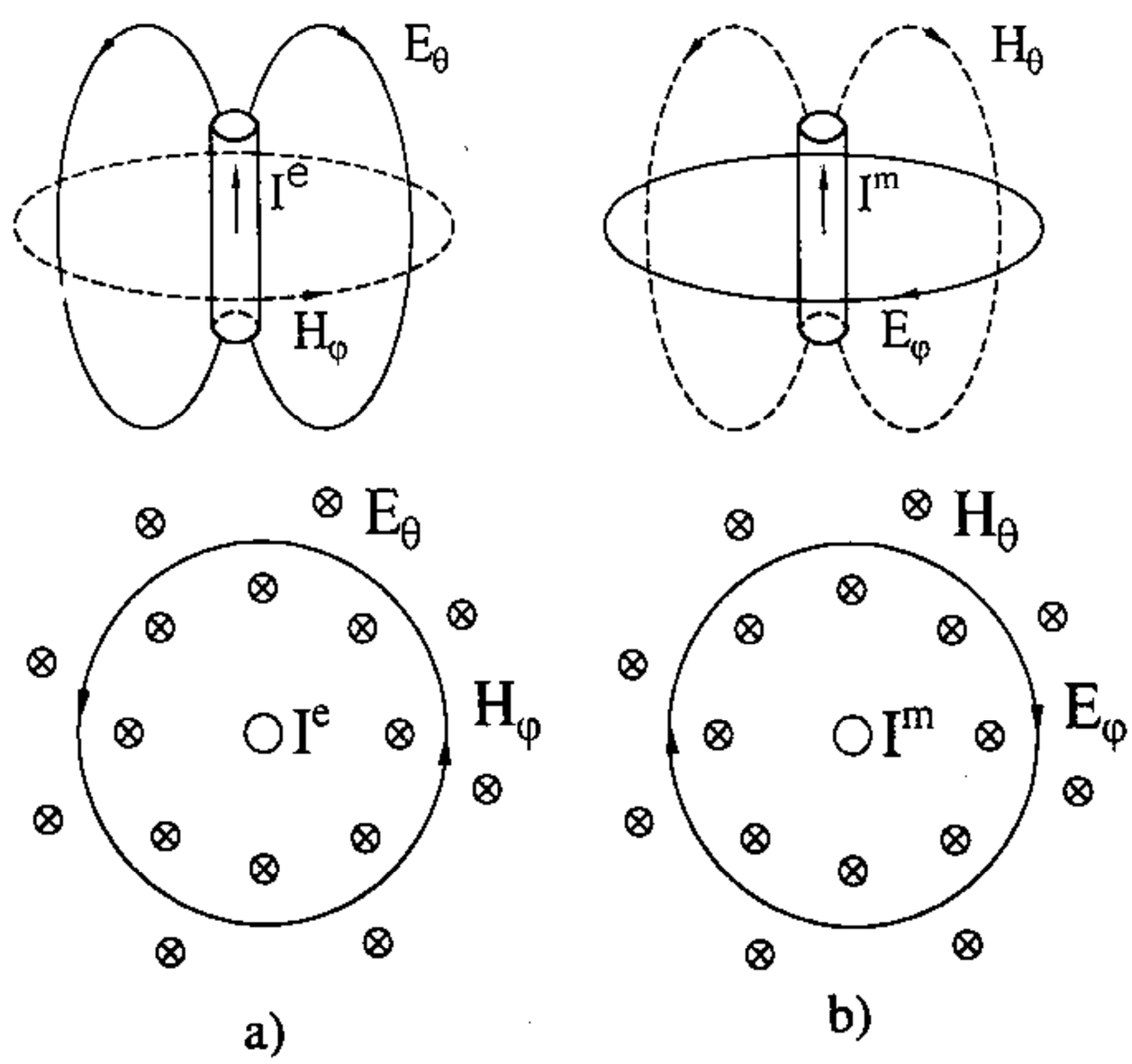


Hình 2.5.

Thay (2.17) vào (1.32) ta nhận được:

$$\left.\begin{aligned} \overline{E}_\theta &= 0 \\ \overline{E}_\varphi &= -\frac{ik}{4\pi} I^m l \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \bar{i}_\varphi \end{aligned}\right\} \quad (2.18)$$

$$\left.\begin{aligned} \overline{H}_\theta &= \frac{ik}{4\pi W} I^m l \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \bar{i}_\theta \\ \overline{H}_\varphi &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (2.19)$$



Hình 2.6

a) Trường của đipôl điện; b) Trường của đipôl từ.

Theo nguyên lý đổi lẫn của các phương trình Maxwell, lời giải của bài toán bức xạ đối với nguồn từ có thể nhận được từ lời giải bài toán đối với nguồn điện có cấu trúc tương tự, bằng cách áp dụng phép đổi lẫn. Thật vậy, nếu áp dụng (0.3) cho (2.4), (2.5) thì sẽ nhận được (2.18), (2.19) hoặc ngược lại. Điều này các độc giả có thể tự kiểm tra .

Tương tự như đối với điipôl điện, điipôl từ cũng bức xạ sóng cực hóa thẳng. Đồ thị phương hướng của điipôl từ cũng giống đồ thị phương hướng của điipôl điện, nghĩa là có bức xạ cực đại theo hướng vuông góc với trục, bức xạ bằng không theo hướng trục.

Trong trường hợp điipôl điện mặt phẳng chứa trục điipôl là mặt phẳng E còn đối với điipôl từ mặt phẳng này là mặt phẳng H.

Như đã nói trước, thực tế không có dòng từ mà chỉ có dòng từ tương đương, nghĩa là có phần tử trên đó tồn tại thành phần tiếp tuyến của điện trường.

Giả sử có phần tử với các kích thước biểu thị trên hình 2.7, trên bề mặt của nó có thành phần điện trường tiếp tuyến E_t. Theo (0.5) ta có thể viết:

$$E_{\varphi t} = -J_z^m$$

ở đây J_z^m là mật độ dòng từ mặt, nghĩa là dòng từ chảy trên một đơn vị bề rộng của phần tử bề mặt. Ta có dòng từ của điipôl từ tương đương sẽ bằng tích của J_z^m với chu vi thiết diện ngang của điipôl.

Nếu bỏ qua độ dày của điipôl thì:

$$I^m = J_z^m \,.\, 2b = -2bE_{\varphi t} \qquad (2.20)$$

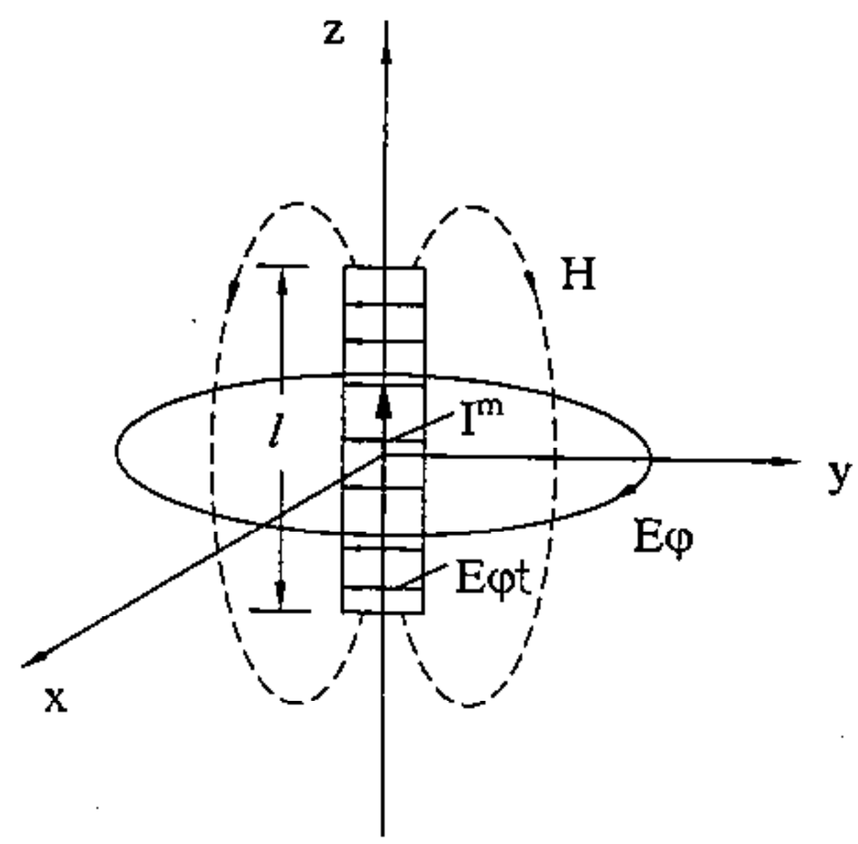
Trường bức xạ của điipôl từ tương đương sẽ là:

$$E = i\frac{E_{\varphi t}}{\lambda} bl \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \qquad (2.21)$$

So sánh (2.4) và (2.18) ta thấy, khi điện trường bức xạ của điipôl điện có giá trị bằng điện trường bức xạ của điipôl từ thì dòng từ của điipôl từ phải có giá trị gấp W lần dòng điện của điipôl điện

$$I^m = W.I^e.$$

Nói cách khác, dòng điện bằng 1 ampe sẽ tạo ra điện trường bức xạ tương đương với dòng từ bằng W vôn.



Hình 2.7.

Nếu mômen điện và mômen từ của hai điipôl có giá trị bằng nhau ($I^m l = I^e l$) thì điện trường tạo ra bởi điipôl từ sẽ nhỏ hơn điện trường tạo ra bởi điipôl điện W lần $\left(E_\varphi^m = \dfrac{E_\theta^e}{W}\right)$, nghĩa là công suất bức xạ của điipôl từ nhỏ hơn công suất xạ của điipôl điện W^2 lần.

Ta có thể suy ra biểu thức đối với bức xạ của điпôl từ:

$$P_{\Sigma}^{m} = \frac{P_{\Sigma}^{e}}{W^2} = \frac{1}{W^2}\frac{\pi}{3}W\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \left|I^m\right|^2$$

Nếu để ý rằng $\left[2\frac{\pi}{3}W\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2\right]$ là điện trở bức xạ của điпôl điện thì:

$$P_{\Sigma}^{m} = \frac{R_{\Sigma d}^{e}}{2W^2}\left|I^m\right|^2 \tag{2.22}$$

Vì dòng từ có thứ nguyên của điện áp (vôn), nên công suất bức xạ của điпôl từ, một cách hình thức, có thể biểu thị qua tích số của $\frac{\left|I^m\right|^2}{2}$ với một đại lượng tượng trưng có thứ nguyên $\frac{1}{\text{ôm}}$. Đại lượng này được gọi là *điện dẫn bức xạ* của điпôl từ.

$$P_{\Sigma}^{m} = \frac{1}{2}\left|I^m\right|^2 G_{\Sigma d}^{m} \tag{2.23}$$

So sánh (2.22) và (2.23) ta có:

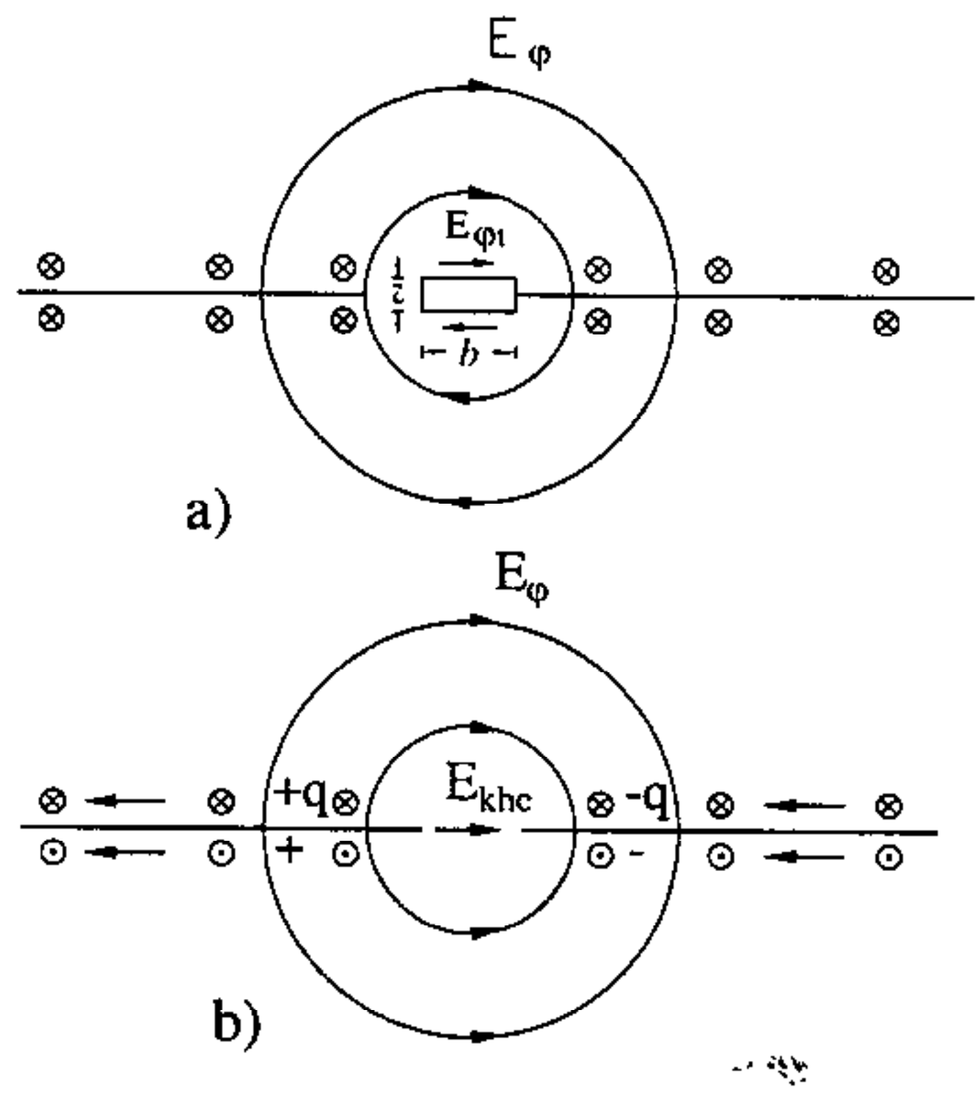
$$G_{\Sigma d}^{m} = \frac{R_{\Sigma d}^{e}}{W^2} \tag{2.24}$$

hay

$$G_{\Sigma d}^{m} = \frac{2}{3}\frac{\pi}{W}\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \tag{2.24a}$$

Công thức (2.24) cho phép xác định điện dẫn bức xạ của điпôl từ khi biết điện trở bức xạ của điпôl điện có cùng kích thước.

Khái niệm điпôl từ tuy không có thực, nhưng sử dụng khái niệm này trong nhiều trường hợp sẽ cho phép đơn giản việc phân tích một số nguồn bức xạ nguyên tố mà cấu trúc trường của nó tương tự như cấu trúc trường của điпôl từ. Ví dụ có một khe hẹp trên màn dẫn điện lý tưởng rất mỏng và rộng vô hạn, độ dài của khe rất nhỏ so với bước sóng. Giả sử khe được kích thích bởi nguồn sức điện động, sao cho điện trường ở trong khe song song với cạnh hẹp và phân bố đều theo cạnh dài. Khi ấy, khe có thể được coi tương đương với một điпôl từ, với dòng từ tương đương xác định theo (2.20).



Hình 2.8.

Để thấy rõ tính chất tương đương trên, ta so sánh cấu trúc trường của đipôl từ và của nguyên tố khe. Hình 2.8a vẽ cấu trúc trường của đipôl từ (là một thanh dẹt, rộng b, dày τ), được đặt sao cho mặt phẳng của nó trùng với mặt phẳng của tấm kim loại dẫn điện lý tưởng, rộng vô hạn. Có thể nhận thấy rằng sự có mặt của tấm kim loại này không ảnh hưởng gì đến cấu trúc trường của đipôl từ vì các đường sức điện của đipôl luôn cắt vuông góc với mặt dẫn điện nên không vi phạm điều kiện bờ của vật dẫn lý tưởng. Hình 2.8b là cấu trúc trường của nguyên tố khe. Sự khác nhau về cấu trúc của trường trong hai trường hợp này là: trong trường hợp đipôl từ, véctơ điện trường trong hai nửa không gian (ngăn cách bởi mặt kim loại) có hướng ngược nhau, véctơ từ trường cùng chiều nhau; còn trong trường hợp nguyên tố khe thì véctơ điện trường trong hai nửa không gian cùng chiều nhau, véctơ từ trường ngược chiều nhau. Tuy vậy, sự khác này không có ý nghĩa đáng kể. Thật vậy, trường trong hai nửa không gian bị cách ly bởi mặt phẳng dẫn điện nên có thể được coi là độc lập nhau. Do đó nếu xét riêng rẽ trong mỗi nửa không gian thì cấu trúc trường của hai nguyên tố bức xạ là tương đương nhau.

Đối với nguyên tố khe, ta có dòng từ (tương đương) của khe bằng:

$$I^m_{\text{khe}} = -bE_{\text{khe}} = -U_{\text{khe}} \tag{2.25}$$

Đối với đipôl từ, dòng từ có quan hệ với thành phần tiếp tuyến của điện trường trên bề mặt bởi (2.20).

$$I^m_d \; -2E_{\varphi t}b$$

Nếu giả thiết trường của khe và của đipôl từ có giá trị bằng nhau, nghĩa là $E_{\text{khe}} = E_{\varphi t}$ thì (2.20) sẽ được viết lại dưới dạng:

$$I^m_d = -2E_{\text{khe}}b$$

Áp dụng (2.25) ta có:

$$I^m_d = 2I^m_{\text{khe}} = -2U_{\text{khe}} \tag{2.26}$$

Công thức (2.26) chứng tỏ rằng dòng từ của đipôl từ tương đương với khe (khi cùng tạo ra trường bức xạ bằng nhau) sẽ phải có giá trị lớn gấp hai lần dòng từ của khe.

Cường độ bức xạ của khe có thể được xác định theo các công thức của đipôl từ, trong đó cần thay thế $I^m = -2U_{\text{khe}}$. Ta có:

$$\left.\begin{aligned} E_{\varphi\text{khe}} &= i\frac{U_{\text{khe}}l}{\lambda}\sin\theta\frac{e^{-ikR}}{R} \\ H_{\theta\text{khe}} &= -i\frac{U_{\text{khe}}l}{W\lambda}\sin\theta\frac{e^{-ikR}}{R} \end{aligned}\right\} \tag{2.27}$$

Công suất bức xạ của khe được xác định theo công thức (2.22). Khi thay thế $I^m_d = 2I^m_{\text{khe}}$ sẽ nhận được

$$P_{\Sigma khe} = \frac{2R^e_{\Sigma d}}{W^2}\left|I^m_{khe}\right|^2 = \frac{2R^e_{\Sigma d}}{W^2}\left|U_{khe}\right|^2 \qquad (2.28)$$

Nếu biểu thị công suất bức xạ qua điện dẫn của khe

$$P_{\Sigma khe} = \frac{1}{2}\left|U_{khe}\right|^2 G_{\Sigma khe}$$

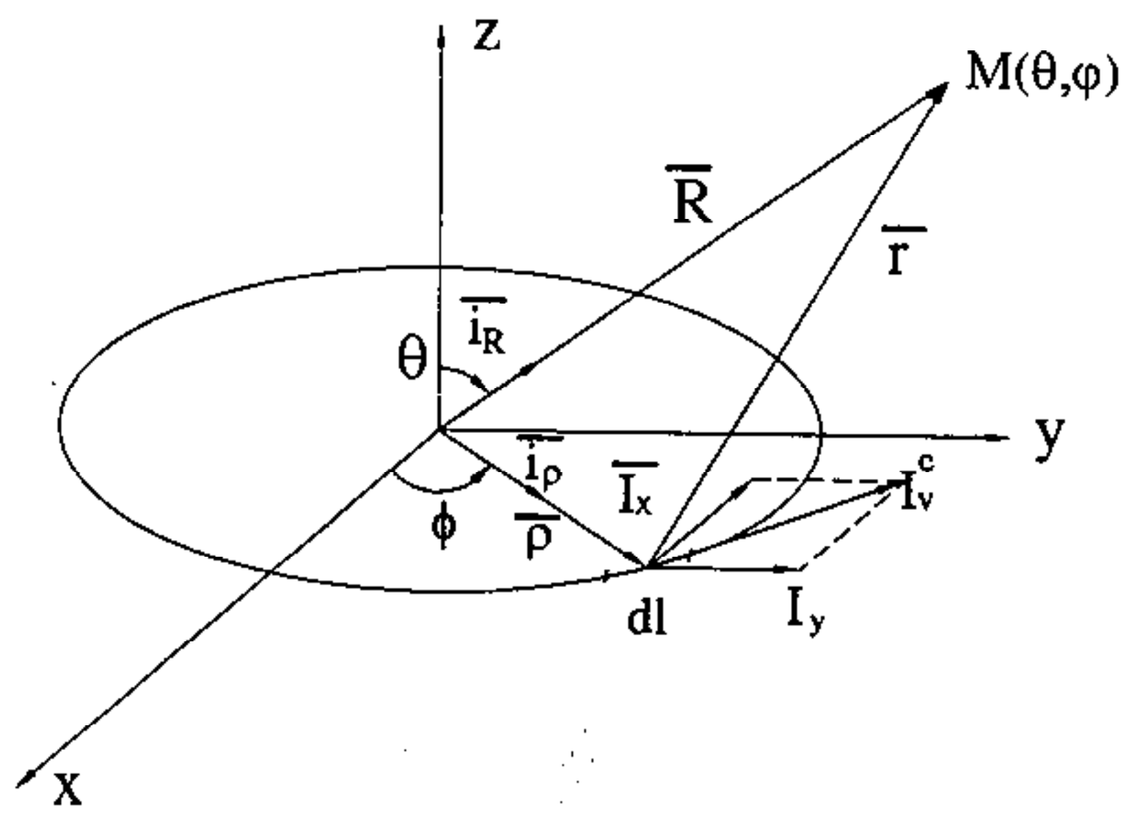
thì

$$G_{\Sigma khe}\frac{4R^e_{\Sigma d}}{W^2} \qquad (2.29)$$

§2.3. VÒNG ĐIỆN NGUYÊN TỐ (ANTEN KHUNG NHỎ)

Vòng điện nguyên tố là một vòng dây dẫn điện có kích thước rất nhỏ so với bước sóng, trên đó có dòng điện mà biên độ và pha ở mọi điểm đều như nhau.

Giả sử vòng điện hình tròn bán kính a ($a << \lambda$), được đặt trong không gian đồng nhất, rộng vô hạn. Ta chọn hệ tọa độ sao cho gốc tọa độ trùng với tâm của đường tròn, còn trục z vuông góc với mặt phẳng của đường tròn (hình 2.9). Như vậy, nếu xét trong hệ tọa độ cầu thì dòng điện của vòng (ký hiệu là I^e_v) sẽ chỉ có thành phần theo tọa độ φ.



Hình 2.9.

Ta có thể viết:

$$I^e_v = I^e_x \bar{i}_x + I^e_y \bar{i}_y$$

ở đây

$$\left.\begin{aligned} I^e_x &= -I^e_v \sin\phi \\ I^e_y &= I^e_v \cos\phi \end{aligned}\right\} \qquad (2.30)$$

với ϕ là tọa độ của phần tử dây dẫn trong mặt phẳng xy.

Ta có các thành phần của hàm bức xạ (tính theo (1.7) khi thay thế tích phân theo thể tích bởi tích phân theo vòng tròn l) được viết dưới dạng:

$$\left.\begin{aligned} \bar{G}_x &= -\bar{i}_x \oint_l I^e_v \sin\phi\, e^{ik\rho \bar{i}_\rho \bar{i}_R} dl \\ \bar{G}_y &= \bar{i}_y \oint_l I^e_v \cos\phi\, e^{ik\rho \bar{i}_\rho \bar{i}_R} dl \end{aligned}\right\} \qquad (2.31)$$

ở đây

$$\left.\begin{aligned}
&\rho = a\\
&\bar{i}_\rho = \left(\bar{i}_x\cos\phi + \bar{i}_y\sin\phi\right)\\
&\bar{i}_R = \left(\bar{i}_x\cos\varphi\sin\theta + \bar{i}_y\sin\varphi\sin\theta + \bar{i}_z\cos\theta\right)\\
&\bar{i}_\rho\bar{i}_R = \sin\theta(\cos\varphi\cos\phi + \sin\varphi\sin\phi) = \sin\theta\cos(\phi-\varphi)
\end{aligned}\right\} \quad (2.32)$$

Ta có:

$$\begin{aligned}
&e^{ik_\rho\bar{i}_R}dl = e^{ika\sin\theta\cos(\phi-\varphi)}ad\phi\\
&\overline{G}_y = \bar{i}_y a I_v^e \int_0^{2\pi} e^{ika\sin\theta\cos(\phi-\varphi)}\cos\phi d\phi
\end{aligned} \quad (2.33)$$

Tích các tích phân (2.33) trong trường hợp tổng quát là bài toán rất phức tạp. Tuy nhiên, nếu để ý đến tính đối xứng của kết cấu ta có thể đi tới nhận xét là trường bức xạ của vòng dây sẽ không phụ thuộc vào tọa độ φ; vì vậy có thể chọn mặt phẳng khảo sát là mặt phẳng bất kỳ chứa trục *z* mà không ảnh hưởng tới tính tổng quát của bài toán. Để đơn giản, ta chọn mặt phẳng khảo sát là mặt *xoz* (mặt phẳng $\varphi = 0^o$). Khi ấy, thành phần $\overline{G}_x$ của hàm bức xạ ở điểm khảo sát sẽ bằng không, còn thành phần sẽ bằng $\overline{G}_\varphi$:

$$\overline{G}_\varphi = \overline{G}_y = \bar{i}_\varphi a I_v^e \int_0^{2\pi} e^{ika\sin\theta\cos\phi}\cos\phi\, d\phi \quad (2.34)$$

Áp dụng công thức (*)

$$J_1(x) = \frac{-i}{\pi}\int_0^{2\pi} e^{ix\cos\phi}\cos\phi\, d\phi \quad (2.35)$$

Ở đây $J_1(x)$ là hàm Bessel bậc 1, argumen *x*, ta nhận được:

$$\overline{G}_\varphi = iI_v^e\, 2\pi J_1(ka\sin\theta)\bar{i}_\varphi \quad (2.36)$$

Sử dụng các công thức (1.32), (1.33) và (2.36) ta tính được trường bức xạ của vòng điện:

$$\left.\begin{aligned}
&\overline{E}_\theta = 0\\
&\overline{E}_\varphi = \frac{WI_v^e ka}{2}J_1(ka\sin\theta)\frac{e^{-ikR}}{R}\bar{i}_\varphi\\
&\overline{H}_\theta = \frac{-I_v^e ka}{2}J_1(ka\sin\theta)\frac{e^{-ikR}}{R}\bar{i}_\theta\\
&\overline{H}_\varphi = 0
\end{aligned}\right\} \quad (2.37)$$

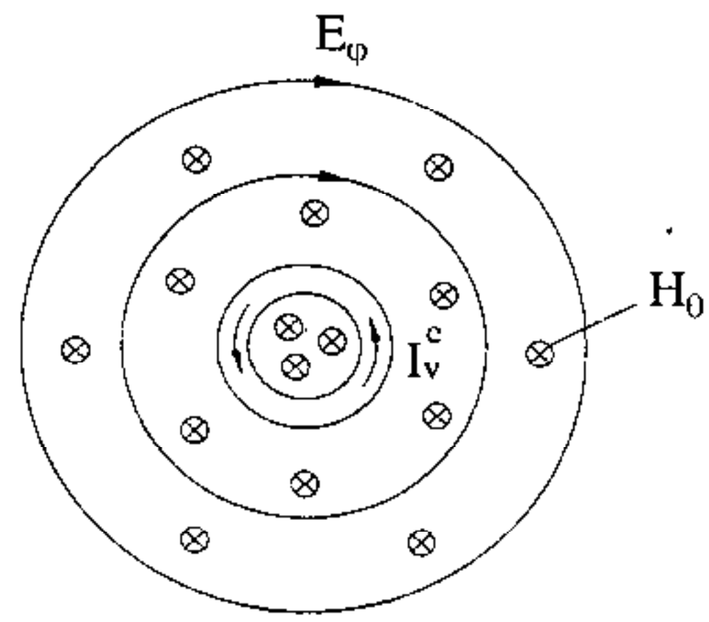
(*) Theo các "Sổ tay toán học" (ví dụ, xem Brônstêin, Xemenđiaep. Sổ tay toán học giành cho kỹ sư)

Công thức trên cho phép tính cường độ trường bức xạ của anten khung có bán kính tùy ý (với điều kiện dòng điện phân bố đều theo khung dây). Trường hợp khung có bán kính rất nhỏ so với bước sóng ($ka << 1$) thì có thể thay thế gần đúng

$$J_1(ka\sin\theta) \approx \frac{1}{2}ka\sin\theta.$$

Khi ấy (2.37) sẽ cho ta:

$$\overline{E}_\varphi = \frac{WI_v^e k^2}{4\pi}\pi a^2 \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R}\bar{i}_\varphi$$
$$\overline{E}_\theta = \frac{-I_v^e k^2}{4\pi}\pi a^2 \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R}\bar{i}_\theta \qquad (2.38)$$



Hình 2.10.

Công thức (2.38) có thể được sử dụng để tính trường bức xạ của vòng điện nguyên tố [(*)]. Cấu trúc trường của vòng điện nguyên tố với các thành phần điện trường $\overline{E}_\varphi$ và từ trường $\overline{H}_\theta$ được vẽ ở hình 2.10.

So sánh hình 2.10 và hình 2.6b ta nhận thấy cấu trúc trường của vòng điện nguyên tố và của đipôl từ có dạng giống nhau. Do đó có thể coi vòng điện nguyên tố tương đương với đipôl từ mà trục của đipôl vuông góc với mặt phẳng vòng điện. Nếu bán kính của vòng điện rất nhỏ và tiến đến không thì kết luận trên là chính xác và không phụ thuộc vào hình dạng vòng dây.

Mômen từ của đipôl từ tương đương có thể được xác định bằng cách so sánh (2.18) và (2.19) với (2.38). Ta nhận được:

$$-i\,I^m l = I_v^e kW\,\pi a^2$$

Gọi $\pi a^2 = s$ (diện tích vòng điện), ta có:

$$I^m l = i\,I_v^e\,kW s \qquad (2.39)$$

Đồ thị phương hướng của vòng điện nguyên tố trong hai mặt phẳng E và H được biểu thị trên hình 2.11.

Điện trở bức xạ của vòng điện cũng có thể được xác định theo công thức giống như đối với đipôl điện. Trong trường hợp này:

$$R_{\Sigma v}^e = \frac{2P_{\Sigma v}^e}{\left|I_v^e\right|^2} \qquad (2.40)$$

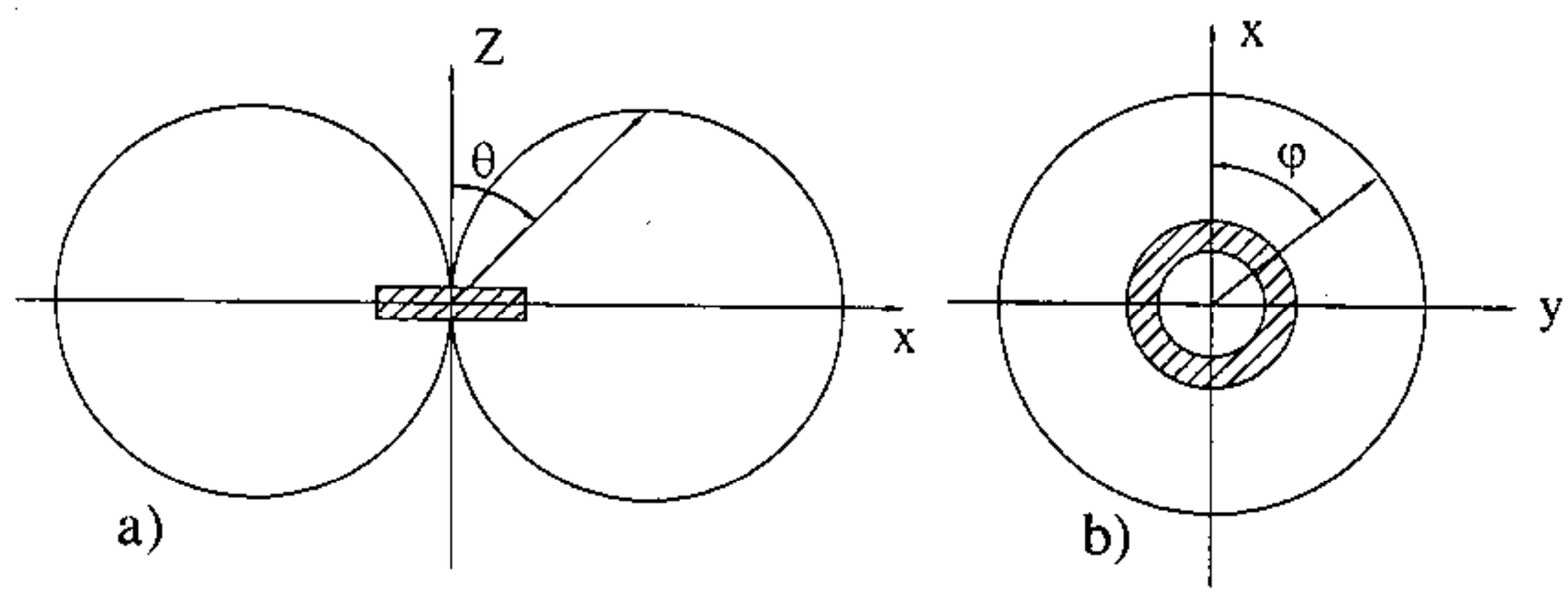
(*) Cũng có thể nhận được (2.38) một cách đơn giản hơn nếu ngay từ đầu ta chú ý đến điều kiện ka < < 1 của vòng điện nguyên tố. Khi ấy, trong các tích phân (2.33) ta có thể thay thế gần đúng $e^{ika\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)} \approx 1 + ika\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)$, và do đó việc tính các tích phân này sẽ trở nên đơn giản. Các bước tính trung gian để đi tới (2.38) các độc giả có thể tự thực hiện.

Theo (2.39)

$$\left|I_v^e\right| = \frac{I^m l}{kWs}$$

Thay giá trị của I_v^e vào (2.40) ta nhận được:

$$R_{\Sigma v}^e = \frac{2P_\Sigma}{\left|I^m\right|^2}\frac{k^2W^2s^2}{l^2} \tag{2.41}$$



Hình 2.11.

Số hạng đầu của (2.41) chính là điện dẫn bức xạ của đipôl từ tương đương (theo công thức (2.23)), do đó:

$$R_{\Sigma v}^e = G_{\Sigma d}^m \frac{k^2W^2s^2}{l^2} \tag{2.42}$$

Thay giá trị của $G_{\Sigma d}^m$ vào (2.42) sẽ có:

$$R_{\Sigma v}^e = \frac{8}{3}W\frac{\pi^2s^2}{\lambda^4} \tag{2.43}$$

Công thức này có thể dùng để tính điện trở bức xạ của anten khung. ở đây ta có nhận xét là đối với đipôl điện và từ thì điện trở bức xạ tỷ lệ nghịch với bình phương bước sóng, còn đối với vòng điện, điện trở bức xạ tỷ lệ nghịch với lũy thừa bậc 4 của bước sóng.

§2.4. VÒNG TỪ NGUYÊN TỐ

Tương tự như định nghĩa của vòng điện nguyên tố, ta có vòng từ nguyên tố là một vòng dây dẫn từ có kích thước rất nhỏ so với bước sóng, trên đó có dòng từ mà biên độ và pha ở mọi điểm đều như nhau.

Dựa theo nguyên lý đổi lẫn, ta có thể xác định cấu trúc trường và viết biểu thức trường bức xạ của vòng từ nguyên tố khi biết cấu trúc trường và các biểu thức trường

bức xạ của vòng điện nguyên tố, với điều kiện hai nguyên tố bức xạ cùng có dạng hình học như nhau. áp dụng phép đổi lẫn (0.3) cho các biểu thức (2.37), (2.38) ta có:

$$\left.\begin{aligned} H_\varphi &= \frac{I_v^m k^2}{4\pi W}\pi a^2 \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \\ H_\theta &= \frac{I_v^m k^2}{4\pi}\pi a^2 \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \end{aligned}\right\} \qquad (2.44)$$

Như vậy trường bức xạ của vòng từ nguyên tố bao gồm điện trường với thành phần E_θ và từ trường với thành phần H_φ.

Ta thấy cấu trúc trường của vòng từ nguyên tố cũng giống cấu trúc trường của đipôl điện. Do đó có thể xem vòng từ nguyên tố tương đương với đipôl điện mà trục của đipô; vuông góc với mặt phẳng của vòng từ.

Mômen điện của đipôl điện tương đươngcó thể được xác định bằng cách so sánh (2.44) với (2.4), (2.5)

$$I^e l = -i\, I_v^m \frac{k}{W} s \qquad (2.45)$$

Điện dẫn bức xạ của vòng từ nguyên tố, theo định nghĩa được xác định

$$G_{\Sigma v}^m = \frac{2P_\Sigma}{\left|I_v^m\right|^2} \qquad (2.46)$$

Rút $\left|I_v^m\right|$ từ (2.45) và thay vào (2.46) ta được:

$$G_{\Sigma v}^m = \frac{2P_\Sigma}{\left|I^e\right|^2}.\frac{k^2 s^2}{l^2 W} = R_{\Sigma d}^e \frac{k^2 s^2}{W^2 l^2} \qquad (2.47)$$

Thay biểu thức của $G_{\Sigma d}^e$ (2.15) vào (2.47) sẽ có:

$$G_{\Sigma v}^m = \frac{8}{3}\frac{1}{W}\frac{\pi^3 s^2}{\lambda^4} \qquad (2.48)$$

So sánh (2.48) với (2.43) sẽ nhận được quan hệ giữa điện dẫn bức xạ của vòng từ nguyên tố và điện trở bức xạ của vòng điện nguyên tố cùng kích thước:

$$G_{\Sigma_v}^e = \frac{R_{\Sigma_v}^m}{W^2} \qquad (4.49)$$

Vòng từ nguyên tố, cùng với đipôl từ, là những khái niệm không có thực; nhưng trong thực tế ta cũng có thể tìm thấy những mô hình tương đương với chúng.

Trường hợp một khe hẹp, quây tròn trên một mặt kim loại dẫn điện lý tưởng cũng có thể được xem là một vòng từ.

§2.5. NGUYÊN TỐ BỨC XẠ HỖN HỢP

Nguyên tố bức xạ hỗn hợp là phần tử bức xạ bao gồm một đipôl điện và một đipol từ đặt vuông góc với nhau. Hình 2.12 vẽ nguyên tố hỗn hợp, trong đó đipôl điện đặt theo trục x, dòng điện I_x^e, còn đipôl từ đặt theo trục y, với dòng từ I_y^m. Giả sử độ dài của hai đipôl giống nhau (bằng l) còn quan hệ biên độ giữa chúng được xác định bởi:

$$\frac{I_y^m}{I_x^e} = aW, \tag{2.50}$$

trong đó, a là hệ số, có thể là đại lượng thực hoặc phức, còn $W = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$.

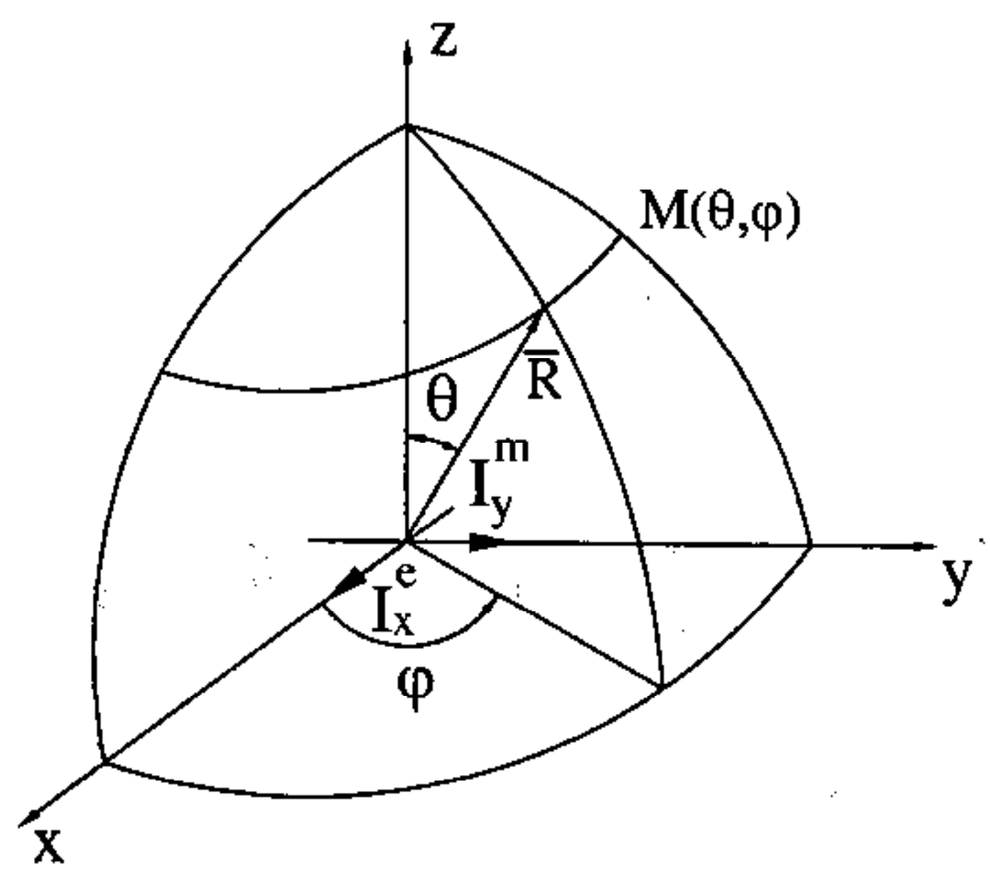
Để xác định trường bức xạ của nguyên tố hỗn hợp, cần tính các hàm bức xạ $\overline{G}^e$ và $\overline{G}^m$. Tương tự như trường hợp đipôl điện và từ đã khảo sát trước đây, ta có:

$$\left.\begin{aligned} \overline{G}^e &= \overline{G_x^e} = \bar{i}_x I_x^e l \\ \overline{G}^m &= \overline{G}_y^m = \bar{i}_y I_y^e l \end{aligned}\right\} \tag{2.51}$$

Áp dụng (1.39) ta nhận được các thành phần của hàm bức xạ trong hệ tọa độ cầu:

$$\left.\begin{aligned} G_\theta^e &= G_x \cos\varphi \cos\theta = I_x^e l \cos\varphi \cos\theta \\ G_\varphi^e &= -G_x \sin\varphi = -I_x^e l \sin\varphi \end{aligned}\right\} \tag{2.52}$$

$$\left.\begin{aligned} G_\theta^m &= G_y \sin\varphi \cos\theta = I_y^m l \sin\varphi \cos\theta \\ G_\varphi^m &= G_y \cos\varphi = I_y^m l \cos\varphi \end{aligned}\right\} \tag{2.53}$$



Hình 2.12.

Áp dụng (1.32), đồng thời chú ý đến quan hệ (2.50) ta nhận được trường bức xạ ở khu xa:

$$\overline{E}_\theta = -\frac{ik}{4\pi} W I_x^e l \cos\varphi(\cos\theta + a)\frac{e^{-ikR}}{R}\bar{i}_\theta \tag{2.54}$$

$$\overline{E}_\varphi = \frac{ik}{4\pi} W I_x^e l \sin\varphi(1 + a\cos\theta)\frac{e^{-ikR}}{R}\bar{i}_\varphi \tag{2.55}$$

Đối chiếu (2.54), (2.55) với (1.43) ta có thể rút ra biểu thức đối với các thành phần của hàm phương hướng

$$\overline{f}_\theta(\theta, \varphi) = W I_x^e l \cos\varphi(\cos\theta + a)\bar{i}_\theta \tag{2.56}$$

$$\overline{f}_\varphi(\theta, \varphi) = -W I_x^e l \sin\varphi(1 + a\cos\theta)\bar{i}_\varphi \tag{2.57}$$

Dấu trừ (–) trong biểu thức (2.57) chứng tỏ thành phần $\overline{f}_\varphi$ của hàm phương hướng có chiều ngược với véctơ đơn vị $\bar{i}_\varphi$. Phân tích (2.56), (2.57) ta thấy, nếu a là số thực thì argumen của f_θ và f_φ sẽ là hằng số, không phụ thuộc vào hướng của điểm khảo sát. Điều đó chứng tỏ nguyên tố hỗn hợp là phần tử bức xạ có tâm pha như đã khảo sát ở §1.4, trong trường hợp này trường bức xạ cũng là trường phân cực thẳng.

Vì môđun của $\overline{f}_\theta$ và $\overline{f}_\varphi$ có cực đại bằng $W I_x^e l(1 + a)$ nên hàm phương hướng biên độ chuẩn hóa sẽ có dạng:

$$\left|\overline{F}_\theta(\theta, \varphi)\right| = \left|\frac{\cos\varphi(\cos\theta + a)}{1 + a}\right| \tag{2.58}$$

$$\left|F_\varphi(\theta, \varphi)\right| = \left|\frac{\sin\varphi(1 + a\cos\theta)}{1 + a}\right| \tag{2.59}$$

Với $a = 1$ ta có:

$$\left|\overline{F}_\theta(\theta, \varphi)\right| = \left|\frac{\cos\varphi(1 + \cos\theta)}{2}\right|$$

$$\left|\overline{F}_\theta(\theta, \varphi)\right| = \left|\frac{\sin\varphi(1 + \cos\theta)}{2}\right| \tag{2.59a}$$

Hàm phương hướng chuẩn hóa theo công suất được xác định theo (1.57) (với $a = 1$):

$$F_m^2(\theta, \varphi) = \frac{f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2}{\left\{f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2\right\}_{\max}} = \left(\frac{\cos\theta + 1}{2}\right)^2 \tag{2.60}$$

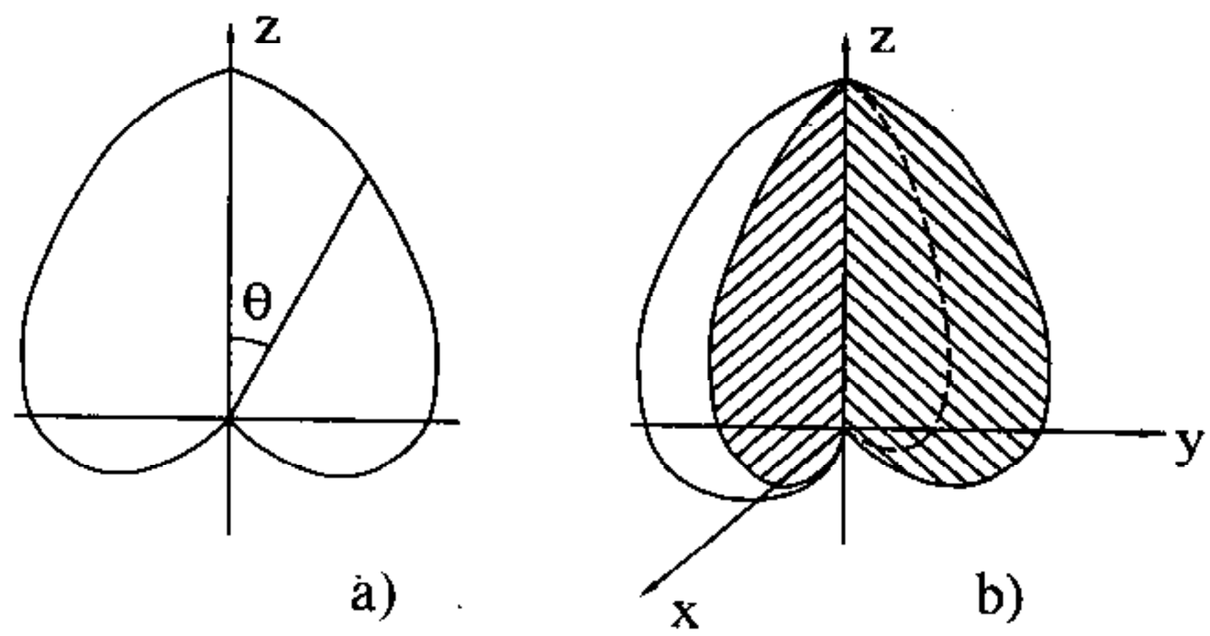
Hệ số định hướng ở hướng cực đại được xác định theo (1.85). Khi thay $F_m^2(\theta, \varphi)$ bởi (2.60) sẽ có:

$$D_{\max} = \frac{16\pi}{(1 + \cos\theta)^2 \sin\theta\, d\theta\, d\varphi} = 3 \tag{2.61}$$

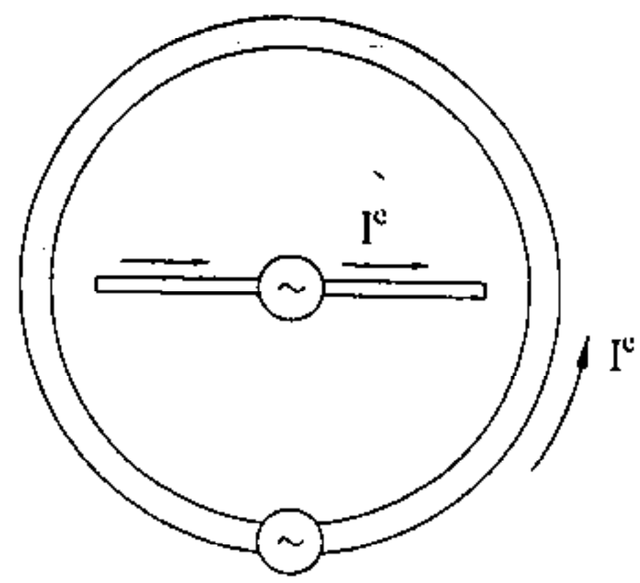
Ta có biểu thức của hệ số định hướng viết theo (1.83) bằng

$$D(\theta, \varphi) = \frac{3}{4}(1 + \cos\theta)^2 \tag{2.62}$$

Đồ thị phương hướng của nguyên tố hỗn hợp trong mặt phẳng φ = const (mặt phẳng đi qua trục z) có dạng đường cardiôit với cực đại theo hướng $\theta = 0$, và bằng không theo hướng $\theta = \pi$ (hình 1.13a). Đồ thị phương hướng không gian của nguyên tố bức xạ là một hình cardiôit tròn xoay. Hình này nhận được bằng cách quay đồ thị mặt phẳng quanh trục đối xứng z (hình 2.13b).



Hình 2.13.



Hình 2.14.

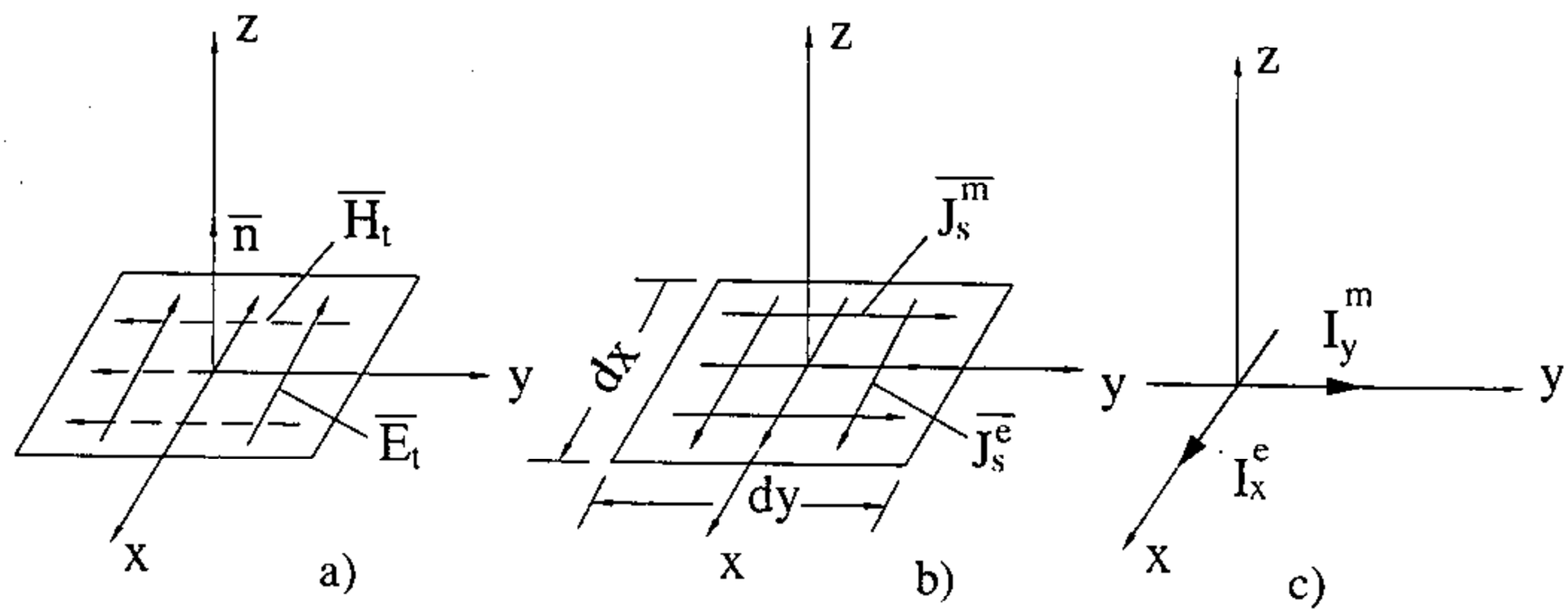
Từ giản đồ hướng tính vẽ ở trên ta nhận thấy nguyên tố hỗn hợp chỉ bức xạ năng lượng cực đại về một phía. Hướng bức xạ cực đại được xác định bởi hướng của tích véctơ ($\bar{I}^e \times \bar{I}^m$). Nguyên tố hỗn hợp nói trên còn được gọi là nguyên tố bức xạ đơn hướng.

Một trong các mô hình thực tế của nguyên tố hỗn hợp là tổ hợp của một đipôl điện và một vòng điện nguyên tố được sắp xếp như ở hình 2.14. Thật vậy, như đã chứng minh ở §2.3, vòng điện nguyên tố với bán kính rất nhỏ so với bước sóng có thể được coi tương đương với một đipôl từ mà trục đipôl vuông góc với mặt phẳng vòng điện.

Một mô hình thực tế khác của nguyên tố hỗn hợp là nguyên tố bức xạ mặt (còn gọi là nguyên tố Huygens). Đó là phần tử diện tích có kích thước rất nhỏ so với bước sóng, trên đó các thành phần tiếp tuyến của điện trường và từ trường vuông góc nhau và phân bố với biên độ và pha đồng đều (hình 2.15a).

Theo nguyên lý tương đương của dòng điện và dòng từ mặt (§0.4), ta có thể thay thế các thành phần tiếp tuyến của điện và từ trường trên nguyên tố bởi các dòng điện và dòng từ mặt (hình 2.15b).

$$\left.\begin{aligned} J_s^m &= (\bar{n} \times \bar{H}_t) = H_t \bar{i}_x \\ J_s^m &= -(\bar{n} \times \bar{E}_t) = E_t \bar{i}_y \end{aligned}\right\} \qquad (2.63)$$



Hình 2.15.

Khi đó, Nguyên tố Huygens có thể được thay thế bởi một cặp đipôl điện và đipôl từ đặt vuông góc nhau (hình 2.15c). Đipôl điện có độ dài dy và dòng điện

$$\overline{I}_x^e = H_t\, dy\, \bar{i}_x \tag{2.64}$$

Đipôl từ có độ dài dx và dòng từ:

$$\overline{I}_y^m = E_t\, dx\, \bar{i}_y \tag{2.65}$$

§2.6. CẶP ĐIPÔL VUÔNG GÓC (NGUYÊN TỐ TUANIKÊ)

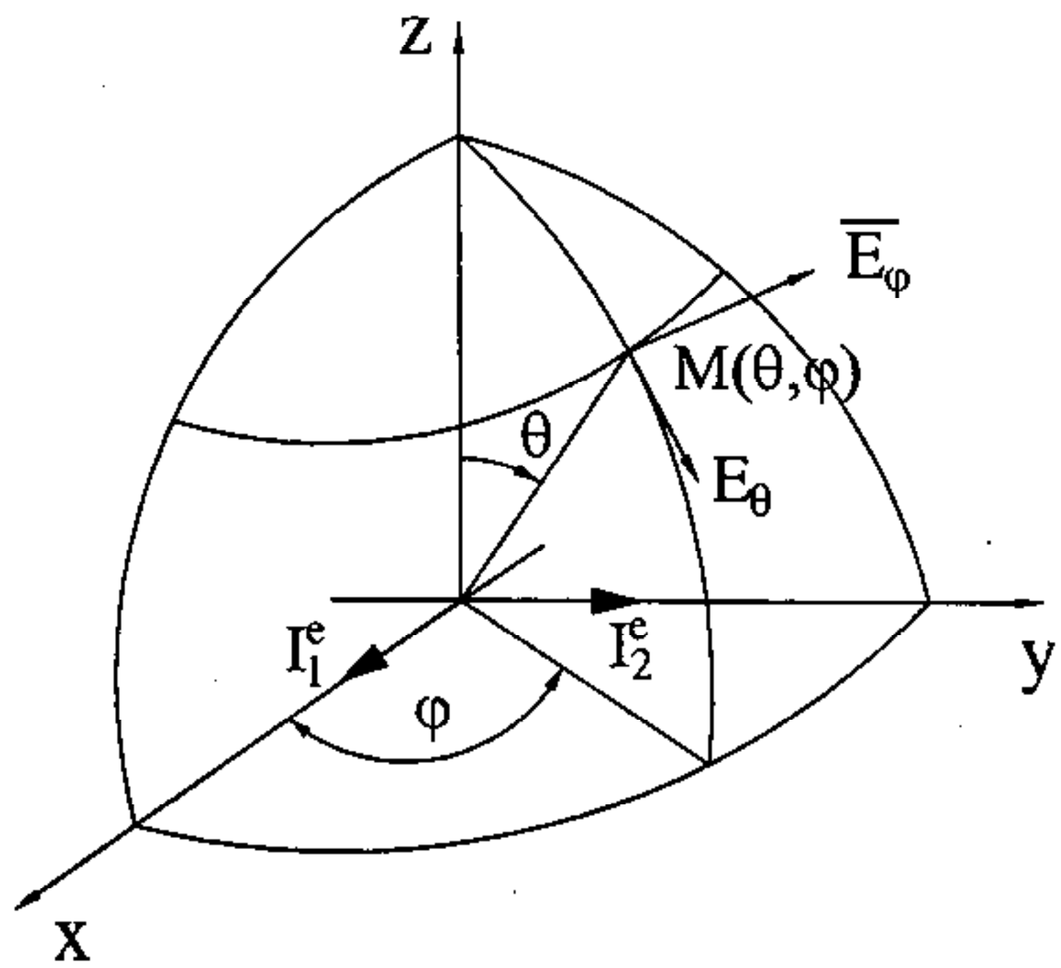
Nguyên tố Tuanikê là một tổ hợp của hai đipôl (điện hoặc từ) đặt vuông góc nhau trong không gian, và được tiếp điện sao cho dòng điện (hay dòng từ) chảy trong cặp đipôl ấy có biên độ bằng nhau, còn góc pha lệch nhau 90°. Ví dụ, cặp đipôl điện và hệ tọa độ được chọn như ở hình 2.16.

Quan hệ dòng điện trong hai đipôl theo giả thiết là:

$$I_2^e e^{-i\frac{\pi}{2}} = -iI_1^e \tag{2.26}$$

Hàm bức xạ trong trường hợp này sẽ có hai thành phần theo i_x và i_y:

$$\left.\begin{aligned} \overline{G}_x^e &= I_1^e l\, \bar{i}_x \\ \overline{G}_y^e &= I_2^e l\, \bar{i}_y \end{aligned}\right\} \tag{2.67}$$



Hình 2.16.

Từ (2.67) ta xác định được các thành phần của hàm bức xạ trong hệ tọa độ cầu bằng cách áp dụng công thức chuyển đổi (1.39)

$$\left.\begin{aligned} G_\theta^e &= I_1^e l(\cos\varphi - i\sin\varphi)\cos\theta = I_1^e l e^{i\varphi}\cos\theta \\ G_\varphi^e &= -I_1^e l(\sin\varphi + i\cos\varphi) = I_1^e l e^{-i\left(\varphi+\frac{\pi}{2}\right)} \end{aligned}\right\} \tag{2.68}$$

Áp dụng (2.68) cho (1.32) ta xác định được các thành phần của điện trường bức xạ:

$$\overline{E}_\theta = \frac{-ikW}{4\pi} I_1^e l\cos\theta\, e^{-i\varphi}\frac{e^{-ikR}}{R}\bar{i}_\theta \tag{2.69}$$

$$\overline{E}_\varphi = \frac{-ikW}{4\pi} I_1^e l\, e^{-i\left(\varphi+\frac{\pi}{2}\right)}\frac{e^{-ikR}}{R}\bar{i}_\varphi \tag{2.70}$$

Đối chiếu (2.69), (2.70) với (1.43) ta rút ra được các thành phần của hàm phương hướng:

$$\overline{f}_\theta(\theta, \varphi) = W I_1^e l \cos\theta e^{-i\varphi} \bar{i}_\theta \tag{2.71}$$

$$\overline{f}_\varphi(\theta, \varphi) = W I_1^e l e^{-i\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right)} \bar{i}_\varphi \tag{2.72}$$

Theo (2.71), (2.72) môđun của các hàm f_θ và f_φ có cực đại bằng $W I_1^e l$. Do đó hàm phương hướng biên độ chuẩn hóa sẽ có các thành phần bằng:

$$\left|F_\theta(\theta, \varphi)\right| = \cos\theta \tag{2.73}$$

$$\left|F_\varphi(\theta, \varphi)\right| = 1 \tag{2.74}$$

Từ (2.71) ta rút ra được

$$\arg f_\theta = -\varphi\ ; \tag{2.75}$$

và từ (2.72) ta có:

$$\arg f_\varphi = -\left(\varphi \frac{\pi}{2}\right) \tag{2.76}$$

Argumen của các hàm $\overline{f}_\theta$ và $\overline{f}_\varphi$ là các hàm số theo góc phương vị của điểm khảo sát. Do đó pha của trường tại điểm khảo sát (khi R không đổi) sẽ biến đổi theo góc phương vị. Nguyên tố bức xạ khảo sát ở trên là phần tử bức xạ không có tâm pha.

So sánh (2.75) và (2.76) ta thấy argumen của các thành phần hàm phương hướng có giá trị khác nhau. Hiệu của hai argumen có giá trị bằng:

$$\psi = \arg f_\varphi - \arg f_\theta = -\frac{\pi}{2} \tag{2.77}$$

Như đã chứng minh ở §1.3, có thể kết luận rằng trường bức xạ của nguyên tố Tuanikê là trường cực hóa elip.

Để khảo sát đặc tính phương hướng về biên độ, pha và cực hóa của nguyên tố bức xạ, ta thiết lập biểu thức của hàm phương hướng véctơ phức chuẩn hóa theo các hệ thức đã biết ở §1.3.

Nếu chọn f_φ là thành phần phân cực gốc thì:

$$\Phi(\theta, \varphi) = \arg f_\varphi = -\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right) \tag{2.78}$$

Ta có các thành phần của hàm phương hướng cực tính:

$$P_\varphi = \alpha(\theta, \varphi) = \frac{f_{\varphi m}}{\sqrt{f_{\theta m}^2 + f_{\varphi m}^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \cos^2\theta}} \tag{2.79}$$

$$P_\theta = \sqrt{1-\alpha^2}\, e^{i\psi} = \frac{\cos\theta}{\sqrt{1+\cos^2\theta}} e^{-i\frac{\pi}{2}} \tag{2.80}$$

Hàm phương hướng cực tính được xác định theo (1.71) có dạng:

$$P(\theta, \varphi) = \frac{\cos\theta}{\sqrt{1+\cos^2\theta}} e^{-i\frac{\pi}{2}} \bar{i}_\theta + \frac{1}{\sqrt{1+\cos^2\theta}} \bar{i}_\varphi \tag{2.81}$$

Thay (2.73), (2.74) vào (1.73) ta tính được môđun của hàm phương hướng chuẩn hóa

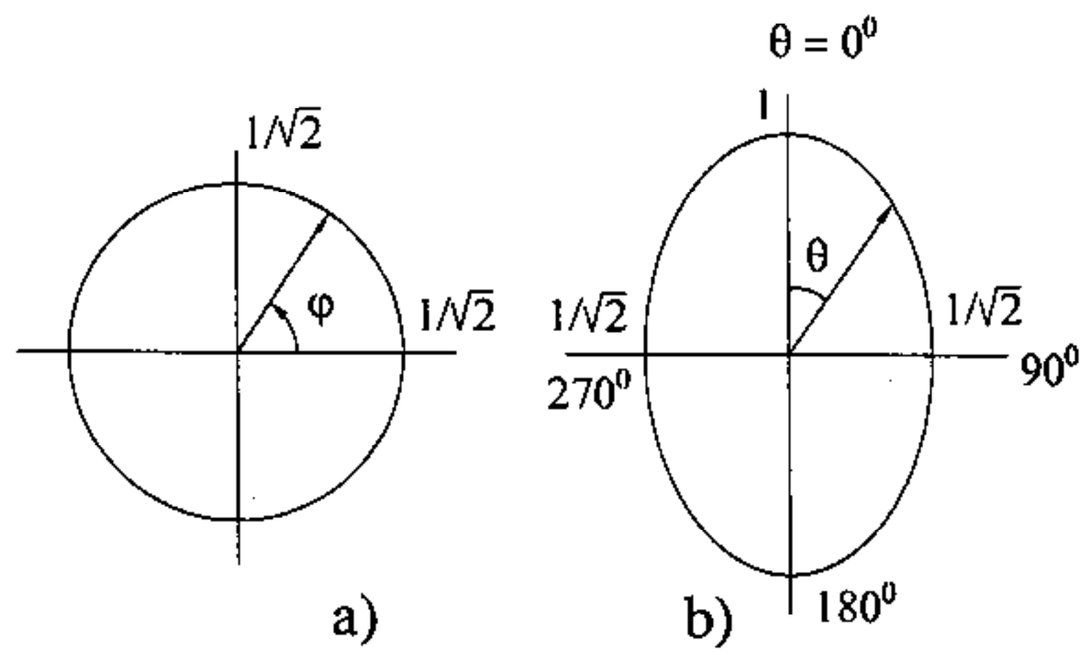
$$F_m(\theta, \varphi) = \left(\frac{1+\cos^2\theta}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.82}$$

Thay (2.78), (2.81) và (2.82) vào (1.72) ta sẽ nhận được hàm phương hướng véctơ phức hợp chuẩn hóa của nguyên tố Tuanikê:

$$\bar{F}(\theta, \varphi) = \left(\frac{1+\cos^2\theta}{2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-i\left(\varphi+\frac{\pi}{2}\right)} \left(\frac{\cos\theta}{\sqrt{1+\cos^2\theta}} e^{-i\frac{\pi}{2}} \bar{i}_\varphi\right) \tag{2.83}$$

Từ (2.83) ta nhận thấy hàm phương hướng biên độ của nguyên tố bức xạ không phụ thuộc tọa độ φ. Đồ thị phương hướng biên độ của anten trong mặt phẳng vĩ tuyến sẽ là đường tròn (hình 2.17a), còn trong mặt phẳng kinh tuyến được xác định bởi hàm $\left(\frac{1+\cos^2\theta}{2}\right)^{\frac{1}{2}}$ (hình 2.17b).

Để xác định đặc tính phân của anten ta khảo sát tương quan biên độ và pha của hai thành phần P_θ và P_φ.



Hình 2.17.

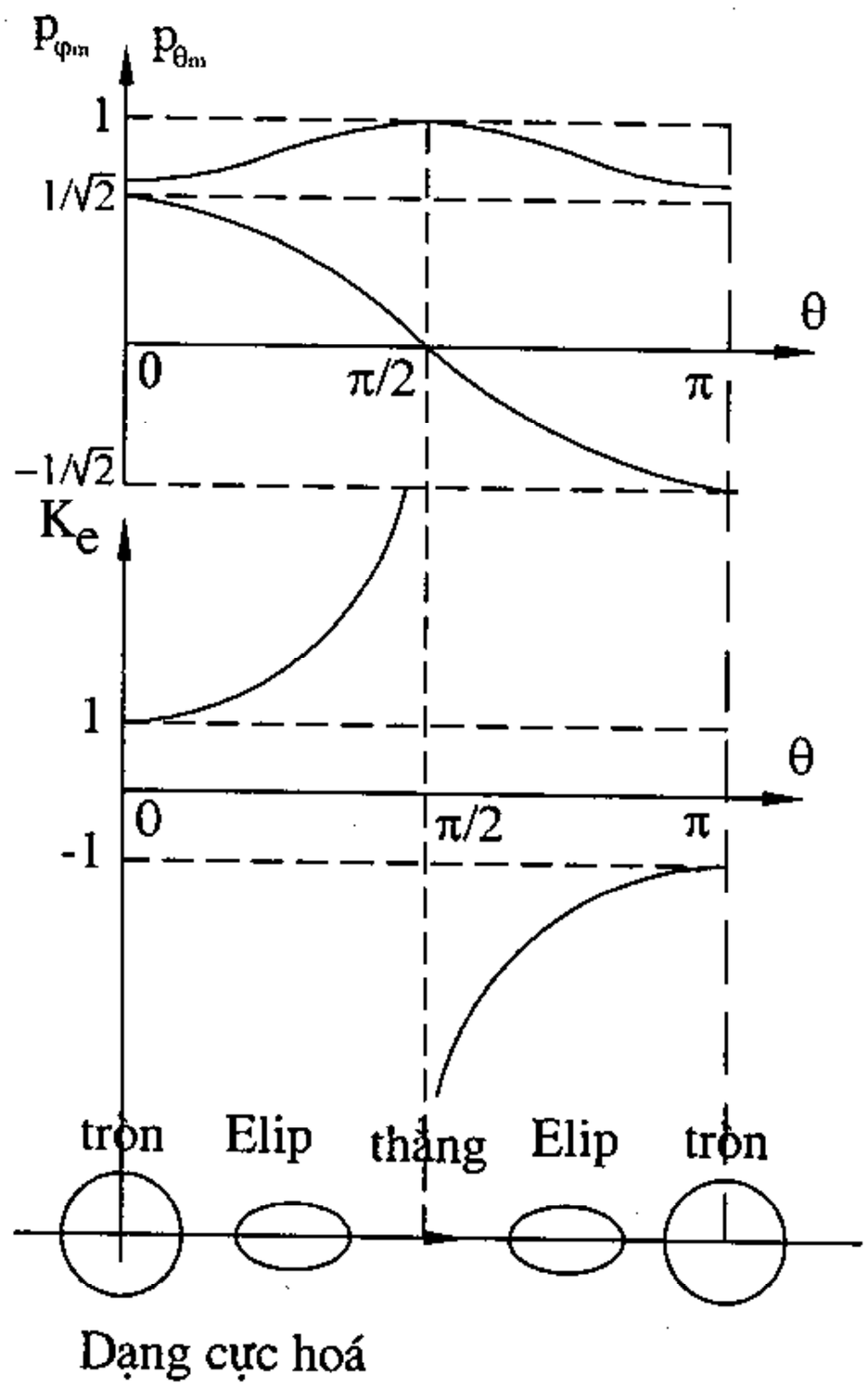
Từ (2.79) và (2.80) ta thấy hai thành phần này có góc lệch pha cố định bằng $\frac{\pi}{2}$. Do đó phân cực của trường, trong trường hợp tổng quát, sẽ là phân cực elip. Các trục của elip trùng với các trục tọa độ tại điểm khảo sát.

Biên độ của hai thành phần phân cực chỉ phụ thuộc θ; đồ thị của chúng được vẽ ở hình 2.18.

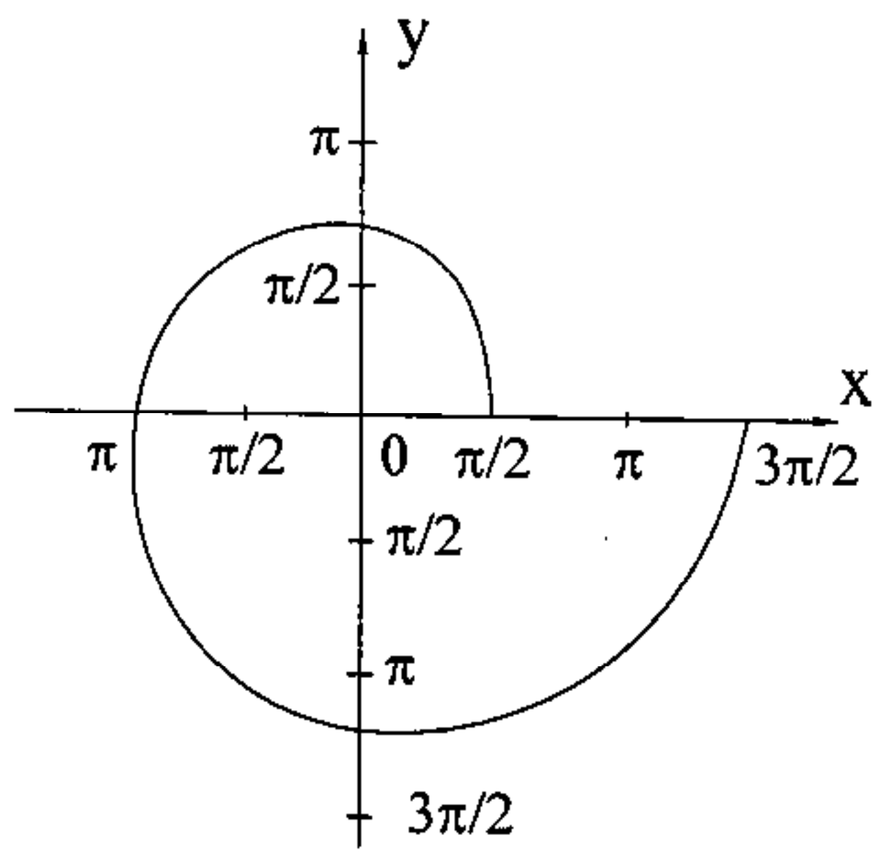
Hệ số elip xác định theo (1.77), khi áp dụng (2.79), (2.80) sẽ bằng:

$$K_e = \frac{P_{\varphi m}}{P_{\theta m}} = \frac{1}{\cos\theta} \tag{2.84}$$

Trên hình 2.18 cũng biểu diễn phân bố của hệ số elip theo θ. Từ hình vẽ ta thấy, khi $\theta = \{0^o, 180^o\}$, hệ số elip có giá trị $K_e = \{1, -1\}$, chứng tỏ theo hai hướng vuông góc với mặt phẳng của hai đipôl, phân cực của trường là phân cực tròn, với chiều quay ngược nhau. Khi $\theta = \frac{\pi}{2}$ ta có $K_e = \pm\infty$, chứng tỏ theo các hướng nằm trong mặt phẳng của hai đipôl, phân cực của trường là phân cực thẳng. Với các giá trị khác của θ, ta có trường phân cực elip, với hệ số elip được xác định bởi (2.84).



Hình 2.18.



Hình 2.19.

Từ (2.83) ta thấy hàm phương hướng pha của nguyên tố bức xạ không phụ thuộc tọa độ θ. Hàm này được xác định bởi argumen của thành phần phân cực gốc

$$\Phi'(\theta, \varphi) = \arg f_\varphi(\theta, \varphi) = -\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right)$$

Đồ thị phương hướng pha trong mặt phẳng θ = const có dạng đường xoắn ốc arsimet. Hình 2.19 vẽ đồ thị phương hướng pha trong mặt phẳng xy $\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right)$.

Cần lưu ý rằng, đồ thị phương hướng pha biểu thị sự biến đổi tương đối của góc pha theo các hướng khảo sát chứ không biểu thị góc pha của trường bức xạ ở các hướng ấy. Pha của trường bức xạ tại mỗi điểm trong không gian được xác định bởi giá trị của hàm

phương hướng pha tại điểm khảo sát, bởi góc chậm pha do khoảng cách (kR), và bởi góc pha ban đầu (phụ thuộc vào dấu của biểu thức môđun hàm phương hướng biên độ).

Hàm phương hướng chuẩn hóa theo công suất của nguyên tố tuanikê được xác định theo (1.57). Khi áp dụng (2.73), (2.74) sẽ nhận được:

$$F_m^2(\theta, \varphi) = \frac{1}{2}\left(\cos^2\theta + 1\right) \tag{2.85}$$

Ta thấy nguyên tố Tuanikê không có hướng bức xạ không. Bức xạ cực đại sẽ nhận được theo hướng $\theta = 0^o$ và $\theta = 180^o$.

Hệ số định hướng ở hướng cực đại, theo (1.85), có giá trị bằng:

$$D_{\max} = \frac{8\pi}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\left(\cos^2\theta + 1\right)\sin\theta\, d\theta\, d\varphi} = 1,5 \tag{2.86}$$

Ta có biểu thức hệ số định hướng của nguyên tố bức xạ, theo (1.83), được viết dưới dạng:

$$D = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta) \tag{2.87}$$

Chương III

CÁC NGUỒN BỨC XẠ THẲNG

§3.1. TRƯỜNG BỨC XẠ CỦA DÂY DẪN THẲNG CÓ DÒNG ĐIỆN

Như đã biết, trường bức xạ của một anten bất kỳ (trong đó có anten dây) có thể xác định được khi biết phân bố dòng điện trên anten. Nhưng quy luật phân bố dòng điện trong các điều kiện thực thường không biết được một cách chính xác mà ta chỉ biết những yếu tố ảnh hưởng tới chúng như hình dạng và kích thước hình học của anten, phương pháp kích thích để tạo ra dòng điện trên anten ấy (phương pháp tiếp điện cho anten) v.v... Vì vậy, có hai bài toán cần được giải quyết đối với lý thuyết anten là:

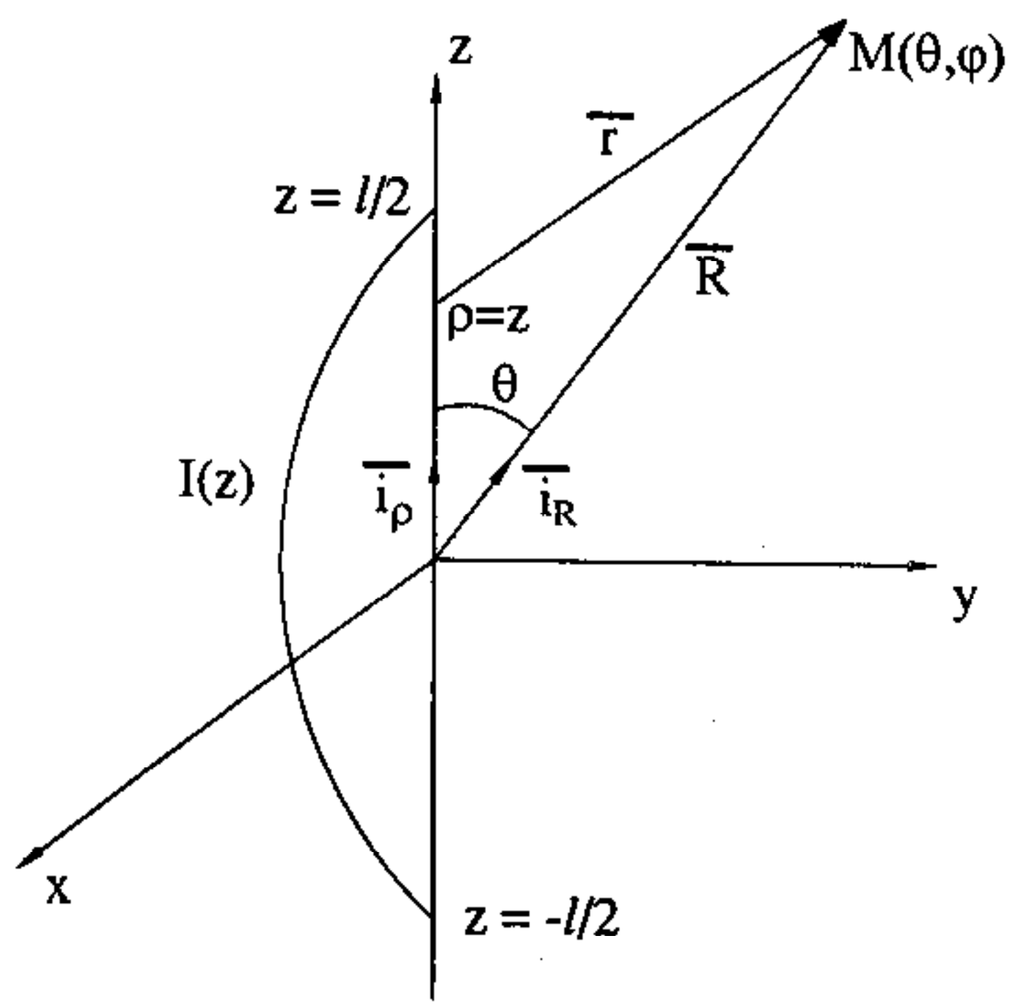
– Xác định quy luật phân bố dòng điện trên anten.

– Xác định trường bức xạ của dòng điện trên anten theo qui luật phân bố đã biết.

Việc xác định quy luật phân bố dòng điện trên anten, trong phần lớn các trường là những bài toán rất phức tạp. Đối với anten dây chúng ta sẽ đề cập tới vấn đề này trong các chương sau. Tuy nhiên, khi dây dẫn anten có đường kính rất nhỏ so với bước sóng, ta có thể coi phân bố dòng điện trên anten tuân theo phương trình Têlêgraf, nghĩa là coi dòng điện trên dây dẫn anten là dòng điện sóng chạy, hoặc dòng điện sóng đứng dạng sin. Biết phân bố dòng điện trên dây dẫn sẽ xác định được trường bức xạ của dây dẫn ấy.

Để giải bài toán trên, ta dùng hệ tọa độ vuông góc (x, y, z), trong đó trục z được chọn trùng với trục dây dẫn, gốc tọa độ ở trung điểm dây dẫn, và hệ tọa độ cầu (R, θ, φ) có chung gốc tọa độ như vẽ ở hình 3.1.

Để xác định trường bức xạ của dây dẫn theo các công thức (1.32), (1.33) cần tính hàm bức xạ của dây dẫn theo (1.7). Ở đây cần lưu ý là trục dây dẫn trùng với trục tọa độ z nên $\bar{i}_R.\bar{i}_\rho = \cos\theta$ và $\rho = z$.



Hình 3.1.

Ta có:

$$\overline{G}^e(\theta, \varphi) = \int_V \overline{J}^e e^{ikz\cos\theta} dV \tag{3.1}$$

V – thể tích choán bởi dây dẫn.

Vì dòng điện chảy dọc theo dây dẫn nên nó chỉ có thành phần theo $\bar{i}_z$, ta có thể viết:

$$\overline{G}^e(\theta, \varphi) = \overline{G}^e_z(\theta, \varphi) = \bar{i}_z \int_{-l/2}^{l/2} \int_s J^e e^{ikz\cos\theta} dz\, ds, \tag{3.2}$$

trong đó, l – độ dài dẫn anten;

s – thiết diện dây dẫn.

Vì dây dẫn có bán kính rất nhỏ so với bước sóng nên có thể coi tích phân $\int_s J^e ds$ tại thiết diện ứng với tọa độ z nào đó chính bằng giá trị dòng điện $I(z)$ tại thiết diện ấy, ta có:

$$\overline{G}^e_z(\theta, \varphi) = \bar{i}_z \int_{-l/2}^{l/2} I(z) e^{ikz\cos\theta} dz \tag{3.3}$$

Áp dụng (1.39) ta xác định được các thành phần của hàm bức xạ trong hệ tọa độ cầu.

$$\overline{G}^e_\theta(\theta, \varphi) = -\overline{G}^e_z \sin\theta = -\bar{i}_\theta \sin\theta \int_{-l/2}^{l/2} I(z) e^{ikz\cos\theta} dz \tag{3.4}$$

$$\overline{G}^e_\varphi(\theta, \varphi) = 0$$

Ta có các thành phần điện từ trường bức xạ của dây dẫn thẳng:

$$\left.\begin{aligned}
\overline{E}_\theta &= \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} W G^e_\theta \bar{i}_\theta = \frac{ikW}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\sin\theta \bar{i}_\theta \int_{-l/2}^{l/2} I(z) e^{ikz\cos\theta} dz \\
\overline{E}_\varphi &= 0 \\
\overline{H}_\varphi &= \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} G^e_\theta \bar{i}_\varphi = \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\sin\theta \bar{i}_\varphi \int_{-l/2}^{l/2} I(z) e^{ikz\cos\theta} dz \\
\overline{H}_\theta &= 0
\end{aligned}\right\} \tag{3.5}$$

Như vậy, trường bức xạ của dây dẫn thẳng có các thành phần E_θ, H_φ. Phân bố trường trong không gian phụ thuộc vào góc φ, nghĩa là có tính đối xứng trục. Đồ thị phương hướng có dạng của vật tròn xoay mà trục là trục dây dẫn.

Để xác định trường bức xạ của dây dẫn cần tính các tích phân trong (3.5). Giá trị của tích phân này phụ thuộc vào độ dài dây dẫn và hàm phân bố dòng điện theo dây dẫn. Sau đây sẽ khảo sát các trường hợp cụ thể khi dòng điện trên dây dẫn phân bố theo qui luật sóng chạy và qui luật sóng đứng.

§3.2. TRƯỜNG BỨC XẠ CỦA DÂY DẪN CÓ DÒNG ĐIỆN SÓNG CHẠY

Giả thiết có dây dẫn thẳng, dài l, trên đó có dòng điện sóng chạy với vận tốc pha bằng v. Giả sử dây dẫn được đặt theo trục z của hệ tọa độ. Khi ấy hàm phân bố của dòng điện theo dây dẫn sẽ có dạng sau:

$$I(z) = I_o e^{-thz} \tag{3.6}$$

I_o – biên độ dòng điện ứng với $z = 0$;

$h = \dfrac{\omega}{v}$ – hệ số pha của sóng chạy truyền lan dọc theo dây dẫn.

Thay (3.6) vào (3.4) và lấy tích phân sẽ nhận được hàm bức xạ

$$\overline{G}^e_\theta(\theta, \varphi) = -I_o l \sin\theta \frac{\sin\left[\dfrac{kl}{2}\left(\dfrac{h}{k} - \cos\theta\right)\right]}{\dfrac{kl}{2}\left(\dfrac{h}{k} - \cos\theta\right)} \bar{i}_\theta \tag{3.7}$$

Điện trường bức xạ sẽ có thành phần E_θ

$$\overline{E}_\theta = \frac{ikW}{4\pi} \sin\theta \frac{\sin\left[\dfrac{kl}{2}\left(\dfrac{h}{k} - \cos\theta\right)\right]}{\dfrac{kl}{2}\left(\dfrac{h}{k} - \cos\theta\right)} \frac{e^{-ik_R}}{R} \bar{i}_\theta \tag{3.8}$$

Hàm phương hướng trong trường hợp này cũng chỉ có một thành phần theo $\bar{i}_\theta$, bằng:

$$\overline{f}_\theta(\theta, \varphi) = W\overline{G}^e_\theta = -WI_o l \sin\theta \frac{\sin\left[\dfrac{kl}{2}\left(\dfrac{h}{k} - \cos\theta\right)\right]}{\dfrac{kl}{2}\left(\dfrac{h}{k} - \cos\theta\right)} \bar{i}_\theta \tag{3.9}$$

Phân tích (3.9) ta thấy số hạng sinθ chính là hàm phương hướng của đipôl điện. Nếu coi dây dẫn là tập hợp của các đipôl điện thì theo lý thuyết nhân đồ thị phương hướng, số hạng thứ hai của (3.9) chính là hàm phương hướng tổ hợp $f_k(\theta)$. hàm phương hướng tổ hợp trong trường hợp này có quan hệ đến các thông số của dòng điện sóng chạy (tỷ số $\dfrac{h}{k}$) và độ dài dây dẫn. Nó là hàm phương hướng được hình thành bởi tập hợp các phần tử dây dẫn sắp xếp theo đường thẳng với dòng điện có góc pha biến đổi.

Nếu kí hiệu $\dfrac{kl}{2}\left(\dfrac{h}{k} - \cos\theta\right) = u(\theta)$ ta viết được hàm tổ hợp dưới dạng:

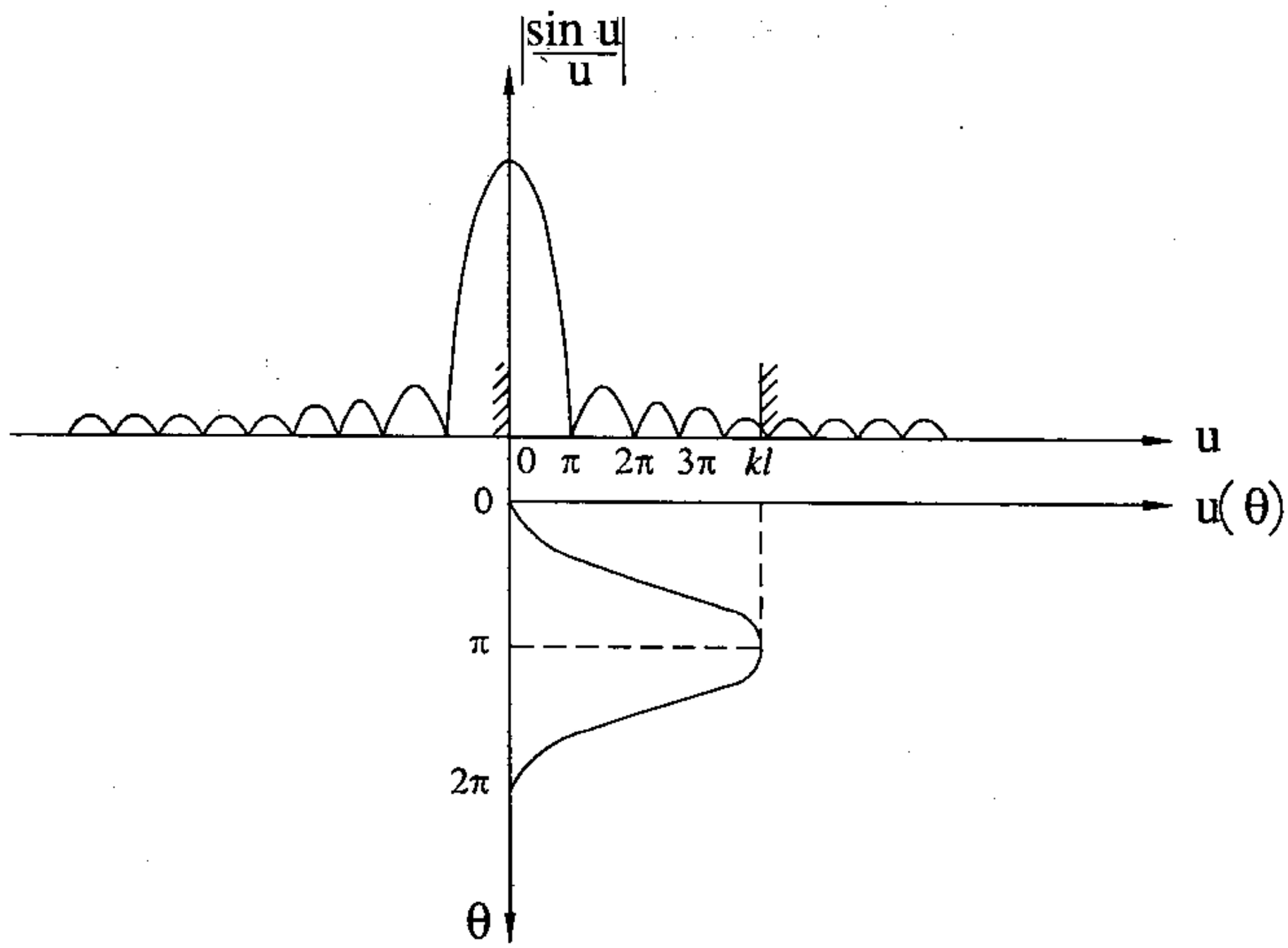
$$f_k(\theta) = \frac{\sin u(\theta)}{u(\theta)} \tag{3.10}$$

Khi thiết lập đồ thị phương hướng của anten, cần xác định giới hạn biến đổi của u(θ). Để đơn giản, ta khảo sát trường hợp sóng chạy có vận tốc pha bằng vận tốc ánh sáng ($v = c$); khi đó $h = k$ và

$$u(\theta) = \frac{kl}{2}(1 - \cos\theta) \tag{3.11}$$

Khi θ biến đổi từ (θ – 180°), $u(\theta)$ sẽ biến thiên từ (0 – kl), nghĩa là giới hạn biến đổi của u phụ thuộc vào độ dài l của dây dẫn. Hình 3.2 vẽ đồ thị của hàm số $\frac{\sin u}{u}$, kết hợp với đồ thị của hàm số $u(\theta)$. Hàm $\frac{\sin u}{u}$ bằng 0 tại các giá trị $u = \pi, 2\pi, 3\pi,...$

Nếu $kl \leq \pi$ thì theo hình 3.2, đồ thị tổ hợp sẽ chỉ có một múi sóng chính. Nếu kl nằm trong giới hạn $a < kl \leq 2\pi$ thì đồ thị sẽ có một múi chính và hai múi phụ. Múi chính luôn có hướng cực đại ứng với θ = 0°, nghĩa là theo hướng trục dây dẫn. Càng tăng độ dài dây dẫn thì số múi phụ càng tăng nhưng biên độ của chúng giảm rất nhanh.



Hình 3.2.

Đồ thị phương hướng của anten sẽ là tích của đồ thị phương hướng riêng và đồ thị tổ hợp. Hình 3.3 vẽ đồ thị của hàm phương hướng riêng và hàm phương hướng tổ hợp theo θ. Trong trường hợp này hàm phương hướng riêng $f_1(\theta)$ chính là hàm phương hướng của đipôl điện:

$$f_1(\theta) = \sin\theta$$

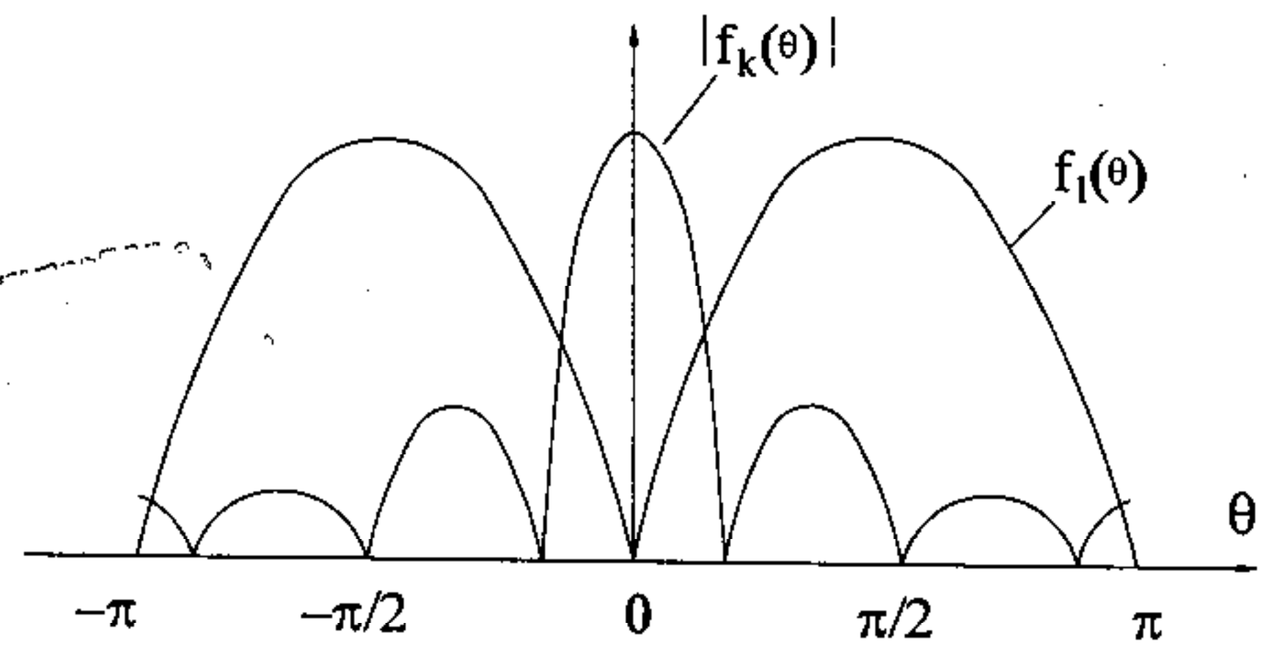
Như đã biết, hàm phương hướng riêng có cực đại theo hướng $\theta = \pm 90^o$ (hướng vuông góc với trục dây dẫn) và bằng không theo hướng $\theta = 0^o$ và 180°. Trong khi đó, hàm tổ hợp lại có cực đại theo hướng 0° (hướng sóng chạy trên dây dẫn). Do đó cực đại của đồ thị phương hướng của dây dẫn, cũng không theo hướng trục dây, cũng không theo hướng vuông góc, mà nghiêng một góc so với trục dây dẫn. Để xác định gần đúng hướng bức xạ cực đại, có thể cho rằng giá trị của hàm số $\sin\theta$ tại những điểm gần vị trí cực đại của nó rất ít biến đổi. Do đó góc cực đại của hàm phương hướng sẽ nhận được ứng với góc của cực đại phụ thứ nhất của hàm tổ hợp, nghĩa là khi $|\sin u| = 1$. Ta có:

$$\frac{kl}{2}(1 - \cos\theta) = \frac{\pi}{2} \quad (3.12)$$

Từ đây rút ra được:

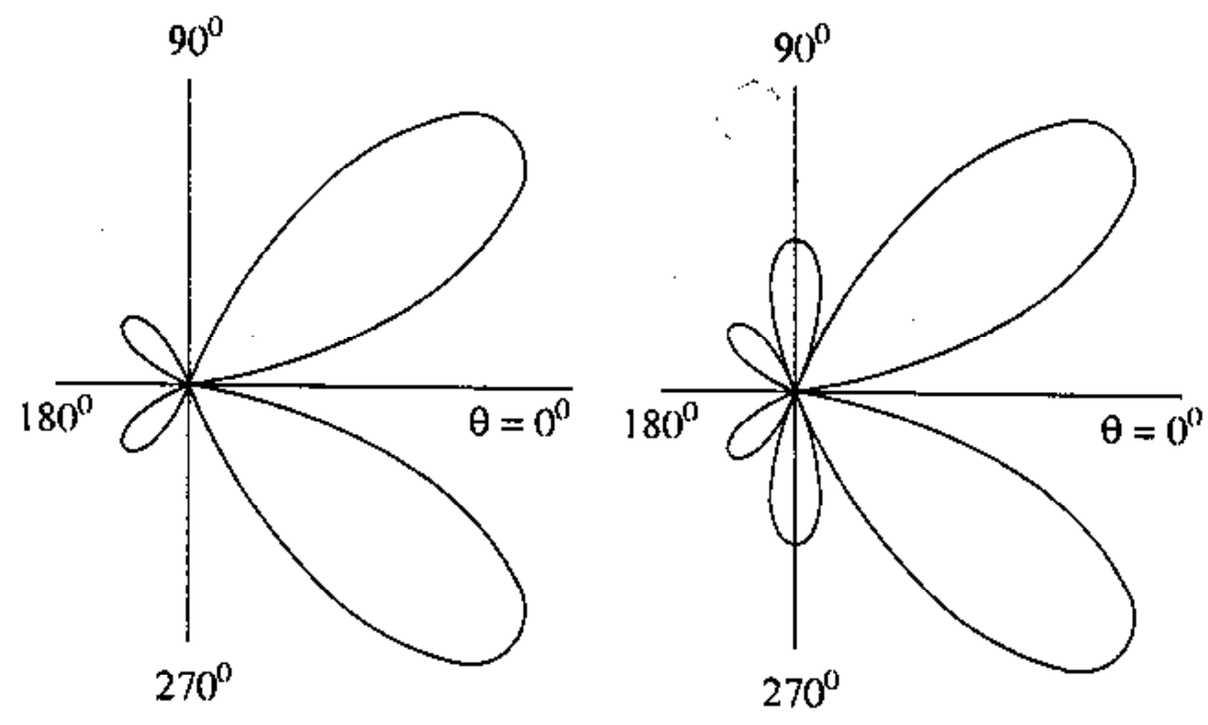
$$\cos\theta_M = 1 - \frac{\lambda}{2l} \quad (3.13)$$

Đồ thị phương hướng của dây dẫn thẳng có dòng điện sóng chạy, với độ dài khác nhau được vẽ ở hình 3.4.



Hình 3.3.

Có thể giải thích việc hình thành các đồ thị trên như sau: coi dây dẫn dòng điện sóng chạy như tập hợp của các đipôl có dòng điện giống nhau về biên độ nhưng khác nhau về pha. Góc sai pha dòng điện của hai đipôl kề nhau là $k\Delta z$. Bức xạ của dây dẫn sẽ là tập hợp bức xạ của các đipôl và trường ở một điểm nào đó trong không gian sẽ là tổng véctơ trường tạo bởi các đipôl phần tử (trường giao thoa).



Hình 3.4.

Biết rằng góc pha của trường tạo bởi mỗi đipôl tại điểm khảo sát được xác định bởi hai yếu tố: góc pha của dòng điện kích thích cho đipôl (gọi tắt là góc pha dòng điện), và góc chậm pha do sóng truyền lan qua khoảng cách từ đipôl đến điểm khảo sát (gọi tắt là góc pha khoảng cách).

Nếu điểm khảo sát ở khu xa nằm trên hướng vuông góc với dây dẫn ($\theta = \pm 90^o$), thì theo hướng này trường bức xạ tạo bởi các đipôl phần tử sẽ có góc pha khoảng cách giống nhau (do khoảng cách từ các phần tử dây dẫn đến điểm khảo sát bằng nhau),

nhưng góc pha dòng điện của chúng khác nhau. Vì vậy trường tổng, bằng tổng véctơ trường bức xạ của các phần tử, sẽ nhỏ hơn giá trị cực đại.

Nếu dịch chuyển điểm khảo sát khỏi hướng $\theta = \pm 90^o$ thì trường của các đipôl ở điểm khảo sát ngoài sự khác nhau về góc pha dòng lại thêm sự khác nhau về góc pha khoảng cách. Sai pha khoảng cách của trường tạo bởi 2 đipôl kề nhau bằng $k\Delta R$, trong đó ΔR là sai số khoảng cách từ hai đipôl đến điểm khảo sát. Điểm khảo sát càng dịch chuyển ra xa hướng $\theta = \pm 90^o$ thì sai pha khoảng cách càng lớn. Giả sử có thể tìm được hướng, mà theo hướng đó sai pha khoảng cách ($k\Delta R$) bù được cho sai pha dòng điện ($k\Delta z$) thì trường của các đipôl sẽ đồng pha nhau. Khi ấy, nếu không chú ý đến hướng tính của đipôl (coi đipôl bức xạ vô hướng) thì trường tổng (bằng tổng đại số trường của các đipôl) sẽ nhận được giá trị cực đại.

Theo cách phân tích trên trường hợp dây dẫn thẳng có dòng điện sóng chạy với $v = c$ sẽ có hướng bức xạ cực đại là hướng trục dây dẫn, về phía dịch chuyển của dòng điện sóng chạy. Điều này phù hợp với kết quả khảo sát hàm phương hướng tổ hợp $f_k(\theta)$. Tuy nhiên, nếu chú ý đến hướng tính của đipôl thì bức xạ cực đại của dây dẫn sẽ không theo hướng trục mà nghiêng một góc, theo hướng mà ở đó tích của hàm phương hướng riêng và hàm tổ hợp có giá trị lớn nhất.

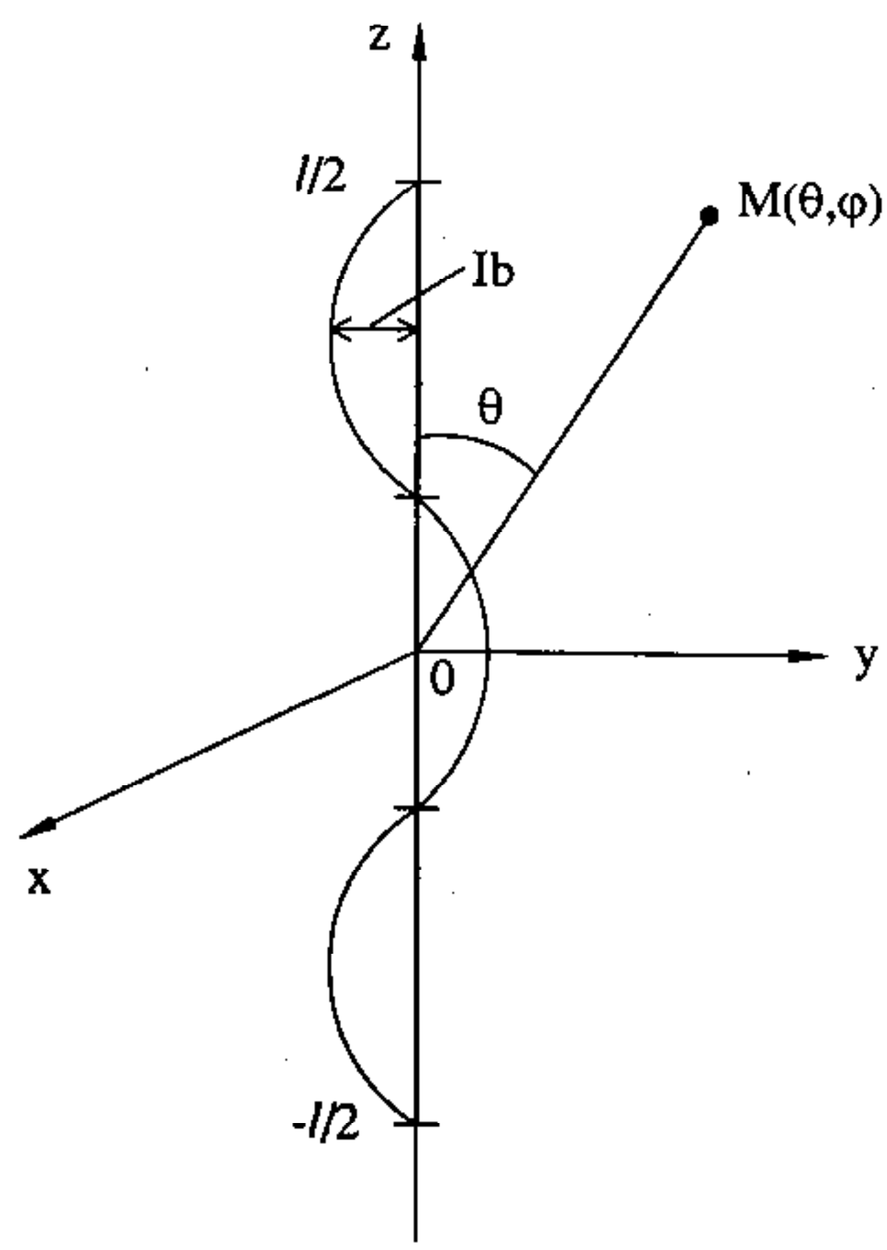
§3.3. TRƯỜNG BỨC XẠ CỦA DÂY DẪN CÓ DÒNG ĐIỆN SÓNG ĐỨNG

Dây dẫn có dòng điện sóng đứng được ứng dụng trong phần lớn các trường hợp anten dây, nó có thể sử dụng như một anten độc lập, hoặc được dùng làm phần tử cho các anten phức tạp. Giả sử dây dẫn có độ dài l, được đặt dọc theo trục z, trên dây dẫn có dòng điện sóng đứng phân bố đối xứng với điểm giữa của dây (hình 3.5). Nếu chọn điểm giữa dây làm gốc tọa độ thì hàm phân bố dòng điện theo dây được viết dưới dạng:

$$I(z) = I_b \sin k\left(\frac{l}{2} - |z|\right), \qquad (3.14)$$

trong đó, I_b là biên độ dòng điện tại điểm bụng sóng đứng. Nếu gọi I_o là biên độ dòng điện tại $z = 0$ thì I_b và I_o quan hệ với nhau bởi

$$I_b = \frac{I_o}{\sin\frac{kl}{2}}$$



Hình 3.5.

Thay (3.14) vào (3.4) và lấy tích phân, sẽ nhận được hàm bức xạ $\overline{G}_\theta^e$ của dây dẫn có dòng điện sóng đứng:

$$\overline{G}_\theta^e(\theta, \varphi) = -\bar{i}_\theta \sin\theta \int_{-l/2}^{l/2} I_b \sin k\left(\frac{l}{2} - |z|\right) e^{ikz\cos\theta} dz \qquad (3.15)$$

Để tính (3.15), ta tách tích phân đó thành hai tích phân:

$$\overline{G}_\theta^e(\theta, \varphi) = -\bar{i}_\theta I_b \sin\theta \left[\int_0^{l/2} \sin k\left(\frac{l}{2} - z\right) e^{ikz\cos\theta} dz + \int_{-l/2}^{0} \sin k\left(\frac{l}{2} + z\right) e^{ikz\cos\theta} dz\right] \qquad (3.15a)$$

Có thể tính dễ dàng các tích phân trong (3.15a) theo phương pháp tích phân từng phần

$$\int \sin(ax + b) e^{cx} dx = \frac{e^{cx}}{a^2 + c^2}\left[c\sin(ax + b) - a\cos(ax + b)\right]$$

Ta nhận được:

$$\overline{G}_\theta^e(\theta, \varphi) = -\frac{2I_b}{k}\sin\theta \left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin^2\theta}\right]\bar{i}_\theta \qquad (3.16)$$

Áp dụng (3.5) ta xác định được cường độ trường bức xạ của dây dẫn dòng điện sóng đứng

$$\left.\begin{aligned}
\overline{E}_\theta &= i\frac{WI_b}{2\pi}\left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta}\right]\frac{e^{-ik_R}}{R}\bar{i}_\theta \\
\overline{E}_\varphi &= 0 \\
\overline{H}_\varphi &= \frac{iI_b}{2\pi}\left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta}\right]\frac{e^{-ik_R}}{R}\bar{i}_\varphi \\
\overline{H}_\theta &= 0
\end{aligned}\right\} \qquad (3.17)$$

Hàm phương hướng của anten trong trường hợp này bằng

$$\overline{f}_\theta(\theta, \varphi) = W\overline{G}_\theta^e(\theta, \varphi) = -\frac{2WI_b}{k}\sin\theta \left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin^2\theta}\right]\bar{i}_\theta$$

Cực đại của hàm phương hướng sẽ đạt được khi $\theta = \frac{\pi}{2}$ (*). Ta có trị tuyệt đối của cực đại này bằng:

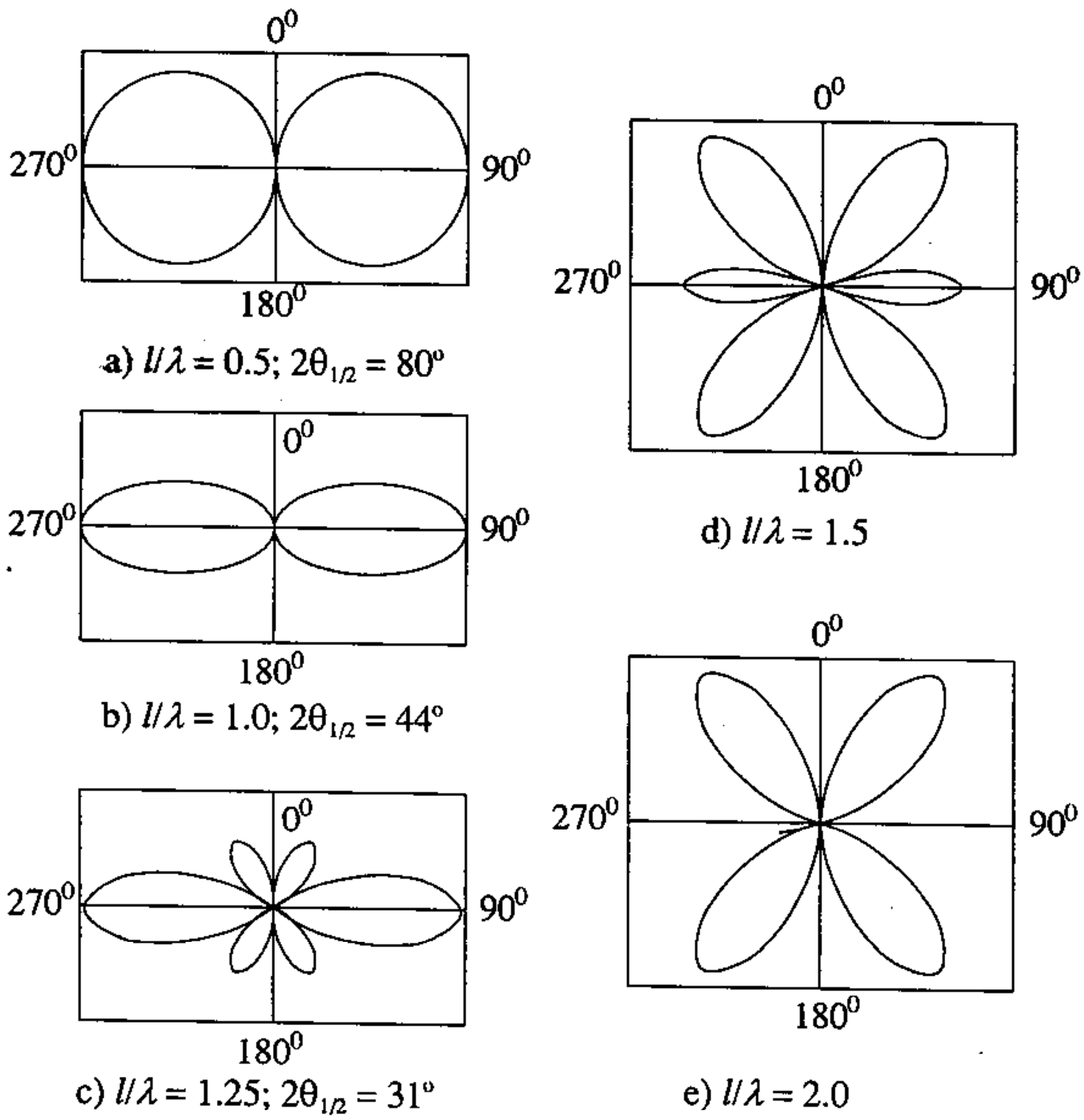
$$\left|f_\theta(\theta, \varphi)\right|_{max} = \frac{2WI_b}{k}\left(1 - \cos\frac{kl}{2}\right)$$

Hàm phương hướng chuẩn hóa sẽ bằng:

$$\overline{F}_\theta(\theta, \varphi) = \sin\theta\left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin^2\theta\left(1 - \cos\frac{kl}{2}\right)}\right]\bar{i}_\theta \qquad (3.18)$$

Từ đây ta rút ra được hàm phương hướng tổ hợp chuẩn hóa:

$$F_k(\theta, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin^2\theta\left(1 - \cos\frac{kl}{2}\right)}$$



Hình 3.6.

(*) Điều này đúng khi $1/\lambda$ nhỏ hơn một giới hạn nhất định. Vấn đề này sẽ còn đề cập đến ở phần sau.

Ta thấy hàm phương hướng anten cũng chỉ phụ thuộc vào góc θ, nghĩa là bức xạ của anten có hướng tính trong mặt phẳng E và vô hướng trong mặt phẳng H.

Đồ thị phương hướng anten ứng với các trường hợp độ dài dây dẫn khác nhau được vẽ ở hình 3.6.

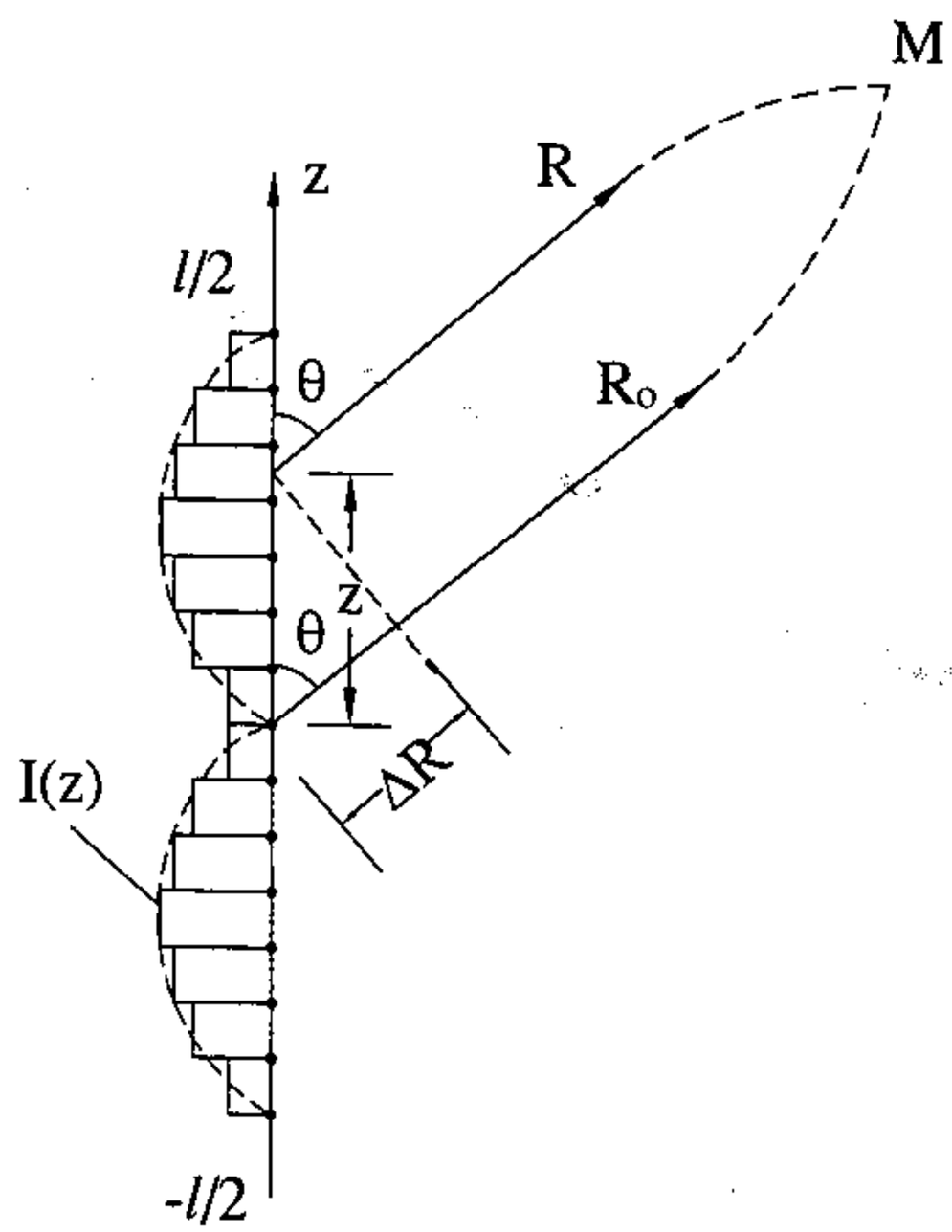
Để giải thích sự khác nhau của các đồ thị phương hướng anten khi chiều dài dây dẫn thay đổi, ta chia dây anten ra nhiều phần nhỏ Δz. Trên mỗi đoạn thẳng vi phân ấy, biên độ dòng điện có thể được coi là đồng đều – bằng $I(z)$ với z là tọa độ của trung điểm đoạn thẳng vi phân (hình 3.7).

Khi đó, dây dẫn dòng điện sóng đứng có thể được xem là tập hợp của các đipôl điện mà quan hệ biên độ và pha của dòng điện giữa các đipôl phù hợp với dạng phân bố của dòng điện sóng đứng trên dây. Bây giờ ta khảo sát đặc điểm của các đồ thị phương hướng vẽ ở hình 3.6 và giải thích các đặc điểm ấy. Có thể rút ra các nhận xét sau từ các đồ thị trên:

– Dây dẫn dòng điện sóng đứng không bức xạ theo hướng $\theta = 0^o$ và 180° vì dây được coi là tập hợp của các đipôl điện, mà mỗi đipôl đều không bức xạ theo hướng trục.

– Khi dây dẫn có độ dài nhỏ, đồ thị phương hướng chuẩn hóa có dạng gần giống đồ thị phương hướng của đipôl điện. Tuy nhiên, nếu xét kỹ thì độ rộng của đồ thị hẹp hơn (hình 3.6a). Biết rằng trường bức xạ của dây dẫn tại điểm khảo sát bằng tổng véctơ của trường tạo bởi các đipôl thành phần. Khi độ dài của dây rất nhỏ, dòng điện ở mọi điểm trên dây sẽ đồng pha nhau. Đồng thời vì có thể coi khoảng cách từ các đipôl đến điểm khảo sát dài bằng nhau ($R = R_o$) nên trường bức xạ của các đipôl riêng rẽ sẽ đồng pha và được cộng đại số với nhau. Biên độ cường độ trường bức xạ của dây dẫn ở các điểm trong không gian đều tăng lên một số lần giống nhau so với cường độ trường bức xạ của một đipôl riêng rẽ. Vì vậy, dạng của đồ thị phương hướng chuẩn hóa của dây dẫn, xét một cách gần đúng, sẽ không khác với đồ thị phương hướng của đipôl. Nếu xét kỹ hơn, có chú ý đến sai pha khoảng cách của các đipôl thành phần, thì đồ thị phương hướng của dây dẫn hẹp hơn đồ thị phương hướng của đipôl.

– Khi tăng dần độ dài dây dẫn (trong giới hạn vẫn đảm bảo phân đồng pha của dòng điện trên dây, nghĩa là khi $\frac{l}{2} \leq 0,5\lambda$)



Hình 3.7.

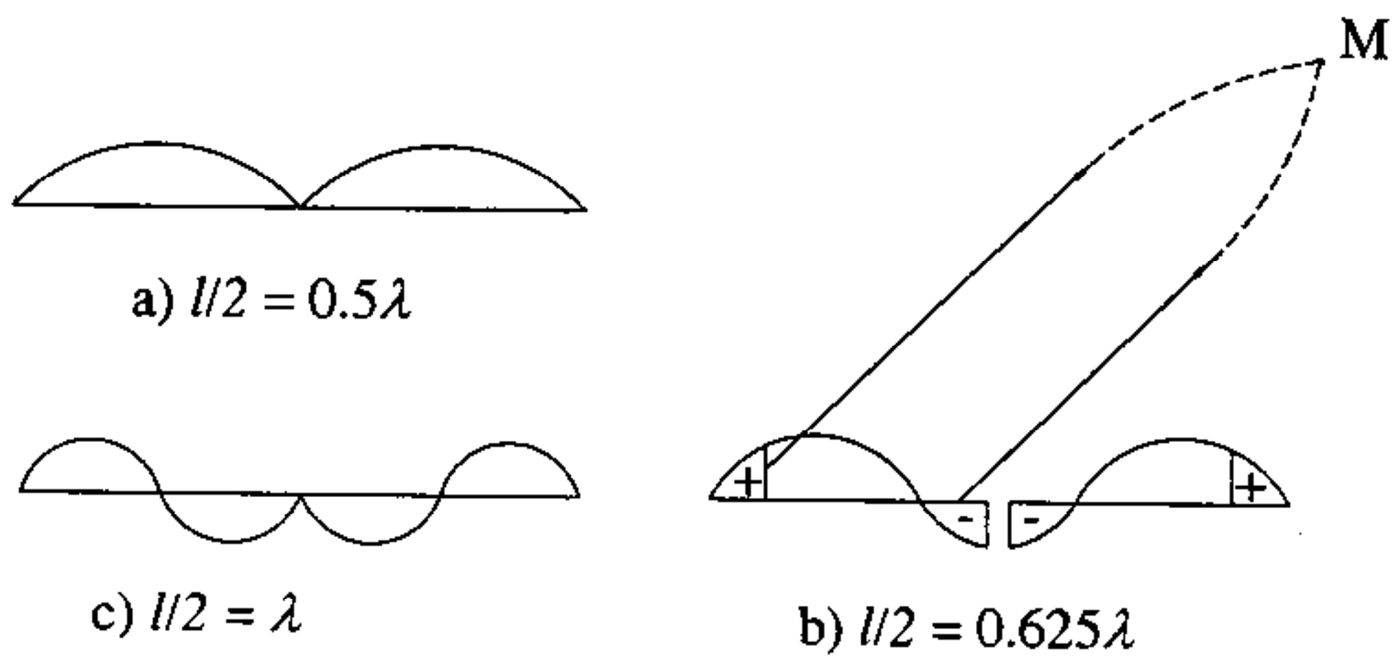
thì đồ thị phương hướng sẽ hẹp dần lại. Thật vậy, sự tăng độ dài dây dẫn trong giới hạn nói trên sẽ tương đương với việc tăng số đipôl đồng pha sắp xếp theo đường thẳng. Cường độ trường ở khu xa, trên hướng vuông góc với dây dẫn sẽ bằng tổng đại số cường độ trường của các đipôl riêng rẽ vì theo hướng này không có sai pha khoảng cách. Bức xạ được tăng cường theo hướng $\theta = \pm 90^o$. Khi dịch chuyển điểm khảo sát khỏi hướng $\theta = \pm 90^o$ sẽ xuất hiện sai pha khoảng cách. Theo hình 3.7, góc sai pha khoảng cách của trường tạo bởi đipôl ở tọa độ z và đipôl ở gốc tọa độ sẽ là:

$$\Delta\varphi = k\Delta R = kz\cos\theta \tag{3.19}$$

trong đó, θ là hướng của điểm khảo sát so với trục z.

Cường độ trường tại điểm khảo sát trong trường hợp này sẽ nhỏ hơn trường ở hướng $\theta = \pm 90^o$. Tổng véctơ sẽ giảm nhanh nếu điểm khảo sát càng dịch chuyển ra xa hướng $\theta = \pm 90^o$, hoặc khi độ dài dây dẫn tăng (z tăng $\rightarrow \Delta\varphi$ tăng). Điều này cho phép giải thích hiện tượng tăng hướng tính anten khi tăng chiều dài dây dẫn.

– Khi tăng độ dài dây dẫn quá giới hạn một bước sóng ($l \geq \lambda$), ví dụ khi $\frac{l}{2} = 0{,}65\lambda$, sẽ xuất hiện khu vực dòng điện ngược pha (hình 3.8b). Đồ thị phương hướng có xu thế hẹp lại, nhưng đồng thời sẽ xuất hiện các cực đại phụ (hình 3.6c).



Hình 3.8.

Việc thu hẹp đồ thị phương hướng khi tăng l có thể được giải thích như đã trình bày ở trên, còn việc xuất hiện các cực đại phụ được giải thích như sau. Bức xạ theo hướng vuông góc với trục dây dẫn của các đipôl thuộc khu vực dòng điện ngược pha (ví dụ khu vực mang dấu âm trên hình vẽ) sẽ bị triệt tiêu bởi bức xạ của các đipôl thuộc khu vực dòng điện mang dấu dương, vì theo hướng này không có sai pha khoảng cách nhưng sai pha dòng điện bằng π. Nếu dịch chuyển điểm khảo sát khỏi hướng $\theta = \pm 90^o$ thì sẽ xuất hiện góc sai pha khoảng cách của trường tạo bởi các đipôl thuộc hai khu vực nói trên. Ta có thể tìm được hướng θ mà theo hướng đó sai pha khoảng cách của trường tạo bởi hai khu vực dòng điện sẽ bằng π ($\Delta\varphi = 180^o$). Tổng sai pha của trường trong trường hợp này (bằng sai pha dòng điện cộng sai pha khoảng cách) sẽ bằng 2π, nghĩa là trường bức xạ tạo bởi các đipôl thuộc hai khu vực dòng điện ngược pha sẽ trở nên đồng pha nhau, và ở hướng đó sẽ xuất hiện cực đại phụ.

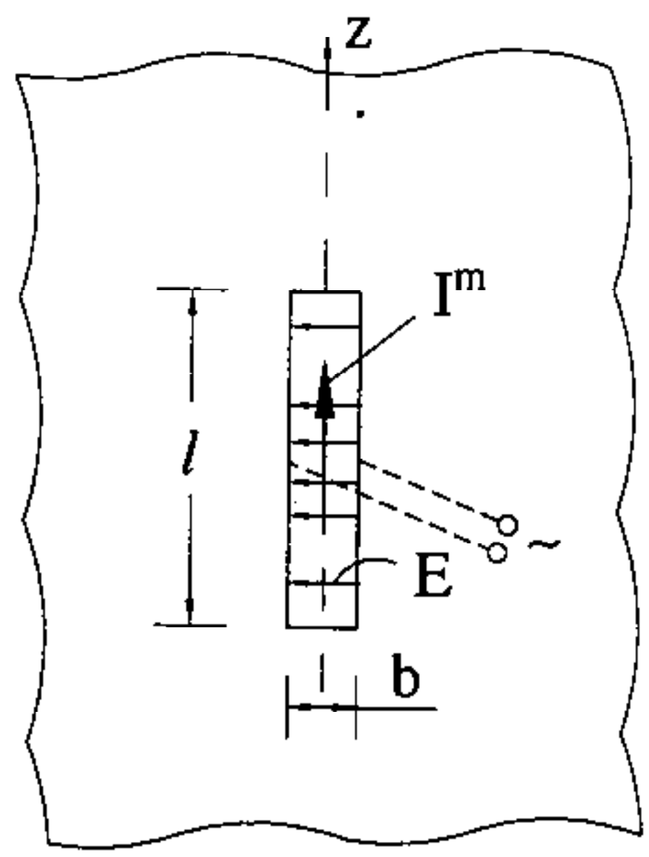
Tiếp tục tăng độ dài dây dẫn thì cường độ trường theo hướng $\theta = \pm 90^o$ sẽ giảm (do ảnh hưởng bức xạ của các đipôl có dòng điện ngược pha gây ra), đồng thời biên độ cực đại phụ sẽ tăng (hình 3.6d).

Trường hợp $\frac{l}{2} = \lambda$ (phân bố dòng điện được vẽ ở hình 3.8c) rõ ràng là trường bức xạ theo hướng $\theta = \pm 90^o$ sẽ hoàn toàn bị triệt tiêu, còn các cực đại phụ sẽ trở thành cực đại chính của anten.

§3.4. BỨC XẠ CỦA KHE HẸP TRÊN MÀN DẪN ĐIỆN

Trong chương II chúng ta đã khảo sát bài toán bức xạ của một nguyên tố khe (khe hẹp trên màn dẫn điện lý tưởng rộng vô hạn, có chiều dài rất nhỏ so với bước sóng). Trong thực tế thường ứng dụng các khe bức xạ có độ dài so sánh được với bước sóng, được kích thích bởi nguồn sức điện động (*SĐĐ*) đặt ở tâm khe (hình 3.9).

Dưới tác dụng của *SĐĐ* đặt vào khe, trong khe sẽ xuất hiện các đường sức điện trường hướng vuông góc với hai mép khe. Điện áp giữa hai mép khe bằng tích của cường độ điện trường với độ rộng của khe ($U = E.b$). Ta có thể coi gần đúng mỗi nửa của khe giống như một đoạn dây song hành mà hai nhánh dây là hai mép khe được nối tắt đầu cuối (tại $z = \pm \frac{l}{2}$).



Hình 3.9.

Khi ấy phân bố điện áp dọc theo khe sẽ tuân theo quy luật sin, có nút điện áp ở cuối khe, và bụng điện áp ở điểm cách nút điện áp một phần tư bước sóng. Vì điện áp giữa hai mép khe tỷ lệ với điện trường trong khe nên có thể thấy rằng phân bố của điện trường dọc theo khe cũng tuân theo qui luật sóng đứng. Tương tự như khi khảo sát khe nguyên tố, ta có thể coi khe tương đương với một dây dẫn từ mà dòng từ của dây dẫn có quan hệ với điện áp trong khe theo công thức (2.26).

$$I^m_{\text{dây}}(z) = -2bE_{\text{khe}}(z) = -2U_{\text{khe}}(z) \tag{3.20}$$

trong đó, $U_{\text{khe}}(z)$ là điện áp sóng đứng, phân bố đối xứng đối với tâm khe

$$U_{\text{khe}}(z) = U_{\text{khe}}\sin k\left(\frac{l}{2} - |z|\right) \tag{3.21}$$

$U_{b\text{khe}}$ – điện áp ở điểm bụng sóng đứng.

Do đó

$$I^m_{\text{dây}}(z) = -2U_{b\text{khe}}\sin k\left(\frac{l}{2} - |z|\right) \tag{3.22}$$

Tương tự như trường hợp dây dẫn có dòng điện sóng đứng, ta cũng có thể xem khe như tập hợp của các đipôl từ, mà dòng từ trên mỗi đipôl có giá trị xác định bởi (3.22), trong đó z là tọa độ của trung điểm đipôl.

Nếu gọi $-2U_{b\text{khe}} = I^{m}_{b\text{dây}}$ là biên độ dòng từ ở điểm bụng thì (3.22) sẽ có dạng giống (3.14).

Để xác định trường bức xạ của khe có thể áp dụng nguyên lý đổi lẫn (0.3) khi biết trường bức xạ của dây dẫn dòng điện sóng đứng (công thức 3.17).

Thay I^{e}_{b} bởi $I^{m}_{b\text{dây}} = -2U_{b\text{khe}}$ ta sẽ nhận được các véctơ điện từ trường bức xạ của khe $\overline{H}^{m}_{\theta}$ và $\overline{E}^{m}_{\varphi}$:

$$\left.\begin{aligned} \overline{E}^{m}_{\varphi} &= i\frac{U_{b\text{khe}}}{\pi}\left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta}\right]\frac{e^{-ik_R}}{R}\bar{i}_{\varphi} \\ \overline{H}^{m}_{\theta} &= -i\frac{U_{b\text{khe}}}{W\pi}\left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta}\right]\frac{e^{-ik_R}}{R}\bar{i}_{\theta} \end{aligned}\right\} \tag{3.23}$$

Theo nguyên lý đổi lẫn của trường diện từ, và căn cứ vào các công thức (3.23) có thể nhận thấy rằng, trường bức xạ của khe có hướng tính trong mặt phẳng H (mặt phẳng kinh tuyến) và vô hướng trong mặt phẳng E (mặt phẳng vĩ tuyến). Đồ thị phương hướng của khe trong mặt phẳng kinh tuyến phụ thuộc vào $\frac{l}{\lambda}$, phù hợp với đồ thị phương hướng của dây dẫn dòng điện sóng đứng có kích thước giống kích thước của khe. So sánh (3.23) và (3.17) sẽ tìm được điều kiện để dây dẫn sóng đứng và khe có điện trường bức xạ bằng nhau:

$$U_{b\text{khe}} = \frac{WI^{e}_{b}}{2} \tag{3.24}$$

Điện dẫn bức xạ của khe có thể xác định được khi biết điện trở bức xạ của dây dẫn dòng điện sóng đứng tương tự với nó (giống như khi tính điện dẫn bức xạ của nguyên tố khe, công thức (2.29).

Trong thực tế, các khe bức xạ thường được đục trên thành ống dẫn sóng hay hốc cộng hưởng. Khi ấy, khe chỉ bức xạ vào nửa không gian phía ngoài của ống dẫn sóng hay hốc cộng hưởng. Do đó trường bức xạ sẽ có giá trị lớn gấp hai lần các giá trị xác định bởi (3.23).

§3.5. ĐỘ DÀI HIỆU DỤNG CỦA ANTEN

Một trong những thông số đặc trưng cho các nguồn bức xạ thẳng (ví dụ anten dây) là độ dài hiệu dụng của anten.

Như đã khảo sát ở trên, đối với dây dẫn thẳng có dòng điện, hàm bức xạ được xác định trong hệ tọa độ cầu bởi:

$$\overline{G}_\theta(\theta, \varphi) = -\bar{i}_\theta \sin\theta \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} I(z) e^{ikz\cos\theta} dz$$

Phân tích biểu thức trên ta thấy có thể biểu thị hàm bức xạ của dây dẫn qua biểu thức hàm phương hướng chuẩn hóa và biên độ dòng điện tại một điểm chọn bất kỳ trên anten:

$$\overline{G}_\theta(\theta, \varphi) = -L_H I_c F_\theta(\theta, \varphi)\bar{i}_\theta \tag{3.25}$$

trong đó, $F_\theta(\theta, \varphi)$ – hàm phương hướng chuẩn hóa;

I_c – biên độ dòng điện tại điểm chuẩn bất kỳ trên anten;

L_H – hệ số tỷ lệ, có thứ nguyên chiều dài. Ta gọi hệ số này là *độ dài hiệu dụng* của anten.

Vì hàm phương hướng chuẩn hóa $F_\theta(\theta, \varphi)$ ở hướng cực đại có giá trị bằng 1 nên từ (3.25) ta có:

$$\left\{\overline{G}_\theta(\theta, \varphi)\right\}_{\max} \rightarrow = -L_H I_c \tag{3.26}$$

Độ dài hiệu dụng của anten được xác định theo (3.26) bằng:

$$L_H = \frac{-\left\{G_\theta(\theta, \varphi)\right\}_{\max}}{I_c} \tag{3.27}$$

Như vậy, tuỳ theo điểm chuẩn được chọn trên anten sẽ có các giá trị I_c khác nhau, và do đó có qui ước độ dài hiệu dụng khác nhau. Thông thường, điểm chuẩn được chọn là điểm cấp điện của anten.

Thay (3.25) vào (3.5) ta có biểu thức cường độ trường bức xạ được biểu thị qua độ dài hiệu dụng dưới dạng:

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ik_R}}{R} W G_\theta \bar{i}_\theta = \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ik_R}}{R} W L_H I_c F_\theta(\theta, \varphi)\bar{i}_\theta \tag{3.28}$$

Đối với các anten khác, bằng cách phân tích tương tự như trên chúng ta cũng có thể đưa biểu thức cường độ trường bức xạ về dạng (3.28), nghĩa là biểu thị cường độ trường qua hàm phương hướng chuẩn hóa, qua dòng điện tại một điểm chọn tuỳ ý trên anten, và một hệ số tỷ lệ mà ta gọi là độ dài hiệu dụng:

$$\overline{E} = \frac{ik}{4\pi} W L_H I_c \overline{F}(\theta, \varphi)\frac{e^{-ik_R}}{R} \tag{3.29}$$

Như vậy độ dài hiệu dụng L_H có thể được xác định bằng cách so sánh (3.29) với biểu thức đã biết của cường độ trường bức xạ bởi anten. Đối với anten dây, độ dài hiệu dụng cũng có thể được xác định bằng cách tính trực tiếp theo (3.27).

Ta hãy khảo sát một ví dụ đối với trường hợp dây dẫn thẳng có dòng điện sóng đứng. Biểu thức (3.17) có thể được viết lại dưới dạng sau:

$$\overline{E}_\theta = i\frac{kW}{4\pi}\frac{\lambda}{\pi}\frac{I_o}{\sin\frac{kl}{2}}\left(1-\cos\frac{kl}{2}\right)\left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right)-\cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta\left(1-\cos\frac{kl}{2}\right)}\right]\bar{i}_\theta\frac{e^{-ik_R}}{R} \quad (3.17a)$$

Nếu chọn điểm cấp điện của anten tại $z = 0$, ta có $I_c = I_o$. Để ý rằng

$$\left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right)-\cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta\left(1-\cos\frac{kl}{2}\right)}\right]\bar{i}_\theta = \overline{F}(\theta, \varphi)$$

và đối chiếu (3.17a) với (3.29) ta rút ra được:

$$L_H = \frac{\lambda}{\pi}\frac{1-\cos\frac{kl}{2}}{\sin\frac{kl}{2}} \quad (3.30)$$

Cũng có thể nhận được biểu thức (3.30) khi tính toán trực tiếp theo (3.27). Như đã khảo sát ở phần trên, bức xạ cực đại của anten đạt được tại $\theta = \pm\frac{\pi}{2}$. Ta có:

$$\left\{G_\theta^e(\theta, \varphi)\right\}_{\max} = \left\{G_\theta^e\left(\theta = \frac{\pi}{2}; \varphi\right)\right\} = -\int_{-l/2}^{l/2} I(z)\,dz$$

Vẫn chọn điểm cấp điện là điểm $z = 0$ ($I_c = I_o$), theo (3.27) ta có:

$$L_H = \frac{1}{I_o}\int_{-l/2}^{l/2} I(z)\,dz \quad (3.31)$$

Nếu thay $I(z)$ bởi (3.14) vào (3.31) thì:

$$L_H = \frac{1}{I_o}\left[\int_0^{l/2}\frac{I_o\sin k\left(\frac{l}{2}-z\right)}{\sin\frac{kl}{2}}dz + \int_{l/2}^{0}\frac{I_o\sin k\left(\frac{l}{2}+z\right)}{\sin\frac{kl}{2}}dz\right]$$

Sau khi tính toán sẽ nhận được

$$L_H = \frac{\lambda}{\pi}\frac{1-\cos\frac{kl}{2}}{\sin\frac{kl}{2}}$$

Kết quả này phù hợp hoàn toàn với (3.30).

Như vậy, độ dài hiệu dụng của anten có giá trị khác độ dài hình học, và phụ thuộc vào bước sóng. Đối với dây dẫn có độ dài $l = \frac{\lambda}{2}$, theo (3.30), độ dài hiệu dụng có giá trị bằng $L_H = \frac{\lambda}{\pi}$, nghĩa là chỉ bằng 0,637 l.

Trường hợp dây dẫn có độ dài rất nhỏ so với bước sóng (ví dụ đipôl) khi ấy $\frac{kl}{2} << 1$, ta có:

$$L_H = \lim_{kl/2 \to 0} \left(\frac{\lambda}{\pi} \frac{1 - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\frac{kl}{2}} \right)$$

Áp dụng qui tắc Lôpital, ta tính được

$$L_H \to \frac{\lambda}{\pi} \frac{kl}{2} = l \qquad (3.32)$$

nghĩa là độ dài hiệu dụng tiến tới giá trị bằng độ dài hình học của anten.

Từ công thức (3.31), (3.32) ta thấy cũng có thể diễn tả khái niệm độ dài hiệu dụng theo quan điểm vật lý như sau: biết rằng tích phân xác định trong (3.31) chính là diện tích giới hạn bởi đường cong phân bố của dòng điện trên dây dẫn và trục dây dẫn. Gọi diện tích này là S'_l ; theo (3.31) ta có:

$$S'_l = I_o L_H \qquad (3.33)$$

Như vậy, độ dài hiệu dụng có thể được coi là chiều dài của một cạnh hình chữ nhật, có diện tích bằng tích của biên độ dòng điện tại điểm cấp điện và độ dài ấy. Từ đây ta có thể phát biểu: độ dài hiệu dụng của anten là độ dài của một anten dây giả định có dòng điện phân bố đồng đều với biên độ bằng biên độ dòng điện tại điểm cấp điện của anten khảo sát, khi thoả mãn điều kiện bằng nhau về cường độ trường ở hướng bức xạ cực đại.

Quan hệ của độ dài hiệu dụng với các thông số khác của anten

Để khảo sát quan hệ này, chúng ta sẽ tính công suất bức xạ của anten theo phương pháp véctơ Poyting và theo điện trở bức xạ của anten. Theo phương pháp véctơ Poynting:

$$P_\Sigma = \int_{\theta-0}^{\pi} \int_{\varphi-0}^{2\pi} \frac{|E|^2}{2W} R^2 \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$$

Thay E bởi (3.29) ta có:

$$P_\Sigma = \frac{WL_H^2}{8\lambda^2} |I_e|^2 \int_{\theta-0}^{\pi} \int_{\varphi-0}^{2\pi} E_m^2(\theta, \varphi) \sin\theta \, d\theta \, d\varphi \qquad (3.34)$$

Áp dụng (1.85) ta có thể thay thế tích phân kép trong (3.34) bởi $\frac{4\pi}{D_{\max}}$. Công thức (3.34) sẽ được đơn giản thành

$$P_{\Sigma} = \frac{W\pi}{2D_{\max}}\left(\frac{L_H}{\lambda}\right)^2 |I_c|^2 \tag{3.35}$$

Mặt khác, công suất bức xạ có thể tính theo điện trở bức xạ và dòng điện trên anten.

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2}|I_c|^2 R_{\Sigma c} \tag{3.36}$$

So sánh (3.35) và (3.36) ta nhận được:

$$L_H = \lambda\left(\frac{D_{\max}R_{\Sigma c}}{W\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.37}$$

Khi thay (3.37) vào (3.29) ta sẽ nhận được biểu thức liên hệ giữa cường độ trường bức xạ của một anten bất kỳ với các thông số khác của nó dưới dạng:

$$E = i I_c \sqrt{\frac{WR_{\Sigma c}D_{\max}}{4\pi}}\ \overline{F}(\theta, \varphi)\ \frac{e^{-ik_R}}{R},$$

ở đây I_c là dòng điện ở điểm chuẩn (được chọn tuỳ ý trên anten), còn R_{Σ_c} là điện trở bức xạ tính theo dòng điện ở điểm ấy.

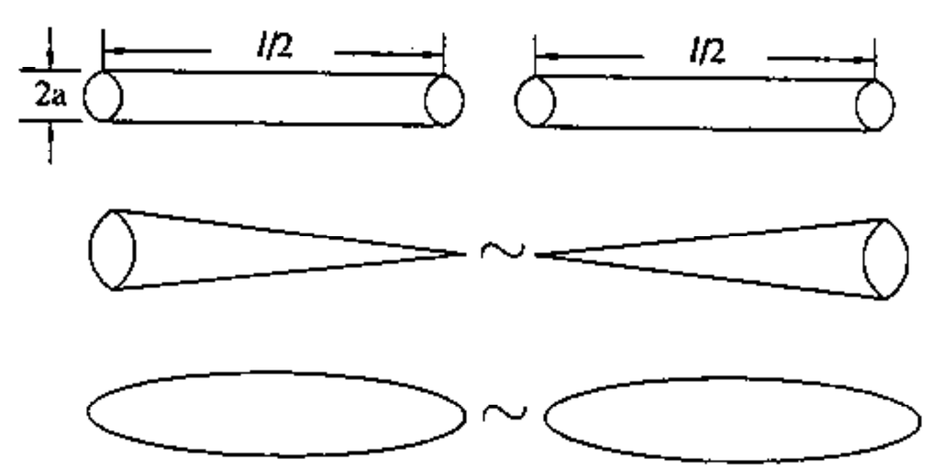
Chương IV

LÝ THUYẾT VỀ CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG

§4.1. PHÂN BỐ DÒNG ĐIỆN TRÊN CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG

Chấn tử đối xứng là một trong những nguồn bức xạ được sử dụng khá phổ biến trong kỹ thuật anten. Nó có thể được xem là một anten độc lập, hoàn chỉnh (anten chấn tử đối xứng), đồng thời trong nhiều trường hợp nó cũng là phần tử để kết cấu những anten phức tạp.

Theo định nghĩa, chấn tử đối xứng là một cấu trúc gồm hai đoạn vật dẫn (hai đoạn này có thể có hình dạng tùy ý: hình trụ, chóp, elipsôit v.v... có kích thước giống nhau, đặt thẳng hàng trong không gian, và ở giữa được nối với nguồn dao động cao tần (hình 4.1).



Hình 4.1.

Trong một số tài liệu kỹ thuật , người ta cũng dùng thuật ngữ anten dipole (anten lưỡng cực) để chỉ cho chấn tử đối xứng, còn đipol điện được khảo sát ở chương 2 của tài liệu này thì chính là một trường hợp riêng của chấn tử đối xứng .

Một trong những vấn đề cơ bản khi khảo sát các anten là xác định trường bức xạ tạo ra trong không gian, xác định các thông số như trở kháng bức xạ, trở kháng vào của anten. Để tìm trường bức xạ, như đã biết, cần xác định hàm phân bố dòng điện trên anten.

Đây là một bài toán phức tạp, đã có nhiều công trình nghiên cứu và giải quyết. Trong chương này sẽ trình bày phương pháp gần đúng để xác định phân bố dòng điện trên chấn tử. Trên cơ sở đó sẽ có lời giải gần đúng bài toán xác định trường bức xạ và các thông số của anten chấn tử. Chương tiếp theo sẽ trình bày phương pháp chính xác để xác định phân bố dòng điện trên anten, trong đó có chấn tử, nhờ ứng dụng phương pháp moment là phương pháp có hiệu quả để giải các phương trình tích phân.

Giả sử chấn tử có dạng như vẽ ở hình 4.1a, với bán kính *a* rất nhỏ (chấn tử làm bằng dây dẫn điện hình trụ, rất mảnh). Phương pháp gần đúng xác định phân bố dòng điện trên chấn tử đối xứng dựa trên suy luận về sự tương tự giữa chấn tử đối xứng và đường

dây song hành hở mạch đầu cuối không tổn hao, được gọi là phương pháp lý thuyết đường dây.

Thật vậy, từ đường dây song hành (hình 4.2a) có thể biến dạng để nhận được chấn tử đối xứng (hình 4.2b) bằng cách mở rộng đầu cuối của đường dây đến khi góc mở giữa hai nhánh bằng 180°. Việc mở rộng này sẽ làm mất tính đối xứng của đường dây song hành và tạo điều kiện để hệ thống có thể bức xạ sóng điện từ như khảo sát ở §0.3. .

Giả sử khi biến dạng đường dây song hành thành chấn tử đối xứng thì qui luật phân bố dòng điện trên hai nhánh vẫn không thay đổi, nghĩa là vẫn có dạng sóng đứng.

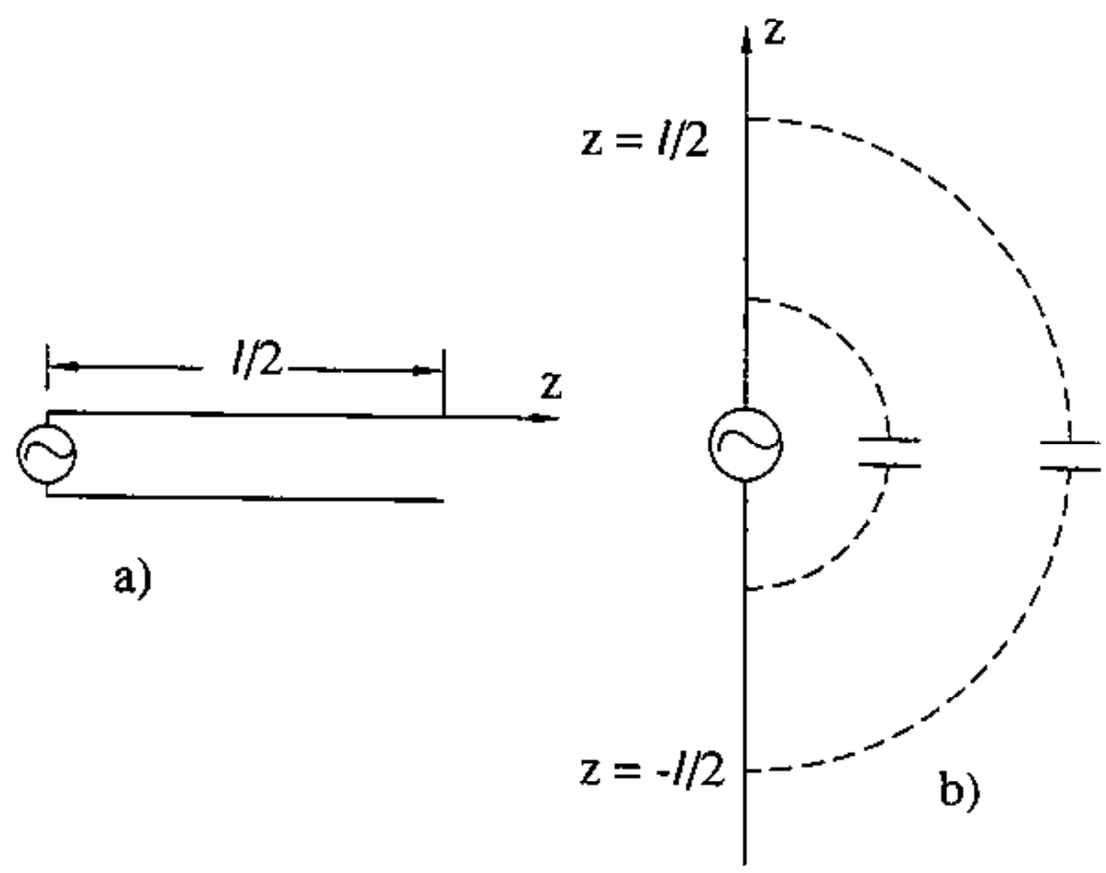
$$I_z(z) = I_b \sin k\left(\frac{l}{2} - |z|\right) \tag{4.1}$$

I_b – biên độ dòng điện ở điểm bụng sóng đứng;

$\frac{l}{2}$ – độ dài một nhánh chấn tử.

Tuy nhiên, những suy luận về sự tương tự nêu ở trên chỉ có tính chất gần đúng, vì tuy cả hai hệ thống (đường dây song hành và chấn tử) đều là các hệ thống dao động với thông số phân bố nhưng giữa chúng có những điểm khác nhau:

– Các thông số phân bố của đường dây (L_1, C_1) không biến đổi dọc theo dây, còn thông số phân bố của chấn tử thì biến đổi ứng với các vị trí khác nhau trên chấn tử (hình 4.2b).



Hình 4.2.

– Đường dây song hành thực tế là hệ thống dùng để truyền dẫn năng lượng chứ không phải hệ thống bức xạ, còn chấn tử là hệ thống bức xạ.

– Trong đường dây song hành hở mạch đầu cuối, dòng điện chỉ đổi theo qui luật sóng đứng thuần tuý (dạng sin, công thức 4.1) khi đường dây làm từ vật dẫn lý tưởng không tổn hao; còn đối với chấn tử, ngay cả khi được cấu tạo từ vật dẫn lý tưởng cũng luôn luôn có sự mất mát năng lượng do bức xạ (mất mát hữu ích). Do đó, nói một cách chính xác thì phân bố dòng điện trên chấn tử sẽ không theo qui luật sóng đứng thuần tuý hình sin. Tuy nhiên, đối với các chấn tử rất mảnh, (đường kính $2a \leq 0{,}01\lambda$), khi tính trường ở khu xa dựa theo giả thiết phân bố dòng điện hình sin cũng nhận được kết quả khá phù hợp với thực nghiệm. Vì vậy, trong phần lớn các tính toán kỹ thuật có thể cho phép áp dụng giả thiết gần đúng về phân bố dòng điện sóng đứng hình sin. Với giả thiết trên, trường bức xạ của chấn tử sẽ được xác định theo công thức (3.17).

Trường hợp chấn tử được đặt trong không gian tự do, $W = 120\pi$, ta có:

$$\overline{E}_\theta = \frac{i60I_b}{R}\left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta}\right]e^{-ik_R}$$

hoặc

$$E_\theta = \frac{i60I_o}{R\sin\frac{kl}{2}}\left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta}\right]e^{-ik_R}$$

I_o – dòng điện ở đầu vào chấn tử (tại $z = 0$).

$$I_o = I_b \sin\frac{kl}{2}$$

Biết qui luật phân bố của dòng điện trên chấn tử sẽ xác định được qui luật phân bố gần đúng của điện tích bằng cách áp dụng phương trình bảo toàn diện tích. Có thể giả thiết dòng điện trên chấn tử chỉ có thành phần dọc I_z, điện tích nằm trên bề mặt dây và có mật độ dài Q_z. Ta có phương trình bảo toàn điện tích được viết dưới dạng:

$$\frac{dI_z}{dz} + i\omega Q_z = 0 \tag{4.2}$$

$I_z = 2\pi a J_z$ – biên độ dòng điện tại tọa độ z của chấn tử;

J_z – mật độ dòng điện mặt;

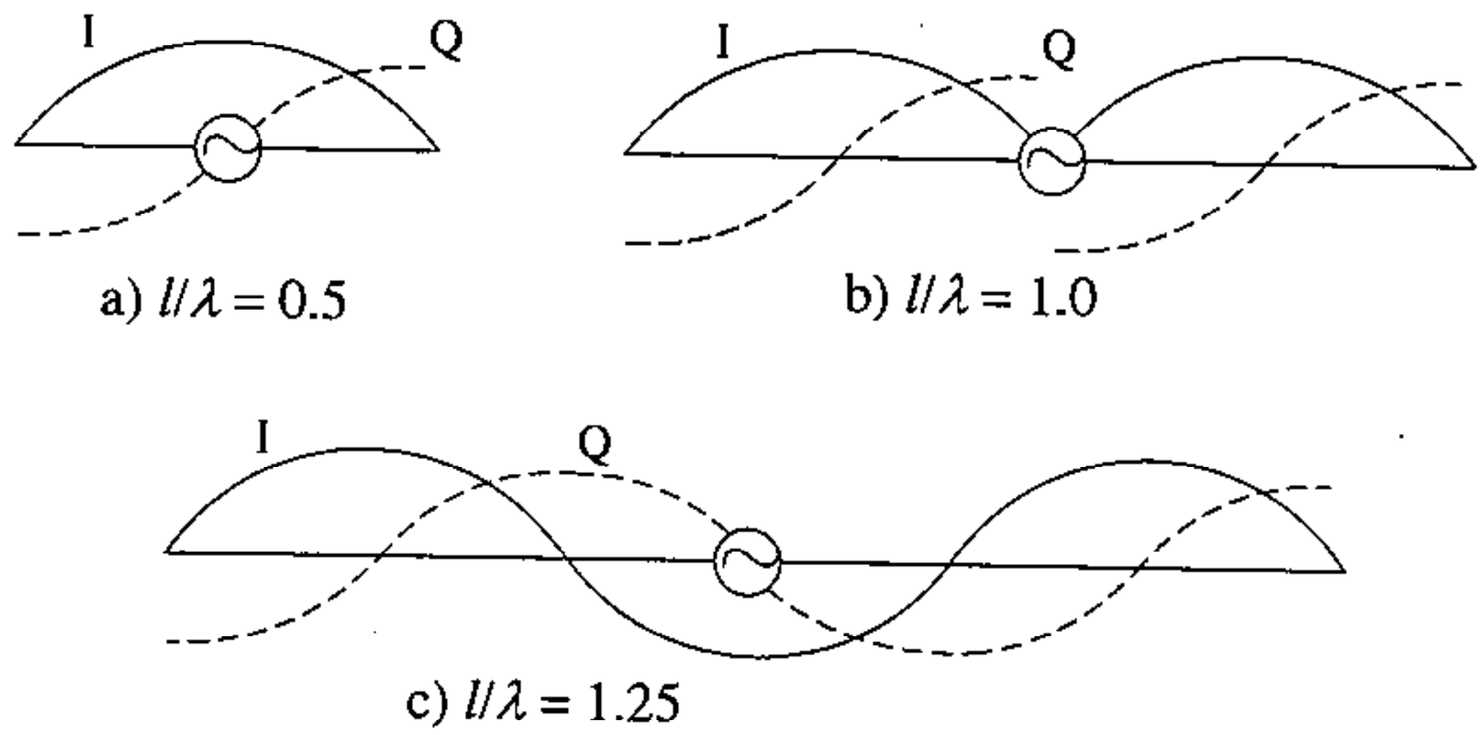
Q_z – điện tích mặt trên một đơn vị chiều dài chấn tử.

Giải phương trình (4.2) đối với Q_z, trong đó thay I_z bởi (4.1), ta có:

$$\left.\begin{aligned} Q_{z1} &= \frac{kI_b}{i\omega}\cos k\left(\frac{l}{2} - z\right) \quad z > 0 \\ Q_{z2} &= \frac{-kI_b}{i\omega}\cos k\left(\frac{l}{2} + z\right) \quad z < 0 \end{aligned}\right\} \tag{4.3}$$

Qui luật phân bố điện tích trên chấn tử đối xứng được biểu diễn bằng các đường nét rời trên hình 4.3.

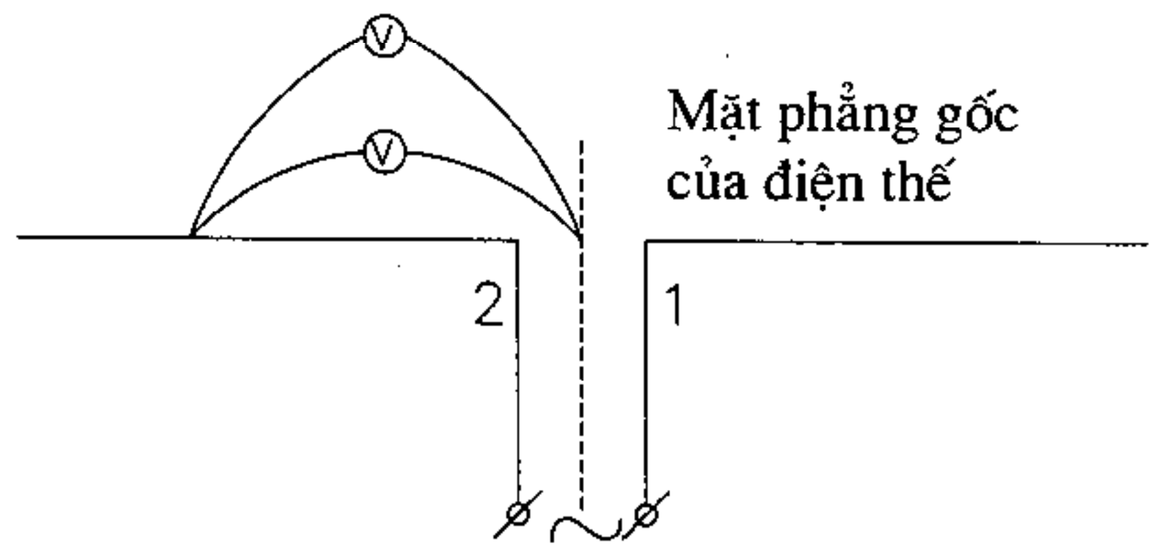
Từ hình 4.3 ta thấy qui luật phân bố điện tích dọc theo chấn tử đối xứng cũng có dạng tương tự như qui luật phân bố của hiệu điện thế trên đường dây song hành hở mạch đầu cuối, không tổn hao.



Hình 4.3.

Tuy nhiên, trong lý thuyết anten cần chú ý sử dụng khái niệm điện thế rất thận trọng vì trường của anten thực ra không phải là trường *thế*. Thật vậy, trong trường thế thì điện áp giữa hai điểm bất kỳ (hiệu thế) sẽ chỉ có một giá trị duy nhất, không phụ thuộc vào đường đi từ điểm này đến điểm kia; còn đối với chấn tử đối xứng, điện áp giữa hai điểm trên chấn tử sẽ phụ thuộc vào hình dạng và độ dài của đoạn dây đo mắc giữa hai điểm đo và dụng cụ đo, nghĩa là phụ thuộc vào diện tích được khoanh bởi dây đo và phần chấn tử nằm giữa hai điểm đo ấy (hình 4.4).

Khái niệm điện áp có thể được áp dụng gần đúng cho lý thuyết anten chỉ khi nào khoảng cách giữa hai điểm rất nhỏ so với bước sóng. Ví dụ khi đo điện áp giữa hai điểm đầu vào chấn tử.



Hình 4.4

§4.2. TRỞ KHÁNG SÓNG CỦA CHẤN TỬ

Tương tự như đường dây song hành, đối với chấn tử đối xứng cũng có thể đưa vào khái niệm trở kháng sóng. Theo lý thuyết đường dây thì trở kháng sóng của đường dây song hành không tổn hao bằng:

$$\rho_d = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \tag{4.4}$$

L_1 – điện cảm phân bố của đường dây;

C_1 – điện dung phân bố của đường dây.

Mặt khác ta có:

$$\frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = v \text{ là vận tốc sóng truyền trên đường dây.}$$

Nếu đường dây được đặt trong không gian tự do thì $\mu = \mu_o$, $\varepsilon = \varepsilon_o$. Trở kháng sóng của đường dây có thể được biểu thị qua thông số của môi trường và một trong hai thông số phân bố L_1, hoặc C_1 của đường dây:

$$\rho_d = \frac{\sqrt{\mu_o \varepsilon_o}}{C_1} \tag{4.5}$$

Đối với đường dây song hành, C_1 là đại lượng không biến đổi theo chiều dài dây và được xác định bởi kích thước của đường dây. Khi biểu thị trở kháng sóng qua các kích thước hình học của đường dây, công thức (4.5) sẽ có dạng

$$\rho_d = 276 \lg \frac{D}{a} \tag{4.6}$$

D – khoảng cách giữa hai dây dẫn (tính từ trục dây);

a – bán kính dây dẫn.

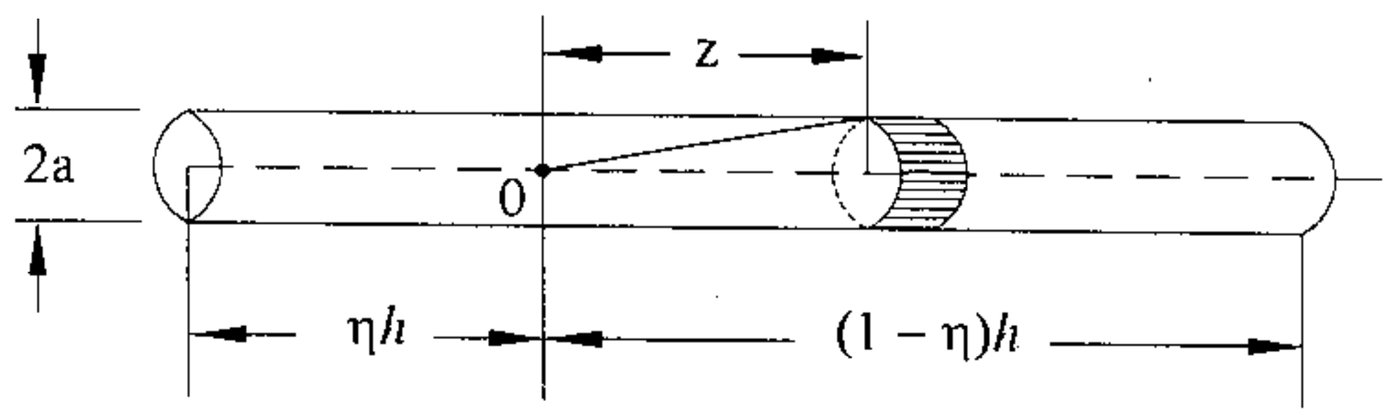
Đối với chấn tử đối xứng hoặc các loại anten dây khác, có thể áp dụng (4.5) để tính trở kháng sóng của anten nhưng cần chú ý rằng điện dung phân bố C_1 ở đây không phải là hằng số mà thay đổi dọc theo chiều dài của chấn tử. Vì vậy, khi tính C_1 cần lấy giá trị trung bình của nó, nghĩa là lấy điện dung tĩnh tổng cộng của anten chia cho chiều dài l của chấn tử.

Theo định nghĩa vật lý, giá trị của điện dung bằng tỷ số của điện tích chia cho điện thế

$$C = \frac{Q}{U}$$

Có nhiều phương pháp để xác định đại lượng này. Một trong những phương pháp đó được giới thiệu trong bài toán sau đây(*).

Tính trở kháng sóng của một dây dẫn hình trụ có chiều dài h, bán kính a (hình 4.5), với giả thiết điện tích phân bố đều theo dây dẫn với mật độ dài τ. Khi ấy điện tích trên một đoạn vi phân sẽ là τdz. Thế của điện tích ấy tại điểm O nằm trên trục dây dẫn được xác định bởi:



Hình 4.5.

$$dU = \frac{\tau dz}{4\pi\varepsilon r} \tag{4.7}$$

trong đó

$$r = \sqrt{a^2 + z^2}$$

Vị trí của điểm O trên dây dẫn được xác định bởi khoảng cách từ điểm đó đến hai đầu dây dẫn ηh và $(1 - \eta)h$.

Thế tạo bởi các điện tích phân bố trên dây dẫn tại điểm O sẽ là:

(*) Anten - Nađiênhenco.

$$U = \frac{\tau}{4\pi\varepsilon}\left[\int_0^{\eta h}\frac{dz}{\sqrt{a^2+z^2}} + \int_0^{(1-\eta)h}\frac{dz}{\sqrt{a^2+z^2}}\right] =$$

$$= \frac{\tau}{4\pi\varepsilon}\left\{\ln\left[\frac{\eta h}{a} + \sqrt{\frac{\eta^2 h^2}{a^2}+1}\right] + \ln\left[\frac{(1-\eta)h}{a} + \sqrt{\frac{(1-\eta)^2 h^2}{a^2}+1}\right]\right\} \quad (4.8)$$

Vì $\frac{\eta h}{a} >> 1$ nên để tính gần đúng có thể bỏ qua trị số 1 nằm trong các căn số của công thức trên, ta có:

$$U = \frac{\tau}{4\pi\varepsilon}\left[\ln\frac{2\eta h}{a} + \ln\frac{2(1-\eta)h}{a}\right] = \frac{\tau}{4\pi\varepsilon}\left[2\ln\frac{2h}{a} + \ln\eta + \ln(1-\eta)\right] \quad (4.9)$$

Khảo sát đồ thị của hàm số $U(\eta)$ (biểu thức (4.9)), ta nhận thấy ở gần hai đầu dây dẫn ($\eta = 0$ và $\eta = 1$), điện thế biến đổi rất rõ rệt, còn ở khoảng giữa trị số của nó chỉ biến đổi ít.

Để tìm giá trị trung bình của điện thế dây dẫn cần tính trị trung bình của $U(\eta)$ trong khoảng $\eta = (0 \div 1)$. Vì chỉ hai số hạng cuối trong (4.9) phụ thuộc vào η nên cũng chỉ cần lấy trung bình đối với hai số hạng này. Với khoảng lấy trung bình bằng đơn vị, giá trị trung bình sẽ chính bằng tích phân xác định của các hàm số trong khoảng (0 – 1). Do đó:

$$U_{tb} = \frac{\tau}{4\pi\varepsilon}\left[2\ln\frac{2h}{a} + \int_0^1 \ln\eta\, d\eta + \int_0^1 \ln(1-\eta)\, d\eta\right]$$

Sau khi thực hiện tích phân sẽ có:

$$U_{tb} = \frac{\tau}{4\pi\varepsilon}\left[2\ln\frac{2h}{a} - 2\right] \quad (4.10)$$

Điện dung tĩnh của đoạn dây sẽ là:

$$C = \frac{Q}{U_{tb}} = \frac{\tau h}{u_{tb}} = \frac{4\pi\varepsilon h}{2\left[\ln\frac{2h}{a} - 1\right]} \quad (4.11)$$

Điện dung phân bố của đoạn dây dẫn sẽ có giá trị bằng

$$C_1 = \frac{C}{h} = \frac{4\pi\varepsilon}{2\left(\ln\frac{2h}{a} - 1\right)} \quad (4.12)$$

Thay (4.12) vào (4.5) ta có trở kháng sóng của đoạn dây đơn:

$$\rho_d = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\left(\ln\frac{2h}{a} - 1\right) \quad (4.13)$$

Nếu môi trường là không gian tự do thì $\sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} = W_o = 120\pi$, ta có:

$$\rho_d = 60\left(\ln\frac{2h}{a} - 1\right) \tag{4.14}$$

Đối với chấn tử đối xứng, điện dung tĩnh giữa hai nhánh chấn tử được tính bằng tỷ số điện tích của một trong hai nhánh chia cho hiệu thế giữa hai nhánh ấy. Trong trường hợp này, vì điện thế của hai nhánh trái dấu nhau nên hiệu thế sẽ lớn gấp đôi so với điện thế của một nhánh (gấp hai lần rị số xác định theo (4.10). Do đó điện dung phân bố của chấn tử đối xứng sẽ giảm đi một nửa, và trở kháng sóng sẽ tăng gấp đôi so với một dây dẫn đơn.

Chú ý rằng, trong trường hợp này $h = \frac{l}{2}$ (độ dài của một nhánh chấn tử), ta có(*).

$$\rho_A = 120\left(\ln\frac{l}{a} - 1\right) \tag{4.15}$$

Trở kháng sóng của chấn tử tính theo (4.15) sẽ đạt được độ chính xác cho phép khi chấn tử có chiều dài tương đối ngắn so với bước sóng (khi $l < \lambda$). Khi tăng độ dài chấn tử, sai số sẽ tăng theo.

Công thức chính xác hơn để tính trở kháng sóng của chấn tử khi độ dài $l > \lambda$ là công thức của Kesenich:

$$\rho_A = 120\left(\ln\frac{\lambda}{\pi a} - E\right)\text{ôm} \tag{4.16}$$

trong đó $E = 0{,}5772$ là hằng số Ơler.

§4.3. CÔNG SUẤT VÀ ĐIỆN TRỞ BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG

Công suất bức xạ của chấn tử đối xứng có thể được xác định theo phương pháp véctơ Poynting, giống như khi tính toán đipôl điện. Theo phương pháp này, cần tính thông lượng tổng cộng của véctơ Poynting qua một mặt cầu bao bọc chấn tử, khi mặt cầu có bán kính khá lớn so với bước sóng.

Ta chọn mặt cầu và hệ tọa độ như ở hình 4.5, với tâm chấn tử đặt tại gốc tọa độ và trục z trùng với trục chấn tử. Lấy một diện tích vi phân ds trên mặt cầu, giá trị của nó bằng:

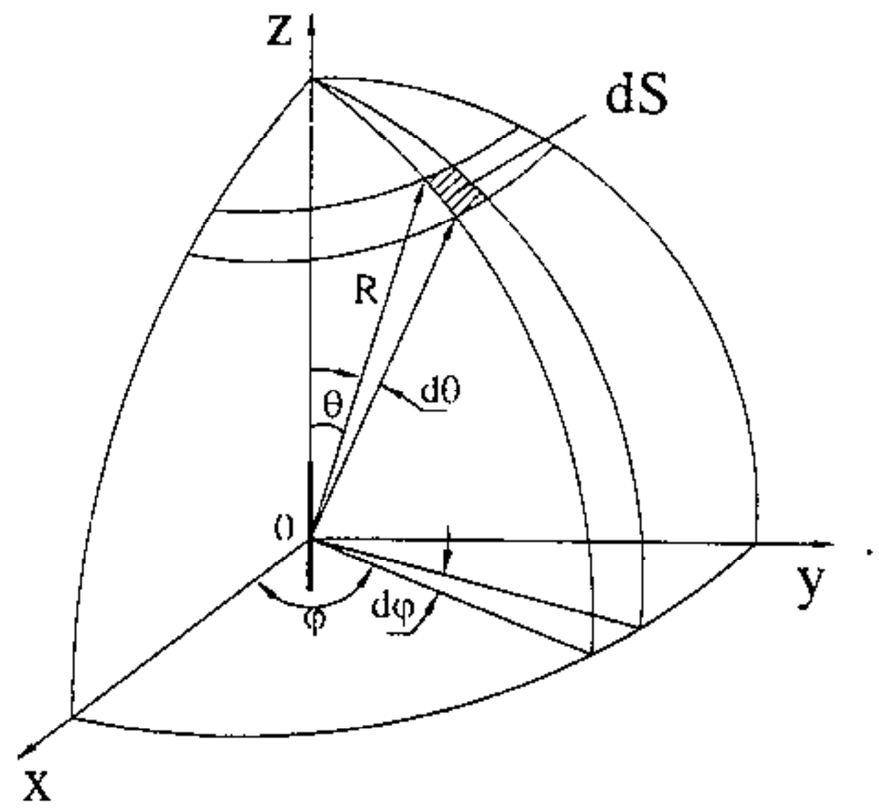
(*) Công thức (4.15) thực ra cũng chỉ là gần đúng vì khi tính toán đã sử dụng giá trị gần đúng của điện dung phân bố. Để tính toán chính xác hơn có thể áp dụng công thức sau: $\rho_A = 120\left(\ln\frac{l}{a} - 0{,}69\right)$ (Korbanski I.N).

$ds = R^2 \sin\theta \, d\varphi d\theta$ (4.17)

Công suất bức xạ của chấn tử truyền qua phần tử ds bằng:

$dP_\Sigma = S_{tb} \, ds$ (4.18)

Thay S_{tb} trong công thức trên bởi (1.37), đồng thời chú ý rằng hàm bức xạ trong trường hợp này chỉ có thành phần $\overline{G}_\theta^e$, với $\overline{G}_\theta^e$ xác định theo (3.16), ta nhận được:



Hình 4.6.

$$P_\Sigma = \frac{WI_b^2}{8\pi^2 R^2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta} \right] R^2 \sin\theta \, d\theta \, d\varphi \qquad (4.19)$$

Vì biểu thức trong dấu tích phân không có quan hệ với φ nên tích phân theo φ (từ $0 \to 2\pi$) sẽ nhận được kết quả bằng 2π. Ta có công thức đơn giản của (4.19):

$$P_\Sigma = 30 I_b^2 \int_0^{\pi} \frac{\left[\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}\right]^2}{\sin\theta} d\theta \qquad (4.20)$$

Tương tự như trường hợp đipôl điện, ở đây ta cũng định nghĩa điện trở bức xạ của chấn tử là đại lượng biểu thị quan hệ giữa công suất bức xạ và bình phương dòng điện trên chấn tử.

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I^2 R_\Sigma \qquad (4.21)$$

Tuy nhiên, cần lưu ý trong trường hợp này dòng điện có biên độ phân bố không đều dọc theo chấn tử. Vì vậy, khi biểu thị công suất bức xạ qua biên độ dòng điện tại vị trí nào đó của chấn tử (ví dụ qua dòng điện ở đầu vào I_o, hay qua dòng điện ở điểm bụng sóng đứng I_b v.v...) thì tương ứng sẽ có giá trị điện trở bức xạ ứng với dòng điện ở điểm vào ($R_{\Sigma 0}$) hay điện trở bức xạ ứng với dòng điện ở điểm bụng ($R_{\Sigma b}$).

Theo (4.21), điện trở bức xạ của chấn tử tính theo dòng điện ở điểm bụng được xác định bởi:

$$R_{\Sigma b} = \frac{2P_\Sigma}{I_b^2}$$

Thay P_Σ từ (4.20) vào công thức trên sẽ nhận được

$$R_{\Sigma b} = 60\int_0^{\pi}\frac{\left[\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}\right]^2}{\sin\theta}\,d\theta \qquad (4.22)$$

Thực hiện tích phân (4.22) sẽ nhận được kết quả sau:

$$R_{\Sigma b} = 30\left\{\sin kl\left[Si(2kl) - 2Sikl\right] + \cos kl \times\right.$$

$$\left.\times\left[E + \ln\frac{kl}{2} + Ci(2kl) - 2Cikl\right] + 2\left[E + \ln kl - Cikl\right]\right\} \qquad (4.23)$$

Trong đó

$E = 0{,}5772$ – hằng số Ơler

$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t}\,dt \qquad \text{– tích phân sin,}$$

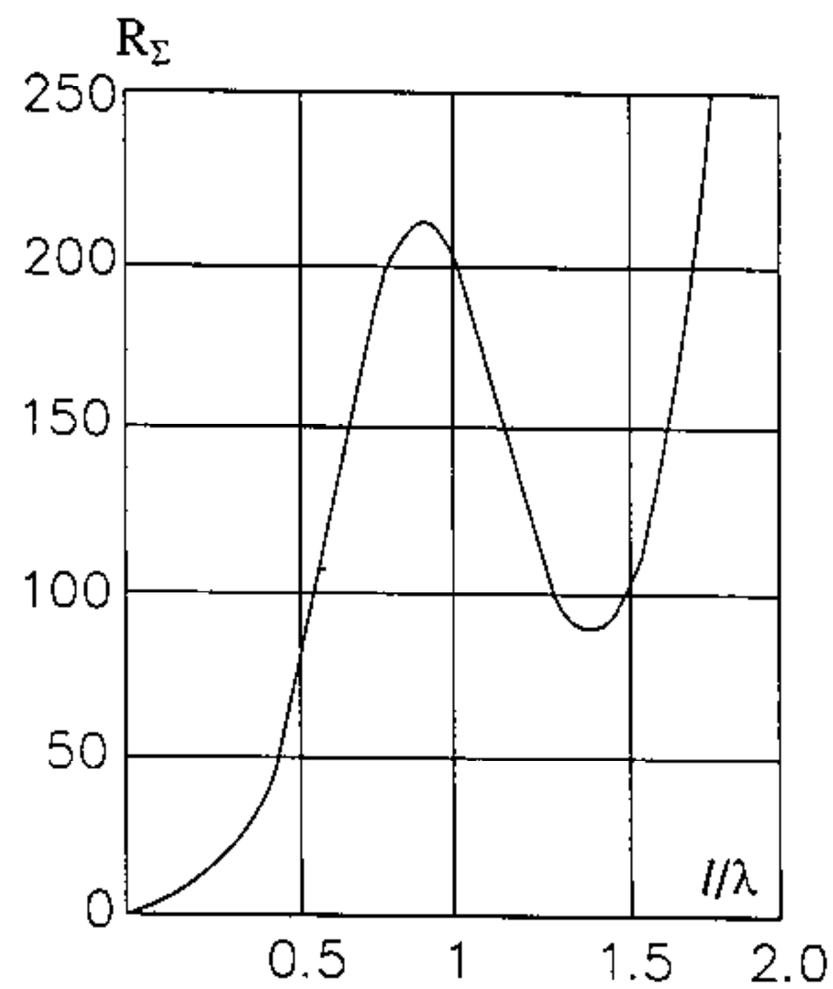
$$Ci(x) = -\int_0^{\infty} \frac{\cos t}{t}\,dt \qquad \text{– tích phân cosin.}$$

Tích phân sin và cosin có thể được biểu thị theo chuỗi, ta có:

$$Si(x) = x - \frac{1}{3}\frac{x^3}{3!} + \frac{1}{5}\frac{x^5}{5!} - \ldots$$

$$Ci(x) = E + \ln x - \frac{1}{2}\frac{x^2}{2!} + \frac{1}{4}\frac{x^4}{4!} - \ldots$$

Giá trị của các tích phân *sin* và *cosin* thường được cho sẵn trong các bảng tính. Từ công thức (4.23) có thể nhận thấy rằng điện trở bức xạ của chấn tử đối xứng tính theo dòng điện ở điểm bụng chỉ có quan hệ với tích số *kl* (độ dài điện của chấn tử) mà không phụ thuộc vào đường kính chấn tử. Công thức trên chỉ là gần đúng bởi vì khi tính toán đã dựa vào giả thiết phân bố dòng điện hình *sin* trên chấn tử; giả thiết này chỉ là gần đúng khi chấn tử có đường kính rất nhỏ. Tuy nhiên, những kết quả nhận được cũng khá phù hợp với thực nghiệm ngay cả khi chấn tử có đường kính tương đối lớn. Đó là do khi tính công suất và điện trở bức xạ ta đã tính theo trường ở khu xa, mà trường ở khu vực này lại ít biến đổi khi đường kính chấn tử thay đổi.



Hình 4.7.

Đồ thị biến thiên của điện trở bức xạ $R_{\Sigma b}$ theo độ dài chấn tử l/λ được biểu diễn trên hình 4.7.

Khảo sát đồ thị hình 4.7 ta thấy lúc đầu, khi tăng độ dài chấn tử, điện trở bức xạ tăng. Tại $\frac{l}{\lambda} = 0{,}5$ (chấn tử nửa sóng) có $R_{\Sigma b} = 7{,}31\Omega$ và đạt tới cực đại ở gần $\frac{l}{\lambda} = 1$ với $R_{\Sigma b} = 210\Omega$. Sau đó $R_{\Sigma b}$ dao động, có cực đại ở gần các giá trị l bằng bội số chẵn của $\frac{\lambda}{2}$, cực tiểu ở gần các trị l bằng bội số lẻ của $\frac{\lambda}{2}$.

Đặc tính biến đổi nói trên có thể được giải thích từ mối quan hệ giữa công suất bức xạ (và điện trở bức xạ) với quy luật phân bố dòng điện trên chấn tử. Khi $\frac{l}{\lambda}$ nhỏ (chấn tử gần giống đipôl điện) thì tăng l sẽ tăng số phần tử dòng điện đồng pha, do đó tăng công suất và điện trở bức xạ. Nhưng khi $l > \lambda$, trên chấn tử sẽ xuất hiện khu vực dòng điện ngược pha làm giảm công suất và điện trở bức xạ của chấn tử.

Hệ số định hướng của chấn tử đối xứng

Theo (1.81), hệ số định hướng của chấn tử ở hướng θ nào đó được xác định bởi

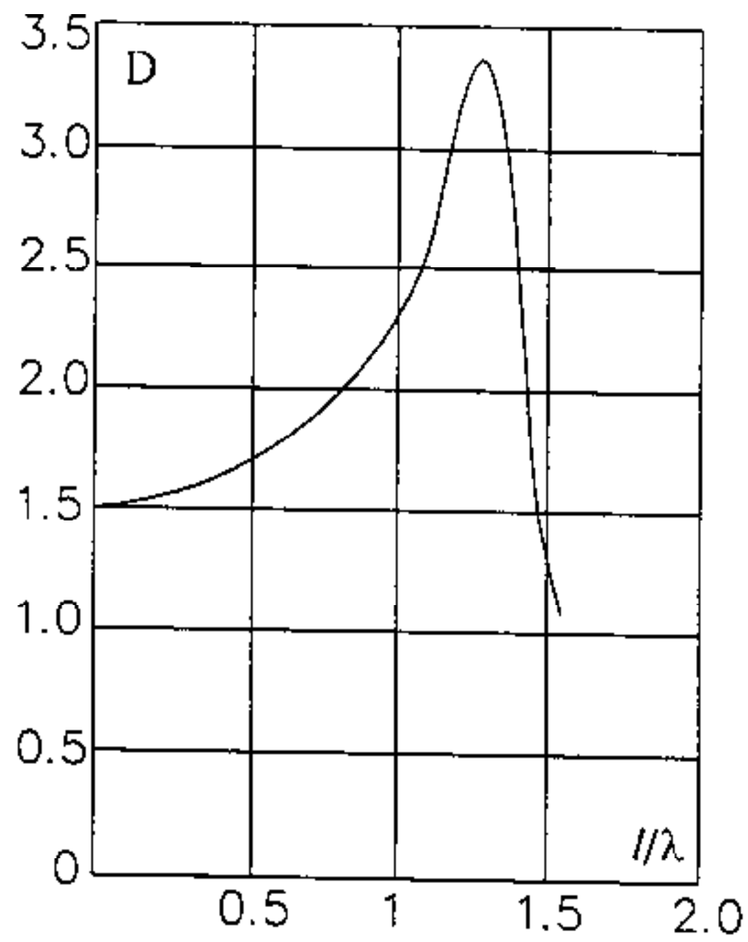
$$D(\theta) = \frac{|E_\theta(\theta)|^2 2\pi R^2}{WP_\Sigma}$$

trong đó, $E_\theta(\theta)$ được tính theo (3.17), còn P_Σ được tính theo (4.21).

Với các chấn tử có độ dài $\frac{l}{\lambda} \le 1.25$, bức xạ cực đại của anten vẫn được duy trì ở hướng $\theta = \pm\frac{\pi}{2}$.

Ta có:

$$D_{\max} = D\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{W}{\pi R_{\Sigma b}}\left(1 - \cos\frac{kl}{2}\right)^2 \qquad (4.24)$$



Hình 4.8.

Đồ thị biểu diễn sự biến đổi của hệ số định hướng với độ dài chấn tử được vẽ ở hình 4.8.

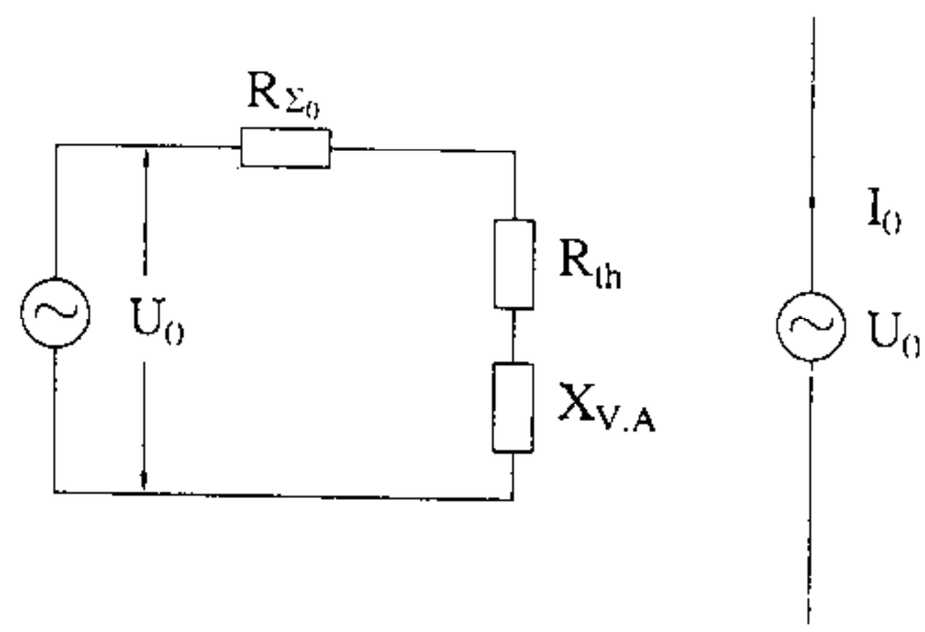
Từ hình vẽ ta thấy khi độ dài chấn tử còn nhỏ thì tăng độ dài sẽ dẫn đến tăng hệ số định hướng. Với $\frac{l}{\lambda} = 0{,}5$ (chấn tử nửa sóng) ta có $D_{\max} = 1{,}64$. Khi $\frac{l}{\lambda} = 1$ (chấn tử toàn

sóng), D_{max} = 2,41; còn khi tăng $\frac{l}{\lambda} \rightarrow 1.250$, hệ số định hướng tăng đến 3.36. Nếu tiếp tục tăng độ dài chấn tử $\left(\frac{l}{\lambda} > 1.250\right)$, hệ số định hướng sẽ giảm đi. Điều này được giải thích do có sự biến đổi dạng của đồ thị phương hướng (tăng cực đại phụ, giảm cực đại chính) khi kéo dài chấn tử.

§4.4. TÍNH TRỞ KHÁNG VÀO THEO PHƯƠNG PHÁP GẦN ĐÚNG

Khi mắc chấn tử vào máy phát cao tần, chấn tử sẽ trở thành tải của máy phát. Trị số của tải này được đặc trưng bởi một đại lượng gọi là trở kháng vào của chấn tử. Trong trường hợp tổng quát, trở kháng vào là một đại lượng phức. Công suất máy phát cung cấp cho chấn tử sẽ có một phần được chấn tử bức xạ ra ngoài – gọi là công suất bức xạ, một phần mất trên chấn tử (tổn hao nhiệt trên dây dẫn), mất mát trong các vật liệu cách điện và trong các vật ở gần chấn tử – gọi là công suất tổn hao.

Ngoài sóng điện từ bức xạ ra khu xa còn có trường điện từ dao động ở gần anten, giàng buộc với anten. Phần công suất này không bức xạ ra ngoài mà khi thì chuyển thành năng lượng điện trường, khi thì chuyển thành năng lượng từ trường thông qua việc trao đổi năng lượng với nguồn. Công suất này gọi là công suất vô công và có thể được biểu thị qua một đại lượng gọi là điện kháng của anten. Như vậy, anten sẽ đưa vào máy phát một tải phức gọi là trở kháng vào của anten (hình 4.9a).



Hình 4.9.

Trở kháng vào là một trong những thông số quan trọng, nó có quan hệ rất mật thiết đến chế độ làm việc của thiết bị nối với anten.

Theo định nghĩa, trở kháng vào của chấn tử đối xứng bằng tỷ số của điện áp ở đầu vào của chấn tử U_o và dòng điện ở dầu vào I_o (hình 4.9b).

$$Z_{V.A} = \frac{U_o}{I_o} = R_{V.A} + iX_{V.A} \tag{4.25}$$

Để xác định chính xác trở kháng vào cần biết điện áp và dòng điện ở đầu vào, nghĩa là cần biết phân bố dòng điện dọc theo chấn tử. Sau đây sẽ khảo sát phương pháp tính gần đúng trở kháng vào của chấn tử. Trong tính toán kỹ thuật, để xác định trở kháng vào có thể áp dụng giả thiết gần đúng về phân bố dòng điện hình sin. Điện áp vào U_o sẽ bằng

hiệu điện thế tại đầu vào hai nhánh chấn tử; ở đây mặt phẳng gốc điện thế là mặt phẳng đi qua điểm giữa và vuông góc với hai nhánh như vẽ ở hình 4.4.

$$U_o = U_1 - U_2, \tag{4.26}$$

trong đó, U_1 là điện thế ở đầu vào nhánh 1, có trị số bằng điện tích Q_{z1} tại $z = 0$ chia cho $2C_1$ là điện dung phân bố của nhánh 1 so với mặt phẳng gốc điện thế

$$U_1 = \frac{kI_b}{2i\omega C_1}\cos\left(\frac{kl}{2}\right) \tag{4.27}$$

Tương tự, ta có điện thế ở đầu vào nhánh 2:

$$U_2 = -\frac{kI_b}{2i\omega C_1}\cos\frac{kl}{2} \tag{4.28}$$

Thay vào (4.26) ta có:

$$U_o = \frac{kI_b}{i\omega C_1}\cos\frac{kl}{2}$$

Nếu chú ý rằng $$\frac{k}{\omega C_1} = \frac{\sqrt{\mu\varepsilon}}{C_1} = \rho_A$$

sẽ nhận được:

$$U_o = -iI_b\rho_A\cos\frac{kl}{2} \tag{4.29}$$

Thay (4.29) vào (4.25) sẽ có trở kháng vào của chấn tử

$$Z_{V.A} = \frac{U_o}{I_o} = -i\rho_A \mathrm{ctg}\frac{kl}{2} \tag{4.30}$$

Từ công thức trên ta thấy trở kháng vào của chấn tử là đại lượng thuần kháng. Đó là vì khi tính toán đã áp dụng lý thuyết đường dây song hành không tổn hao, nghĩa là không xét đến phần công suất bức xạ của chấn tử.

Đối với chấn tử đối xứng, điện trở tổn hao thường có giá trị nhỏ, phần công suất thực đưa vào anten hầu như được chuyển thành công suất bức xạ:

$$P_o \approx P_\Sigma \tag{4.31}$$

Nếu biểu thị công suất bức xạ theo dòng điện ở đầu vào I_o thì có thể viết (4.31) như sau:

$$\frac{1}{2}I_o^2 R_{\Sigma o} \approx \frac{1}{2}I_o^2 R_{V.A} \tag{4.32}$$

$R_{\Sigma o}$ là điện trở bức xạ tính theo dòng điện ở đầu vào

$$R_{\Sigma o} = R_{\Sigma b}\frac{I_b^2}{I_o^2} = \frac{R_{\Sigma b}}{\sin^2\frac{kl}{2}}$$

Ta có

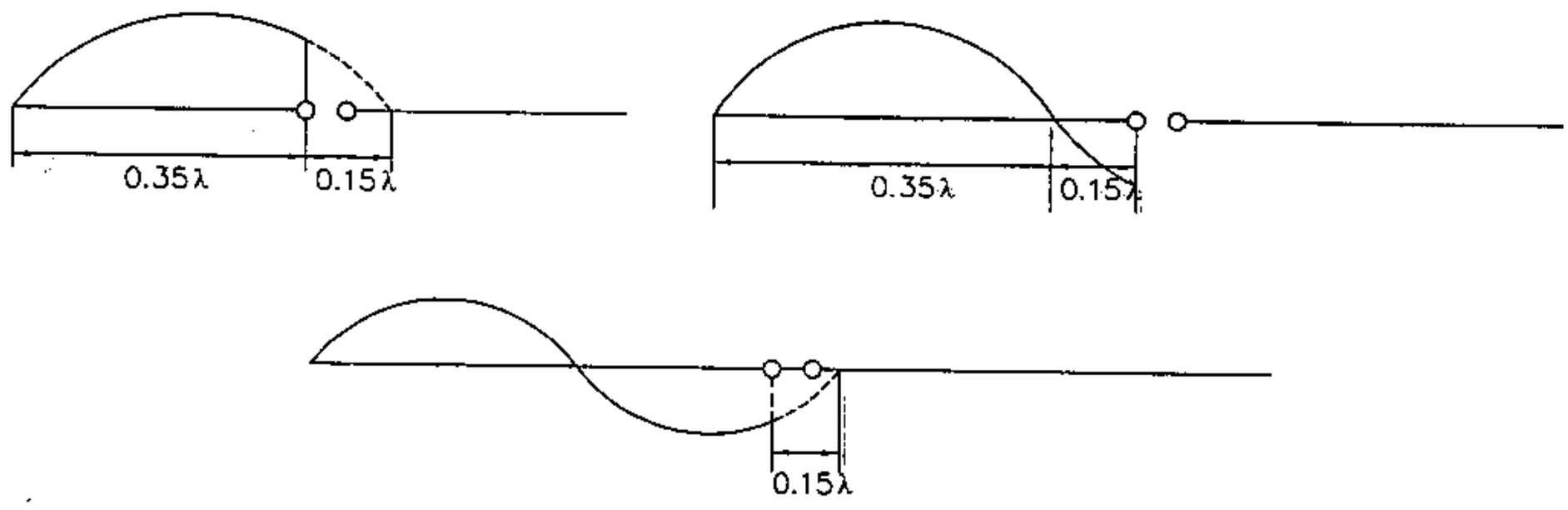
$$R_{V.A} = \frac{R_{\Sigma b}}{\sin^2 \frac{kl}{2}} \tag{4.33}$$

Công thức để tính trở kháng vào của chấn tử bây giờ sẽ có dạng:

$$Z_{V.A} = \frac{R_{\Sigma b}}{\sin^2 \frac{kl}{2}} - i\rho_A \operatorname{cotg} \frac{kl}{2} \tag{4.34}$$

Công thức trên nhận được khi tính toán theo giả thiết phân bố dòng điện hình sin trên chấn tử. Có thể dễ dàng nhận thấy rằng giả thiết này sẽ hạn chế khả năng tính trở kháng vào của chấn tử trong một số trường hợp. Khi độ dài của chấn tử bằng nửa bước sóng ($l \approx 0.5\lambda$) thì công thức (4.34) cho các kết quả hợp lý, có thể chấp nhận được. Nhưng khi chấn tử có độ dài lớn hơn thì độ chính xác của công thức sẽ giảm đi. Đến khi $l = \lambda$ thì công thức trên không còn ý nghĩa vì lúc ấy cả phần thực và phần ảo của trở kháng vào đều có giá trị lớn vô cùng. Đây là một nhược điểm dễ nhận thấy của phương pháp lý thuyết đường dây, vì theo lý thuyết này, khi $l = \lambda$ dòng điện ở đầu vào chấn tử có giá trị bằng không. Công thức (4.34) chỉ cho phép ứng dụng khi điểm nút dòng điện nằm cách đầu vào chấn tử một khoảng cách lớn hơn $(0.1 \div 0.15)\lambda$ (hình 4.10), nghĩa là khi:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{l}{2} \le (0.35 \div 0.4)\lambda \\ \text{hoặc} \quad &(0.6 \div 0.65)\lambda \le \frac{l}{2} \le (0.85 \div 0.9)\lambda \end{aligned}\right\} \tag{4.35}$$



Hình 4.10.

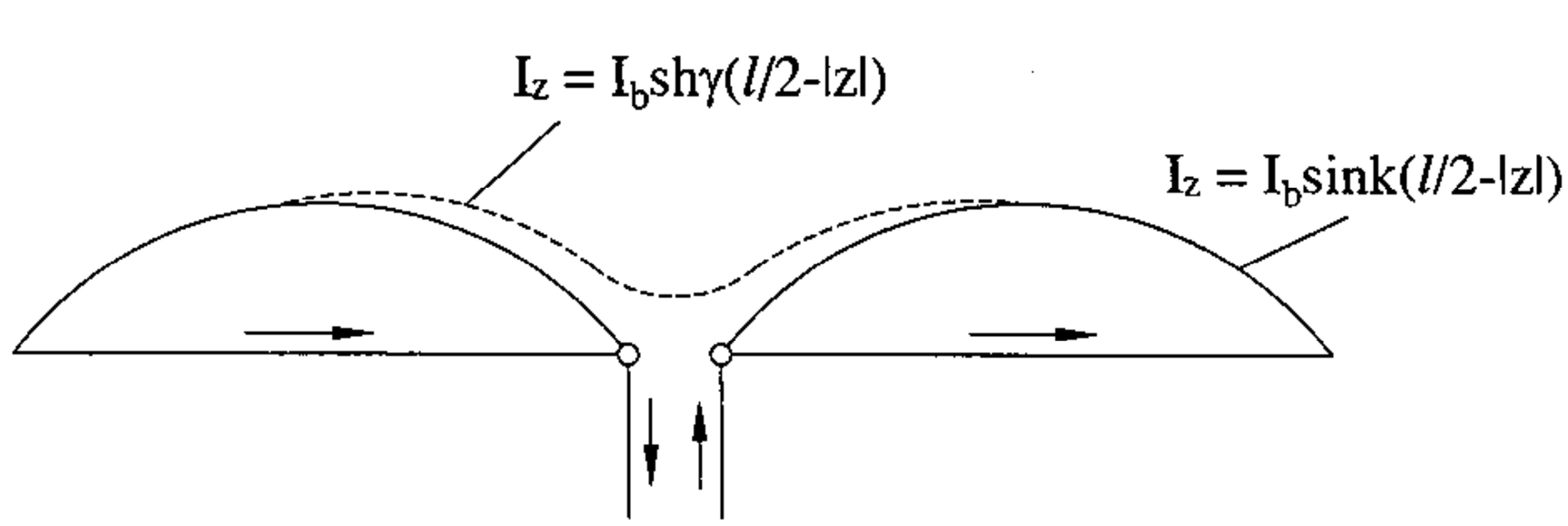
Sau đây ta khảo sát một phương pháp gần đúng khác để tính trở kháng vào khi chấn tử có độ dài tùy ý. Theo phương pháp này, chấn tử được coi tương đương với một đường dây song hành hở mạch đầu cuối, có tổn hao (phần công suất bức xạ bởi chấn tử coi như công suất tiêu hao trên đường dây).

Phân bố dòng điện và điện tích trên chấn tử sẽ tương tự phân bố dòng điện và điện tích trên đường dây hở mạch có tổn hao và được tính theo công thức:

$$\left.\begin{aligned} I(z) &= I_b \mathrm{sh}\gamma\left(\frac{l}{2} - |z|\right) \\ Q(z) &= \sqrt{\mu_o \varepsilon_o}\, I_b \mathrm{ch}\gamma\left(\frac{l}{2} - |z|\right) \end{aligned}\right\} \qquad (4.36)$$

ở đây: $\gamma = \alpha + i\beta$ – hệ số truyền lan phức, trong đó
α – hệ số suy giảm; β – hệ số pha.

Đồ thị phân bố dòng điện trên chấn tử tính theo (4.36), được vẽ ở hình 4.11.



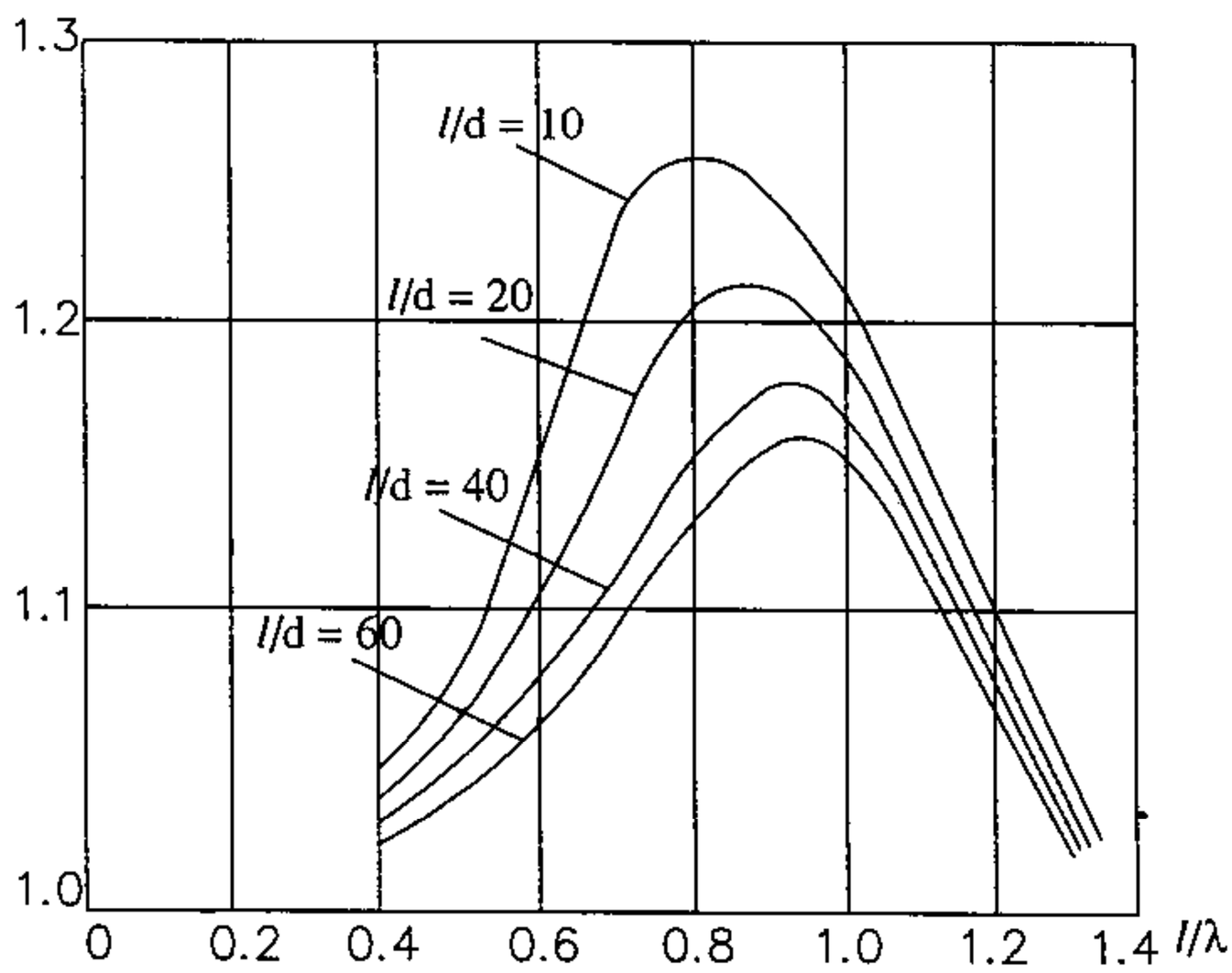
Hình 4.11.

Hệ số pha β được xác định bởi vận tốc pha của dòng điện chảy dọc theo dây dẫn chấn tử

$$\beta = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega}{c}\frac{c}{v} = k.k_1 \qquad (4.37)$$

Thông thường, vận tốc pha của sóng trên dây dẫn có giá trị nhỏ hơn vận tốc truyền sóng trong không gian tự do ($v < c$) và phụ thuộc vào kích thước dây dẫn. Đường kính dây dẫn càng lớn thì vận tốc pha càng giảm.

Đồ thị quan hệ của tỷ số $\frac{c}{v}$ với kích thước chấn tử được vẽ ở hình 4.12.



Hình 4.12.

Hệ số suy giảm α của đường dây song hành có tổn hao được xác định bởi tỷ số của điện trở tổn hao phân bố trên đường dây và trở kháng sóng của đường dây không tổn hao

$$\alpha = \frac{R_1}{\rho} \tag{4.38}$$

Nếu coi chấn tử tương đương với đường dây song hành có tổn hao thì trong trường hợp này công suất bức xạ của chấn tử được coi tương đương với công suất tổn hao trên đường dây; R_1 sẽ là giá trị trung bình của điện trở bức xạ trên một đơn vị độ dài chấn tử; $\rho = \rho_A$ là trở kháng sóng của chấn tử khi coi chấn tử tương đương với đường dây không tổn hao (xác định bởi (4.15) hoặc (4.16)). Điện trở bức xạ phân bố R_1 được xác định như sau: giả sử R_1 có giá trị đồng đều dọc theo chấn tử, công suất bức xạ của mỗi phần tử dz sẽ bằng:

$$dP_\Sigma = \frac{1}{2} I_z^2 R_1 dz$$

ở đây, I_z là biên độ dòng điện tại thiết diện khảo sát, được xác định bởi (4.36).

Công suất bức xạ bởi chấn tử sẽ bằng:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I_b^2 R_1 \left[\int_0^{l/2} \mathrm{sh}^2\gamma\left(\frac{l}{2} - z\right)dz + \int_{-l/2}^{0} \mathrm{sh}^2\gamma\left(\frac{l}{2} + z\right)dz \right].$$

Sau khi thực hiện tích phân ta có:

$$P_\Sigma = \frac{I_b^2 R_1}{4\gamma}(\mathrm{sh}\gamma l - \gamma l) \tag{4.39}$$

ở đây $\gamma = \alpha + i\beta = \dfrac{R_1}{\rho_A} + i\beta$.

Mặt khác, công suất bức xạ có thể được biểu thị dưới dạng:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I_b^2 R_{\Sigma b} \tag{4.40}$$

Cân bằng (4.40) với phần thực của (4.39) sẽ xác định được R_1.

Sau khi xác định được α, β, trở kháng vào của chấn tử tính theo lý thuyết đường dây hở mạch có tổn hao sẽ được xác định theo công thức

$$Z_{V.A} = \rho_A' \mathrm{cth}\,(\alpha + i\beta)\frac{l}{2} \tag{4.41}$$

trong đó, ρ'_A là trở kháng sóng của chấn tử khi coi chấn tử tương đương với đường dây có tổn hao. Đại lượng này được xác định như sau:

$$\rho'_A = \sqrt{\frac{2R_1 + i\omega L_1}{i\omega C_1}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1} - \frac{i2R_1}{C_1\omega}}$$

trong đó, R_1, L_1, C_1 là điện trở, điện cảm và điện dung phân bố của chấn tử.

Biết $$\frac{L_1}{C_1} = \rho_A^2\ ;\ \omega C_1 = \frac{\beta}{\rho_A}\ ;\ R_1 = \alpha\rho_A$$

Ta có:

$$\rho'_A = \rho_A \sqrt{1 - i\frac{2\alpha}{\beta}} \approx \rho_A\left(1 - \frac{i\alpha}{\beta}\right) \tag{4.42}$$

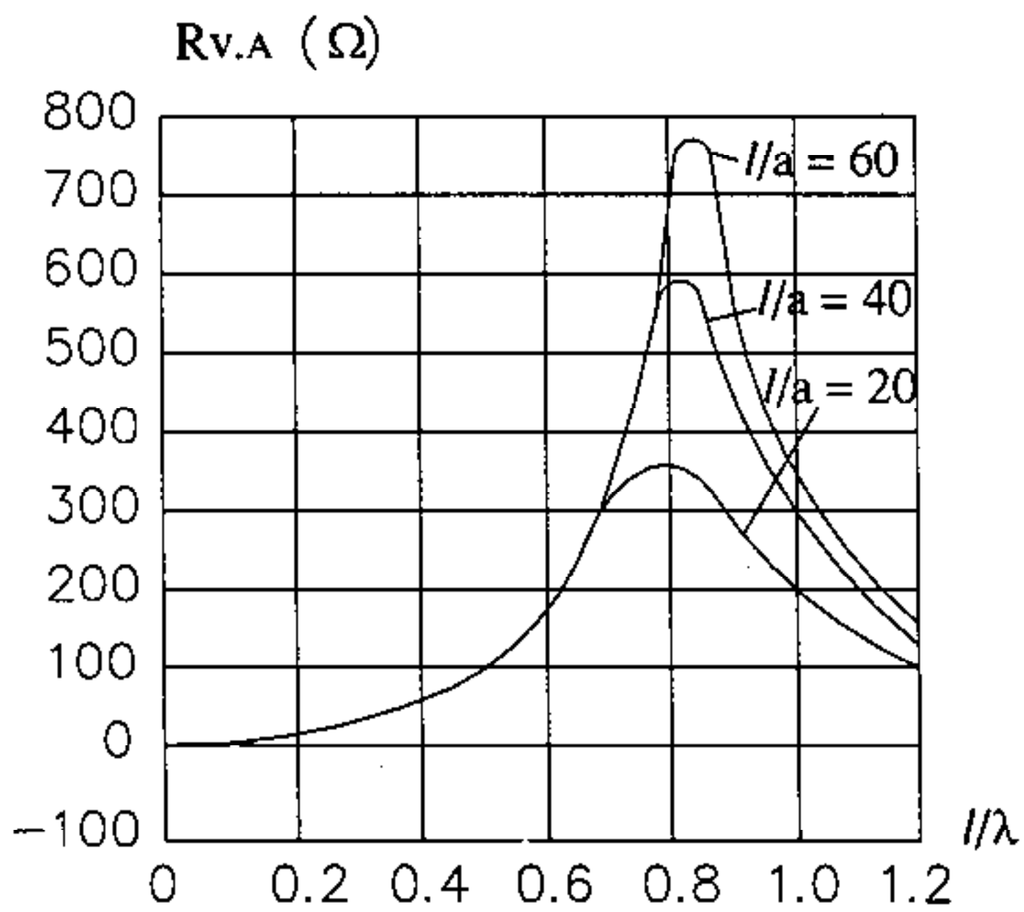
Thay (4.42) vào (4.41) và áp dụng công thức

$$\text{cth}\frac{x + iy}{2} = \frac{\text{sh}x - i\sin y}{\text{ch}x - \cos y}$$

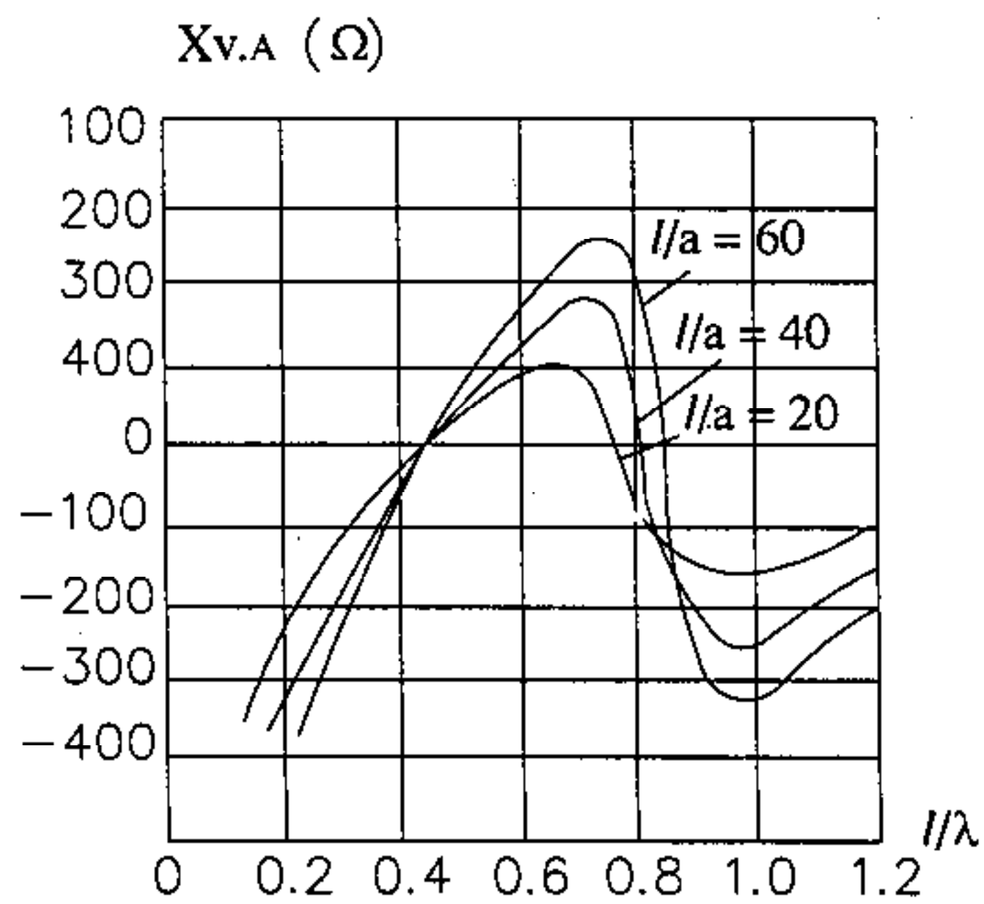
Ta có:

$$Z_{V.A} = \rho_A \frac{\text{sh}\alpha l - \frac{\alpha}{\beta}\sin\beta l}{\text{ch}\alpha l - \cos\beta l} - i\rho_A \frac{\frac{\alpha}{\beta}\text{sh}\alpha l + \sin\beta l}{\text{ch}\alpha l - \cos\beta l} \tag{4.43}$$

Hình 4.13 và 4.14 biểu thị quan hệ của điện trở và điện kháng vào của chấn tử với tỷ số l/λ ứng với các giá trị khác nhau của trở kháng sóng chấn tử (tính theo công thức (4.43)).



Hình 4.13.



Hình 4.14.

Qua khảo sát công thức (4.43) và các đồ thị hình 4.13, 4.14 có thể rút ra các nhận xét sau:

1. Trở kháng vào của chấn tử biến đổi rõ rệt khi thay đổi độ dài $\frac{l}{\lambda}$. Độ dài chấn tử, mà ứng với nó điện kháng vào có giá trị bằng không, được gọi là độ dài cộng hưởng ($l_{c.h}$). Khi $\frac{l}{\lambda}$ thay đổi trong giới hạn (0 ÷ 1.2) như ở hình vẽ, có thể quan sát thấy hai khu vực cộng hưởng : Khu vực thứ nhất – *cộng hưởng nối tiếp*, ứng với độ dài chấn tử gần bằng nửa bước sóng $\left(l_{c.h} \approx \frac{\lambda}{2}\right)$. Khu vực thứ hai – *cộng hưởng song song*, ứng với độ dài chấn tử gần bằng bước sóng ($l_{c.h} \approx \lambda$). Đặc điểm này càng nhận thấy rõ rệt khi

chấn tử có đường kính càng nhỏ ($a \to 0$), nghĩa là khi chấn tử rất mảnh (hoặc chấn tử có trở kháng sóng rất lớn). Thật vậy, khảo sát (4.43) trong trường hợp chấn tử với đường kính rất nhỏ (khi đó có thể coi $\beta \approx k$), ta nhận được độ dài cộng hưởng của chấn tử có các giá trị bằng

$$l_{c.h} = n\frac{\lambda}{2}$$

với n – số nguyên; $n = 1, 2, 3...$

λ – bước sóng trong không gian tự do.

Khi tăng đường kính chấn tử, vận tốc pha của sóng trên chấn tử giảm đi, bước sóng dòng điện phân bố trên chấn tử giảm ($\lambda' < \lambda$); do đó chiều dài cộng hưởng của chấn tử sẽ giảm so với các trị số xác định theo (4.44). Đặc biệt là ở khu vực cộng hưởng song song, độ dài cộng hưởng giảm rõ rệt khi tăng đường kính chấn tử.

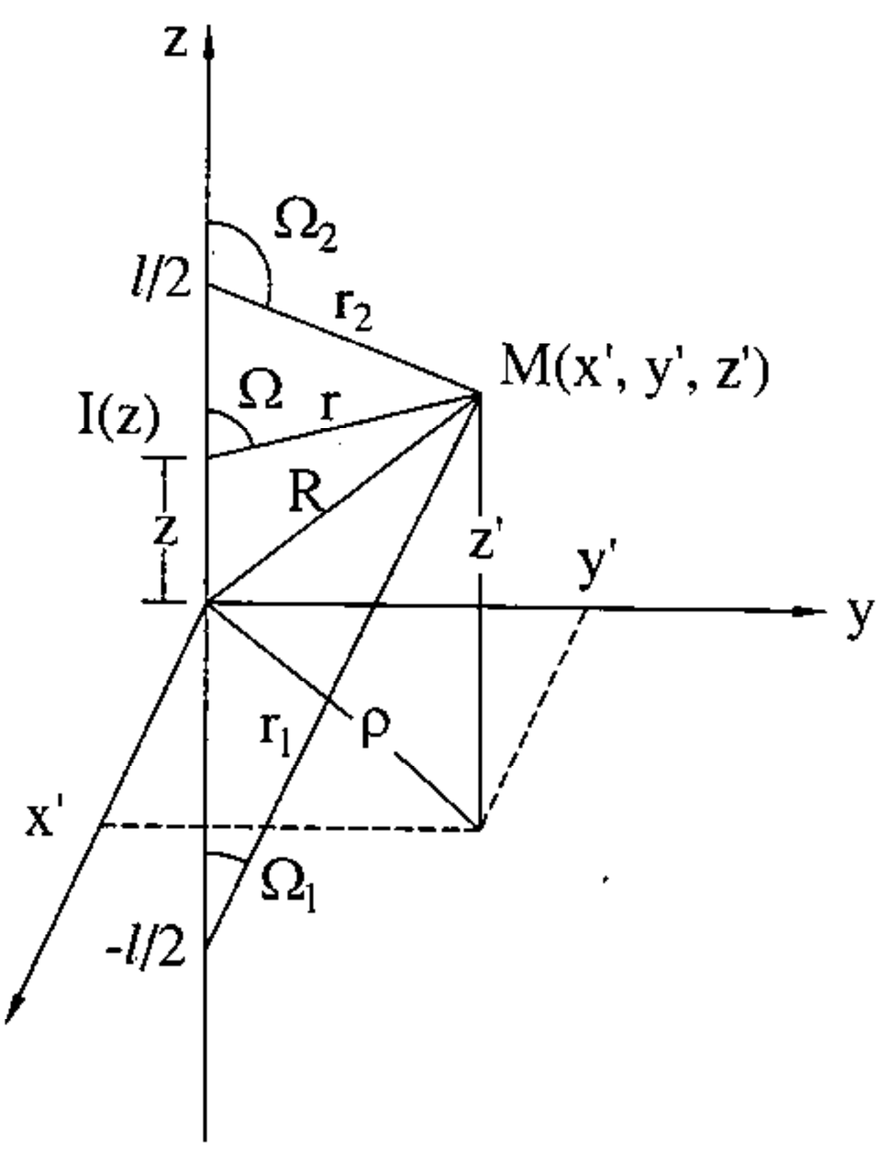
2. Đối với chấn tử có trở kháng sóng nhỏ, điện trở và điện kháng vào có đặc tuyến tần số biến đổi tương đối ít so với trường hợp chấn tử có trở kháng sóng lớn. Từ đây có thể rút ra một kết luận thực tiễn: để mở rộng dải tần công tác của anten chấn tử, cần thiết lập các chấn tử có trở kháng sóng nhỏ. Điều này có thể thực hiện được khi chế tạo chấn tử từ dây dẫn có đường kính lớn, hoặc từ các băng kim loại có bản rộng.

§4.5. CƯỜNG ĐỘ TRƯỜNG Ở GẦN CHẤN TỬ

Để nghiên cứu chính xác các tham số của chấn tử như trở kháng bức xạ, trở kháng vào, cần khảo sát trường ở khu gần.

Giả sử chấn tử có bán kính rất nhỏ và dòng điện trên chấn tử chỉ có thành phần theo trục z, phân bố theo qui luật hình sin (4.1).

Để xác định trường, cần tính véctơ thế $\overline{A}$ của chấn tử với giả thiết chấn tử được đặt trong không gian tự do. Vì chấn tử mảnh nên có thể bỏ qua tác dụng bức xạ của dòng từ trong miền kích thích (khoảng khe hở giữa hai nhánh chấn tử). Như vậy trong trường hợp này véctơ thế từ $\overline{A}^m$ bằng không, còn véctơ thế điện $\overline{A}^e$ chỉ có thành phần theo trục z:



Hình 4.15.

$$A_z^e = \frac{1}{4\pi}\int_{-l/2}^{l/2} I(z)\frac{e^{-ikr}}{r}dz \qquad (4.44)$$

Nếu ký hiệu $\psi = \dfrac{e^{-ikr}}{r}$, ta có

$$A_z^e = \frac{1}{4\pi}\int_{-l/2}^{l/2} I(z)\psi\, dz \qquad (4.45).$$

ở đây, r là khoảng cách từ điểm cần xác định trường M' (x', y', z') đến các điểm nằm trên trục dây dẫn (hình 4.15).

$$r = \sqrt{\rho^2 + (z - z')^2} \qquad (4.46)$$

với $\rho^2 = (x'^2 + y'^2)$ là khoảng cách từ M đến trục chấn tử.

Biết A_z^e sẽ xác định được thành phần của véctơ cường độ điện trường theo trục z (theo 0.8)

$$E_z(\rho, z') = \frac{1}{i\omega\varepsilon}\left(k^2 A_z^e + \frac{\partial^2 A_z^e}{\partial z'^2}\right) \qquad (4.47)$$

Thay (4.45) vào (4.47) ta có:

$$E_z(\rho, z') = \frac{-i}{4\pi\omega\varepsilon}\int_{-l/2}^{l/2} I(z)\left(k^2\psi + \frac{\partial^2\psi}{\partial z'^2}\right)dz \qquad (4.48)$$

Nếu lưu ý rằng:

$$\frac{\partial\psi}{\partial z'} = -\frac{\partial\psi}{\partial z} \text{ và } \frac{\partial^2\psi}{\partial z'^2} = -\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}$$

và tiến hành tích phân (4.48) theo phương pháp tích phân từng phần, sẽ nhận được:

$$E_z = \frac{-i}{4\pi\omega\varepsilon}\left\{I(z)\frac{\partial\psi}{\partial z}\Big|_{-l/2}^{l/2} + \int_{-l/2}^{l/2}\left[-\frac{\partial I(z)}{\partial z}\frac{\partial\psi}{\partial z} + k^2\psi I(z)\right]dz\right\} \qquad (4.49)$$

Giả sử phân bố dòng điện trên chấn tử có dạng sin, với hàm phân bố:

$$I(z) = I_b \sin\left(\frac{l}{2} - |z|\right)$$

Khi ấy, dòng điện ở đầu cuối chấn tử luôn có giá trị bằng không:

$$I\left(-\frac{l}{2}\right) = I\left(\frac{l}{2}\right) = 0$$

Do đó, số hạng thứ nhất trong (4.49) sẽ bằng không. Ta có

$$E_z = \frac{-i}{4\pi\omega\varepsilon}\int_{-l/2}^{l/2}\left[-\frac{\partial I(z)}{\partial z}\frac{\partial\psi}{\partial z} + k^2\psi I(z)\right]dz \qquad (4.50)$$

Tích phân trên có thể tính được theo phương pháp tích phân từng phần, đồng thời chia khoảng tích phân từ $z = 0 \div \frac{l}{2}$ và $z = -\frac{l}{2} \div 0$. Thực hiện tích phân theo phương pháp tích phân từng phần đối với số hạng thứ nhất của (4.50) ta được

$$-\int_{-l/2}^{l/2} \frac{\partial I(z)}{\partial z}\frac{\partial \psi}{\partial z}dz = -\left\{\frac{\partial I(z)}{\partial z}\psi\Big|_{-l/2}^{0} + \frac{\partial I(z)}{\partial z}\psi\Big|_{0}^{l/2}\right\} + \int_{-l/2}^{l/2}\frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2}\psi dz \qquad (4.51)$$

Thay kết quả trên vào (4.50) ta có:

$$E_z = \frac{-i}{4\pi\omega\varepsilon}\left\{\frac{\partial I(z)}{\partial z}\psi\Big|_{-l/2}^{0} + \frac{\partial I(z)}{\partial z}\psi\Big|_{0}^{l/2}\right\} + \int_{-l/2}^{l/2}\left(\frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2} + k^2 I(z)\right)\psi dz \qquad (4.52)$$

Nếu chú ý rằng dòng điện trên chấn tử thỏa mãn phương trình telegraph

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} + k^2 I = 0$$

thì tích phân trong (4.52) hiển nhiên bằng không và còn lại:

$$E_z = \frac{-i}{4\pi\omega\varepsilon}\left\{\frac{\partial I(z)}{\partial z}\psi\Big|_{-l/2}^{0} + \frac{\partial I(z)}{\partial z}\psi\Big|_{0}^{l/2}\right\} \qquad (4.53)$$

Để tính trường theo công thức (4.53) tại điểm có tọa độ (ρ, z') nào đó ta cần lưu ý

$$\left.\begin{aligned} I(z) &= I_b \sin k\left(\frac{l}{2} - z\right) \quad \text{khi } z > 0 \\ I(z) &= I_b \sin k\left(\frac{l}{2} + z\right) \quad \text{khi } z < 0 \end{aligned}\right\} \qquad (4.54)$$

do đó

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z}\Big|_{0}^{l/2} = -kI_b \cos k\left(\frac{l}{2} - z\right)\Big|_{0}^{l/2} = -kI_b\left(1 - \cos\frac{kl}{2}\right),$$

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z}\Big|_{-l/2}^{0} = kI_b \cos k\left(\frac{l}{2} + z\right)\Big|_{-l/2}^{0} = kI_b\left(\cos\frac{kl}{2} - 1\right).$$

Khi thay thế

$$\left.\begin{aligned} \psi\big|_{z=0} &= \frac{e^{-ik_R}}{R} \quad \text{Với } R = \sqrt{\rho^2 + z'^2} \\ \psi\big|_{z=-\frac{l}{2}} &= \frac{e^{-ikr_1}}{r_1} \quad \text{Với } r_1 = \sqrt{\rho^2 + \left(z' + \frac{l}{2}\right)^2} \\ \psi\big|_{z=\frac{l}{2}} &= \frac{e^{-ikr_2}}{r_2} \quad \text{Với } r_2 = \sqrt{\rho^2 + \left(z' - \frac{l}{2}\right)^2} \end{aligned}\right\} \qquad (4.55)$$

kết quả sẽ nhận được:

$$E_z(\rho, z') = -i30I_b\left\{\frac{e^{-ikr_1}}{r_1} + \frac{e^{-ikr_2}}{r_2} - 2\cos\frac{kl}{2}\frac{e^{-ikR}}{R}\right\} \quad (4.56)$$

Nếu đưa vào ký hiệu:

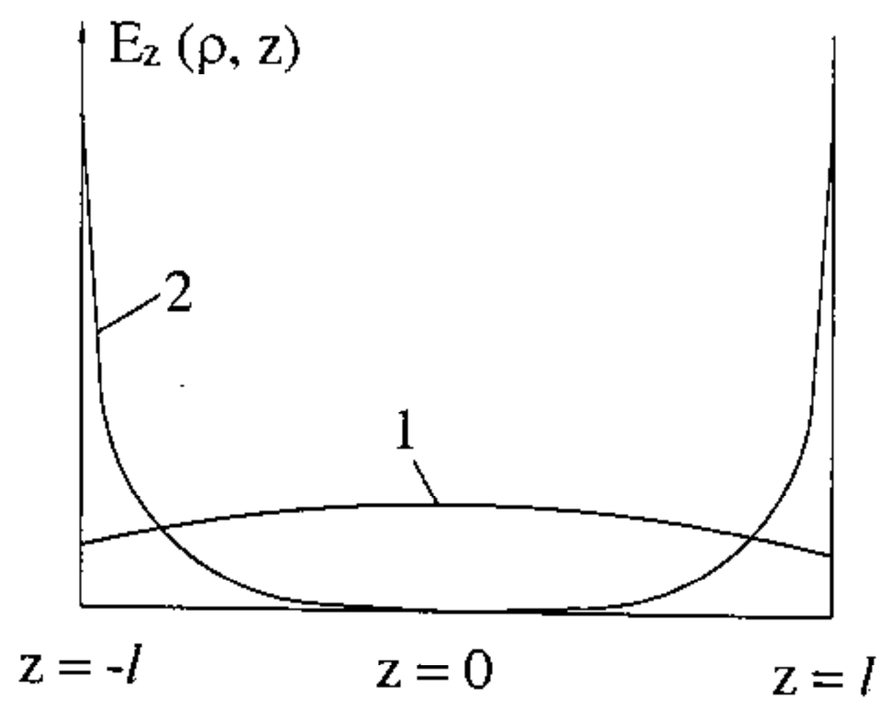
$$\left\{\frac{e^{-ikr_1}}{r_1} + \frac{e^{-ikr_2}}{r_2} - 2\cos\frac{kl}{2}\frac{e^{-ikR}}{R}\right\} = \Phi(\rho, z', l) \quad (4.57)$$

thì (4.56) được viết dưới dạng rút gọn

$$E_z(\rho, z') = -i30I_b\Phi(\rho, z', l) \quad (4.58)$$

Từ (4.56) ta thấy thành phần tiếp tuyến của điện trường tại các điểm có tọa độ (ρ, z') trên bề mặt chấn tử có giá trị khác không và là đại lượng phức.

Phân bố của phần thực và phần ảo của điện trường tiếp tuyến trên bề mặt dây dẫn được vẽ ở hình 4.16.



Hình 4.16

Để xác định các thành phần còn lại của trường, ta áp dụng phương trình Maxwell thứ nhất trong hệ tọa độ trụ. Từ đây sẽ xác định được thành phần điện trường hướng tâm E_ρ và cường độ từ trường H_φ.

$$E_\rho(\rho, z') = \frac{i30I_b}{\rho}\left\{e^{-ikr_1}\cos\Omega_1 + e^{-ikr_2}\cos\Omega_2 - 2\cos\frac{kl}{2}e^{-ikR}\cos\Omega\right\} \quad (4.59)$$

$$H_\varphi(\rho, z') = \frac{iI_b}{4\pi\rho}\left\{e^{-ikr_1} + e^{-ikr_2} - 2\cos\frac{kl}{2}e^{-ikR}\right\} \quad (4.60)$$

§4.6. TÍNH CÔNG SUẤT BỨC XẠ PHỨC VÀ TRỞ KHÁNG BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG BẰNG PHƯƠNG PHÁP SỨC ĐIỆN ĐỘNG CẢM ỨNG

Phương pháp sức điện động cảm ứng

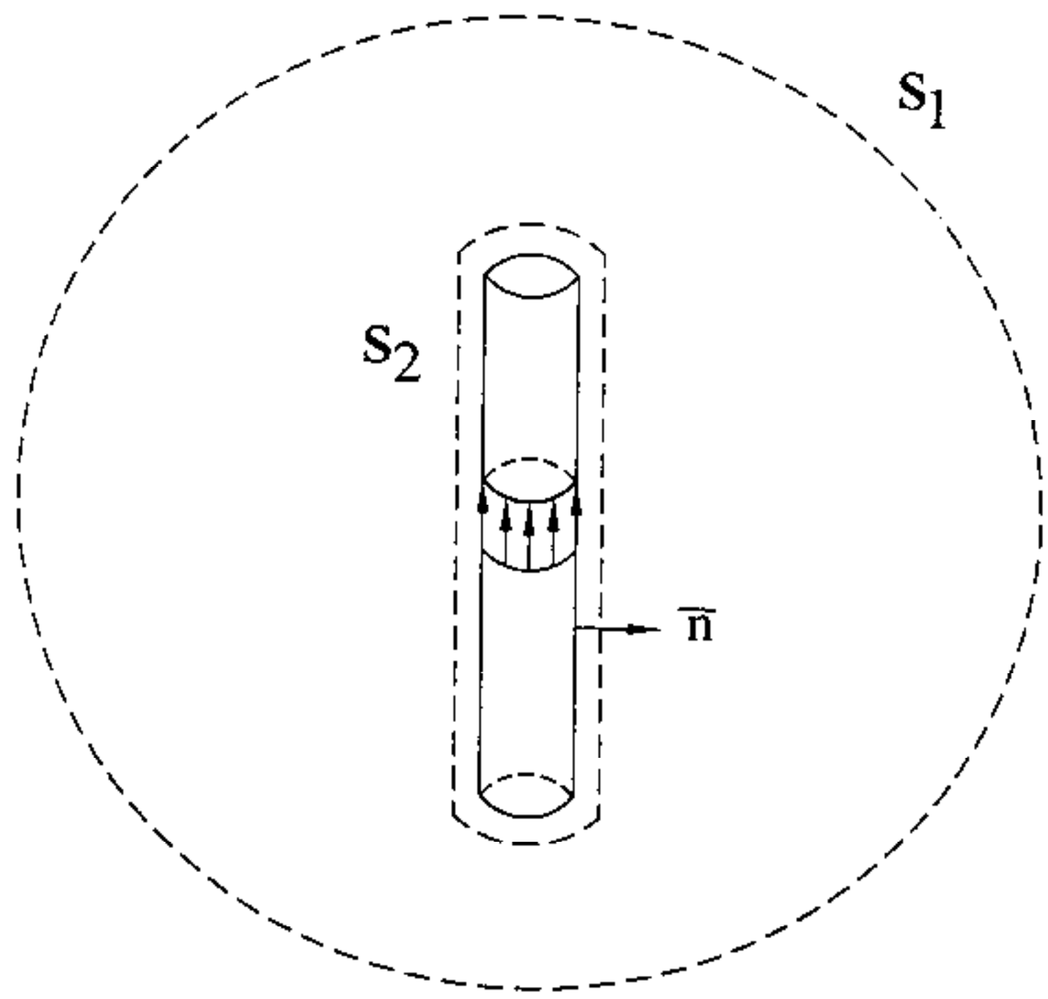
Trong §4.3 đã khảo sát phương pháp tính trực tiếp công suất bức xạ của chấn tử bằng cách xác định thông lượng của véctơ Poynting trung bình truyền qua mặt cầu có bán kính vô cùng lớn. Tuy nhiên phương pháp trên cũng có nhược điểm nhất định, nó chỉ cho phép xác định phần thực của công suất bức xạ, và do đó chỉ xác định được phần thực của trở kháng bức xạ.

Vì vậy trong nhiều trường hợp cần áp dụng một phương pháp khác hiệu quả hơn: Phương pháp sức điện động cảm ứng.

Giả sử chấn tử là một dây dẫn mảnh, được kích thích bởi điện trường ngoài đặt vào khoảng giữa chấn tử (hình 4.17). Giả thiết môi trường xung quanh chấn tử là điện môi lý tưởng. Trường điện từ có quan hệ với chấn tử sẽ thỏa mãn các phương trình Maxwell và do đó thỏa mãn định lý về véctơ Poynting phức số:

$$\operatorname{div}\overline{S}_p = -i2\omega(w_{tb}^m + w_{tb}^e) \quad (4.61)$$

ở đây, $\overline{S}_p = \frac{1}{2}\left[\overline{E} \times \overline{H}^*\right]$ là véctơ Poynting phức số, còn w_{tb}^m và w_{tb}^e là giá trị trung bình của mật độ năng lượng từ trường và điện trường.



Hình 4.17

Nhân (4.61) với vi phân thể tích dV và lấy tích phân biểu thức trên theo thể tích V. Thể tích này được giới hạn bởi mặt cầu s_1 có bán kính R khá lớn và mặt trụ s_2 nằm sát với bề mặt của chấn tử. Sau đó áp dụng công thức Ôstrôgratski vào vế trái của phương trình trên, ta có:

$$\int_{s_1}\overline{S}_p d\overline{s_1} + \int_{s_2}\overline{S}_p d\overline{s_2} = -i2\omega\int_V (w_{tb}^m + w_{tb}^e)dV \quad (4.62)$$

Bây giờ ta biến đổi tích phân mặt theo s_2. Vì mặt tích phân nằm sát với mặt chấn tử nên có thể coi $d\overline{s}_2 = -\overline{n}ds$ (ở đây $\overline{n}$ là véctơ pháp tuyến đơn vị của bề mặt dây dẫn, ds là vi phân bề mặt).

Ta biến đổi tích vô hướng $\overline{S}_p.d\overline{s}_2$:

$$\overline{S}_p.d\overline{s}_2 = -\frac{1}{2}\left(\overline{E} \times \overline{H}^*\right)\overline{n}ds = -\frac{1}{2}\left(\overline{H}^* \times \overline{n}\right)\overline{E}ds = \frac{1}{2}\overline{J}_s^*\overline{E}ds$$

ở đây, $\overline{E}, \overline{H}$ là các véctơ điện từ trường trên bề mặt chấn tử, $\overline{J}_s$ là véctơ mật độ dòng điện mặt.

Bây giờ tích phân mặt theo s_2 có thể viết lại như sau:

$$\int_{s_2}\overline{S}_p.ds_2 = \frac{1}{2}\int_s \overline{J}_s^*\overline{E}ds$$

ở đây, s – mặt dây dẫn.

Tích phân theo mặt s có thể được phân tách thành tích phân theo chu vi thiết diện và tích phân theo độ dài dây dẫn. Nếu bỏ qua dòng điện chảy ở thiết diện hai đầu dây dẫn và coi dây rất mảnh, khiến có thể coi điện trường phân bố đồng đều theo chu vi, thì khi lấy tích phân theo chu vi dây có thể đưa E ra ngoài. Ta có:

$$\int_s \overline{J}_s^* \overline{E}\, ds = \int_l \overline{E}\, dz \oint_L \overline{J}_s^*\, dL$$

Ở đây $\oint_L$ là tích phân lấy theo chu vi thiết diện của dây dẫn, có giá trị bằng $I_z^* \overline{i}_z$ (I_z – dòng điện chảy trên dây dẫn; $\overline{i}_z$ – véctơ đơn vị theo hướng trục z).

Vì vậy:

$$\int_{s_2} \overline{S}_p . ds_2 = \frac{1}{2} \int_l I_z^* \overline{E} dz \tag{4.63}$$

Thay (4.63) vào (4.62) ta có:

$$-\frac{1}{2} \int_l I_z^* \overline{E} dz = \int_{s_1} \overline{S}_p . \overline{d}s_1 + 2i\omega \int_V (w_{t.b}^m + w_{t.b}^e) dV \tag{4.64}$$

Trong công thức trên, tích phân thứ nhất ở vế phải chính là thông lượng véctơ Poynting $\overline{S}_p$ đi ra khỏi mặt cầu. Nếu bán kính của mặt cầu khá lớn (tương ứng với điều kiện của khu xa) thì các véctơ điện từ trường ở đây sẽ biến đổi đồng pha, và tích phân này sẽ biểu thị công suất bức xạ của chấn tử:

$$\int_{s_1} \overline{S}_p \overline{d}s_1 = P_\Sigma$$

$$(R \to \infty)$$

Số hạng thứ hai ở vế phải của (4.64) có giá trị thuần ảo hoặc bằng không. Từ đây ta có thể rút ra kết luận quan trọng đối với tích phân ở vế trái của (4.64). Phần thực của tích phân chính là thành phần hữu công của công suất bức xạ của chấn tử.

$$-\frac{1}{2} \mathrm{Re} \int_l I_z^* \overline{E} \overline{d}z = P_\Sigma \tag{4.65}$$

Phần ảo của tích phân chính là thành phần công suất vô công giàng buộc với trường ở khu gần chấn tử.

$$-\frac{1}{2} \mathrm{Im} \int_l I_z^* \overline{E} \overline{d}z = 2\omega \int_V (w_{t.b}^m + w_{t.b}^e) dV \tag{4.66}$$

Như vậy, công suất bức xạ phức của chấn tử được xác định bởi tích phân:

$$P_p = -\frac{1}{2} \int_l I_z^* \overline{E} \overline{d}z \tag{4.67}$$

Nếu chú ý rằng $\overline{dz} = \overline{i}_z\, dz$ thì tích vô hướng của $\overline{E}.\overline{dz}$ chính là thành phần tiếp tuyến của cường độ điện trường trên bề mặt chấn tử, nghĩa là

$$\overline{E}.\overline{dz} = E_{zt}.\, dz$$

Tích số $E_{zt}.dz$ chính là sức điện động cảm ứng được tạo bởi điện trường E_{zt} trên độ dài vi phân dz của chấn tử. Chính vì lẽ đó mà phương pháp trình bày ở trên được gọi là phương pháp sức điện động cảm ứng.

Công thức (4.67) được viết dưới dạng:

$$P_p = -\frac{1}{2}\int_l I_z^* E_{zt}\, dz \tag{4.67a}$$

ở đây, E_{zt} là thành phần tiếp tuyến của điện trường trên bề mặt chấn tử, được xác định theo công thức (4.56). Nếu phương pháp xác định trực tiếp công suất bức xạ của chấn tử đòi hỏi phải tính trường ở khu xa, thì ở đây, theo phương pháp sức điện động cảm ứng, lại cần biết trường ở trên bề mặt chấn tử.

Cũng có thể nhận được công thức (4.67a) theo cách suy luận sau:

Dưới tác dụng của dòng điện kích thích chảy trên chấn tử, trên mặt phần tử dây dẫn dz sẽ xuất hiện thành phần điện trường tiếp tuyến E_{zt}. Giả thiết chấn tử làm bằng vật dẫn điện lý tưởng. Khi đó, để thỏa mãn điều kiện bờ của vật dẫn, trên mặt phần tử dz cần phải xuất hiện thành phần điện trường tiếp tuyến bằng trị số và ngược dấu với thành phần điện trường E_{zt} ở trên, nghĩa là cần xuất hiện sức điện động

$$de = -E_{zt}.\, dz$$

Sức điện động này do nguồn ngoài cung cấp cho phần tử dz. Công suất tổng cộng của nguồn ngoài cung cấp cho chấn tử bằng:

$$P_p = \frac{1}{2}\int_l I_z^* de = -\frac{1}{2}\int_l I_z^* E_{zt} dz$$

Trở kháng bức xạ phức của chấn tử tính theo dòng điện ở điểm bụng sẽ bằng

$$Z_{\Sigma b} = \frac{2P_p}{|I_b|^2} = \frac{-1}{|I_b|^2}\int_l I_z^* E_{zt} dz \tag{4.68}$$

Nếu tính trở kháng bức xạ phức của chấn tử theo dòng điện ở điểm vào sẽ nhận được:

$$Z_{\Sigma 0} = \frac{2P_p}{|I_o|^2} = \frac{-1}{|I_o|^2}\int_l I_z^* E_{zt} dz \tag{4.69}$$

Biết công suất bức xạ phức có thể tìm được trở kháng bức xạ của chấn tử. Đối với chấn tử nửa sóng ($l = \lambda/2$) ta nhận được:

$$Z_{\Sigma b} = R_\Sigma + iX_\Sigma = (73{,}1 + i42{,}5)\ \Omega$$

§4.7. TÍNH TRỞ KHÁNG VÀO THEO PHƯƠNG PHÁP CHÍNH XÁC

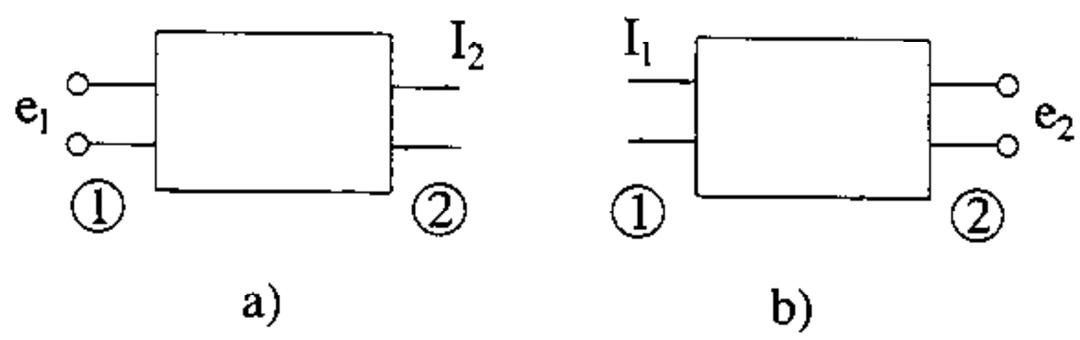
Trong phần này chúng ta khảo sát phương pháp tính trở kháng vào của chấn tử bằng cách áp dụng phương pháp sức điện động cảm ứng và nguyên lý tương hỗ đối với mạng hai cửa tuyến tính.

Gọi e_1, I_2 lần lượt là sức điện động ở cửa 1 và dòng điện ở cửa *2* của mạng ở trạng thái *a*; còn e_2, I_1 là sức điện động ở cửa *2* và dòng điện ở cửa 1 của mạng ở trạng thái *b* (hình 4.18).

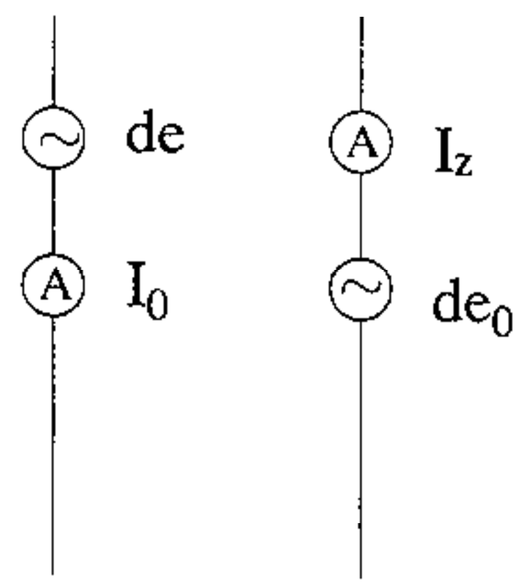
Theo nguyên lý tương hỗ, ta có quan hệ giữa sức điện động và dòng điện ở hai trạng thái (trên cùng một mạng hai cửa tuyến tính) được biểu thị bởi:

$$\frac{e_1}{I_2} = \frac{e_2}{I_1} \tag{4.70}$$

Bây giờ áp dụng nguyên lý trên cho chấn tử đối xứng (hình 4.19) và giả thiết dòng điện trên chấn tử phân bố theo qui luật sin.



Hình 4.18.



Hình 4.19.

Nếu đặt sức điện động *de* vào phần tử *dz* của chấn tử thì ở đầu vào chấn tử có dòng I_o; còn khi đặt ở đầu vào chấn tử sức điện động de_o thì ở phần tử *dz* sẽ có dòng $I(z)$. Vì chấn tử được coi là hệ tuyến tính nên có thể coi đầu vào của chấn tử và điểm đặt sức điện động *de* trên chấn tử như các đầu của một mạng hai cửa tuyến tính.

Áp dụng công thức (4.70) ta có thể viết:

$$\frac{de}{I_o} = \frac{de_o}{I(z)}$$

hay

$$de_o = \frac{I(z)}{I_o} de \tag{4.71}$$

Nếu thay đổi vị trí điểm đặt sức điện động *de* (nghĩa là thay đổi vị trí cửa thứ 2 của mạng) thì dòng điện I_o và $I(z)$ cũng thay đổi. Giả sử dòng $I(z)$ phân bố theo qui luật:

$$I(z) = I_o . f(z) \tag{4.72}$$

Lấy tích phân (4.71) theo độ dài chấn tử sẽ nhận được công thức xác định sức điện động ở đầu vào chấn tử khi biết sức điện động phân bố trên các phần tử và tỷ số của dòng điện trên các phần tử ấy với dòng điện ở đầu vào chấn tử.

Theo phương pháp sức điện động cảm ứng ta có $de = -E_{zt}\,dz$, do đó:

$$e_o = -\int_l \frac{I(z)}{I_o} E_{zt} dz = -\int_l E_{zt} f(z) dz \tag{4.73}$$

Trở kháng vào của chấn tử, theo định nghĩa, được xác định bởi:

$$Z_{V.A} = \frac{e_o}{I_o} = -\frac{1}{I_o}\int_l E_{zt} f(z) dz \tag{4.74}$$

Trở kháng vào của chấn tử cũng có thể được tính toán theo cách suy luận khác khi biết tổng công suất đặt vào chấn tử và dòng điện ở đầu vào chấn tử, nghĩa là xác định theo công thức (4.69). Nếu trong công thức (4.69) ta thay $I = I_o f(z)$ thì sẽ nhận được:

$$Z_{V.A} = Z_{\Sigma o} = -\frac{I_o^*}{|I_o|^2}\int_l E_{zt} f^*(z) dz$$

Vì $|I_o|^2 = I^o I_o^*$ nên:

$$Z_{V.A} = Z_{\Sigma o} = -\frac{1}{I_o}\int_l E_{zt} f^*(z) dz \tag{4.75}$$

Hai công thức (4.74) và (4.75) sẽ cho kết quả giống nhau nếu hàm phân bố dòng điện $f(z)$ là hàm thực. Khi ấy $f(z) = f^*(z)$.

Các kết luận trên sẽ đúng khi phân bố dòng điện trên chấn tử có dạng sin, với hàm phân bố (4.1). Nếu điều kiện trên không thỏa mãn thì công thức (4.74) vẫn biểu thị trở kháng vào của chấn tử nhưng (4.75) sẽ chỉ là trở kháng bức xạ mà không biểu thị trở kháng vào.

Đối với chấn tử nửa sóng $\left(l = \frac{\lambda}{2}\right)$ ta nhận được:

$$Z_\Sigma = Z_{V.A} = (73{,}1 + i\,42{,}5)\ \Omega$$

Như vậy trở kháng vào của chấn tử nửa sóng sẽ là một đại lượng phức, phần điện kháng của nó có đặc tính cảm kháng. Điều này phù hợp với kết quả khảo sát ở §4.6.

Để điều chuẩn cộng hưởng cần rút ngắn độ dài mỗi nhánh chấn tử một đoạn Δl. Khi ấy điện kháng vào của chấn tử có độ dài $l' = \frac{\lambda}{2} - 2\Delta l$ được coi gồm hai phần: X_{Σ_o} bằng 42,5Ω và X_l, có giá trị bằng điện kháng vào của đường dây song hành hở mạch không tổn hao dài $\frac{l'}{2}$

$$X_{l'} = -\rho_A \operatorname{cotg}\frac{kl'}{2}$$

ρ_A – trở kháng sóng của anten.

Độ dài cộng hưởng của chấn tử được xác định từ phương trình:

$$X_{\Sigma o} - \rho_A \operatorname{cotg}\frac{kl'}{2} = 0 .$$

Thay $l' = 0{,}5\lambda - 2\Delta l$ ta có:

$$\operatorname{cotg}\frac{kl'}{2} = \operatorname{cotg}\left(\frac{\pi}{2} - k\Delta l\right) = \operatorname{tg}k\Delta l$$

Khi Δl khá nhỏ ($k\Delta l \le \frac{\pi}{9}$) thì có thể thay thế gần đúng:

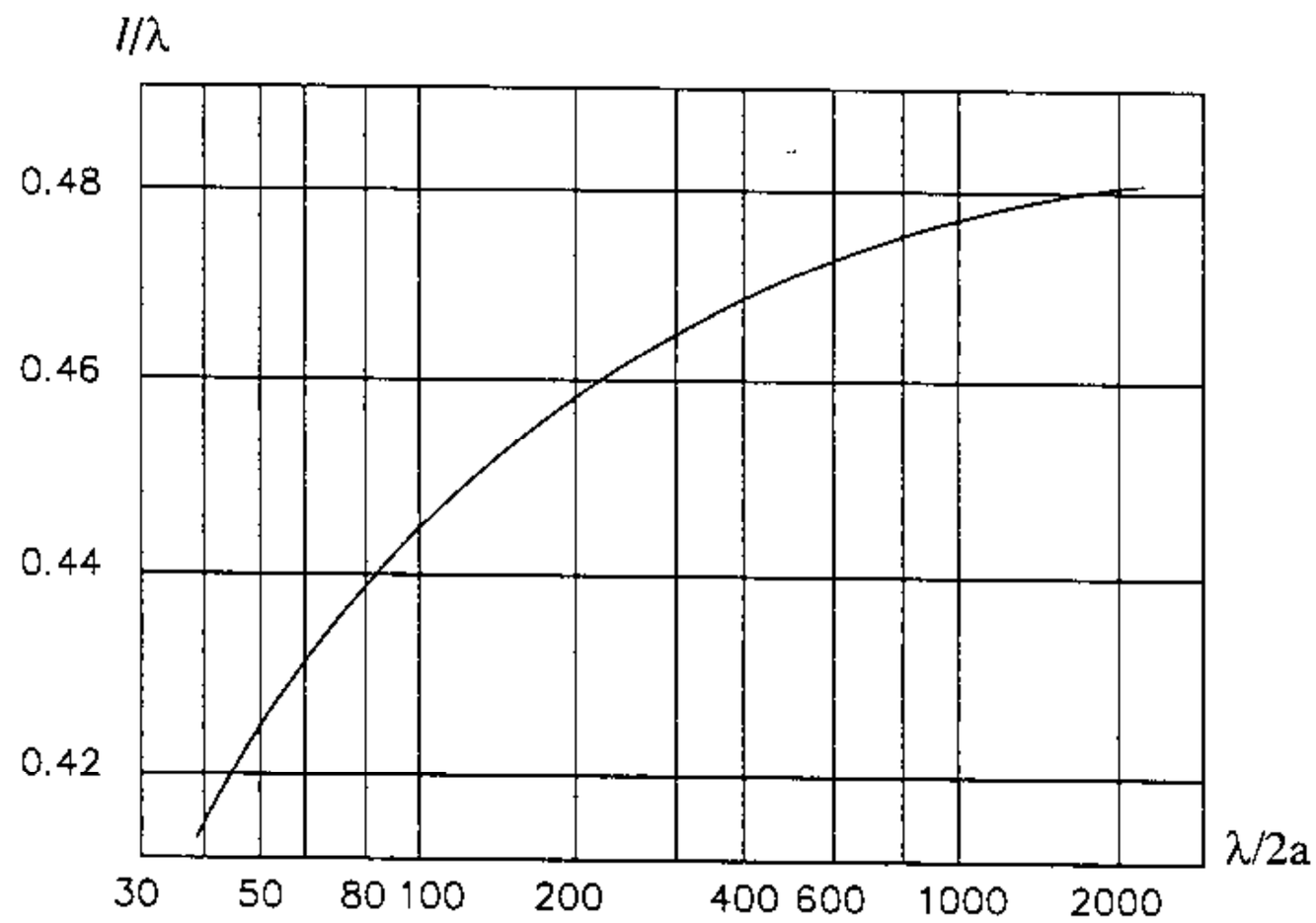
$$\operatorname{tg}k\Delta l \approx k\Delta l$$

Ta nhận được:

$$\Delta l = \frac{\lambda}{2\pi}\frac{X_{\Sigma o}}{\rho_A} \qquad (4.76)$$

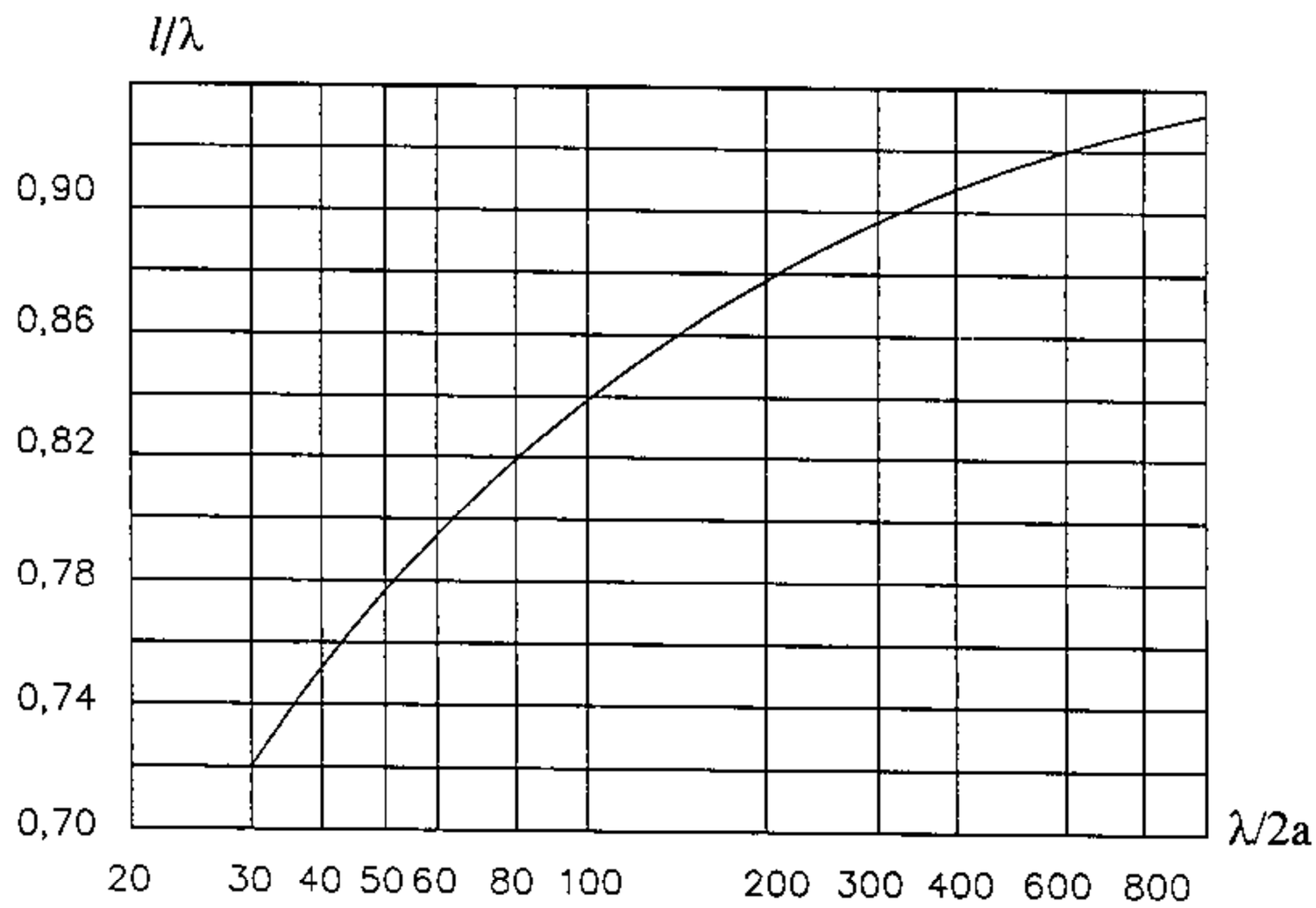
Độ dài cộng hưởng của chấn tử sẽ bằng:

$$l' = \frac{\lambda}{2}\left(1 - \frac{2}{\pi}\frac{X_{\Sigma o}}{\rho_A}\right) \qquad (4.77)$$



Hình 4.20

Quan hệ của chiều dài cộng hưởng với đường kính chấn tử đối với chấn tử nửa sóng được vẽ ở hình 4.20, còn đối với chấn tử toàn sóng được vẽ ở hình 4.21.



Hình 4.21

Chương V

PHƯƠNG PHÁP MOMENT VÀ ỨNG DỤNG TRONG CÁC BÀI TOÁN PHÂN TÍCH ANTEN

§5.1. ĐẶT VẤN ĐỀ

Để nhận được các đặc tính bức xạ của anten, điều quan trọng là chúng ta phải xác định được phân bố dòng điện trên anten. Phân bố dòng điện trên anten có thể được xác định bằng phương pháp thực nghiệm hay lý thuyết. Phương pháp thực nghiệm chỉ có hiệu quả nếu đầu đo khi được đưa lại gần anten, không gây ảnh hưởng đáng kể đến trường điện từ do anten bức xạ, chủ yếu được sử dụng khi anten hoạt động ở các tần số thấp (dải KHz). Trong khi đó, phương pháp lý thuyết không bị giới hạn về tần số và cũng không cần đến các thiết bị đo phức tạp nào. Phương pháp này dựa trên việc thiết lập các phương trình tích phân mà mật độ dòng điện cần tìm nằm dưới dấu tích phân để tìm lời giải cho bài toán anten mà thường không thể giải quyết được bằng giải tích do tính phức tạp của các phương trình. Hiện nay có nhiều phương pháp số để giải quyết các phương trình đó là các phương pháp phần tử hữu hạn (Finite element method), phương pháp sai phân hữu hạn (Finite difference method) và phương pháp moment (Moment method).

Phương pháp phần tử hữu hạn là một phương pháp nhằm rời rạc hoá toàn bộ diện tích hình học hay mặt bao bọc khối vật lý thành các phần tử nhỏ trong đó mỗi phần tử có thể có các thuộc tính khác so với phần tử bên cạnh. Phương pháp phần tử hữu hạn rất tiện lợi trong giải quyết bài toán điện từ trường trong môi trường vật dẫn điện và điện môi không đồng nhất. Tuy nhiên phương pháp này không thuận lợi trong việc giải quyết các vấn đề bức xạ điện từ trường trong môi trường không gian tự do không bị giới hạn.

Phương pháp sai phân hữu hạn cũng là phương pháp yêu cầu chia nhỏ toàn bộ diện tích hoặc mặt bao bọc sau đó được sử dụng để tính toán gần đúng các phương trình tích phân.

Tất cả ba phương pháp này đều là các phương pháp sử dụng lý thuyết rời rạc, tuy nhiên chúng được phát triển một cách độc lập. Do vậy chúng ta cần thiết phải phân định rõ ràng ranh giới giữa phương pháp moment với hai phương pháp còn lại trên cơ sở những ứng dụng hiện tại. Việc tính toán trên máy vi tính sử dụng phương pháp moment

rõ ràng đã làm giảm nhẹ đáng kể vấn đề vật lý trong môi trường tự do được biểu diễn qua các phương trình Maxwell và các điều kiện bờ để biến đổi thành các phương trình tích phân (ở đây chúng ta muốn nói đến cả các phương trình tích phân và vi phân) có miền được giới hạn và đủ nhỏ. Thực vậy, vấn đề vật lý đó được xem xét một cách rất cụ thể trong một miền tương đối nhỏ và trong miền đó chúng ta sẽ thực hiện sự rời rạc hoá và khai triển các ẩn số thành dãy các hàm cơ sở. ở đây cần ghi nhớ một điểm rằng kích thước nhỏ của miền là vô cùng quan trọng vì kích thước này cần phù hợp với thể tích bộ nhớ của máy vi tính mà luôn luôn không phải là một nguồn tài nguyên dồi dào. Trong khi đó phương pháp phần tử hữu hạn và phương pháp sai phân hữu hạn thường xử lý các phương trình tích phân một cách trực tiếp trên toàn bộ miền của tích phân đó.

Đối với vấn đề điện từ trường được bao bọc bởi các cơ cấu cơ học lắp ghép như ống dẫn sóng, các ẩn số được giới hạn trong một khu vực hữu hạn, do vậy phương pháp giải quyết được tiến hành bằng cách trực tiếp rời rạc hoá toàn bộ miền nghiên cứu trong kích thước cho phép của bộ nhớ máy vi tính. Trong trường hợp này chúng ta sử dụng phương pháp phần tử hữu hạn và phương pháp sai phân hữu hạn để giải quyết bài toán trên cơ sở tuỳ thuộc vào việc giải quyết phương trình tích phân trong bài toán đó bằng phương pháp thuận lợi hơn.

§ 5.2. PHƯƠNG PHÁP MOMENT

1. Các khái niệm

Từ cuối những năm 1950, các máy vi tính kỹ thuật số tốc độ cao đã trở thành công cụ ngày càng thiết yếu đối với các kỹ sư và các nhà khoa học. Vì vậy, các kỹ thuật sử dụng máy vi tính nhằm giải quyết các vấn đề vật lý thay cho các phương pháp cũ đã rất phát triển. Trong lĩnh vực nghiên cứu điện từ trường, sử dụng phương pháp moment trên máy vi tính nhằm giải quyết bài toán tổng hợp, phân tích anten đã đóng một vai trò vượt trội hơn so với các phương pháp khác.

Cụm từ "phương pháp moment" được ông R. F. Harrington đưa vào sử dụng trong lĩnh vực điện từ trường từ năm 1968 trong một cố gắng nhằm thống nhất các phương pháp số tại thời điểm đó còn nghèo nàn song lại phải giải quyết các bài toán có yêu cầu ngày càng phức tạp. Tuy nhiên tại thời điểm đó, phương pháp moment mới chỉ biểu diễn được một phương pháp tiếp cận cơ sở để biến đổi phương trình toán tử thành một phương trình ma trận hữu hạn, mà có thể giải được bằng phương pháp giải ma trận trực tiếp hoặc bằng phương pháp lặp.

Ngày nay, sau hơn ba thập kỷ sau cố gắng thống nhất của Harrington, phương pháp moment đã được nhiều nhà nghiên cứu bổ sung sửa đổi để nâng cao tính ưu việt của nó. Do vậy việc xử lý một vấn đề bằng các phương trình tích phân với miền của nó được giới hạn và đủ nhỏ là dấu hiệu của bước đầu tiên trong giải pháp sử dụng phương pháp

moment. Đó chính là ưu điểm của phương pháp moment dẫn đến đây là phương pháp được ưa chuộng nhất trong giải quyết các bài toán điện từ trường do bản chất tự do, không bị giới hạn của sóng điện từ như việc bức xạ sóng vào trong không gian mở, có thể được thu hẹp lại trong một miền giới hạn bởi các phương trình tích phân.

Xét phương trình toán tử sau đây:

$$L(f) = g \tag{5.1}$$

Với L là một toán tử tuyến tính, g là hàm nguồn (hàm kích thích) đã biết và f là hàm đáp ứng (hàm thường) cần tìm. Trong bài toán trường điện từ có ràng buộc điều kiện bờ, thì phương trình (5.1) luôn luôn tồn tại nghiệm f duy nhất khi g đã cho. Bài toán được gọi là phân tích khi đã cho L, g và yêu cầu tìm f. Bài toán được gọi là tổng hợp khi đã chọn f và toán tử L phải xác định hàm nguồn g.

Giả sử đã cho bài toán $L(f) = g$.

– Chúng ta gọi *miền* của toán tử L là tập hợp các hàm f mà L tác động lên được. Các hàm f này cùng chung một miền xác định và cùng thoả mãn các điều kiện bờ.

– Chúng ta gọi *dải* của toán tử L là tập hợp các hàm g được tạo thành do tác động của L lên f.

– Chúng ta gọi *nội tích* giữa hai hàm a, b bất kỳ là một giá trị vô hướng được ký hiệu là $<a, b>$ và thoả mãn các tính chất sau đây.

$$<a, b> = <b, a>$$

$$<\alpha a + \beta b, c> = \alpha<a,c> + \beta<b,c>$$

$$<a^*, a> > 0 \text{ nếu } a \neq 0$$

$$= 0 \text{ nếu } a = 0$$

Với α, β là các đại lượng vô hướng và * là phép lấy liên hợp phức.

– Chúng ta gọi toán tử tiếp hợp L^a và miền của nó qua định nghĩa sau đây:

$$<L(f), g> = <f, L^a(g)>$$

Với mọi hàm f thuộc miền của toán tử L. Nếu $L^a = L$ và miền của L^a trùng với miền của L thì L^a được gọi là toán tử tự tiếp hợp.

– Chúng ta gọi toán tử L là thực nếu f thực thì $L(f)$ thực.

– Chúng ta gọi toán tử L là xác định dương (hay âm) nếu $<f^*, L(f)> > 0$ (hay < 0) với mọi $f \neq 0$ trong miền của toán tử L.

Nếu lời giải f của phương trình $L(f) = g$ tồn tại và duy nhất đối với mọi g đã cho thì f được biểu diễn thông qua toán tử nghịch đảo L^{-1}.

$$f = L^{-1}(g) \tag{5.2}$$

Xét phương trình $L(f) = g$, với L là một toán tử tuyến tính đã biết, g là hàm nguồn và f là hàm đáp ứng cần xác định. Lời giải f xác định từ phương trình (5.2) thường không

phải lúc nào cũng có thể tìm được dưới dạng giải tích. Dựa vào tính chất tuyến tính của toán tử L, chúng ta thực hiện phép khai triển gần đúng f thành tổ hợp tuyến tính của các hàm $f_1, f_2, f_3, \dots f_N$

$$f = \sum_{n=1}^{N} \alpha_n f_n \tag{5.3}$$

ở đây, các hàm $f_1, f_2, f_3, \dots f_N$ được gọi là các hàm sơ sở hay hàm khai triển đã chọn trước và thuộc về miền (domain) của toán tử L, còn các $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots \alpha_N$ là các ẩn số (hệ số) cần xác định. Thay (5.3) vào (5.1) và sử dụng tính chất tuyến tính của toán tử L, chúng ta có:

$$\sum_{n=1}^{N} \alpha_n L(f_n) = g \tag{5.4}$$

Các hàm cơ sở $f_1, f_2, f_3, \dots f_N$ được chọn sao cho chúng độc lập tuyến tính và tổ hợp tuyến tính $\sum_{n=1}^{N} \alpha_n f_n$ càng gần với nghiệm chính xác f càng tốt. Hơn nữa, $L(f_n)$ cần được tính toán một cách thuận tiện. Để nhận được lời giải chính xác, thì số số hạng của tổng (5.3) cần phải đến vô hạn ($N \to \infty$). Tuy nhiên, để có thể giải (5.1) một cách gần đúng bằng máy tính, N cần phải hữu hạn. Do đó đẳng thức (5.4) không thể thoả mãn hoàn toàn trong toàn miền xác định của các hàm $f_1, f_2, f_3, \dots f_N$.

Do đó, chúng ta đưa ra định nghĩa phần dư R_N như sau:

$$R_N = \sum_{n=1}^{N} \alpha_n L(f_n) - g \tag{5.5}$$

R_N được "cân" (weight) hay thử (test) bằng 0 (zero) qua các hàm trọng lượng (weighting functions) hay hàm thử (testing function) $w_1, w_2, \dots w_N$ độc lập tuyến tính.

$$\langle w_m, R_N \rangle = 0 \text{ với } m = 1, 2, \dots N \tag{5.6}$$

Thay R_N trong (5.5) vào (5.6), chúng ta có:

$$\langle w_m, \sum_{n=1}^{N} \alpha_n L(f_n) - g \rangle = 0 \text{ với } m = 1, 2, \dots N \tag{5.7}$$

Do tính chất tuyến tính của nội tích, chúng ta viết lại (5.7):

$$\langle w_m, \sum_{n=1}^{N} \alpha_n L(f_n) \rangle = \langle w_m, g \rangle \tag{5.8}$$

hay

$$\sum_{n=1}^{N} \alpha_n \langle w_m, L(f_n) \rangle = \langle w_m, g \rangle \qquad \text{với } m = 1, 2, \dots N \tag{5.9}$$

Đây là hệ N phương trình N ẩn số. Chúng ta viết biểu thức (5.9) dưới dạng ma trận như sau:

$$[\, l_{mn}][\alpha_n] = [g_m] \tag{5.10}$$

với

$$[l_{mn}] = \begin{bmatrix} <W_1, L(f_1)><W_1, L(f_2)> .... \\ <W_2, L(f_1)><W_2, L(f_2)> .... \\ ..... \\ ..... \\ <W_N, L(f_1)><W_N, L(f_2)> .... \end{bmatrix} \tag{5.11}$$

là một ma trận vuông N x N, và

$$[\alpha_n] = \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ . \\ . \\ \alpha_3 \end{bmatrix} \tag{5.12}$$

$$[g_m] = [< w_m, g >] = \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \\ . \\ . \\ g_3 \end{bmatrix} \tag{5.13}$$

là các ma trận cột $N \times 1$.

Nếu ma trận vuông $[l_{mn}]$ có định thức khác không, thì tồn tại ma trận nghịch đảo $[l_{mn}]^{-1}$, và ma trận ẩn số $[\alpha_n]$ được xác định bởi:

$$[\alpha_n] = [l_{mn}]^{-1}[g_m] \tag{5.14}$$

Từ đó, lời giải gần đúng của phương trình (5.1) là:

$$f = \sum_{n=1}^{N} \alpha_n f_n \tag{5.15}$$

Đặt: $[f_n] = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ . \\ . \\ f_3 \end{bmatrix}$ thì phương trình (5.15) được viết như sau:

$$f = [f_n][\alpha_n] = [f_n][l_{mn}]^{-1}[g_m] \tag{5.16}$$

2. Hàm cơ sở (hàm khai triển)

Việc quan trọng đầu tiên cần làm trong phương pháp moment là chọn các hàm cơ sở $f_1, f_2, f_3, \ldots f_N$. Các hàm cơ sở này phải có khả năng biểu diễn chính xác hàm f và giảm thiểu thời gian chạy máy tính.

Về mặt lý thuyết, có nhiều tập các hàm cơ sở để chọn. Trong thực tế, chỉ một số nhất định các tập được sử dụng và được phân chia thành 2 loại tổng quát như trình bày sau đây.

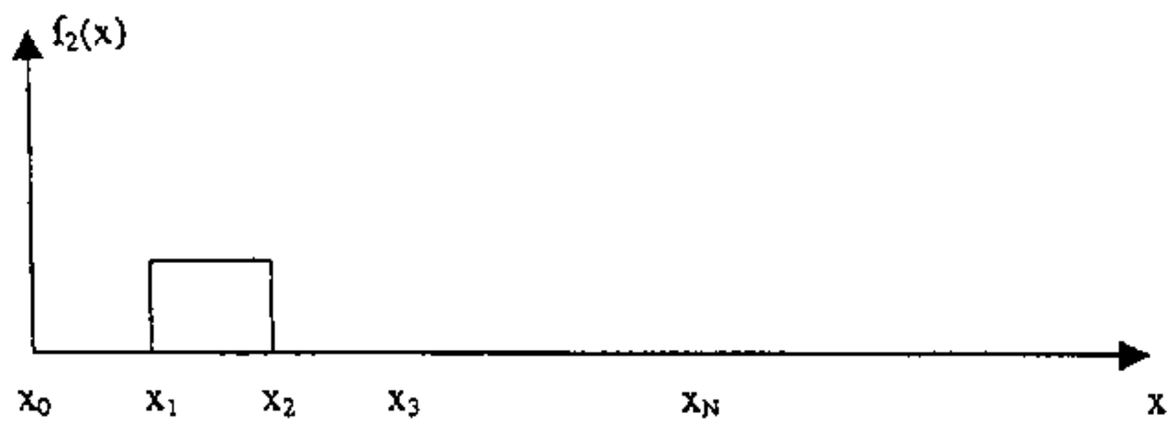
Các hàm cơ sở miền con

Các hàm cơ sở miền con là các hàm khác không trong một miền con của miền xác định của hàm f. Chúng có thể được sử dụng mà không cần biết trước đặc tính của hàm f cần tìm.

Phương pháp miền con bắt đầu từ sự phân chia miền xác định của hàm f thành nhiều miền con. Và các hàm cơ sở được xác định trong phạm vi một hay nhiều miền con này. Sau đây là các hàm cơ sở miền con thông dụng:

– *Hàm xung:*

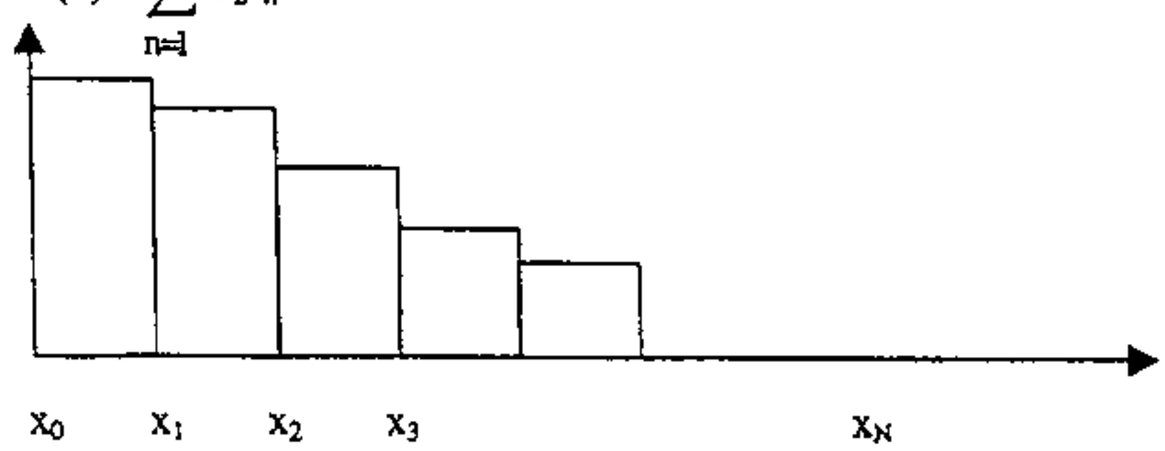
$$f_n(x) = \begin{cases} 1 & \text{với } x_{n-1} \le x \le x_n \\ 0 & \text{với } x \text{ còn lại} \end{cases} \tag{5.17}$$



Hình 5.1. Hàm xung

Khi các hệ số α_n trong (5.3) đã được xác định, hàm $f(x)$ sẽ được biểu diễn dưới dạng bậc thang như hình 5.2.

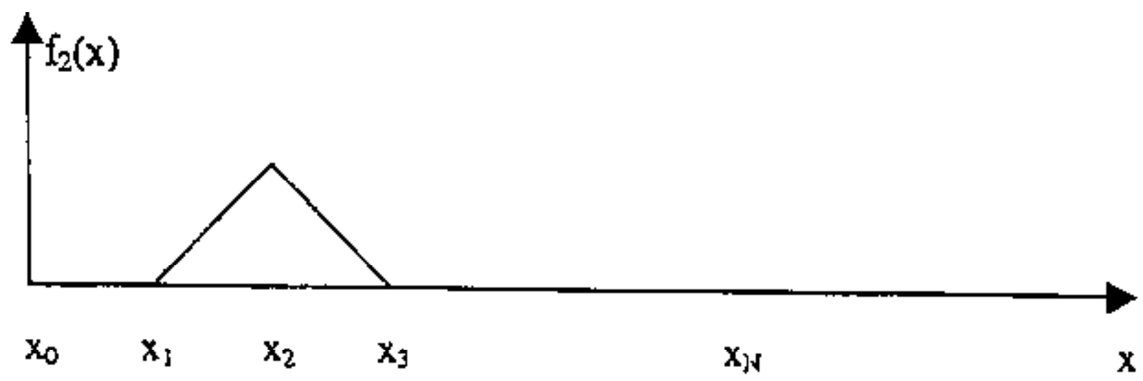
$$f(x) = \sum_{n=1}^{N} \alpha_n f_n$$



Hình 5.2. Biểu diễn gần đúng hàm số *f(x)* khi hàm cơ sở là hàm xung

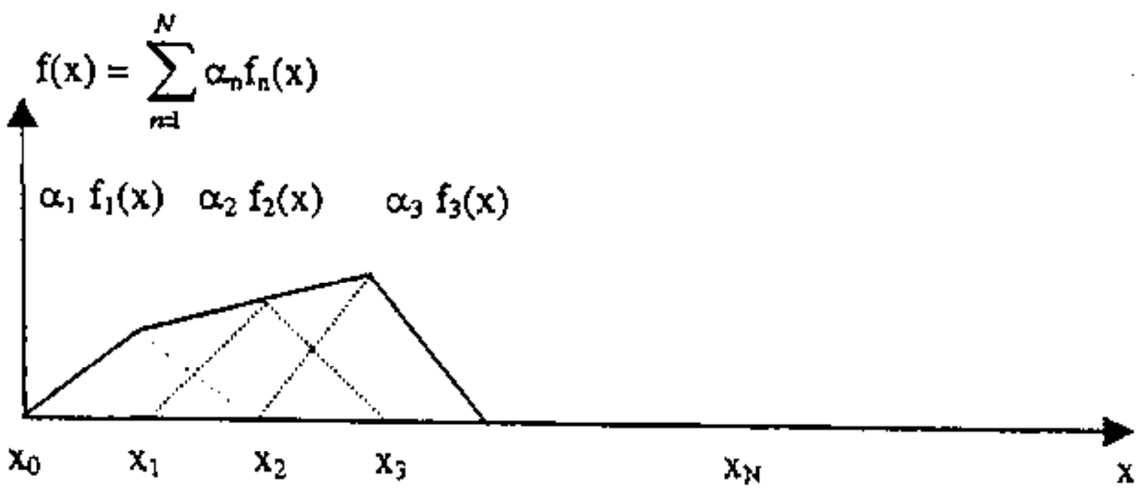
– *Hàm tam giác:*

$$f_n(x) = \begin{cases} \dfrac{x - x_{n-1}}{x_n - x_{n-1}} & \text{với } x_{n-1} \le x \le x_n \\ \dfrac{x_{n+1} - x}{x_{n+1} - x_n} & \text{với } x_n \le x \le x_{n+1} \\ 0 & \text{tại các vị trí khác} \end{cases} \tag{5.18}$$



Hình 5.3. **Hàm tam giác**

Khi các hệ số α_n trong (5.3) đã được xác định, hàm $f(x)$ được biểu diễn dưới dạng như hình 5.4.

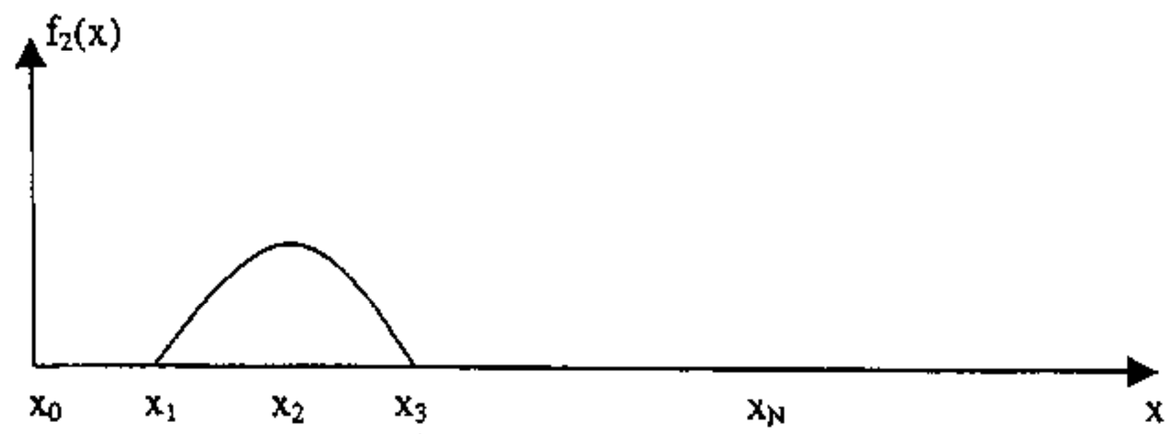


Hình 5.4. **Biểu diễn gần đúng hàm số *f(x)* khi hàm cơ sở là hàm tam giác**

Từ hình vẽ, chúng ta thấy hàm $f(x)$ được biểu diễn bằng các hàm tam giác "mịn" hơn so với hàm xung, thoả mãn tính liên tục của $f(x)$ trên miền xác định (nhưng độ dốc thì lại không đảm bảo liên tục trên miền đó). Tuy vậy lúc bấy giờ độ phức tạp tính toán lại tăng nhiều.

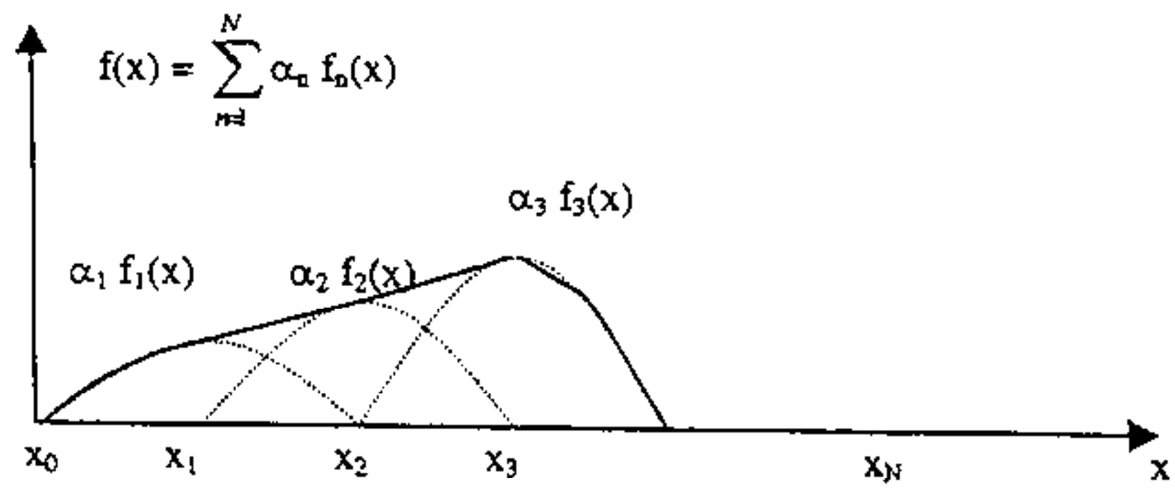
– *Hàm sin:*

$$f_n(x) = \begin{cases} \dfrac{\sin k(x - x_{n-1})}{\sin k(x_n - s_{n-1})} & \text{với } x_{n-1} \le x \le x_n \\ \dfrac{\sin k(x_{n+1} - x)}{\sin k(x_{n+1} - s_n)} & \text{với } x_n \le x \le x_{n+1} \\ 0 & \text{tại các vị trí khác} \end{cases} \tag{5.19}$$



Hình 5.5. **Hàm sin**

Từ hình vẽ, chúng ta thấy hàm $f(x)$ biểu diễn bằng các hàm sin "mịn" hơn so với biểu diễn bằng hàm tam giác, thoả mãn tính liên tục của $f(x)$ trên miền xác định (nhưng độ dốc thì vẫn không đảm bảo tính liên tục trên miền đó). Tuy nhiên bây giờ độ phức tạp tính toán lại tăng nhiều hơn do sử dụng hàm sin.

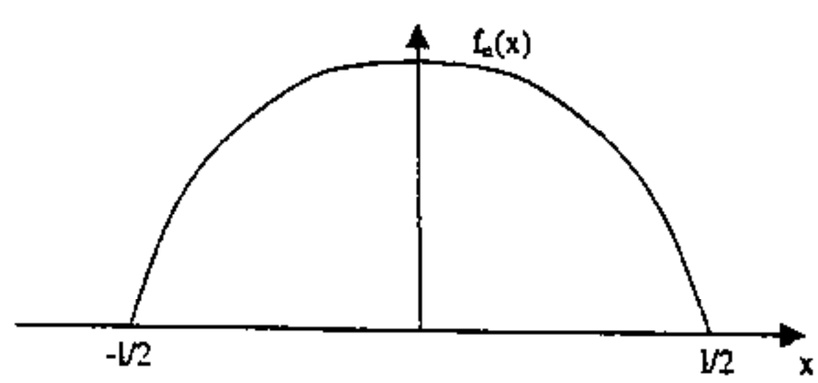


Hình 5.6. **Biểu diễn gần đúng hàm số *f(x)* khi hàm cơ sở là hàm sin**

Các hàm cơ sở toàn miền

Hàm cơ sở toàn miền là hàm được xác định và khác không trong toàn miền xác định của hàm cần tìm f.

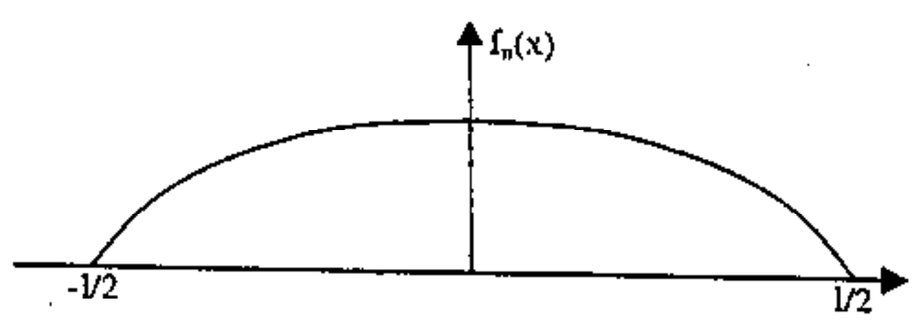
– *Hàm cosin:* $f_n(x) = \cos[(2n-1)\pi x/l]$ với $-l/2 \le x \le l/2$ (5.20)



Hình 5.7. **Hàm cosin**

– *Hàm đa thức:*

$$f_n(x) = (1 - 2|x|/l)^n \text{ với } -l/2 \le x \le l/2,\ n = 1, 2... \quad (5.21)$$



Hình 5.8. **Hàm đa thức**

Ngoài ra, chúng ta có thể chọn làm hàm cơ sở toàn miền là các hàm Bessel, hàm đa thức Chebychev $T_n(x)$, hàm đa thức Legendre $P_n(x)$ v.v.

3. Hàm trọng lượng (hàm thử)

Nói chung, R_N từ (5.5) không đồng nhất bằng không cho nên hàm trọng lượng w_N thông qua nội tích (5.6) sẽ khiến R_N "bằng không" theo nghĩa trung bình trên miền xác định của $f(x)$.

Nội tích đối với bài toán phương trình tích phân cho hai hàm a, b thường được định nghĩa là:

$$< a,b >= \iint_S a * b dS \qquad S \text{ là bề mặt cấu trúc anten} \tag{5.22}$$

Các hàm trọng lượng cần được chọn sao cho đúng độc lập tuyến tính và giảm thiểu lượng tính toán (do đó giảm cả thời gian tính toán) khi cần đánh giá các nội tích (5.6), (5.9).

Nếu hàm cơ sở và hàm trọng lượng được chọn bằng nhau $f_n(x) = w_n(x)$, thì chúng ta gọi đó là phương pháp Galerkin.

Trong hệ phương trình (5.9), có N x N số hạng cần được tính toán $<w_m,L(f_n)>$. Mỗi số hạng đòi hỏi ít nhất hai lần tính tích phân: lần đầu là tích phân $L(f_n)$ (L là toán tử tích phân) và sau đó là nội tích $<w_m,L(f_n)>$. Do đó, khi N^2 số hạng này được tính toán bằng phương pháp số trên máy tính, thì đòi hỏi một lượng thời gian tính toán rất lớn. Trong thực hành, có một tập các hàm trọng lượng làm giảm nhẹ việc tính toán nội tích $<w_n, L(f_n)>$ là các hàm trọng lượng Delta Dirac.

$$[w_m] = [\delta(s-s_1), \delta(s-s_2), \delta(s-s_3), ...] \tag{5.23}$$

với s_1, s_2, s_3,... là các điểm chọn trên mặt S của antena.

Nội tích bây giờ trở thành:

$$< w_m, L(f_n) >=< \delta(s-s_m), L(f_n) >= \int_L \delta(s-s_m) L(f_n) ds = L(f_n)\big|_{s=sm} \tag{5.24}$$

và $<w_m,L(f_n)>$ đơn giản chỉ là giá trị của $L(f_n)$ tại điểm s_m.

Công thức (5.9) được viết lại như sau:

$$\sum_{n=1}^{N} \alpha_n < w_m, L(f_n) > =< \delta(s-s_m), g > \tag{5.25}$$

hay

$$\sum_{n=1}^{N} \alpha_n L(f_n)\big|_{s=sm} = g\big|_{s=sm} \qquad \text{với } m = 1, 2... N \tag{5.26}$$

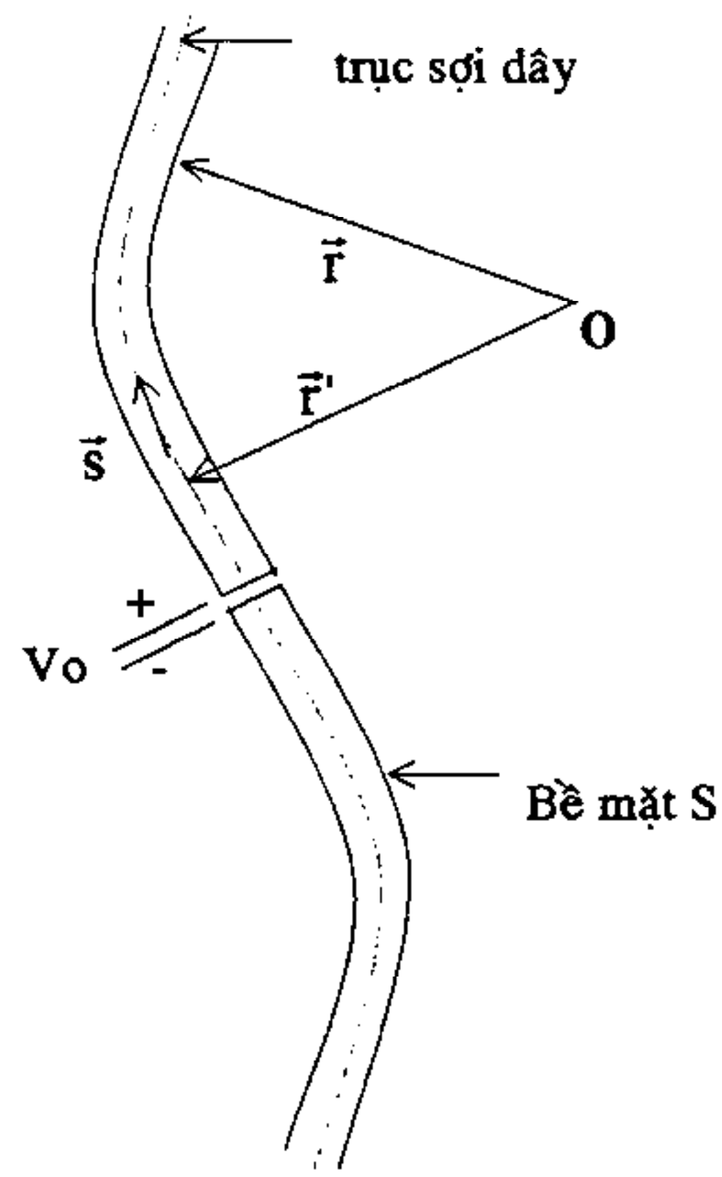
Chúng ta nhận thấy rằng việc sử dụng hàm Delta Dirac làm hàm trọng lượng sẽ giảm nhẹ việc thoả mãn điều kiện bờ để cho các điều kiện bờ này được áp dụng chỉ tại các điểm rời rạc trên bề mặt antena. Do đó, sử dụng hàm trọng lượng Delta Dirac còn được gọi là phương pháp phối hợp điểm (point matching method).

§5.3. ÁP DỤNG PHƯƠNG PHÁP MOMENT ĐỂ TÍNH TOÁN ANTEN DÂY MẢNH

5.3.1. Các phương trình tích phân cho anten dây mảnh

a) Anten dây mảnh

Tại chương 3 chúng ta đã khảo sát bài toán bức xạ của anten dây với giả thiết dòng điện chảy trên đó phân bố theo các quy luật đã biết. Một dạng anten dây điển hình là anten chấn tử cũng đã được khảo sát ở chương 4, với phân bố dòng điện được xác định theo phương pháp gần đúng (tuân theo phương trình Telegraph, và coi chấn tử được biến dạng từ đường dây song hành hở mạch đầu cuối). Chương này sẽ đề cập đến bài toán chính xác để xác định phân bố dòng điện trên anten dây và tính toán trường bức xạ của nó. Để đơn giản, ta khảo sát bài toán về anten dây mảnh.



Hình 5.9.
Cấu trúc anten dây mảnh

Một cách tổng quát, anten dây mảnh được định nghĩa là một cấu trúc dây dẫn thiết diện tròn, có bán kính a rất nhỏ so với bước sóng ($a < \lambda/100$), và được bố trí theo một hình dạng nhất định trong không gian.

Anten dây mảnh có dạng hình học đơn giản nhất là dây mảnh thẳng. Nó đã được Pocklington thiết lập phương trình vi tích phân vào năm 1897 và Hallen thiết lập phương trình tích phân vào năm 1938 đối với dòng điện trên dây. Cả hai phương trình này có thể giải bằng phương pháp số để nhận được phân bố dòng trên anten.

Đây là bài toán 3 chiều khá đơn giản vì dòng điện bắt buộc phải chạy theo hướng trục của anten. Trong lý thuyết anten dây mảnh, chúng ta coi anten được làm bằng vật dẫn điện lý tưởng. Dựa vào điều kiện bờ cho điện trường trên bề mặt S của anten, chúng ta có:

$$\vec{s} \times \left(\vec{E}^i + \vec{E}^s \right) = 0 \tag{5.27}$$

Trong đó, $\vec{E}^i$ là điện trường ngoài và $\vec{E}^s$ là điện trường tự cảm, do dòng điện trên anten tạo ra (vì bản thân dây dẫn lại được đặt trong trường tán xạ của chính nó).

Điện trường ngoài $\vec{E}^i$ có thể là điện trường của sóng tới tác động lên dây dẫn khi sợi dây đóng vai trò anten thu, hoặc là điện trường tạo ra do nguồn sức điện động ngoài V_0 tác động lên 2 cực của sợi dây, hoặc có thể do điện trường của cả 2 trường hợp trên cùng tác động.

Trên hình 5.9, $\vec{r}$ là vector tọa độ của một điểm trên bề mặt sợi dây và $\vec{r}\,'$ là vectơ toạ độ của một điểm trên trục sợi dây.

Một anten dây được xem một cách gần đúng là anten dây mảnh khi thỏa mãn các điều kiện sau:

– Vector mật độ dòng điện $\vec{J}(\vec{r})$ chỉ chảy theo hướng song song với trục dây và phân bố đều quanh chu vi.

– Dòng điện mặt được xem như là dòng điện tập trung chảy dọc theo trục sợi dây.

– Điện tích mặt được xem như là điện tích sợi nằm trên trục dây.

– Điều kiện bờ $\vec{s}\times(\vec{E}^i+\vec{E}^s)=0$ được áp dụng tại bề mặt anten chỉ với thành phần điện trường dọc theo trục dây.

Như vậy, các tích phân mặt mà chúng ta sẽ nghiên cứu dưới đây sẽ trở thành các tích phân đường dọc theo chiều dài trục dây.

Để cho tiện, chúng ta sẽ sử dụng các ký hiệu sau đây cho bài toán:

– Tọa độ của một điểm trên bề mặt anten gọi là s.

– Tọa độ của một điểm trên trục anten gọi là s'.

– Gốc $s = 0$ được chọn tại điểm cấp điện.

– $\vec{s},\vec{s}\,'$ tương ứng là các vectơ đơn vị tiếp tuyến mặt, song song với trục anten tại các tọa độ s, s'.

– V_0 là điện áp kích thích tại hai cực của anten mà khoảng cách d giữa hai cực của anten vô cùng bé ($d\to 0$), do vậy $E_t^i(s)=V_0\delta(s)$ với $\delta(s)$ là hàm Delta Dirac, còn $E_t^i(s)$ là thành phần tiếp tuyến của điện trường do V_0 tạo ra theo phương $\vec{s}$, tức là $E_t^i(s)=\vec{E}^i(s)\vec{s}$.

b) Các phương trình vi tích phân cho anten dây mảnh

Các phương trình tích phân 3 chiều kinh điển được sử dụng thuận tiện nhất trong việc tìm phân bố dòng điện trên dây dẫn điện là phương trình vi phân Pocklington và phương trình tích phân Hallen. Phương trình Hallen giới hạn trong việc sử dụng nguồn điện áp khe tại vị trí cấp điện của anten dây. Phương trình Pocklington thông dụng hơn và có thể thích ứng với nhiều loại nguồn ống dẫn bao gồm một màng từ (do sự thay đổi của hàm kích thích hoặc ma trận kích thích). Thêm vào đó, phương trình Hallen đòi hỏi ma trận nghịch đảo bậc $N + 1$ (trong đó, N là số đoạn của dây dẫn) trong khi phương trình Pocklington đòi hỏi nghịch đảo của ma trận bậc N.

Đối với dây dẫn rất mảnh, phân bố dòng điện luôn được coi là dạng *hình sin*. Trong dây dẫn đường kính hữu hạn (đường kính $d > 0{,}05\lambda$), phân bố dòng điện cũng có thể biểu diễn dưới dạng *sin* nhưng không thật chính xác. Để tìm một phân bố dòng chính xác hơn, cần thực hiện việc giải phương trình tích phân.

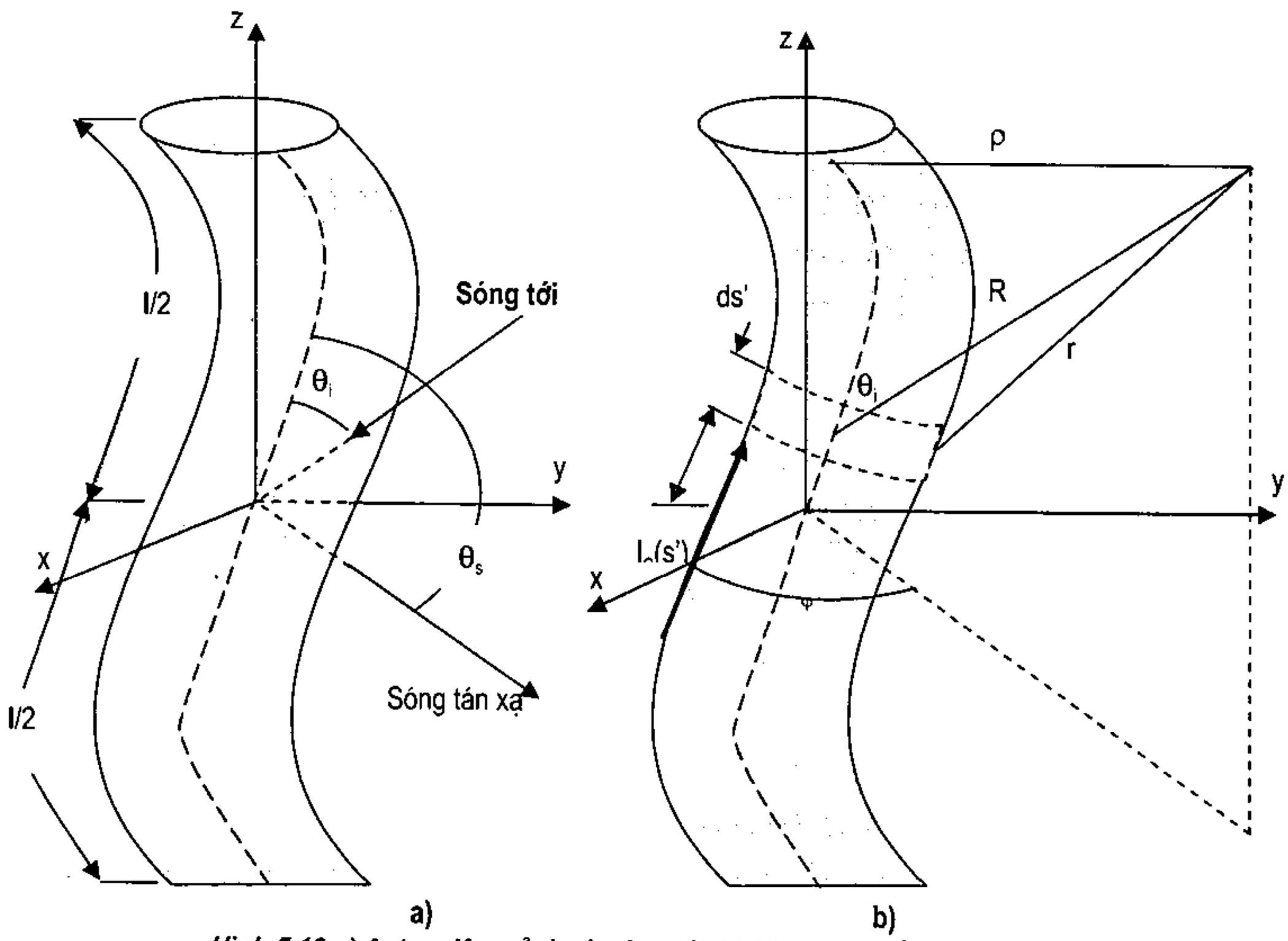
Nếu biết điện áp tại các đầu vào ống dẫn của anten dây và tìm được phân bố dòng điện, thì có thể tính được trở kháng vào và trường tán xạ.

Một cách tổng quát, việc thiết lập các phương trình tích phân cho anten dây mảnh đều dựa trên điều kiện bờ $\vec{s} \times (\vec{E}^i + \vec{E}^s) = 0$ trên bề mặt của anten (phương trình 5.27).

Phương trình tích phân Pocklington

Xét một sóng đi tới bề mặt của một dây dẫn điện. Tổng điện trường tiếp tuyến E_t tại bề mặt của dây dẫn là: $E_t\,(r = r_s) = E_t^i(r = r_s) + E_t^s(r = r_s) = 0$ (5.28)

hoặc: $E_t^s(r = r_s) = -E_t^i(r = r_s)$



Hình 5.10. a) Anten dây mảnh và sóng tới, b) Dòng điện cảm tương đương

Tại điểm quan sát bất kỳ, trường tán xạ do dòng điện cảm ứng trên bề mặt dây dẫn gây ra được biểu diễn theo công thức (0.8):

$$\vec{E}_s(r) = -i\omega\mu\vec{A}^e(r) - \frac{i}{\omega\varepsilon} grad(div\vec{A}^e(r)) = -\frac{i}{\omega\varepsilon}\left[k^2\vec{A}^e(r) + \frac{\partial^2\vec{A}^e(r)}{\partial s^2}\right] \quad (5.29)$$

trong đó:

$$\vec{A}^e(r) = \frac{1}{4\pi}\iint_s \vec{J}_s(s')\frac{e^{-ikR}}{R}ds'$$

$$grad(div\vec{A}^e(r)) = \frac{\partial^2 \vec{A}^e(r)}{\partial s^2} \tag{5.30}$$

$$k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$$

Chúng ta sẽ nghiên cứu đối với các anten dây mảnh (Hình 5.10), tại mỗi điểm chúng ta sẽ nghiên cứu các thế điện A và dòng điện cảm tương đương J theo hướng vector tiếp tuyến đơn vị, song song với trục anten tại các tọa độ s, s'. Công thức (5.29) được viết lại như sau:

$$E_s(r) = -\frac{i}{\omega\varepsilon}\left[k^2 A_s^e(r) + \frac{\partial^2 A_s^e(r)}{\partial s^2}\right] \tag{5.31}$$

Theo (5.30) và bỏ qua các hiệu ứng biên:

$$A_s^e(r) = \frac{1}{4\pi}\iint_s J_s(s')\frac{e^{-ikR}}{R}ds' = \frac{1}{4\pi}\int_{-l/2}^{+l/2}\int_0^{2\pi} J_s(s')\frac{e^{-ikR}}{R}ad\varphi' ds' \tag{5.32}$$

Nếu dây dẫn rất mảnh, mật độ dòng J_s không phải là hàm của góc phương vị φ:

$$2\pi a J_s = I_s(s') \Rightarrow J_s = \frac{1}{2\pi a}I_s(s') \tag{5.33}$$

trong đó, $I_s(s')$ là dòng tương đương của dây dẫn.

Xét tới (5.33), khi điểm quan sát nằm trên bề mặt dây dẫn ta có (5.32) được viết lại như sau:

$$A_s^e(s) = \frac{1}{4\pi}\int_{-l/2}^{+l/2}\left[\frac{1}{2\pi a}\int_0^{2\pi} I_s(s')\frac{e^{-ikR}}{R}ad\varphi'\right]ds' \tag{5.34}$$

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} = \sqrt{\rho^2 + a^2 - 2\rho a\cos(\varphi-\varphi') + (z-z')^2} \tag{5.35}$$

trong đó, ρ là khoảng cách từ trục tới điểm quan sát và a là bán kính dây dẫn.

Do tính đối xứng của trường tán xạ, điểm quan sát không phải là hàm của φ. Để đơn giản, ta cho $\varphi = 0$. Với điểm quan sát ở bề mặt ($\rho = a$) thì (5.34) và (5.35) sẽ là:

$$A_s^e(\rho = a) = \int_{-l/2}^{+l/2} I_s(s')\left(\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{e^{-ikR}}{4\pi R}d\varphi'\right)ds' = \int_{-l/2}^{+l/2} I_s(s')G(s,s')ds' \tag{5.36}$$

$$G(s,s') = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{e^{-ikR}}{4\pi R}d\varphi' \tag{5.36a}$$

$$R(\rho = a) = \sqrt{4a^2\sin^2\left(\frac{\varphi'}{2}\right) + (z-z')^2} \tag{5.36b}$$

Do vậy, với các điểm quan sát tại bề mặt $\rho = a$, thành phần tiếp tuyến của điện trường tán xạ có thể được biểu diễn là:

$$E_t^s(\rho = a) = -\frac{i}{\omega\varepsilon}\left(k^2 + \frac{d^2}{ds^2}\right)\int_{-l/2}^{+l/2} I_s(s')G(s,s')ds' \tag{5.37}$$

áp dụng (5.37) vào phương trình điều kiện bờ (5.28a) ta được:

$$-\frac{i}{\omega\varepsilon}\left(k^2 + \frac{d^2}{ds^2}\right)\int_{-l/2}^{+l/2} I_s(s')G(s,s')ds' = -E_t^i(\rho = a) \tag{5.38}$$

hoặc:

$$\left(k^2 + \frac{d^2}{ds^2}\right)\int_{-l/2}^{+l/2} I_s(s')G(s,s')ds' = -i\omega\varepsilon E_t^i(\rho = a) \tag{5.39}$$

Kết hợp tích phân với phép vi phân, ta biểu diễn được (5.39) như sau:

$$\int_{-l/2}^{+l/2} I_s(s')\left[\left(k^2 + \frac{d^2}{ds^2}\right)G(s,s')\right]ds' = -i\omega\varepsilon E_t^i(\rho = a) \tag{5.40}$$

Phương trình (5.40) là phương trình Pocklington, cho phép xác định dòng tương đương trên dây dẫn khi biết nguồn cấp hoặc trường ngoài tác dụng lên bề mặt dây dẫn.

Phương trình tích phân Hallen

Giả sử chiều dài dây dẫn l lớn hơn rất nhiều so với bán kính a ($l >> a$), và bán kính a nhỏ hơn rất nhiều so với bước sóng λ ($a << \lambda$), khi đó có thể bỏ qua ảnh hưởng của các đầu mút dây dẫn. Đồng thời giả thiết rằng nguồn ngoài được đặt vào khoảng khe hở rất hẹp ở giữa dây. Ta có các điều kiện biên cho dây dẫn là tổng các vectơ tiếp tuyến của điện trường E triệt tiêu trên bề mặt của dây dẫn và dòng điện tại các đầu mút của dây dẫn cũng triệt tiêu [$I_s(s') = \pm l/2) = 0$].

Vì chỉ có mật độ dòng điện chảy trên dây dẫn và hướng dọc theo trục, với giả thiết bán kính rất nhỏ nên nó chỉ là hàm của s' ($J = J_s(s')$). Do đó $A = A_s(s')$.

áp dụng (5.31) ta có:

$$E_t^s(s) = -E_t^i(s) = -\frac{i}{\omega\varepsilon}\left[k^2 A_s^e(s') + \frac{\partial^2 A_s^e(s')}{\partial s^2}\right] \tag{5.41}$$

Nếu lưu ý rằng trường ngoài chỉ được đặt vào khoảng khe hở rất hẹp, và tổng các vectơ điện trường tiếp tuyến E_t triệt tiêu trên bề mặt dây dẫn, từ (5.41) ta rút ra :

$$\frac{d^2 A_s}{ds^2} + k^2 A_s = 0 \tag{5.42}$$

Do mật độ dòng trên dây dẫn là đối xứng [$J_s(s') = J_s(-s')$], thế điện A_s cũng đối xứng [$A_s(s') = A_s(-s')$], ta có thể biểu thị nghiệm của (5.42) dưới dạng sau:

$$A_s(s) = -i\sqrt{\mu\varepsilon}\left[B_1\cos(ks) + C_1\sin\left(k|s|\right)\right] \tag{5.43}$$

trong đó, B_1 và C_1 là các hằng số.

Mặt khác, thế điện A_s có thể được xác định theo (5.36), phụ thuộc vào dòng I_s trên dây. Nếu lưu ý đến tính đối xứng trục của dây dẫn thì (5.36a) trở thành:

$$G(s,s') = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{e^{-ikR}}{4\pi R}d\varphi' = \frac{1}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} \tag{5.44}$$

Kết quả nhận được là: $A_s = \int_{-l/2}^{+l/2} I_s(s')\frac{e^{-ikR}}{4\pi R}ds'$ (5.45)

Thay biểu thức trên vào (5.43) ta có:

$$\int_{-l/2}^{+l/2} I_s(s')\frac{e^{-ikR}}{4\pi R}ds' = -i\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\left[B_1\cos(ks) + C_1\sin\left(k|s|\right)\right] \tag{5.46}$$

Nếu cấp một điện áp V_i tại đầu vào của dây dẫn, thì hằng số $C_1 = V_i/2$. Hằng số B_1 được xác định từ điều kiện biên, đòi hỏi dòng triệt tiêu tại các điểm cuối của dây dẫn.

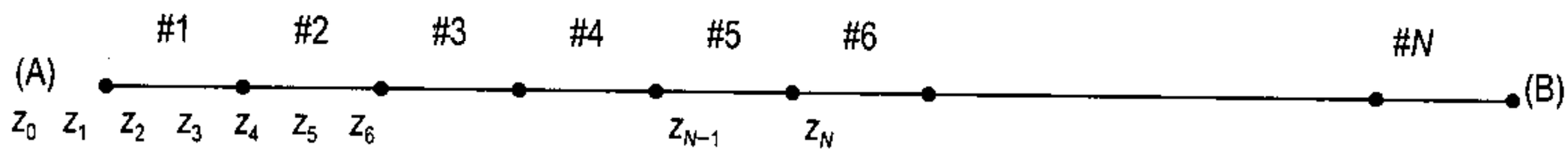
Phương trình 5.46 là phương trình tích phân Hallen đối với dây dẫn mảnh, dẫn điện lý tưởng.

5.3.2. Giải phương trình tích phân cho anten dây mảnh bằng phương pháp moment

a) Nghiên cứu cấu trúc

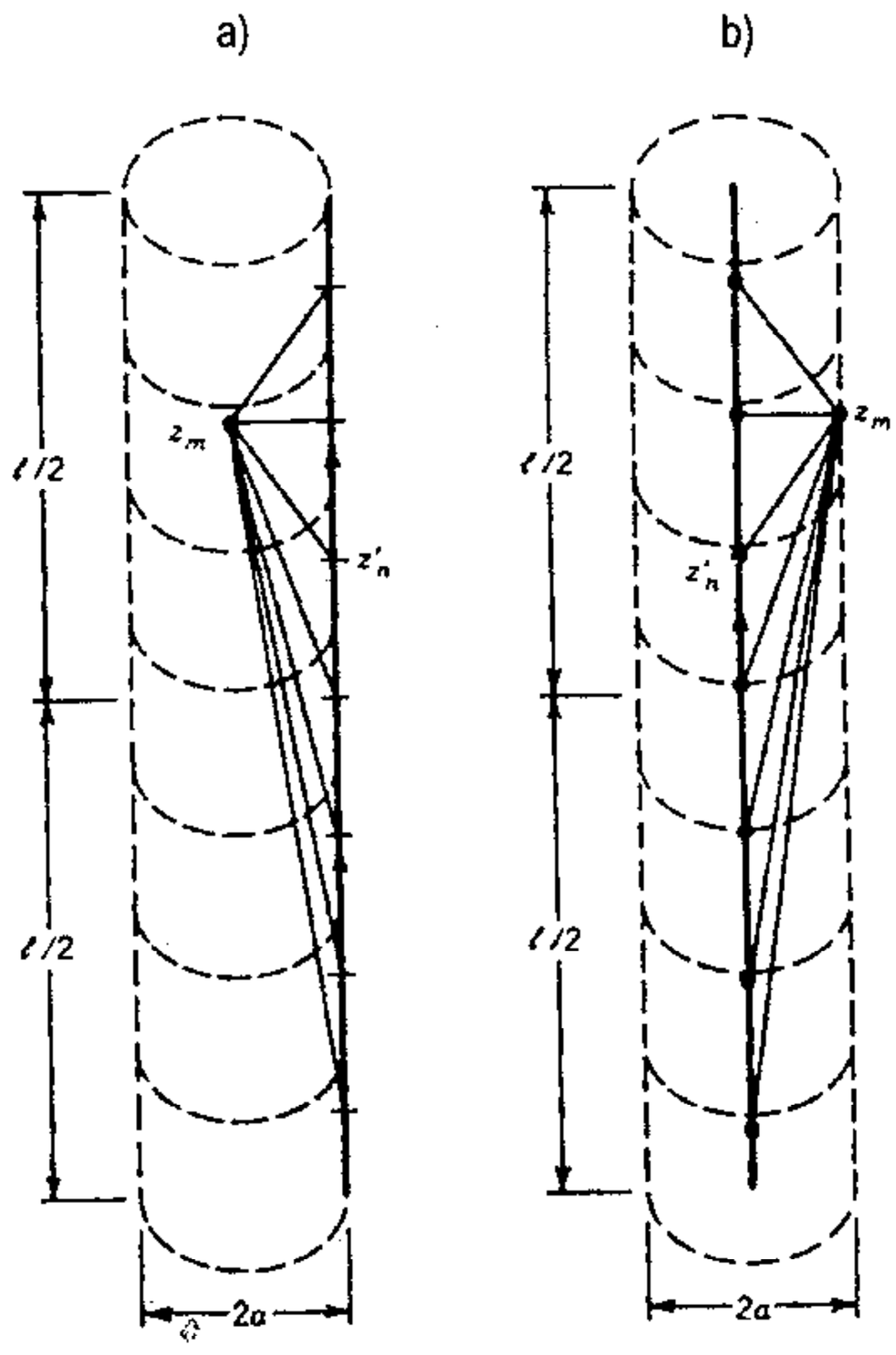
Trong mục này, chúng ta sẽ giải phương trình tích phân Pocklington cho anten dây mảnh bằng phương pháp moment. Tuy nhiên để bài toán được đơn giản, chúng ta nghiên cứu đối với anten dây thẳng mảnh. áp dụng phương pháp moment chúng ta sử dụng hàm cơ sở là hàm miền con, bằng cách chia anten AB thành N đoạn con, mỗi đoạn con dài l_0. Chúng ta đánh số các đoạn con trên đoạn AB là 1, 2, 3... N.

Ký hiệu vector đơn vị trên mỗi đoạn con thứ k là $\vec{z}_k$ (k = 1, 2, 3,... N) và ký hiệu toạ độ các điểm chia trên đường cong khe là z_0 (tương ứng gốc 0), z_1, z_2, z_3... z_N như được phác họa lại trong hình 5.11 dưới đây:



Hình 5.11. **Các tọa độ trên đoạn AB**

Toạ độ dài của điểm z_n là: $z_n = nl_0$ (trong đó: n là một số nguyên)



Hình 5.12. **Phân đoạn anten dây thẳng mảnh và dòng điện tương đương**

Trên hình 5.12 a, b, chúng ta có các hình vẽ mô tả việc phân đoạn anten dây thẳng mảnh và dòng điện tương đương trên bề mặt anten (hình 5.12a) và dọc theo trục của anten (hình 5.12b). Chúng ta viết lại phương trình tích phân Pocklington cho anten dây thẳng mảnh (5.40) với lưu ý chuyển các tọa độ từ trục $\vec{s}$ của dây dẫn có hình dạng bất kỳ sang trục $\vec{z}$ của dây dẫn thẳng. Chúng ta có:

$$\int_{-l/2}^{+l/2} I_z(z')\left[\left(k^2+\frac{d^2}{dz^2}\right)G(z,z')\right]dz' = -i\varpi\varepsilon E_z^i \tag{5.47}$$

Giả sử dây dẫn rất mảnh ($a << \lambda$), (5.36a) được rút gọn như sau:

$$G(z,z') = G(R) = \frac{e^{-ikR}}{4\pi R} \tag{5.48}$$

Chúng ta sử dụng (5.48) biến đổi giải tích (5.47) và khai triển dưới dạng hàm số Thiele[1] để có dạng đơn giản và tiện lợi hơn [47]:

$$\int_{-l/2}^{+l/2} I_z(z')\frac{e^{-ikR}}{4\pi R^5}\left[(1+ikR)(2R^2-3a^2)+\left(kaR\right)^2\right]dz' = -i\varpi\varepsilon E_z^i \tag{5.49}$$

---

[1] C.A. Balanis, Advanced Engineering Electromagnetics, John Wiley, NY, 1989, trang 720, phương trình 12–123

với điểm quan sát ở dọc theo trục của dây dẫn ($\rho = 0$). Lý do chọn điểm quan sát dọc theo trục dây dẫn nằm khác với phân bố dòng nguồn dây dẫn sợi tương đương $I_z(z')$ thường được đặt trên bề mặt dây dẫn (Hình 5.12a) hoặc ngược lại (Hình 5.12b) nhằm để tránh sự chồng lấn giữa các điểm nguồn và điểm quan sát xuất hiện khi quá trình tự trở kháng lẫn nhau (self–impedance) trong trường hợp tọa độ của điểm nguồn trùng với tọa độ của điểm quan sát ($z = z'$). Lúc đó theo (5.50) khoảng cách R sẽ bằng bán kính a của dây dẫn.

$$R = \sqrt{a^2 + (z - z')^2} \tag{5.50}$$

Trong (5.47) và (5.49), $I(z')$ biểu diễn dòng nguồn dây dẫn sợi tương đương trên bề mặt của dây dẫn, khi biết điện trường tại bề mặt dây dẫn. $I(z')$ có thể được xác định bằng phương pháp moment sử dụng các kỹ thuật phối hợp điểm (point–matching), kết hợp các điều kiện biên tại các điểm rời rạc trên bề mặt dây dẫn. Thông thường, chúng ta chọn các điểm phối hợp ở dọc theo trục của dây dẫn, trong đó $I_z(z')$ nằm trên bề mặt dây dẫn (Hình 5.12a). Hoặc chúng ta có thể đảo lại, nơi phân bố dòng nguồn dây dẫn sợi tương đương $I(z')$ được đặt dọc theo trục của dây dẫn và các điểm phối hợp được lấy trên bề mặt dây dẫn (Hình 5.12b).

b) Chọn hàm cơ sở và thiết lập phương trình ma trận

Chọn phương án được thể hiện trên hình 5.12b, phân bố dòng nguồn dây dẫn sợi tương đương $I(z')$ được đặt dọc theo trục của dây dẫn và các điểm phối hợp được lấy trên bề mặt dây dẫn. Chúng ta chọn hàm xung miền con làm hàm cơ sở và khai triển dòng điện $I(z')$ theo tọa độ điểm nguồn (trùng với gốc toạ độ) và hàm cơ sở này dọc theo trục của dây dẫn như sau:

$$I(z') = \sum_{n=1}^{N} I_n f_n(z') \tag{5.51}$$

trong đó, hàm $f_n(z')$ là hàm xung miền con được xác định như sau:

$$f_n(z') = \begin{cases} 1 & \text{với } z_n \le z' \le z_{n+1} \\ 0 & \text{tại các vị trí khác} \end{cases} \tag{5.52}$$

Hệ số I_n là ẩn số. Các hệ số I_n ($n = 0, 1, 2, \ldots N - 1$) được xác định bằng phương pháp moment trong đó sử dụng hàm khai triển $f_n(z')$ và hàm trọng lượng $T_m(z)$, $m = 1, 2, \ldots N$. Phương trình (5.49) sẽ được biến đổi thành phương trình ma trận có dạng:

$$\sum_{n=0}^{N} K_{mn} I_n = V_m \tag{5.53}$$

hay:

$$[V_m] = [Z_{mn}][I_n] \tag{5.54}$$

trong đó $[V_m]$, $[Z_{mn}]$ và $[I_n]$ tương ứng là các ma trận hiệu điện thế (do nguồn điện tạo ra), trở kháng và dòng điện. Các phần tử của ma trận trở kháng Z_{mn} xác định như sau:

$$Z_{mn} = \int_{-l/2}^{l/2} T_m(z) \bullet \int_{-l/2}^{l/2} \sum_{n=1}^{N} I_n f_n(z') \frac{e^{-ikR(z,z')}}{4\pi R^5(z,z')} \left[\left(1 + ikR(z,z')\right)\left(2R^2(z,z') - 3a^2\right) + \left(kaR(z,z')\right)^2 \right] dz' \tag{5.55}$$

và:

$$V_m(z) = -i\omega\varepsilon \int_{-l/2}^{l/2} T_m(z) \bullet E_z^i(z) dz \tag{5.56}$$

Do hàm $f_n(z')$ chỉ tồn tại trên z_{n-1}, z_{n+1} vì vậy các cận tích phân từ $-l/2$ đến $l/2$ tương ứng thay đổi thành từ z_{n-1}, z_{n+1}. Chọn hàm trọng lượng T_m là hàm Delta Dirac, sử dụng phương pháp phối hợp điểm (point–matching) cho cả hai vế của phương trình (5.55) tại các điểm quan sát z_m^* là điểm nằm trên bề mặt dây dẫn và nằm giữa đoạn con thứ m ($m = 1, 2, 3... N$), chúng ta biến đổi (5.55) như sau:

$$Z_{mn} = \sum_{n=1}^{N} I_n f_n(z') \frac{e^{-ikR(z_m^*,z')}}{4\pi R^5(z_m^*,z')} \vec{z}_m^*, \vec{z}' \left[\left(1 + ikR(z_m^*,z')\right)\left(2R^2(z_m^*,z') - 3a^2\right) + \left(kaR(z_m^*,z')\right)^2 \right] \tag{5.57}$$

trong đó: $R(z_m^*, z')$ là khoảng cách trung bình giữa z_m^* (là điểm quan sát trên bề mặt và nằm giữa đoạn con thứ m) và điểm z' là điểm nguồn, các vector $\vec{z}_m^*, \vec{z}'$ là các vector đơn vị tại các điểm tương ứng z_m^*, z'. Theo (5.50), chúng ta có:

$$R(z_m^*, z') = \sqrt{a^2 + (z_m^* - z')^2} \tag{5.58}$$

và:

$$V_m\left(z_m^*\right) = -i\omega\varepsilon E_z^i\left(z_m^*\right)$$

Nghiệm I_n có thể xác định được qua phép nghịch đảo ma trận:

$$\{I_n\} = \{Z_{mn}\}^{-1} \{V_m\} \tag{5.59}$$

c) Mô hình nguồn kích thích

Giả sử dây dẫn được tiếp điện đối xứng bởi một nguồn điện áp và nó hoạt động như một anten chấn tử (trong một số tài liệu kỹ thuật người ta cũng gọi nó là anten Dipole). Để sử dụng phương trình Pocklington (5.40), chúng ta cần diễn giải được $E_z^i(\rho = a)$.

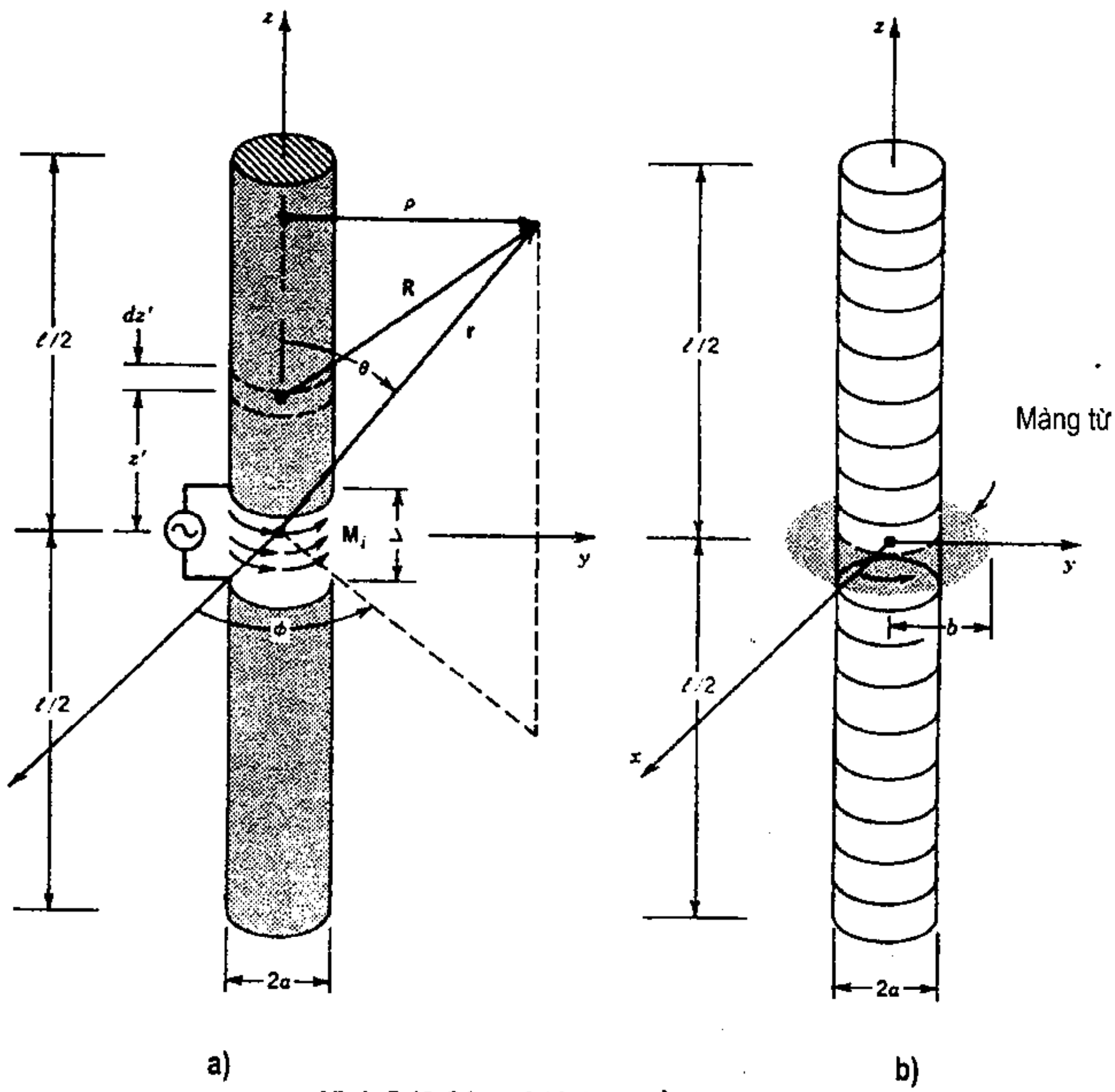
Có hai phương pháp thường được sử dụng để kích thích anten và từ đó sẽ đưa ra được phân bố $E_z^i(\rho = a,\ 0 \le \varphi \le 2\pi,\ -l/2 \le z \le +l/2)$ tại tất cả các điểm trên bề mặt của anten : kích thích điện áp bằng khe delta và kích thích dòng từ vòng tương đương bởi bộ phát màng từ.

• *Khe delta*

Hình 5.13a thể hiện mô hình nguồn khe delta đơn giản nhất và được sử dụng rộng rãi nhất, nhưng ít chính xác hơn cả, đặc biệt đối với trở kháng. Mô hình này càng chính

xác khi độ rộng khe càng nhỏ. Để sử dụng khe delta, giả sử điện áp kích thích tại các điểm có giá trị V_i không đổi và bằng 0 tại các vị trí khác. Do đó, điện trường tiếp tuyến $E_z^i(\rho = a,\ 0 \le \varphi \le 2\pi,\ -l/2 \le z \le +l/2)$ cũng là một hằng số (V_i/Δ trong đó Δ là độ rộng khe) qua khe cấp và bằng 0 tại các điểm khác, vì thế có tên là khe delta. Trong mô hình khe delta, khe Δ được thay thế bởi một dải hẹp các cột/hàng của mật độ dòng từ tương đương:

$$M_z = -\hat{n} \times E^i = -\hat{a}_\rho \times \hat{a}_z \frac{V_i}{\Delta} = \hat{a}_\varphi \frac{V_i}{\Delta} \qquad -\frac{\Delta}{2} \le z' \le \frac{\Delta}{2} \tag{5.60}$$



Hình 5.13. **Các mô hình nguồn kích thích**
a) Nguồn kích thích khe delta; b) Nguồn kích thích bằng màng từ.

• *Bộ phát màng từ (Magnetic Frill Generator)*

Bộ phát màng từ (Hình 5.13b) được đưa ra để tính toán các trường vùng gần và vùng xa từ các khe hở hay từ đầu cuối hở của ống đồng trục (coaxial aperatures). Để sử dụng mô hình này, khe nguồn được thay thế bằng một mật độ dòng từ hướng theo đường tròn, qua một ống hình khuyên có bán kính trong a, được chọn làm bán kính của dây dẫn, và bán kính ngoài b. Do anten được nuôi bởi các đường truyền, bán kính ngoài b của ống

hình khuyên tương đương của bộ phát màng từ có thể tính được nhờ sử dụng biểu thức về trở kháng đặc tính của đường truyền.

Qua ống hình khuyên của bộ phát màng từ, điện trường được kích thích bởi phân bố trường mode TEM của đường truyền đồng trục:

$$E_f = \hat{a}_\rho \frac{V_i}{2\rho' \ln(b/a)} \tag{5.61}$$

Do vậy, mật độ dòng từ tương đương M_f của bộ phát màng từ được sử dụng để kích thích dây dẫn là:

$$M_f = -2\hat{n} \times E_f = -2\hat{a}_z \times \hat{a}_\rho E_\rho = -\hat{a}_\varphi \frac{V_i}{\rho' \ln(b/a)} \tag{5.62}$$

Điện trường do bộ phát màng từ trong (5.62) kích thích trên bề mặt dây dẫn là:

$$E_z^i(\rho = a,\ 0 \le \phi \le 2\pi,\ -l/2 \le z \le l/2\ ) =$$

$$= -V_i \left(\frac{k(b^2 - a^2)e^{-ikR_0}}{8\ln(b/a)R_0^2} \left\{ 2\left[\frac{1}{kR_0} - i\left(1 - \frac{b^2 - a^2}{2R_0^2}\right)\right] + \right.\right. \tag{5.63}$$

$$\left.\left. \frac{a^2}{R_0}\left[\left(\frac{1}{kR_0} + i\frac{b^2 + a^2}{2R_0^2}\right)\left(-ik - \frac{2}{R_0}\right) + \left(-\frac{1}{kR_0^2} + i\frac{b^2 + a^2}{3R_0^3}\right)\right]\right\}\right)$$

trong đó:

$$R_0 = \sqrt{z^2 + a^2} \tag{5.64}$$

Điện trường kích thích trên bề mặt của dây dẫn trong (5.63) được lấy xấp xỉ theo điện trường dọc theo trục ($\rho = 0$):

$$E_z^i(\rho = 0,\ -l/2 \le z \le l/2\ ) = -\frac{V_i}{2\ln(b/a)}\left[\frac{e^{-ikR_1}}{R_1} - \frac{e^{-ikR_2}}{R_2}\right] \tag{5.65}$$

trong đó:

$$R_1 = \sqrt{z^2 + a^2},\ R_2 = \sqrt{z^2 + b^2} \tag{5.66}$$

Để so sánh các kết quả sử dụng 2 loại nguồn (khe delta và bộ phát màng từ), ta xét ví dụ sau:

Giả sử một anten dipole tuyến tính được cấp nguồn trung tâm, có chiều dài $l = 0{,}5\lambda$ và $a = 0{,}005\lambda$.

– Xác định điện áp và phân bố dòng chuẩn hóa qua chiều dài anten , sử dụng $N = 21$ đoạn để chia chiều dài.

– Xác định trở kháng vào sử dụng số đoạn $N = 7, 11, 21, 29, 41, 51, 61, 71, 75$.

Sử dụng phương trình Pocklington (5.49) với hàm cơ sở miền con là hàm xung và phương pháp phối hợp điểm để giải quyết vấn đề, xây dựng khe trên 1 đoạn của anten, và sử dụng cả hai mô hình khe delta và bộ phát màng từ để tạo ra kích thích. Sử dụng công thức (5.65) cho bộ phát màng từ. Do dòng tại các điểm đầu cuối của dây dẫn bị

triệt tiêu, vì vậy nếu chúng ta sử dụng các hàm cơ sở miền con là hàm xung thì có thể phép tính chưa được chính xác. Tuy nhiên, do tính chất đơn giản, các hàm này có thể được sử dụng để minh họa các nguyên lý hoạt động mặc dù các kết quả đạt được không hoàn toàn chính xác.

Giả sử trở kháng đặc tính của ống hình khuyên là 50 Ω và điện áp kích thích V_i là 1V, chúng ta có:

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\ln(b/a)}{2\pi} = 50 \quad \Rightarrow \quad \frac{b}{a} = 2,3$$

Chúng ta chia toàn bộ chiều dài ($l = 0,47\lambda$) của anten thành 21 đoạn để tạo ra khe và mỗi đoạn có chiều dài bằng:

$$\Delta = \frac{0,5\lambda}{21} = 0,0238\lambda$$

Sử dụng (5.56) để tính E_z^i, các điện áp cảm tương ứng thu được bằng cách nhân giá trị $-E_z^i$ tại mỗi đoạn với chiều dài của đoạn và so sánh với điện áp cảm tương ứng khi kích thích bằng khe delta. Chúng ta sử dụng $N = 1$ biểu diễn đoạn ngoài cùng và $N^{\cdot} = 11$ biểu diễn đoạn trung tâm. Do tính đối xứng của anten dipole được cấp nguồn tại điểm giữa, nên chúng ta chỉ cần nghiên cứu các kết quả dòng điện ứng với đoạn ở trung tâm và các đoạn trên một nửa chiều dài anten . Mặc dù hai phân bố điện áp không giống nhau trong hai trường hợp nguồn kích thích, chúng ta có thể thấy rằng sự phân rã các điện áp trong phân bố màng từ ra khỏi đoạn trung tâm nhanh hơn nhiều so với trường hợp kích thích bằng khe delta và nhanh chóng đạt tới các giá trị gần như triệt tiêu khi tiến đến hai đầu mút của anten .

5.3.2. Mô phỏng và các kết quả

a) Giới thiệu

Chương trình được viết trên ngôn ngữ Fortran, chạy trên phần mềm Fortran Powerstation (Phụ lục II). Chương trình sử dụng phương pháp moment giải các phương trình tích phân Pocklington và phương trình tích phân Hallen để tính toán:

(i) Phân bố dòng điện và vẽ đồ thị phương hướng của anten thẳng mảnh.

(ii) Trở kháng vào của anten thẳng mảnh.

Chương trình sử dụng hàm cơ sở là hàm xung để biểu diễn các sự biến đổi của dòng điện tại bề mặt của các đoạn dây dẫn và sử dụng các hàm trọng lượng Delta Dirac (phương pháp phối hợp điểm) cho dòng điện tại trục của các đoạn dây dẫn. Mô hình nguồn khe delta được sử dụng trong cả hai chương trình tính toán với các phương trình tích phân Pocklington và Hallen. Ngoài ra, mô hình nguồn nuôi màng từ được tích hợp trong chương trình tính toán với tích phân Pocklington.

b) Tính toán

• *Anten có chiều dài 0,5λ:*

Chiều dài anten $l = 0,5\lambda$, bán kính $a = 0,005\lambda$, hoạt động tại tần số $f = 2,5$GHz. Cần tính toán đối với các trường hợp sau:

a) Chia anten thành: 21 đoạn (tức là mỗi nhánh 10 đoạn, đoạn giữa là nguồn. Tổng cộng: $2 \times 10 + 1 = 21$ đoạn).

Tính toán phân bố dòng trên anten và vẽ trên cùng một đồ thị phân bố dòng (bằng phương pháp Pocklington và Hallen) đối với nguồn nuôi khe delta = 1 V.

b) Vẫn anten $l = 0,5\lambda$, bán kính $a = 0,005\lambda$ như vậy, tăng số khoảng chia thành 7, 11, 21, 29, 41, 51, 61 đoạn. Xác định trở kháng vào với 2 trường hợp nguồn nuôi khe delta = 1 V và nguồn nuôi màng từ tương đương với 1 V.

• *Các anten có các chiều dài khác nhau:*

Chiều dài anten $l = 0,01\lambda$, $0,5\lambda$, $0,75\lambda$, 1λ, $1,25\lambda$, $1,5\lambda$ và 2λ.

Bán kính $a = 0,005\lambda$, tần số $f = 2,5$GHz.

Cần tính toán và vẽ đồ thị phương hướng đối với từng anten với trường hợp nguồn nuôi khe delta = 1 V.

c) Kết quả

Tính phân bố dòng và trở kháng vào với $l = 0,5\lambda$; $a = 0,005\lambda$:

$N = 21$ đoạn, nguồn nuôi khe delta = 1V:

– Phương trình Pocklington:

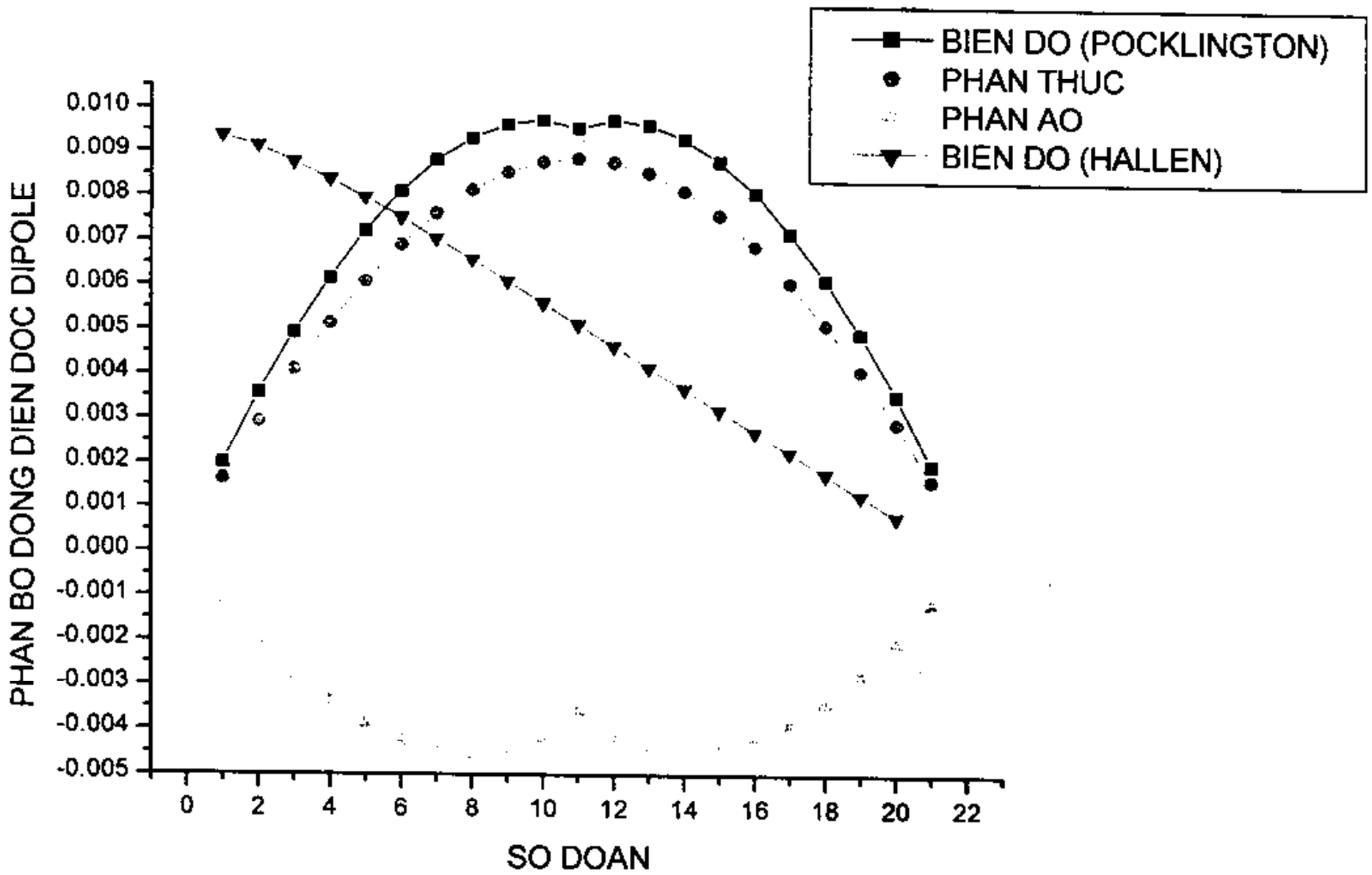
Trở kháng vào: $Z = 96,9 + i\,35,1\ (\Omega)$

– Phương trình Hallen

Trở kháng vào: $Z = 96,5 + i\,45,5\ (\Omega)$

Bảng 5.1. **Phân bố dòng dọc theo nửa anten dipole theo phương trình Pocklington**

Vị trí Z	*Biên độ*	*Phần thực*	*Phần ảo*	*Đoạn (N)*
0,2381	0,002011	0,001635	–0,001171	1
0,2143	0,003574	0,002931	–0,002046	2
0,1905	0,004951	0,004097	–0,002781	3
0,1667	0,006169	0,005152	–0,003394	4
0,1429	0,007227	0,006095	–0,003884	5
0,1190	0,008116	0,006917	–0,004245	6
0,0952	0,008823	0,007607	–0,004470	7
0,0714	0,009338	0,008155	–0,004550	8
0,0476	0,009651	0,008553	–0,004472	9
0,0238	0,009748	0,008794	–0,004206	10
0,0000	0,009568	0,008875	–0,003576	11



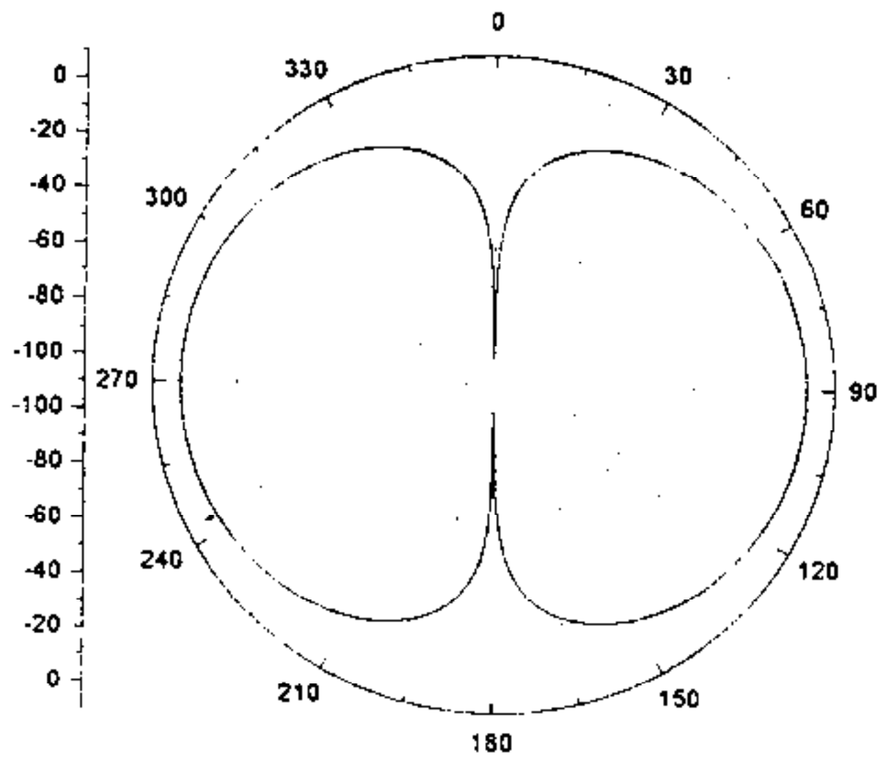
Hình 5.14. **Phân bố dòng điện dọc theo dipole $l = 0,5\lambda$; $a = 0,005\lambda$ trường hợp $N = 21$, sử dụng các phương trình Pocklington và Hallen với nguồn nuôi khe delta**

Vẫn anten $l = 0,5\lambda$, bán kính $a = 0,005\lambda$ như vậy, tăng số khoảng chia thành 7, 11, 21, 29, 41, 51, 61 đoạn. Xác định trở kháng vào Z (Ω) với 2 trường hợp nguồn nuôi khe delta = 1 V và nguồn nuôi màng từ tương đương 1 V.

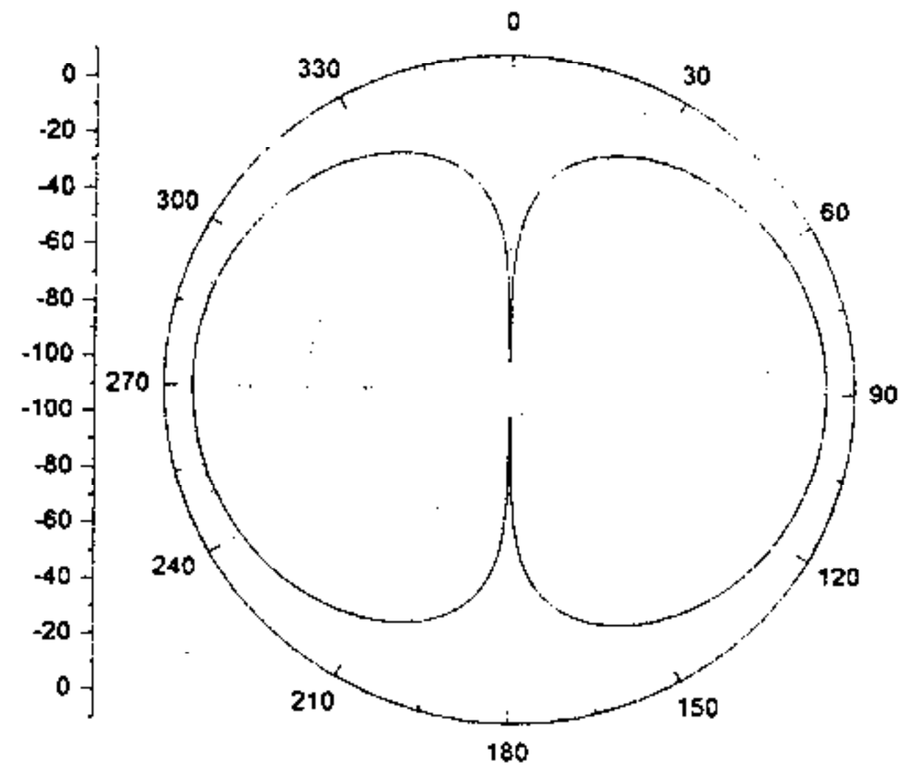
Bảng 5.2. **Trở kháng vào của anten sử dụng các nguồn nuôi khác nhau và tính toán bằng các phương trình Pocklington và Halen**

Số đoạn chia (N)	*Phương trình Pocklington*		*Phương trình Hallen Nguồn nuôi khe delta (Ω)*
	Nguồn nuôi khe delta (Ω)	*Màng từ (Ω)*	
7	164,5 + *i* 166,9	33,7 + *i* 34,3	92,6 + *i* 35,8
11	121,0 + *i* 95,2	38,6 + *i* 30,5	94,0 + *i* 43,0
21	96,9 + *i* 35,1	55,7 + *i* 22,8	96,5 + *i* 45,5
29	93,6 + *i* 30,3	68,1 + *i* 22,8	98,1 + *i* 46,2
41	94,6 + *i* 32,8	81,7 + *i* 30,1	100,4 + *i* 46,5
51	97,1 + *i* 37,7	85,0 + *i* 37,4	102,3 + *i* 46,2
61	95,9 + *i* 41,7	93,6 + *i* 43,2	104,4 + *i* 45,5

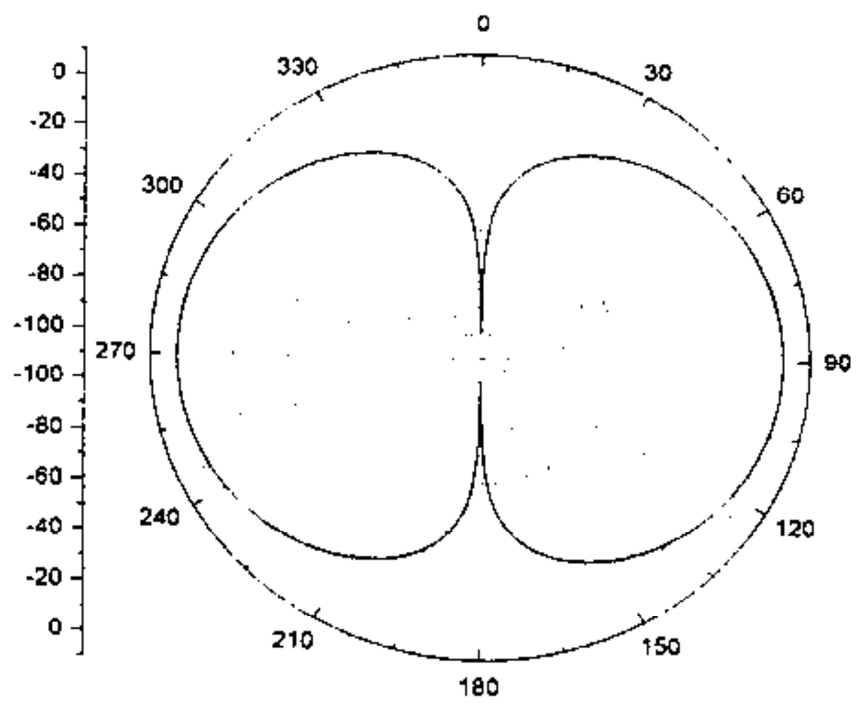
Vẽ đồ thị phương hướng (ĐFH) của anten có các chiều dài khác nhau được chia thành N = 21 đoạn



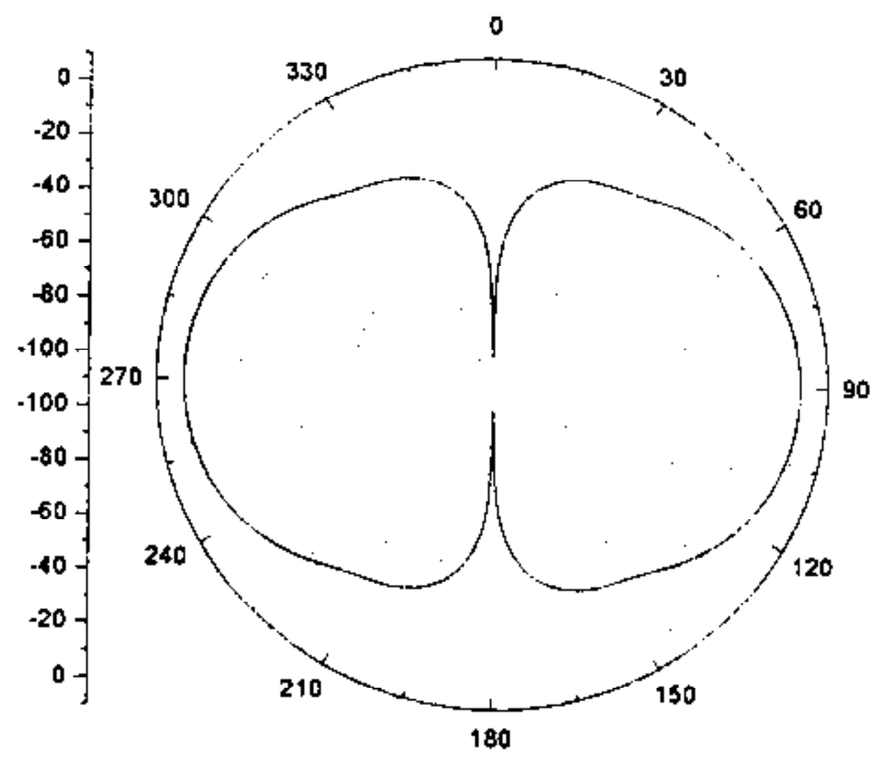
Hình 5.15. ĐFH với $l = 0{,}01\lambda$



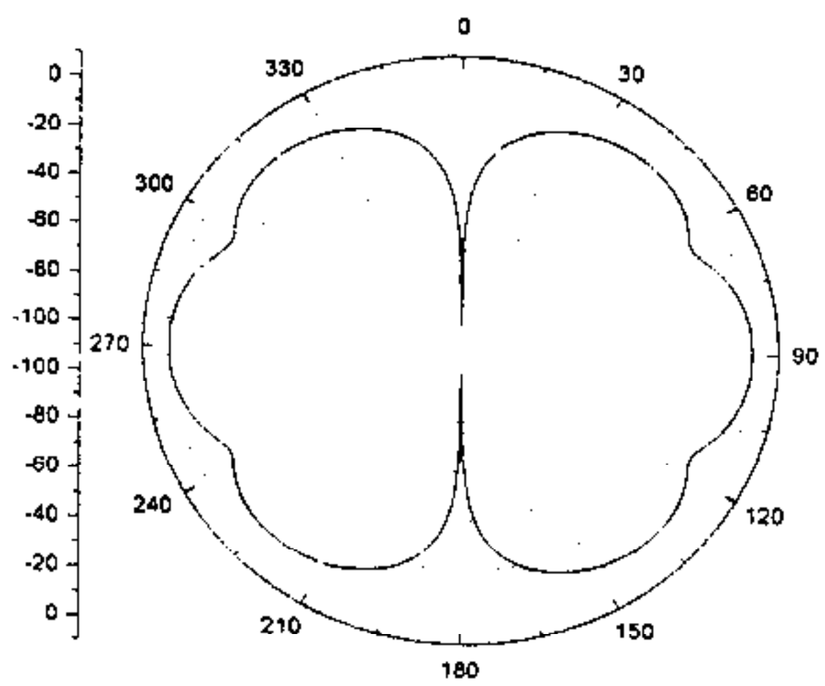
Hình 5.16. ĐFH với $l = 0{,}5\lambda$



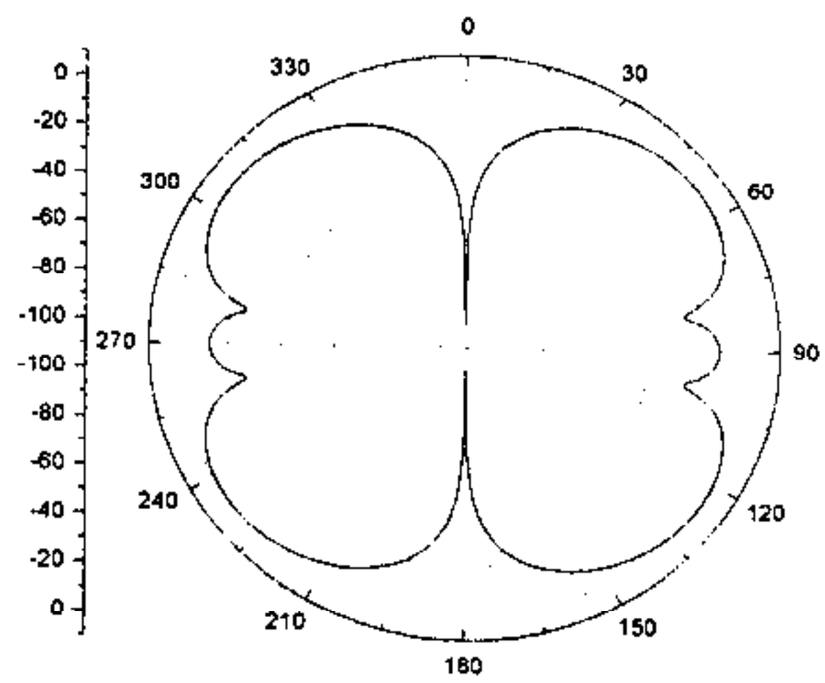
Hình 5.17. ĐFH với $l = 0{,}75\lambda$



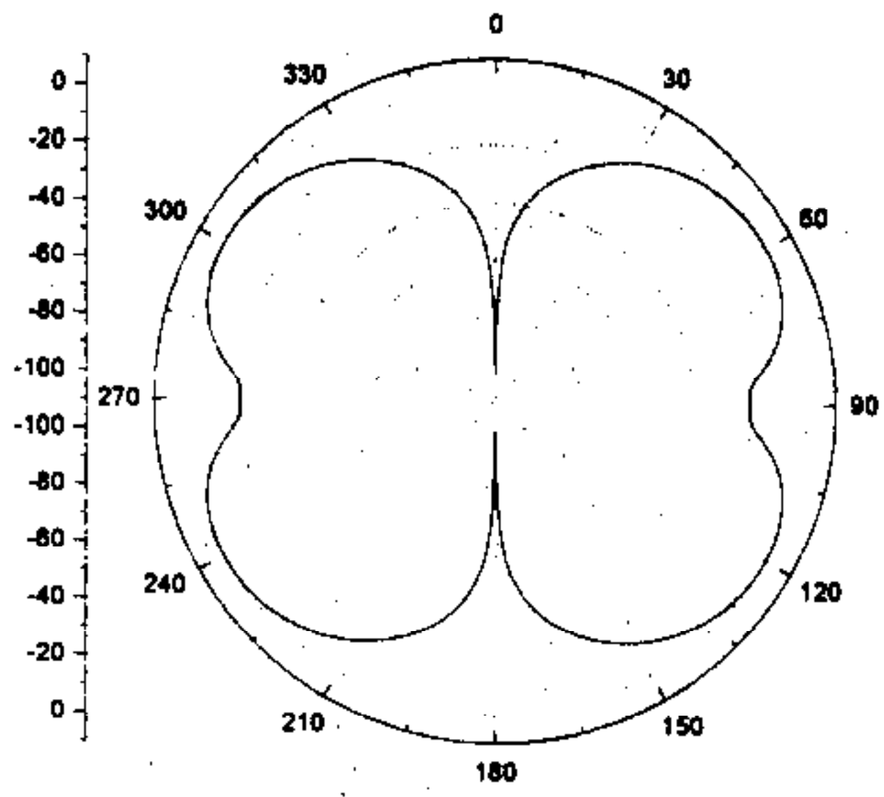
Hình 5.18. ĐFH với $l = 1\lambda$



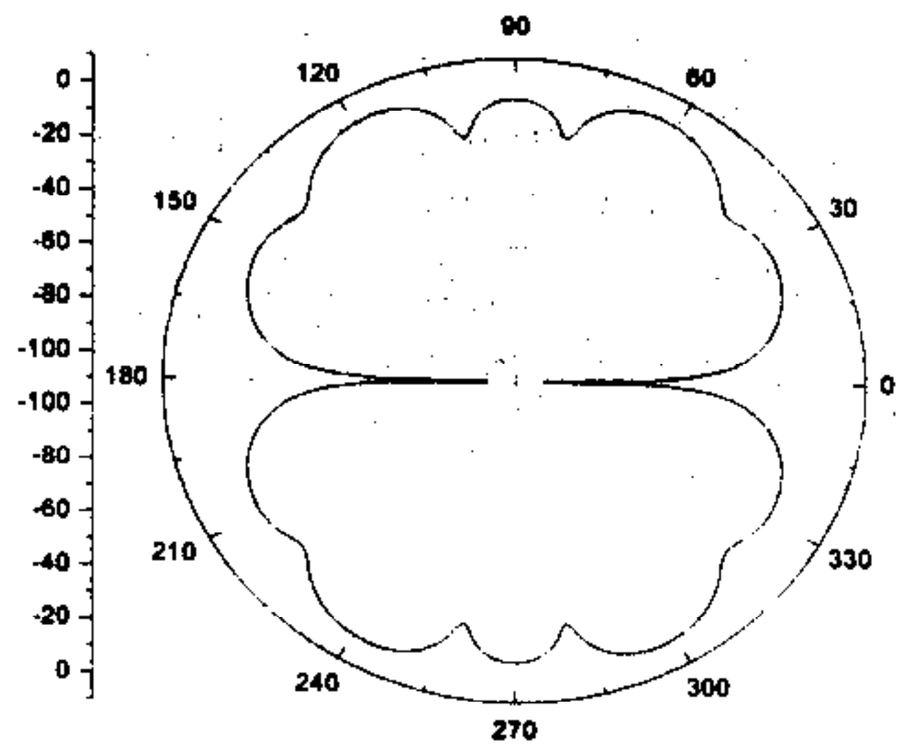
Hình 5.19. ĐFH với $l = 1{,}25\lambda$



Hình 5.20. ĐFH với $l = 1{,}5\lambda$



Hình 5.21. ĐFH với $l = 1{,}75\lambda$



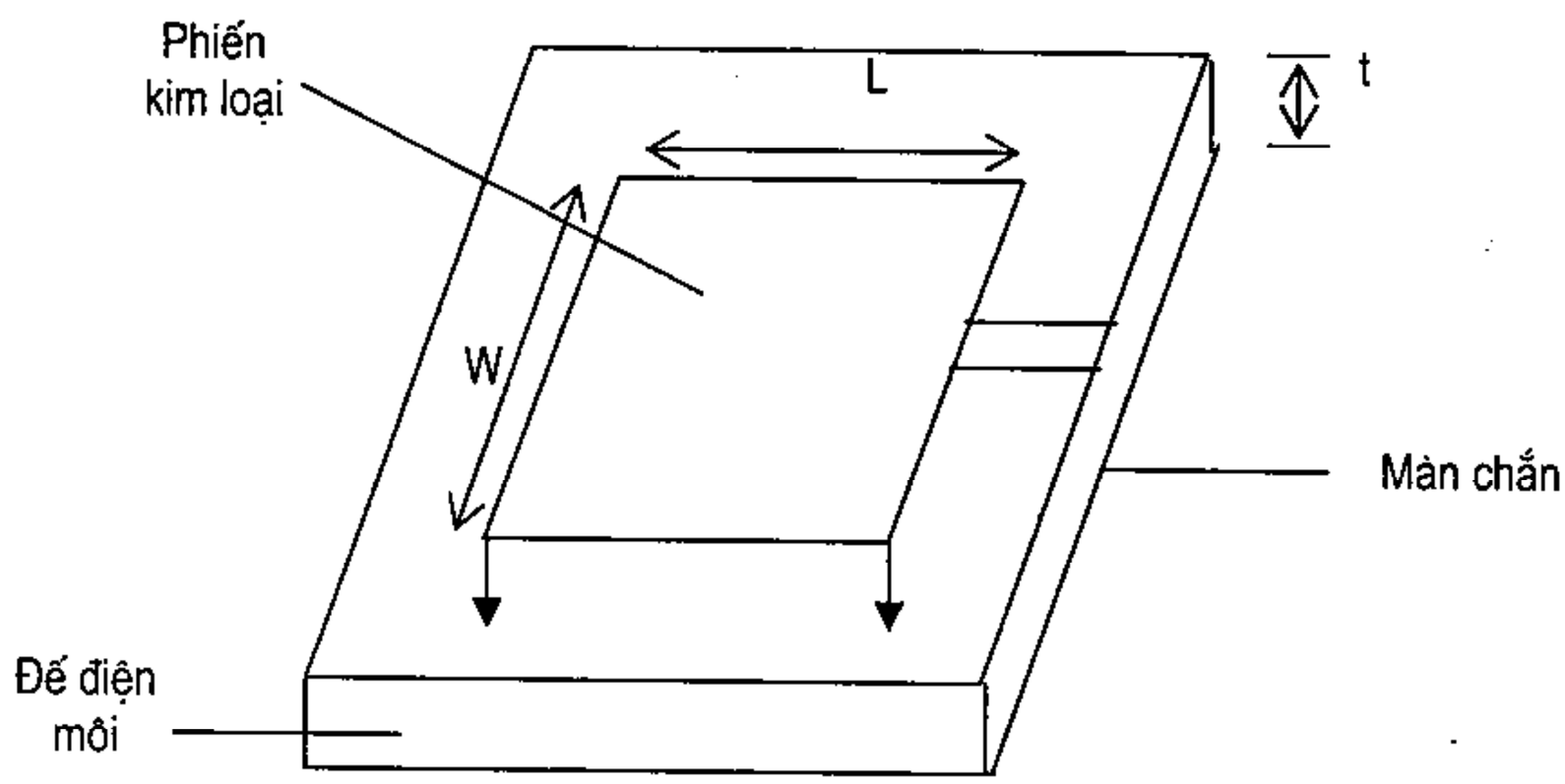
Hình 5.22. ĐFH với $l = 2\lambda$

§5.4. ÁP DỤNG PHƯƠNG PHÁP MOMENT ĐỂ TÍNH TOÁN ANTEN CÓ CẤU TRÚC MẠCH DẢI

5.4.1. Giới thiệu cấu trúc mạch dải

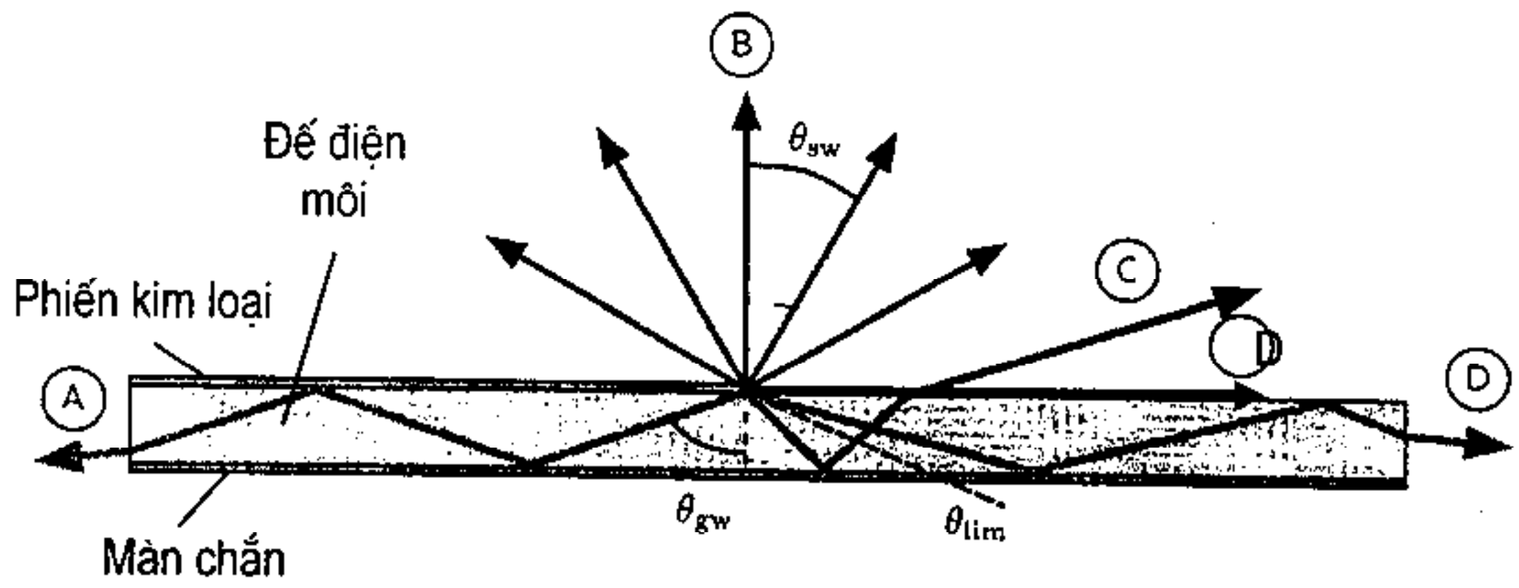
Cấu trúc mạch dải điển hình gồm có các phần chính là phiến kim loại, lớp đế điện môi, màn chắn kim loại và bộ phận tiếp điện (Hình 5.23). Phiến kim loại được gắn trên đế điện môi tạo nên một cấu trúc tương tự như một mảng của mạch in, do vậy cấu trúc mạch dải còn có tên gọi là cấu trúc mạch in.

Các thông số cấu trúc cơ bản của một phần tử anten mạch dải là: Chiều dài *L*, chiều rộng *W*, chiều dày *t* và hằng số điện môi #. Phần tử anten mạch dải có thể được tiếp điện bằng đường truyền mạch dải được chế tạo theo công nghệ mạch in gắn liền với phiến kim loại, hoặc dùng cáp đồng trục có đầu thăm nối với phiến kim loại còn vỏ cáp nối với màn chắn.



Hình 5.23. Phần tử anten mạch dải với phiến kim loại gắn lên đế điện môi

Sóng trong cấu trúc mạch dải: Phụ thuộc vào từng cấu trúc, chúng ta phân biệt 4 loại sóng trong cấu trúc mạch dải phẳng đó là: sóng không gian, sóng mặt, sóng rò (leaky wave) và sóng trong ống dẫn sóng (guided wave). Nếu cấu trúc được sử dụng như anten thì hầu hết năng lượng sẽ được biến đổi thành sóng không gian. Đối với cấu trúc dẫn sóng thì phần lớn năng lượng được giữ trong ống dẫn sóng. Còn hai loại sóng còn lại: sóng mặt và sóng rò về cơ bản đều là các suy hao không mong muốn.



Hình 5.24. **Sóng trong cấu trúc mạch dải phẳng**

Sóng trong ống dẫn sóng (tia A trên hình 5.24), đó là sóng tồn tại trong lớp đế điện môi giữa màn chắn dẫn điện và phiến kim loại mạch dải.

Sóng không gian (nhóm tia B trên hình 5.24) được phát xạ lên phía trên bề mặt phiến kim loại. Những sóng này có thể bức xạ đi xa, biên độ trường giảm nhanh theo khoảng cách với tỷ lệ $1/r$. Đặc tính khác nhau của mỗi cấu trúc sẽ dẫn đến các tính chất khác nhau của sóng không gian. Tuy nhiên, đối với đường truyền mạch dải thì sóng không gian lại là sóng không mong muốn. Trong cấu trúc mạch dải, sóng không gian chỉ tồn tại ở nửa không gian phía trên bởi vì màn chắn kim loại đã ngăn cản việc bức xạ xuống nửa không gian phía dưới.

Sóng rò (tia C trên hình 5.24) phát sinh khi sóng truyền trong lớp điện môi tới màn chắn theo góc tới nhỏ hơn góc tới hạn $\theta_{th} = \arcsin\left(1/\sqrt{\varepsilon_r}\right)$. Sau khi phản xạ từ màn chắn, một bộ phận của sóng sẽ khúc xạ qua mặt giới hạn điện môi – không khí, khiến cho một phần năng lượng rò ra khỏi lớp điện môi. Vì vậy sóng này được gọi là *sóng rò*. Có một số anten lại hoạt động dựa trên cơ chế lợi dụng sóng này (*anten sóng rò*)

Sóng mặt (nhóm tia D trên hình 5.24) là các sóng có năng lượng tập trung chủ yếu trên bề mặt và bên trong lớp điện môi. Chúng được phản xạ toàn phần tại mặt giới hạn điện môi – không khí, giống như sóng trong ống dẫn sóng điện môi hay trong sợi cáp quang. Sóng này có thể gây ra hiện tượng xuyên nhiễu hoặc làm méo dạng đồ thị phương hướng do tán xạ và phản xạ tại bờ của lớp điện môi, nhưng cũng có những anten lại được thiết lập dựa trên cơ chế lợi dụng sóng mặt (*anten sóng mặt*)

Các ưu điểm cơ bản mà anten mạch dải đạt được khi tất cả các phần tử của anten bao gồm cả mạng tiếp điện đều gắn nguyên khối vào một mặt của bản mạch in có thể được kể ra như sau:

– Quá trình cấy hàng trăm thậm chí hàng ngàn các cấu tử vi sóng được đưa vào cùng một quá trình dẫn đến anten có giá thành thấp.

– Bản mạch in thường rất mỏng và nhẹ, đồng thời các phần tử được thiết kế để khai thác ở mặt trên, đằng sau là màn chắn kim loại, do vậy việc gắn chúng lên thân máy bay hoặc tên lửa là rất tiện lợi. Có thể tạo ra các cấu trúc mạch dải không chỉ đơn thuần là cấu trúc phẳng mà có thể có hình dạng phù hợp với các vật thể mang nó, ví dụ cấu trúc hình trụ, hình nón...khiến cho sự tồn tại của anten hầu như không có ảnh hưởng đến hình dạng của các vật mang. Ta gọi đó là các *anten đồng hình*, hay anten có dạng phù hợp.

– Do các phần tử của anten mạch dải nằm ở phía trên của màn chắn kim loại nên có thể dễ dàng kết hợp các phần tử anten với các mạch tích hợp như các bộ chia công suất, bộ dịch pha, bộ khuếch đại, thu và trộn tần v.v. hoặc các mạch xử lý tín hiệu nằm ở phía sau màn chắn để tạo ra hệ *anten tích cực* hoặc *anten có xử lý tín hiệu, anten thông minh.*

Tuy nhiên anten có cấu trúc mạch dải cũng có một số nhược điểm mà các điểm chính có thể kể đến như sau:

– Dải tần hẹp.

– Hiệu suất chưa cao: do có suy hao ở lớp đế điện môi.

Trong chương này, chúng ta sẽ chỉ đề cập đến việc phân tích các anten mạch dải có cấu trúc phẳng.

5.4.2. Phân tích anten có cấu trúc mạch dải bằng phương pháp moment

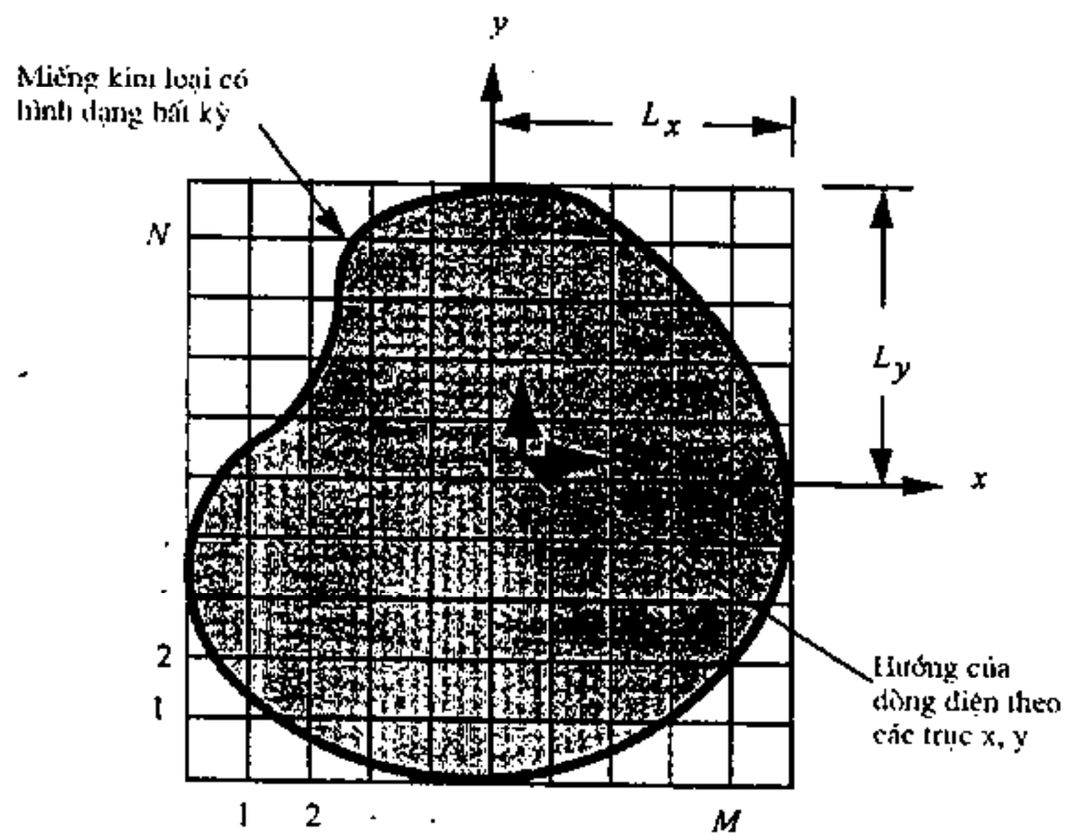
a) Giới thiệu chung

Để tính trường bức xạ của anten có cấu trúc mạch dải, trước hết cần xác định phân bố của dòng điện trên bề mặt dải kim loại (dòng điện mặt) ở mặt trên của cấu trúc. Các dòng điện mặt này có mặt trong các phương trình điều kiện bờ đối với điện trường (hoặc từ trường) tại bề mặt của cấu trúc. Điều kiện bờ thường được ứng dụng là điều kiện bằng không đối với thành phần tiếp tuyến của điện trường trên mặt vật dẫn lý tưởng. Thật vậy, nếu coi các dải kim loại của cấu trúc mạch dải là dẫn điện lý tưởng thì tổng của các thành phần điện trường tiếp tuyến trên bề mặt tạo bởi chính các dòng điện mặt này (trường tự cảm) cùng với các trường ngoài (do sóng kích thích, hay do nguồn nuôi tạo ra) phải bằng không. Dưới dạng vec tơ, ta viết được như (5.27):

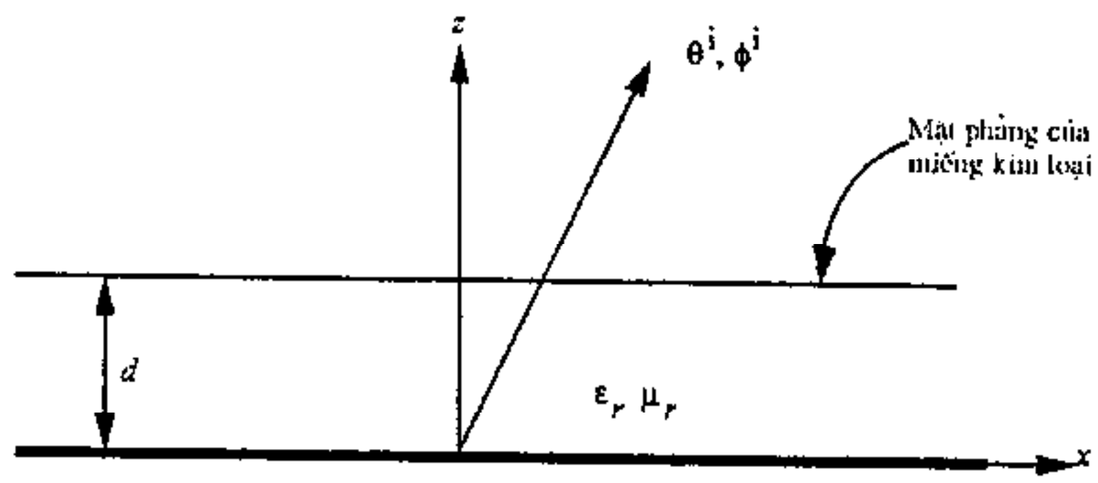
$$\vec{s} \times \left(\vec{E}^i + \vec{E}^s \right) = 0 \tag{5.67}$$

Trong đó, $\vec{E}^i$ là cường độ điện trường ngoài, được xác định theo mỗi bài toán cụ thể của cấu trúc mạch dải khi cấu trúc được cấp điện bởi nguồn nuôi hay được kích thích bởi sóng phẳng hoặc sóng chậm, $\vec{E}^s$ là cường độ điện trường tự cảm, tạo bởi các dòng mặt trên chính bề mặt cấu trúc. Điện trường này được xác định qua thế véc tơ $\vec{A}^e$,có công thức tổng quát (1.6), trong đó tích phân của mật độ dòng điện là tích phân được thực hiện theo mặt S của dải kim loại. Kết quả là ta sẽ nhận được (5.67) có dạng một phương trình tích phân trong đó có chứa mật độ dòng điện $\vec{J}^e$ cần tìm. Phương pháp moment sẽ hỗ trợ cho việc giải các phương trình nói trên.

Sau đây sẽ giới thiệu bài toán tổng quát cùng với các bước phân tích cấu trúc mạch dải có hình dạng tuỳ ý, được mô tả trên hình (5.25)



a) Phiến kim loại hình dạng bất kỳ trên một lớp đế điện môi có kích thước vô hạn



b) Mặt cắt ngang của cấu trúc mạch dải hình dạng bất kỳ có mặt phẳng kim loại ở đế

Hình 5.25. **Cấu trúc mạch dải có hình dạng bất kỳ**

b) Xác định phương trình điều kiện bờ và các thành phần của hàm Green

Giả sử lớp điện môi có hệ số điện môi ε_r và độ dày d.

Với giả thiết phiến kim loại là vật dẫn lý tưởng, ta có điều kiện bờ trên phiến kim loại được xác định theo (5.67), hoặc viết dưới dạng cụ thể đối với các thành phần tiếp tuyến của trường ngoài và trường tự cảm:

$$E_t^i = -E_t^s \tag{5.68}$$

Trường ngoài là trường tại vị trí mạch dải, được hiểu do nguồn ngoài đặt vào hay do sóng kích thích tạo ra. Trường tự cảm chính là trường khu gần, tạo bởi dòng phân bố trên bề mặt phiến kim loại. Trong trường hợp tổng quát, trường này có thể được xác định theo công thức tích phân [45]:

$$E^{scat}(x,y,z) = \iiint \bar{G}(x,y,z|x_0,y_0,z_0)\cdot J(x_0,y_0,z_0)dx_0dy_0dz_0 \tag{5.69}$$

Trong đó $\bar{G}$ là hàm Green dyadic và J là độ lớn của véc tơ mật độ dòng điện tại các vị trí có toạ độ x_0, y_0, z_0 nhất định trên phiến kim loại. Hàm Green dyadic có thể được viết như sau:

$$\vec{G} = \vec{i_x}G_{xx}\vec{i_x} + \vec{i_x}G_{xy}\vec{i_y} + \vec{i_x}G_{xz}\vec{i_z} + y\vec{i_y}G_{yx}\vec{i_x} + \vec{i_y}G_{yy}\vec{i_y} + \vec{i_y}G_{yz}\vec{i_z} + \vec{i_z}G_{zx}\vec{i_x} + \vec{i_z}G_{zy}\vec{i_y} + \vec{i_z}G_{zz}\vec{i_z} \tag{5.70}$$

Trong đó: $G_{ab}\left(K_x, K_{y,z}\right)$ là thành phần của hàm Green miền phổ và *a*, *b* có thể là *x*, *y* hoặc *z*, còn $\vec{i_x}, \vec{i_y}, \vec{i_z}$ là các véc tơ đơn vị theo các trục toạ độ *x,y,z* :

$$G_{ab} = \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{G}_{ab}\left(K_x, K_y, z\middle|z_0\right)e^{iK_x(x-x_0)}e^{iK_y(y-y_0)}dK_x dK_y \tag{5.71}$$

K_x, K_y là các đối số của biến đổi miền phổ tương ứng theo hướng *x* và hướng *y*.
ở đây các thành phần của hàm Green $\bar{G}_{ab}$ được xác định trong miền phổ và phải được chuyển đổi lại miền chứa *x*, *y*, do vậy chúng ta cần phải tính toán với tích phân kép có cận vô hạn trong biểu thức (5.71).

Các thành phần của hàm Green được xác định như sau (Phụ lục III):

$$\tilde{G}_{xx}\left(K_x, K_y, d\middle|d\right) = \frac{-iZ_0}{K_0}\frac{K_1K_2K_x^2T_e + K_0^2K_y^2T_m}{\beta^2T_mT_e}\sin\left(K_1d\right) \tag{5.72}$$

$$\tilde{G}_{xy}\left(K_x, K_y, d\middle|d\right) = \frac{-iZ_0}{K_0}\frac{K_xK_y\left(K_0^2T_m - K_1K_2T_e\right)}{\beta^2T_mT_e}\sin\left(K_1d\right) \tag{5.73}$$

$$\bar{G}_{yx}\left(K_x, K_y, d\middle|d\right) = \bar{G}_{xy}\left(K_x, K_y, d\middle|d\right) \tag{5.74}$$

$$\tilde{G}_{yy}\left(K_x, K_y, d\middle|d\right) = \frac{-iZ_0}{K_0}\frac{K_1K_2K_y^2T_e + K_0^2K_x^2T_m}{\beta^2T_mT_e}\sin\left(K_1d\right) \tag{5.75}$$

Trong đó: $d|d$ là vị trí trên bề mặt tấm điện môi sát với phiến kim loại. Đây là vị trí mà sóng mặt có cường độ mạnh nhất.

$$\tilde{G}_{zx} = \frac{-iZ_0}{K_0}\frac{K_xK_1}{T_m}\sin\left(K_1d\right) \tag{5.76}$$

$$\tilde{G}_{zy} = \frac{-iZ_0}{K_0}\frac{K_xK_1}{T_m}\sin\left(K_1d\right) \tag{5.77}$$

trong đó:

$$T_m = \varepsilon_r K_2\cos(K_1d) + iK_1\sin(K_1d) \tag{5.78}$$

$$T_e = K_1\cos(K_1d) + iK_2\sin(K_1d) \tag{5.79}$$

Hằng số truyền sóng trong điện môi theo hướng *z*:

$$K_1 = \sqrt{\varepsilon_r K_0^2 - \beta^2} \quad \mathrm{Im}(K_1) \le 0: \tag{5.80}$$

Hằng số truyền sóng trong không gian tự do theo hướng *z*:

$$K_2 = \sqrt{K_0^2 - \beta^2} \quad \mathrm{Im}(K_2) \le 0 \tag{5.81}$$

$$\beta = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} \tag{5.82}$$

Hằng số truyền sóng trong không gian tự do: $K_0 = 2\pi / \lambda_0$

Trở kháng của không gian tự do: $Z_0 = 377$ Ôm

c) Biểu thị phân bố dòng trên bề mặt cấu trúc

Phân bố dòng J có thể được mô phỏng như tổng của các hàm cơ sở miền con, trong trường hợp này chúng ta chọn là hàm tam giác. Việc chọn hàm miền con tam giác khác với sử dụng hàm sin hay cosin toàn miền, bởi vì các hàm sin hoặc cosin rất phù hợp với việc phân tích các miếng mạch dải hình chữ nhật hay hình tròn, nhưng rất bất lợi khi phân tích các miếng mạch dải có hình dạng khác. Hàm tam giác miền con là hàm khá phù hợp đối với việc khai triển bề mặt phẳng có hình dạng bất kỳ. Do vậy chúng ta có các thành phần của dòng điện theo miền con được xác định như sau:

$$J_x(x,y) = \sum_{m=1}^{M} \sum_{n=1}^{N+1} I_x^{mn} f_m(x) \Pi_n(y) \tag{5.83}$$

$$J_y(x,y) = \sum_{m=1}^{M+1} \sum_{n=1}^{N} I_y^{mn} f_n(y) \Pi_m(x) \tag{5.84}$$

trong đó: hàm f_n và Π tương ứng là hàm tam giác và hàm xung:

$$f_m(x) = \begin{cases} \dfrac{1 + (x - x_m)}{\Delta x} & \text{với } (x_m - \Delta x) \le x \le x_m \\ \dfrac{1 - (x - x_m)}{\Delta x} & \text{với } x_m \le x \le (x_m + \Delta x) \\ 0 & \text{tại các vị trí khác} \end{cases} \tag{5.85}$$

$$\Pi_n(y) = \begin{cases} 1 & \text{với } (y_n - \Delta y) \le y \le y_n \\ 0 & \text{tại các vị trí khác} \end{cases} \tag{5.86}$$

và $\Delta x = 2L_x/(M + 1)$ và $\Delta y = 2L_y/(N + 1)$ trong đó: L_x và L_y là các kích thước của phiến kim loại theo các hướng x và y. M và N là số lượng các đoạn chia phiến kim loại theo các hướng x và y.

Khi kết hợp các biểu thức (5.69) và (5.71), thì bậc của tích phân có thể thay đổi và các hàm cơ sở biểu diễn phân bố dòng trên bề mặt có thể được biến đổi thành chuỗi trên miền khai triển. Khi đó các hàm phân bố dòng trong miền phổ được xác định như sau:

$$\tilde{J}_x(K_x, K_y) = \sum_{m=1}^{M} \sum_{n=1}^{N+1} I_x^{mn} F_x^{mn}(K_x, K_y) \tag{5.87}$$

$$\tilde{J}_y(K_x,K_y)=\sum_{m=1}^{M+1}\sum_{n=1}^{N} I_y^{mn} F_y^{mn}(K_x,K_y) \tag{5.88}$$

trong đó:

$$F_x^{mn}(K_x,K_y)=\Delta x\Delta y\left[\frac{\sin\left(K_y\Delta y/2\right)}{K_y\Delta y/2}\right]\left[\frac{\sin\left(K_x\Delta x/2\right)}{K_x\Delta x/2}\right]^2 e^{\left(-iK_x x_m - iK_y y_n + iK_y\Delta y/2\right)} \tag{5.89}$$

$$F_y^{mn}(K_x,K_y)=\Delta x\Delta y\left[\frac{\sin\left(K_y\Delta y/2\right)}{K_y\Delta y/2}\right]^2\left[\frac{\sin\left(K_x\Delta x/2\right)}{K_x\Delta x/2}\right] e^{\left(-iK_x x_m - iK_y y_n + iK_x\Delta x/2\right)} \tag{5.90}$$

d) Xác định phương trình ma trận và ma trận trở kháng

Chúng ta sử dụng phương pháp Galerkin để chọn hàm trọng lượng giống như hàm cơ sở nhằm mục đích thu được một hệ phương trình ma trận có thể được giải bằng các phương pháp phổ thông. Ta biểu diễn phương pháp tiếp cận như sau:

$$\iint_S J^{pq}\cdot E_{\tan}^{inc}dxdy=-\iint_S J^{pq}\cdot E_{\tan}^{scat}dxdy \tag{5.91}$$

Cần ghi nhận ở đây tích phân được thực hiện trên x và y thay vì trên x_0 và y_0. Tích phân tại vế phải phương trình (5.91) có thể được khai triển đối với x và y. Kết quả là khai triển Fourier sẽ có dạng tương tự như các biểu thức (5.89) và (5.90). Những phương trình này có thể được biểu diễn dưới dạng ma trận:

$$\begin{bmatrix} V_x^{pq} \\ V_x^{pq} \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} Z_{xx}^{pqmn} Z_{xy}^{pqmn} \\ Z_{yx}^{pqmn} Z_{yy}^{pqmn} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} I_x^{mn} \\ I_y^{mn} \end{bmatrix} \tag{5.92}$$

trong đó các phần tử của ma trận trở kháng được xác định:

$$Z_{xx}^{mnpq}=\frac{-1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{G}_{xx}\left(K_x,K_y,d|d\right)F_x^{mn}\left(K_x,K_y\right)F_x^{pq}\left(-K_x,-K_y\right)dK_x dK_y \tag{5.93}$$

$$Z_{xy}^{mnpq}=\frac{-1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{G}_{xy}\left(K_x,K_y,d|d\right)F_y^{mn}\left(K_x,K_y\right)F_x^{pq}\left(-K_x,-K_y\right)dK_x dK_y \tag{5.94}$$

$$Z_{yx}^{mnpq}=\frac{-1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{G}_{yx}\left(K_x,K_y,d|d\right)F_x^{mn}\left(K_x,K_y\right)F_y^{pq}\left(-K_x,-K_y\right)dK_x dK_y \tag{5.95}$$

$$Z_{yy}^{mnpq}=\frac{-1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{G}_{yy}\left(K_x,K_y,d|d\right)F_y^{mn}\left(K_x,K_y\right)F_y^{pq}\left(-K_x,-K_y\right)dK_x dK_y \tag{5.96}$$

Các tích phân từ (5.93) đến (5.96) sẽ được tính toán bằng phương pháp số nhưng sẽ được đơn giản hoá với sự đổi biến như sau:

$$K_x = K\cos\alpha \qquad\qquad K_y = K\sin\alpha \tag{5.97}$$

Trong đó K và $\acute{a}$ là các biến số của tích phân trong hệ tọa độ trụ.

Với sự đổi biến đó, các tích phân trên có thể được chuyển thành dạng:

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}[\ ]dK_x dK_y = \int_{0}^{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}[\ ]KdKd\alpha \tag{5.98}$$

Tích phân từ 0 đến 2π có thể tiếp tục được giảm tới tích phân từ 0 đến $\pi/2$ trên cơ sở các đặc tính chẵn và lẻ của biểu thức dưới dấu tích phân. Mỗi ma trận con trong số 4 ma trận trở kháng đều có các hàng giống nhau, vì vậy chỉ cần tính hàng đầu tiên của ma trận con bằng tích phân số, các phần tử còn lại có thể được lấp đầy vói các số hạng của hàng đầu tiên này. Hơn nữa, nếu lưu ý rằng các số hạng của ma trận trở kháng $Z_{xy}^{pqmn} = Z_{yx}^{mnpq}$, thì thời gian tính toán càng được giảm đi nữa.

e) Xác định trường bức xạ của anten mạch dải

Sau khi xác định được ma trận trở kháng và vector kích thích, ta có thể tính được các ẩn số là các hệ số của dòng điện. Sau đó, sẽ tính toán trường bức xạ bằng cách lấy tổng trường bức xạ của từng phần tử trên phiến mạch dải. Nếu phiến mạch dải có hình chữ nhật thì công việc được tiến hành một cách đơn giản. Còn nếu phiến mạch dải có hình bất kỳ, cần có các bước tiếp theo để mô phỏng hình dạng của nó một cách phù hợp.

Chúng ta xem xét một phiến kim loại có hình dạng bất kỳ như trên hình 5.25. Để xác định trường bức xạ từ phiến kim loại này, đầu tiên ta lập đường bao chu vi của nó bằng một hình chữ nhật. Ma trận trở kháng và vector kích thích có thể được tính toán đối với phiến kim loại hình chữ nhật. Chúng ta chia nhỏ hình chữ nhật thành nhiều tế bào nhỏ hình vuông. Từng tế bào được xác định có giá trị là 1 nếu điểm giữa của hình vuông đó nằm trong phiến kim loại và bằng 0 nếu nằm ngoài phiến kim loại. Ta thiết lập một hệ phương trình mà chỉ cho phép tính toán dòng điện khi giá trị của tế bào là 1. Vì vậy biên của phiến kim loại sẽ có dạng bậc thang. Số lượng tế bào càng tăng, độ chính xác mô hình phiến kim loại càng chính xác. Tuy nhiên khi số tế bào càng lớn thì, thời gian tính toán đòi hỏi càng lớn.

3.4.3. Các kết quả mô phỏng

Chương trình máy tính để giải phương trình (5.92) được viết trên ngôn ngữ Fortran. Chương trình này được miêu tả trong Phụ lục IV. Chương trình thứ nhất tính toán các phần tử của ma trận trở kháng bằng phương pháp tích phân số. Như đã đề cập ở trên, chúng ta chỉ tính toán hàng đầu tiên của mỗi ma trận con mà thôi. Phần còn lại được lấp đầy bằng cách sắp xếp các số liệu thu được từ hàng thứ nhất. Ngoài ra vì các ma trận con

Z_{xy} và Z_{yx} có liên quan đến nhau nên chỉ cần tính các phần tử của ma trận Z_{xy}. Ma trận trở kháng sau đó được lưu trong một tệp dữ liệu. Chương trình thứ hai đọc ma trận trở kháng từ tệp dữ liệu và tính toán vector kích thích theo góc sóng tới cho trước. Hệ phương trình được giải và sau đó trường bức xạ điện từ được tính ngược theo góc tới đó. Nếu yêu cầu về sóng bức xạ trong một dải tần số, chương trình thứ ba được sử dụng để xây dựng ma trận trở kháng đối với một vài tần số trong dải tần số đó. Tuy nhiên các tần số cần được chọn cách nhau khá xa bởi vì đối với các tần số gần nhau, các ma trận trở kháng sẽ không khác nhau nhiều.

Để có một ví dụ cụ thể, ta xét bài toán là trường hợp tương đối đơn giản khi cấu trúc mạch dải có dạng là một cấu trúc mạch dải hẹp được trình bầy trong Phụ lục V.

Chương VI
ẢNH HƯỞNG TƯƠNG HỖ CỦA CÁC PHẦN TỬ TRONG HỆ ANTEN PHỨC TẠP

Các phần tử bức xạ đơn như đipôl, anten khung, chấn tử v.v... được ứng dụng trong những trường hợp khi không đòi hỏi bức xạ với mức định hướng cao, hoặc khi yêu cầu bức xạ gần như vô hướng. Để nhận được bức xạ đơn hướng, hoặc bức xạ với đồ thị phương hướng hẹp cần thực hiện anten từ một vài, hoặc nhiều phần tử đặt gần nhau. Khi các phần tử đặt gần nhau chúng sẽ ảnh hưởng lẫn nhau tương tự như ảnh hưởng này sẽ tác động lên phần tử kia, tạo ra sức điện động cảm ứng trên chúng. Sức điện động này sẽ làm biến đổi phân bố dòng, biến đổi công suất bức xạ, do đó biến đổi trở kháng bức xạ và trở kháng vào của các phần tử ấy.

Trong trường hợp tổng quát, hệ anten có thể bao gồm các phần tử chủ động (có nguồn) cũng như các phần tử thụ động (không nguồn). Trong trường hợp này, dưới ảnh hưởng của trường bức xạ tạo bởi các phần tử chủ động, trong các phần tử thụ động cũng sẽ phát sinh dòng cảm ứng và khi ấy phần tử thụ động lại tương tác với các phần tử khác của hệ và tham gia vào bức xạ của hệ tương tự như các phần tử chủ động khác.

Trường bức xạ của hệ sẽ là giao thoa của trường tạo bởi các phần tử riêng biệt, với góc pha được xác định bởi sai pha của dòng trên các phần tử, và sai pha khoảng cách từ chúng đến điểm khảo sát.

Nghiên cứu trường bức xạ của hệ anten ở khu xa khi biết trước quan hệ của dòng trên các phần tử sẽ cho phép xác định các tham số của hệ có liên quan đến đặc trưng hướng tính như hàm phương hướng, hệ số định hướng v.v... Vấn đề này sẽ được khảo sát kỹ ở chương 7.

Để nghiên cứu các tham số của hệ như trở kháng bức xạ, trở kháng vào, cần khảo sát ảnh hưởng tương hỗ của các phần tử mà đặc trưng là trở kháng tương hỗ giữa chúng. Đó là mục đích và nội dung chính của chương này.

Bài toán về ảnh hưởng tương hỗ của các phần tử trong hệ anten là bài toán rất đa dạng và phức tạp tuỳ thuộc vào loại phần tử được sử dụng, vào cách sắp xếp chúng.

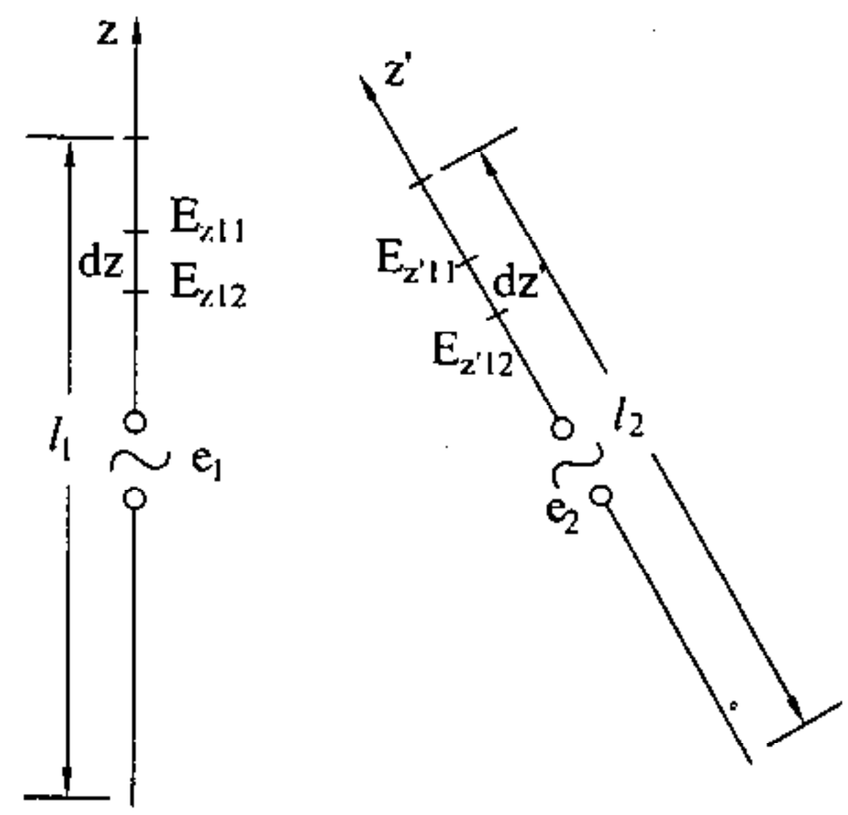
Trong chương này chúng ta sẽ chỉ xét trường hợp các phần tử bức xạ là các loại anten dây, nghĩa là các dây dẫn (hình dạng tùy ý) trên đó có dòng điện.

Để xác định trở kháng tương hỗ có thể áp dụng nhiều phương pháp khác nhau, trong đó, phổ biến hơn cả là phương pháp sức điện động cảm ứng (*SĐĐCƯ*).

§6.1. TÍNH TRỞ KHÁNG TƯƠNG HỖ CỦA HỆ ANTEN THEO PHƯƠNG PHÁP SỨC ĐIỆN ĐỘNG CẢM ỨNG (SĐĐCƯ)

Ở chương IV, chúng ta đã khảo sát phương pháp *SĐĐCƯ* để tính trở kháng bức xạ và trở kháng vào của chấn tử. Trong chương này sẽ áp dụng phương pháp *SĐĐCƯ* để tính trở kháng tương hỗ của hệ anten.

Để khảo sát nội dung của phương pháp, ta hãy xét trường hợp hệ anten đơn giản gồm hai chấn tử dẫn điện lý tưởng đặt trong không gian tự do, được tiếp diện bởi các nguồn *SĐĐ* riêng rẽ (hình 6.1). Giả thiết qui luật phân bố của dòng trên các chấn tử đã biết.



Hình 6.1.

Tại bề mặt của chấn tử *1*, thành phần tiếp tuyến của cường độ điện trường sẽ bao gồm hai thành phần:

$$E_{z1} = E_{z11} + E_{z12}$$

E_{z11} – thành phần tiếp tuyến của điện trường tạo bởi dòng điện của chấn tử *1*.

E_{z12} – thành phần tiếp tuyến của điện trường tạo bởi dòng điện của chấn tử *2*.

Cũng tương tự như vậy, ta có thành phần tiếp tuyến của điện trường trên bề mặt chấn tử *2*:

$$E_{z'2} = E_{z'22} + E_{z'21} \tag{6.2}$$

ở đây, $E_{z'22}$ – thành phần tiếp tuyến của điện trường tạo bởi dòng điện của chấn tử *2*.

$E_{z'21}$ – thành phần tiếp tuyến của điện trường tạo bởi dòng điện của chấn tử *1*.

Ảnh hưởng của chấn tử này lên chấn tử kia thông qua sự biến đổi thành phần tiếp tuyến của điện trường trên bề mặt chấn tử (so với trường hợp chấn tử đơn độc) sẽ dẫn đến biến đổi chế độ làm việc của chấn tử, thể hiện ở sự biến đổi phân bố dòng điện cũng như biến đổi trở kháng bức xạ và trở kháng vào của chấn tử.

Khảo sát bài toán ảnh hưởng tương hỗ của hai chấn tử theo quan điểm phân bố dòng điện sẽ rất phức tạp. Vì vậy, ở đây ta giả thiết ảnh hưởng của hai chấn tử chỉ dẫn đến sự thay đổi trở kháng vào của chúng mà không tính đến sự thay đổi phân bố dòng điện.

Sức điện động ở đầu vào mỗi chấn tử khi có xét đến ảnh hưởng của trường tạo bởi chấn tử thứ hai được xác định theo (4.73), trong đó E_{zl} được thay bởi (6.1) và (6.2).

Ta có đối với chấn tử *1*:

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= -\frac{1}{I_{01}}\int_{l_1} I_1(z)(E_{z11} + E_{z12})dz \\ e_1 &= -\frac{1}{I_{01}}\int_{l_1} I_1(z)(E_{z11}dz - \frac{1}{I_{01}}\int_{l_1} I_1(z)\, E_{z12}\, dz \end{aligned}\right\} \tag{6.3}$$

Đối với chấn tử 2:

$$\left.\begin{aligned} e_2 &= -\frac{1}{I_{02}}\int_{l_2} I_2(z')(E_{z'22} + E_{z'21})dz' \\ e_2 &= -\frac{1}{I_{02}}\int_{l_2} I_2(z')(E_{z'22}dz' - \frac{1}{I_{02}}\int_{l_2} I_2(z')\, E_{z'21}\, dz' \end{aligned}\right\} \quad (6.4)$$

Nếu ký hiệu:

$$Z_{11} = -\frac{1}{I_{01}I_{01}}\int_{l_1} I_1(z)E_{z11}dz \quad (6.5)$$

$$Z_{12} = -\frac{1}{I_{01}I_{02}}\int_{l_1} I_1(z)E_{z12}dz \quad (6.6)$$

$$Z_{22} = -\frac{1}{I_{02}I_{02}}\int_{l_2} I_2(z')E_{z'22}dz' \quad (6.7)$$

$$Z_{21} = -\frac{1}{I_{02}I_{01}}\int_{l_2} I_2(z')E_{z'21}dz' \quad (6.8)$$

ta có thể viết lại (6.3) và (6.4) dưới dạng:

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= I_{01}Z_{11} + I_{02}Z_{12} \\ e_2 &= I_{02}Z_{22} + I_{01}Z_{21} \end{aligned}\right\} \quad (6.9)$$

Hệ phương trình (6.9) có dạng giống hệ phương trình Kirchhoff của hai mạch ghép thông số tập trung. Các đại lượng Z_{11}, Z_{22} được gọi là trở kháng riêng của chấn tử 1 và 2 còn các đại lượng Z_{12}, Z_{21} được gọi là trở kháng tương hỗ.

Nếu trong các hệ thức (6.5) ÷ (6.8) ta thay $I(z) = I_o f(z)$; trong đó $f(z)$ là hàm phân bố dòng điện, thì sẽ nhận được các công thức của trở kháng riêng và trở kháng tương hỗ dưới dạng khác:

$$Z_{11} = -\frac{1}{I_{01}}\int_{l_1} f_1(z)E_{z11}dz \quad (6.5a)$$

$$Z_{12} = -\frac{1}{I_{02}}\int_{l_1} f_1(z)E_{z12}dz \quad (6.6a)$$

$$Z_{22} = -\frac{1}{I_{02}}\int_{l_2} f_2(z')E_{z'22}dz' \quad (6.7a)$$

$$Z_{21} = -\frac{1}{I_{01}}\int_{l_2} f_2(z')E_{z'21}dz' \quad (6.8a)$$

Nếu so sánh (6.5a) và (6.7a) với (4.74) thì có thể thấy rằng trở kháng riêng Z_{11} và Z_{22} chính là trở kháng vào của chấn tử đơn độc, nghĩa là trở kháng vào của chấn tử khi vắng mặt chấn tử lân cận.

Ta sẽ chứng minh rằng trở kháng tương hỗ Z_{12} và Z_{21} luôn bằng nhau. Thật vậy, theo định lý Lorens, nếu có hai trường điện từ độc lập nhau ($\overline{E}_1, \overline{H}_1$ và $\overline{E}_2, \overline{H}_2$) cùng biến đổi theo qui luật hàm số điều hòa thì có thể viết:

$$\int_s \left(\overline{E}_1 \times \overline{H}_2 - \overline{E}_2 \times \overline{H}_1\right) ds = \int_V \left(\overline{J}_1 \overline{E}_2 - \overline{J}_2 \overline{E}_1\right) dV$$

Có thể nhận thấy rằng khi cho $s \to \infty$ thì tích phân theo mặt s sẽ bằng không, ta có:

$$\int_V \left(\overline{J}_1 \overline{E}_2 - \overline{J}_2 \overline{E}_1\right) dV = 0 \tag{6.10}$$

Vì ở miền ngoài chấn tử, dòng điện có giá trị bằng không nên thể tích V ở đây là thể tích choán bởi các chấn tử trong không gian. Nếu coi dây dẫn chấn tử có đường kính rất nhỏ thì (6.10) có thể viết dưới dạng sau:

$$\int_{l_1} I_1(z) E_{z2} dz = \int_{l_2} I_2(z') E_{z'1} dz' \tag{6.11}$$

Nếu chú ý rằng E_{z2} trong công thức trên là thành phần tiếp tuyến của cường độ điện trường tạo bởi chấn tử *2* trên bề mặt chấn tử *1* thì E_{z2}. chính là E_{z12}. Tương tự có $E_{z'1} = E_{z'21}$.

Chia cả hai vế của (6.11) cho $I_{01}\, I_{02}$ ta có:

$$\frac{1}{I_{01} I_{02}} \int_{l_1} I_1(z) E_{z12} dz = \frac{1}{I_{01} I_{02}} \int_{l_2} I_2(z') E_{z'21} dz' \tag{6.12}$$

Từ đây ta nhận được $Z_{12} = Z_{21}$. Như vậy, khi tính trở kháng tương hỗ giữa hai chấn tử có thể sử dụng tùy ý một trong hai công thức (6.6) hoặc (6.8). Các công thức này có thể được viết dưới dạng tổng quát cho hai chấn tử *j* và *n* bất kỳ.

$$Z_{nj} = Z_{jn} = \frac{-1}{I_j I_n} \int_{l_j} I_j(z) E_{jn}\, dz \tag{6.13}$$

hoặc

$$Z_{nj} = Z_{jn} = \frac{-1}{I_j I_n} \int_{l_n} I_n(z) E_{nj}\, dz \tag{6.13a}$$

ở đây, E_{jn} là thành phần tiếp tuyến của điện trường trên bề mặt chấn tử *j*, do dòng điện của chấn tử *n* gây ra, còn E_{nj} là thành phần tiếp tuyến của điện trường trên bề mặt chấn tử *n* do dòng điện của chấn tử *j* gây ra.

Dễ dàng thấy rằng, trở kháng riêng chính là giá trị đặc biệt của trở kháng tương hỗ khi hai chấn tử song song nhau, có độ dài bằng nhau, và khoảng cách $d \to 0$. Thật vậy khi $d \to 0$, hiển nhiên là $E_{nj} \to E_{nn}$ và $I_j \to I_n$, do đó $Z_{nj} \to Z_{nn}$. Như vậy, công thức

(6.13) có thể được sử dụng không chỉ để tính trở kháng tương hỗ mà còn có thể dùng để xác định trở kháng riêng của chấn tử.

Trường hợp hệ anten gồm N chấn tử, cũng tiến hành suy luận tương tự như trường hợp đã khảo sát ở trên sẽ nhận được hệ phương trình Kirchhof:

$$
\begin{aligned}
e_1 &= I_{01}Z_{11} + I_{02}Z_{12} + \ldots + I_{0j}Z_{1j} + \ldots + I_{0n}Z_{1n} + \ldots \\
e_2 &= I_{01}Z_{21} + I_{02}Z_{22} + \ldots + I_{0j}Z_{2n} + \ldots + I_{0n}Z_{2n} + \ldots \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
e_j &= I_{01}Z_{j1} + I_{02}Z_{j2} + \ldots + I_{0j}Z_{jj} + \ldots + I_{0n}Z_{jn} + \ldots \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
e_n &= I_{01}Z_{n1} + I_{02}Z_{n2} + \ldots + I_{0j}Z_{nj} + \ldots + I_{0n}Z_{nn} + \ldots \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}
\tag{6.14}
$$

Với $j = (\overline{1, N})$

Trong đó, các giá trị trở kháng tương hỗ Z_{nj} được xác định bởi (6.13). Có thể viết hệ phương trình trên dưới dạng ma trận sau:

$$
\begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \\ \ldots \\ e_N \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} \ldots Z_{1N} \\ Z_{21} \ldots Z_{2N} \\ \ldots\ldots\ldots \\ Z_{N1} \ldots Z_{NN} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} I_{01} \\ I_{02} \\ \ldots \\ I_{0N} \end{pmatrix}
$$

Từ các phương trình của hệ (6.14) ta có thể xác định trở kháng vào của mỗi chấn tử trong hệ anten theo công thức:

$$
Z_{vn} = \frac{e_n}{I_{0n}} = \sum_{j=1}^{N} Z_{nj}\left(\frac{I_{0j}}{I_{0n}}\right) \tag{6.15}
$$

Trong trường hợp tổng quát, trở kháng vào của chấn tử là đại lượng phức:

$$
Z_{vn} = R_{vn} + iX_{vn}
$$

Biết phần thực của trở kháng vào, sẽ xác định được công suất bức xạ của chấn tử(*).

$$
P_{\Sigma n} = \frac{I_{0n}I_{0n}^{*}}{2}R_{vn} \tag{6.16}
$$

Sau đây sẽ khảo sát cụ thể đối với trường hợp hệ thống hai chấn tử.

(*) Như đã khảo sát ở chương 4, có thể viết $R_{\Sigma_0} = R_v$ khi hàm phân số dòng điện trên chấn tử là hàm thực.

§6.2. TRỞ KHÁNG VÀO VÀ TRỞ KHÁNG BỨC XẠ CỦA HỆ HAI CHẤN TỬ

Để xác định trở kháng vào của mỗi chấn tử trong hệ hai chấn tử có thể áp dụng các phương trình của hệ (6.9). Chia phương trình thứ nhất của (6.9) cho I_{01}, phương trình thứ hai cho I_{02} và giả thiết rằng I_{01}, I_{02} có quan hệ với nhau bởi hệ thức:

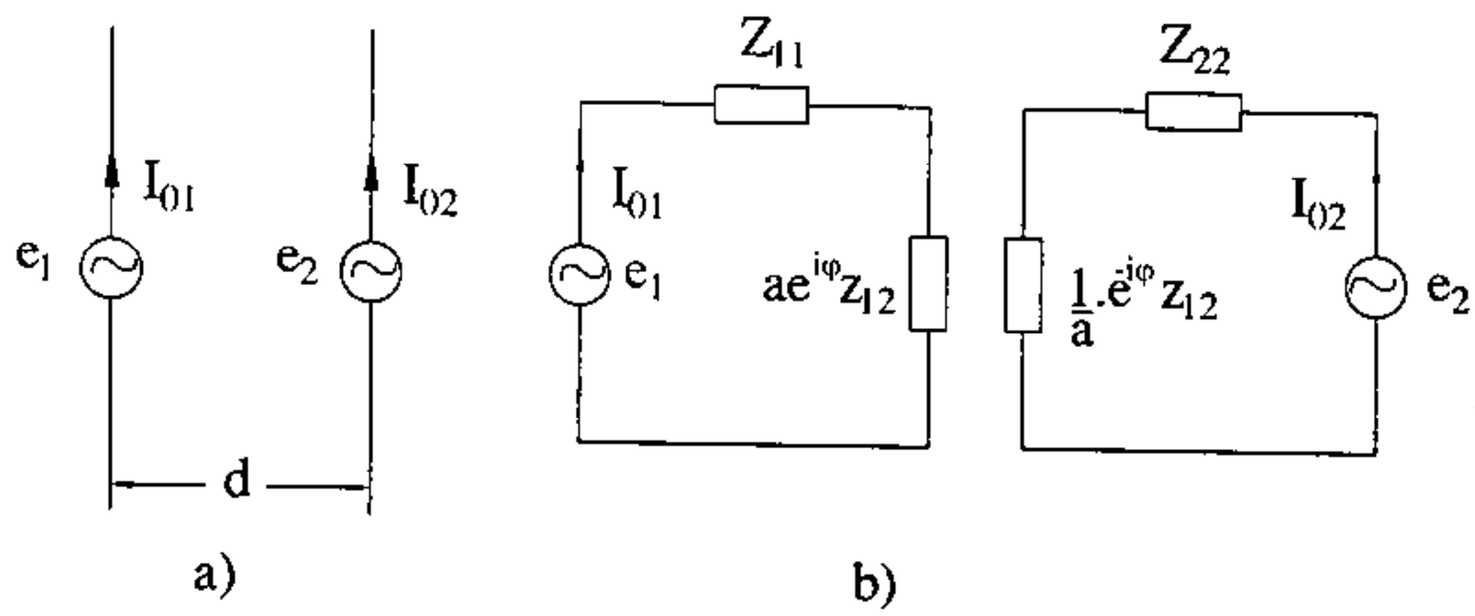
$$\frac{I_{02}}{I_{01}} = ae^{i\psi} \tag{6.17}$$

ta nhận được:

$$\left.\begin{aligned} Z_{v1} &= \frac{e_1}{I_{01}} = Z_{11} + ae^{i\psi}Z_{12} \\ Z_{v2} &= \frac{e_2}{I_{02}} = Z_{22} + \frac{1}{a}e^{-i\psi}Z_{12} \end{aligned}\right\} \tag{6.18}$$

Theo (6.18), trở kháng vào của mỗi chấn tử trong hệ hai chấn tử sẽ bằng *trở kháng riêng* của mỗi chấn tử cộng với *trở kháng phản ảnh* của chấn tử kia vào nó. Trường hợp dòng điện của hai chấn tử có biên độ và pha khác nhau thì trở kháng phản ảnh cũng khác nhau. Trị số của trở kháng phản ảnh phụ thuộc vào tỷ số dòng điện và các kích thước hình học của hệ thống. Nếu dòng điện của hai chấn tử có biên độ và pha giống nhau ($ae^{i\psi} = 1$) thì trở kháng phản ảnh bằng trở kháng tương hỗ.

Theo (6.18) có thể thiết lập sơ đồ tương đương của hệ hai chấn tử ghép như ở hình 6.2.



Hình 6.2.

Để tính trở kháng bức xạ của hệ hai chấn tử cần xác định công suất bức xạ của hệ thống. Nếu biểu thị trở kháng riêng và trở kháng tương hỗ dưới dạng phức:

$$\left.\begin{aligned} Z_{11} &= R_{11} + iX_{11} \\ Z_{22} &= R_{22} + iX_{22} \\ Z_{12} &= R_{12} + iX_{12} \end{aligned}\right\} \tag{6.19}$$

thì sau khi thay (6.19) vào (6.18) và tách riêng phần thực phần ảo sẽ nhận được:

$$Z_{v1} = R_{11} + a(R_{12}\cos\psi - X_{12}\sin\psi) + i\left[X_{11} + a(R_{12}\sin\psi + X_{12}\cos\psi)\right]$$

$$Z_{v2} = R_{22} + \frac{1}{a}(R_{12}\cos\psi + X_{12}\sin\psi) + i\left[X_{22} - \frac{1}{a}(R_{12}\sin\psi - X_{12}\cos\psi)\right] \quad (6.20)$$

Nếu ở đầu vào các chấn tử có mắc điện kháng liên tiếp để điều chỉnh thì trong các công thức (6.20) cần thay điện kháng riêng X_{11} bởi tổng $X_{11} + X_{1dc}$ và X_{22} bởi tổng $X_{22} + X_{2dc}$ (trong đó, X_{1dc} và X_{2dc} là các điện kháng điều chỉnh mắc vào chấn tử *1* và *2*, các điện kháng này không tham gia vào quá trình bức xạ của chấn tử).

Nếu coi hiệu suất bức xạ của các chấn tử bằng 1 thì công suất của máy phát cung cấp cho chấn tử *1* và bức xạ bởi chấn tử được xác định theo (6.16) bằng:

$$P_{\Sigma 1} = \frac{I_{01}I_{01}^*}{2}\left[R_{11} + a\left(R_{12}\cos\psi - X_{12}\sin\psi\right)\right] \quad (6.21)$$

Công suất của máy phát cung cấp cho chấn tử *2* và bức xạ bởi chấn tử bằng:

$$P_{\Sigma 2} = \frac{I_{02}I_{02}^*}{2}\left[R_{22} + \frac{1}{a}\left(R_{12}\cos\psi + X_{12}\sin\psi\right)\right] \quad (6.22)$$

Công suất bức xạ của hệ thống sẽ bằng tổng các công suất bức xạ riêng rẽ, nghĩa là:

$$P_{\Sigma} = P_{\Sigma 1} + P_{\Sigma 2} = \frac{I_{01}I_{01}^*}{2}\left[R_{11} + a^2R_{22} + 2aR_{12}\cos\psi\right] \quad (6.23)$$

Căn cứ vào (6.23) có thể các định điện trở bức xạ của hệ hai chấn tử, tính theo dòng điện ở điểm cấp điện của chấn tử 1

$$R_{\Sigma 0} = R_{11} + a^2R_{22} + a_2R_{12}\cos\psi \quad (6.24)$$

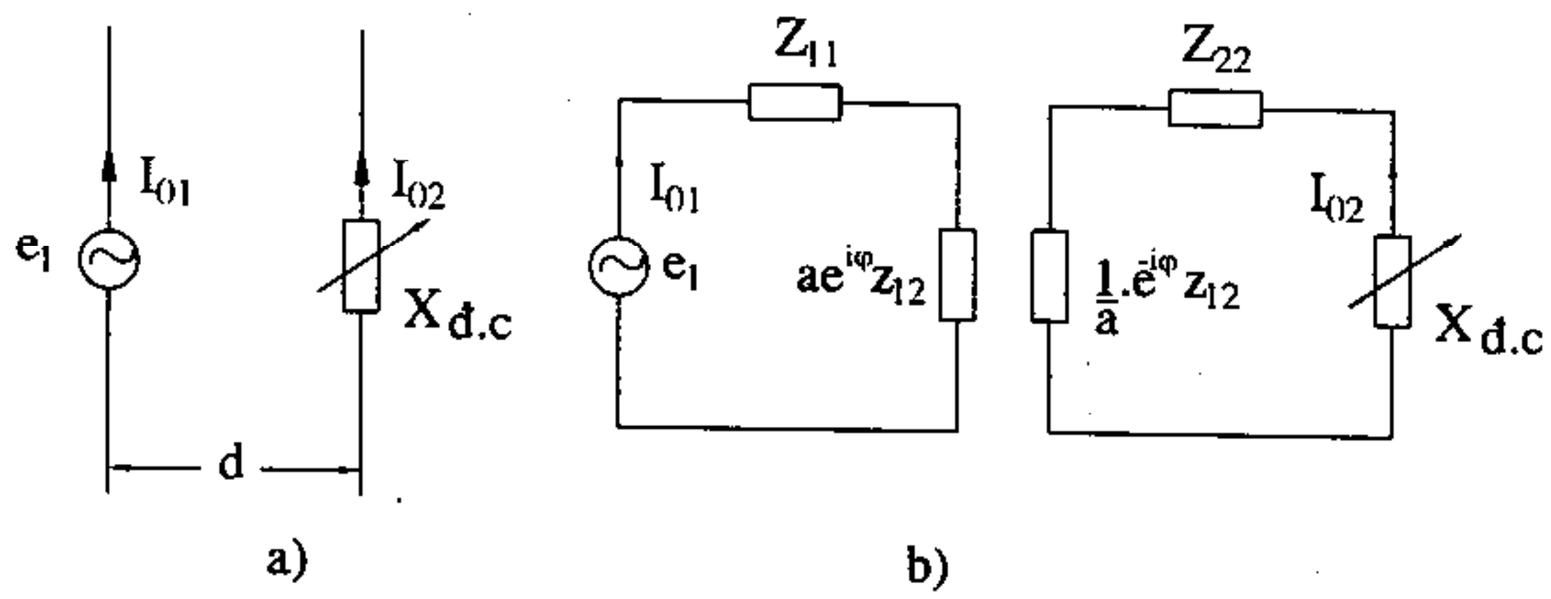
Từ (6.24) ta thấy điện trở bức xạ của hệ hai chấn tử không phụ thuộc vào điện kháng riêng và điện kháng tương hỗ của hai chấn tử.

§6.3. CHẤN TỬ THỤ ĐỘNG VÀ CHẤN TỬ CHỦ ĐỘNG

Trong các hệ anten phức tạp gồm nhiều chấn tử, có thể có chấn tử được nối với nguồn (máy phát) và những chấn tử không nối với nguồn. Chấn tử nối với nguồn được gọi là chấn tử chủ động (hay chấn tử nguồn), còn chấn tử không nối với nguồn được gọi là chấn tử thụ động. Khi ấy chấn tử thụ động sẽ cảm ứng trường của chấn tử nguồn, trên đó sẽ phát sinh dòng điện cảm ứng; và chấn tử thụ động lại trở thành phần tử bức xạ tương tự như các phần tử chủ động khác. Để xác định trường bức xạ thứ cấp của chấn tử thụ động, cần biết biên độ và pha của dòng cảm ứng trên đó.

Ta hãy khảo sát hệ hai chấn tử, trong đó có một chấn tử chủ động và một chấn tử thụ động. Vì dòng điện trên chấn tử thụ động được tạo thành do cảm ứng trường của chấn tử chủ động nên biên độ và pha của dòng này phụ thuộc vào khoảng cách giữa hai chấn tử, vào tổng trở kháng của chấn tử thụ động. Trở kháng này có thể điều chỉnh được

bằng cách mắc ở đầu vào chấn tử thụ động một điện kháng biến đổi được. Sơ đồ chấn tử và mạch tương đương của chúng được vẽ ở hình 6.3.



Hình 6.3.
a) chấn tử ghép; b) sơ đồ tương đương.

Để tính dòng điện trong chấn tử thụ động, ta áp dụng hệ phương trình Kirchhoff (6.9) và chú ý trong trường hợp này $e_2 = 0$.

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= I_{01}Z_{11} + I_{02}Z_{12} \\ 0 &= I_{02}\left(Z_{22} + iX_{2dc}\right) + I_{01}Z_{21} \end{aligned}\right\} \tag{6.25}$$

X_{2dc} là điện kháng điều chỉnh mắc ở đầu vào chấn tử thụ động. Từ phương trình hai của (6.25) ta rút ra được:

$$\frac{I_{02}}{I_{01}} = -\frac{Z_{12}}{Z_{22} + iX_{2dc}} \tag{6.26}$$

Công thức (6.26) biểu thị quan hệ dòng điện trong chấn tử thụ động và chấn tử nguồn. So sánh với (6.17) ta nhận được:

$$a = \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{22}^2 + (X_{22} + X_{2dc})^2}} \tag{6.27}$$

$$\psi = \pi + \operatorname{arctg}\frac{X_{12}}{R_{12}} - \operatorname{arctg}\frac{X_{22} + X_{2dc}}{R_{22}} \tag{6.28}$$

Thay (6.26) vào (6.25) ta nhận được biểu thức để tính tổng trở kháng vào của chấn tử nguồn.

$$Z_{v1} = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + iX_{2d.c}} \tag{6.29}$$

Theo (6.25) thì tổng trở kháng vào của chấn tử thụ động có giá trị bằng không vì $e_2 = 0$.

$$Z_{v2} = 0 \tag{6.30}$$

Điện trở bức xạ của cả hệ thống gồm chấn tử chủ động và chấn tử thụ động sẽ được xác định bởi (6.24), trong đó a và ψ được xác định theo (6.27) và (6.28).

Trường hợp $X_{2dc} = 0$ và khi $d \to 0$ ta có:

$$Z_{12} \to Z_{22}, \text{ do đó } a \approx 1 \; ; \; \psi \approx \pi$$

nghĩa là dòng điện trong hai chấn tử bằng nhau về biên độ nhưng ngược pha, bức xạ của hệ thống sẽ triệt tiêu.

§6.4. TRỞ KHÁNG TƯƠNG HỖ CỦA CHẤN TỬ THẲNG VÀ ANTEN DÂY CÓ HÌNH DẠNG TUỲ Ý (CÔNG THỨC TỔNG QUÁT)

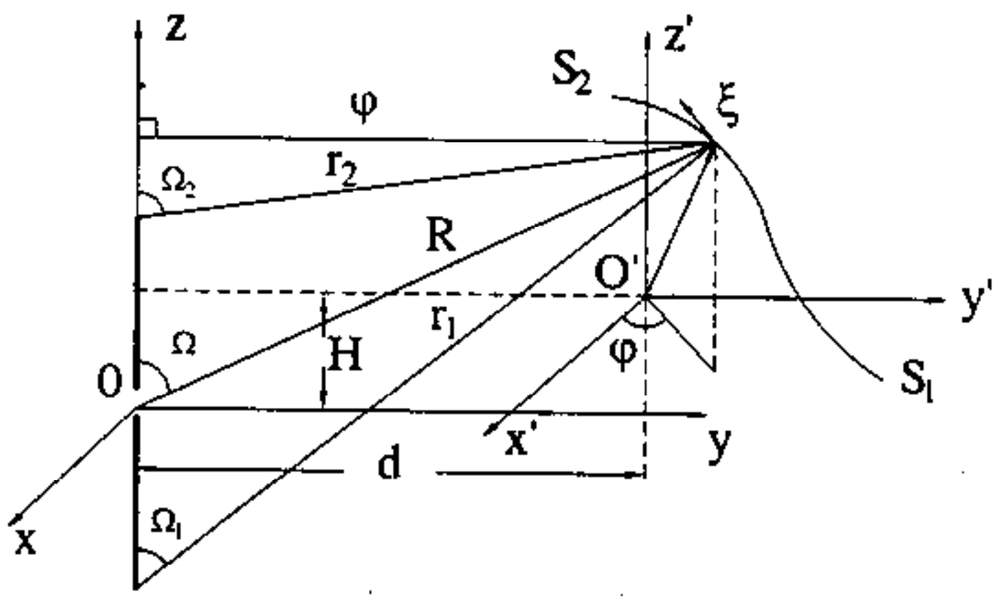
Ta khảo sát trở kháng tương hỗ của hai anten, trong đó anten *1* là chấn tử thẳng có độ dài *l*, với dòng điện phân bố theo qui luật hình sin; anten *2* là anten dây có dạng một đường cong tuỳ ý, hàm phân bố dòng điện là hàm thực đã biết $f_2(s)$:

$$f_2(s) = \frac{I_2(s)}{I_{02}} \tag{6.31}$$

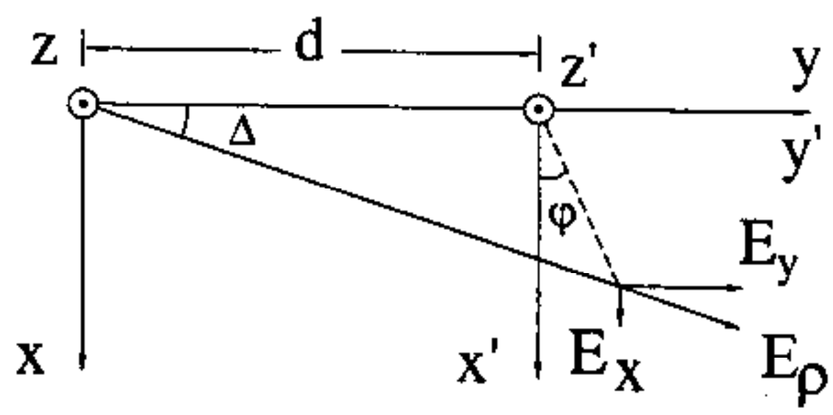
ở đây, I_{02} là dòng điện ở điểm chuẩn, thường được chọn là điểm cấp điện.

Ta thiết lập hệ tọa độ *xyz* phù hợp với anten *1*, và hệ tọa độ phụ *x'y'z'* để biểu diễn anten *2* như ở hình 6.4. Hệ tọa độ phụ được chọn sao cho các trục *O'x'*, *O'y'*, *O'z'* song song tương ứng với *Ox*, *Oy*, *Oz*; đồng thời *O'* có tọa độ (*o, d, H*), nghĩa là *y'O'z'* lệch với *yOz* một khoảng *H* theo trục *z* và một khoảng *d* theo trục *y*. Trong hệ tọa độ *x'y'z'*, anten *2* có dạng đường cong được biểu diễn bởi đầu cuối của một hàm véctơ $\bar{S}(t)$ viết dưới dạng tham số:

$$\bar{S}(t) = X(t)\bar{i}_x + Y(t)\bar{i}_y + Z(t)\bar{i}_z \tag{6.32}$$



Hình 6.4.



Hình 6.5.

Công thức (6.13) để xác định trở kháng tương hỗ của hai anten trong trường hợp này có dạng:

$$Z_{12} = -\frac{1}{I_{01}I_{02}} \int_{S_1}^{S_2} E_{21}(s) I_2(s) ds \tag{6.33}$$

ở đây, $E_{21}(s)$ – thành phần tiếp tuyến của điện trường do anten 1 tạo ra trên đoạn *ds* của anten *2*;

$I_2(s)$ – dòng điện trên anten *2*;

I_{02} – dòng điện ở điểm cấp điện.

Nếu ký hiệu $\overline{E}(s)$ là cường độ điện trường do anten 1 tạo ra tại phần tử vi phân *ds* của anten *2* thì:

$$E_{21}(s) = \overline{E}(s).\overline{\xi}(s) \tag{6.34}$$

ở đây, $\overline{\xi}(s)$ là véctơ tiếp tuyến đơn vị tại phần tử *ds*.

Các thành phần của véctơ $\overline{E}(s)$ trong hệ tọa độ vuông góc được xác định theo hình 6.5 bằng:

$$\begin{aligned} E_x &= E_\rho \sin\Delta \\ E_y &= E_\rho \cos\Delta \\ E_z &= E_z \end{aligned} \tag{6.35}$$

ở đây, E_z và E_ρ là thành phần dọc và thành phần hướng tâm của điện trường tạo bởi chấn tử ở khu gần. Các thành phần này được xác định theo công thức đối với trường ở gần chấn tử (chương 4).

Theo (6.34) có thể viết:

$$E_{21}(s) = E_x\xi_x + E_y\xi_y + E_z\xi_z \tag{6.36}$$

Thay (6.35) vào (6.36) ta nhận được:

$$E_{21}(s) = E_\rho(\xi_x \sin\Delta + \xi_y \cos\Delta) + E_z\xi_z \tag{6.37}$$

Thay E_z và E_ρ bởi (4.57) và (4.59) vào (6.37) ta có:

$$E_{21}(s) = i30I_{b1}\left\{\left[\cos\Omega_1^{-ikr_1} + \cos\Omega_2^{-ikr_2} - 2\cos\Omega\cos\frac{kl}{2} \times e^{-ikR}\right] \times \right.$$

$$\left. \times \frac{1}{\rho}\left[\xi_x \sin\Delta + \xi_y \cos\Delta\right] + \left[2\cos\frac{kl}{2}\frac{e^{-ikR}}{R} - \frac{e^{-ikr_1}}{r_1} - \frac{e^{-ikr_2}}{r_2}\right]\xi_z\right\} \tag{6.38}$$

Thay $E_{21}(s)$ bởi (6.38) và $I_2(s)$ bởi (6.31) vào (6.33) ta nhận được biểu thức đối với trở kháng tương hỗ:

$$E_{12}(s) = -i30\int_{S_1}^{S_2}\left\{\left[\cos\Omega_1^{-ikr_1} + \cos\Omega_2^{-ikr_2} - 2\cos\frac{kl}{2}\cos\Omega e^{-ikR}\right] \times \right.$$

$$\left. \times \frac{1}{\rho}\left[\xi_x \sin\Delta + \xi_y \cos\Delta\right] + \left[2\cos\frac{kl}{2}\frac{e^{-ikR}}{R} - \frac{e^{-ikr_1}}{r_1} - \frac{e^{-ikr_2}}{r_2}\right]\xi_z\right\} f_2(s)ds \tag{6.39}$$

ở đây

$$\left.\begin{aligned}
&\sin\Delta = \frac{X(t)}{\rho}\ ;\ \cos\Delta = \frac{d + Y(t)}{\rho}\\
&\xi_x = X'\frac{1}{(X'^2 + Y'^2 + Z'^2)^{1/2}}\\
&\xi_y = Y'\frac{1}{(X'^2 + Y'^2 + Z'^2)^{1/2}}\\
&\xi_z = Z'\frac{1}{(X'^2 + Y'^2 + Z'^2)^{1/2}}
\end{aligned}\right\} \qquad (6.40)$$

trong đó

$$X' = \frac{\partial X(t)}{\partial t}\ ;\quad Y' = \frac{\partial Y(t)}{\partial t}\ ;\quad Z' = \frac{\partial Z(t)}{\partial t}$$

$(X'^2 + Y'^2 + Z'^2)^{1/2} = \dfrac{ds}{dt}$ – đạo hàm của đường cong s theo t.

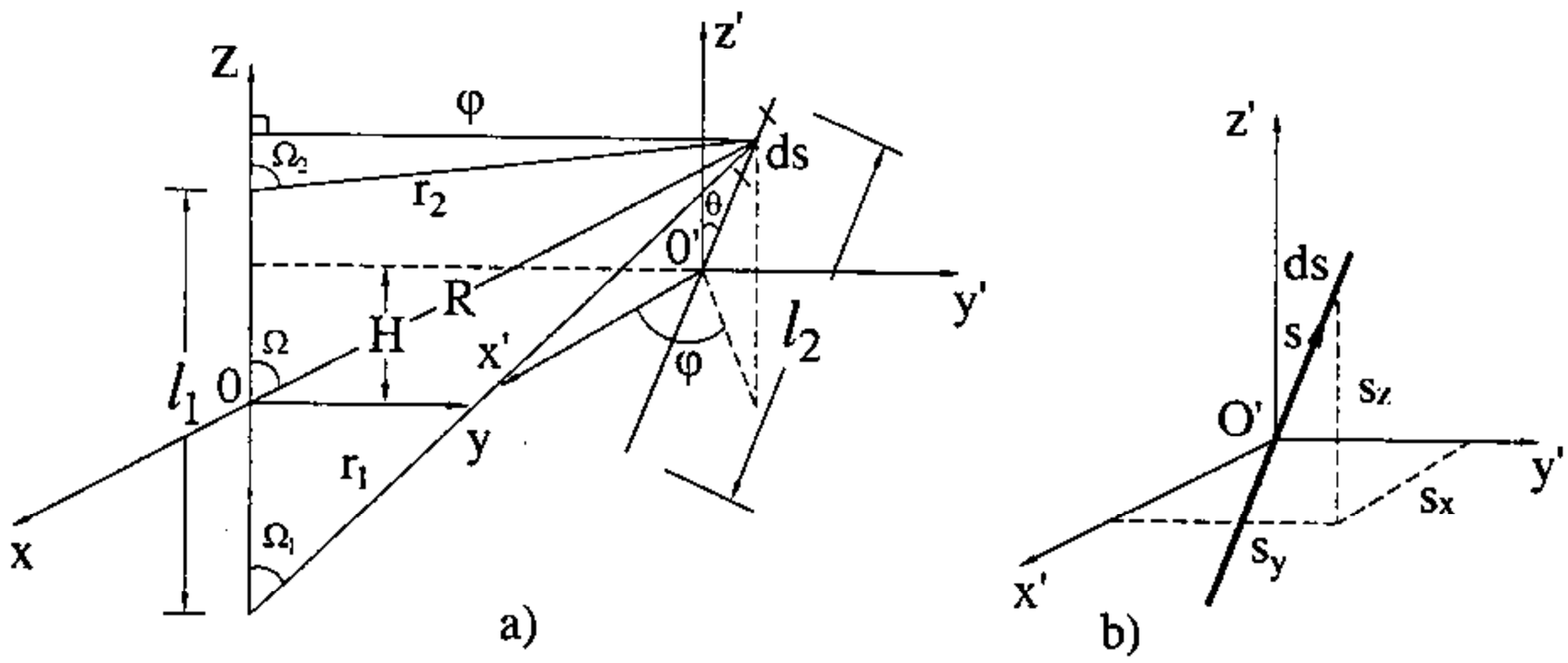
Công thức (6.39) là công thức tổng quát để tính trở kháng tương hỗ của anten dây thẳng và anten cong có dạng hình học tuỳ ý.

Sau đây sẽ khảo sát một số bài toán riêng.

§6.5. TÍNH TRỞ KHÁNG TƯƠNG HỖ CỦA HAI ANTEN TRONG CÁC TRƯỜNG HỢP CỤ THỂ

1. Trở kháng tương hỗ của hai chấn tử

Giả sử hai chấn tử có độ dài l_1 và l_2 tuỳ ý, được đặt trong không gian tự do theo các hướng bất kỳ (hình 6.6a).



Hình 6.6.

Giả thiết phân bố dòng điện trên các chấn tử có dạng sin:

$$\left.\begin{aligned} I_1(z) &= I_{b1}\sin k\left(\frac{l_1}{2} - |z|\right) \\ I_2(z) &= I_{b2}\sin k\left(\frac{l_2}{2} - |s|\right) \end{aligned}\right\} \tag{6.41}$$

Hệ tọa độ xyz và $x'y'z'$ được chọn như ở hình 6.6a.

Hàm véctơ biểu diễn chấn tử 2 được ký hiệu bởi $\bar{S}(s)$, có gốc O', và hướng dọc theo chấn tử (hình 6.6b). Ta có:

$$\bar{S} = S_x\bar{i}_x + S_y\bar{i}_y + S_z\bar{i}_z \tag{6.42}$$

ở đây

$$S_x = S\sin\theta\cos\varphi$$

$$S_y = S\sin\theta\sin\varphi$$

$$S_z = S\cos\theta$$

trong đó, S là môđun của véctơ $\bar{S}$, có giá trị bằng khoảng cách từ gốc tọa độ đến phần tử xét.

Theo hình 6.6a ta có khoảng cách từ chấn tử 1 đến phần tử khảo sát trên chấn tử 2:

$$\left.\begin{aligned} \rho &= \left[S_x^2 + (d + S_y)^2\right]^{1/2} \\ R &= \left[\rho^2 + (H + S_z)^2\right]^{1/2} \\ r_1 &= \left[\rho^2 + \left(H + S_z + \frac{l_1}{2}\right)^2\right]^{1/2} \\ r_2 &= \left[\rho^2 + \left(H + S_z - \frac{l_1}{2}\right)^2\right]^{1/2} \end{aligned}\right\} \tag{6.43}$$

và các góc Ω, Ω_1, Ω_2 được xác định từ hệ thức sau:

$$\left.\begin{aligned} \cos\Omega &= \frac{S_z + H}{R} \\ \cos\Omega_1 &= \frac{S_z + H + \frac{l_1}{2}}{r_1} \\ \cos\Omega_2 &= \frac{S_z + H - \frac{l_1}{2}}{r_2} \end{aligned}\right\} \tag{6.44}$$

Các thành phần của véctơ tiếp tuyến đơn vị $\bar{\xi}$ được xác định theo (6.40); trong trường hợp này sẽ nhận được:

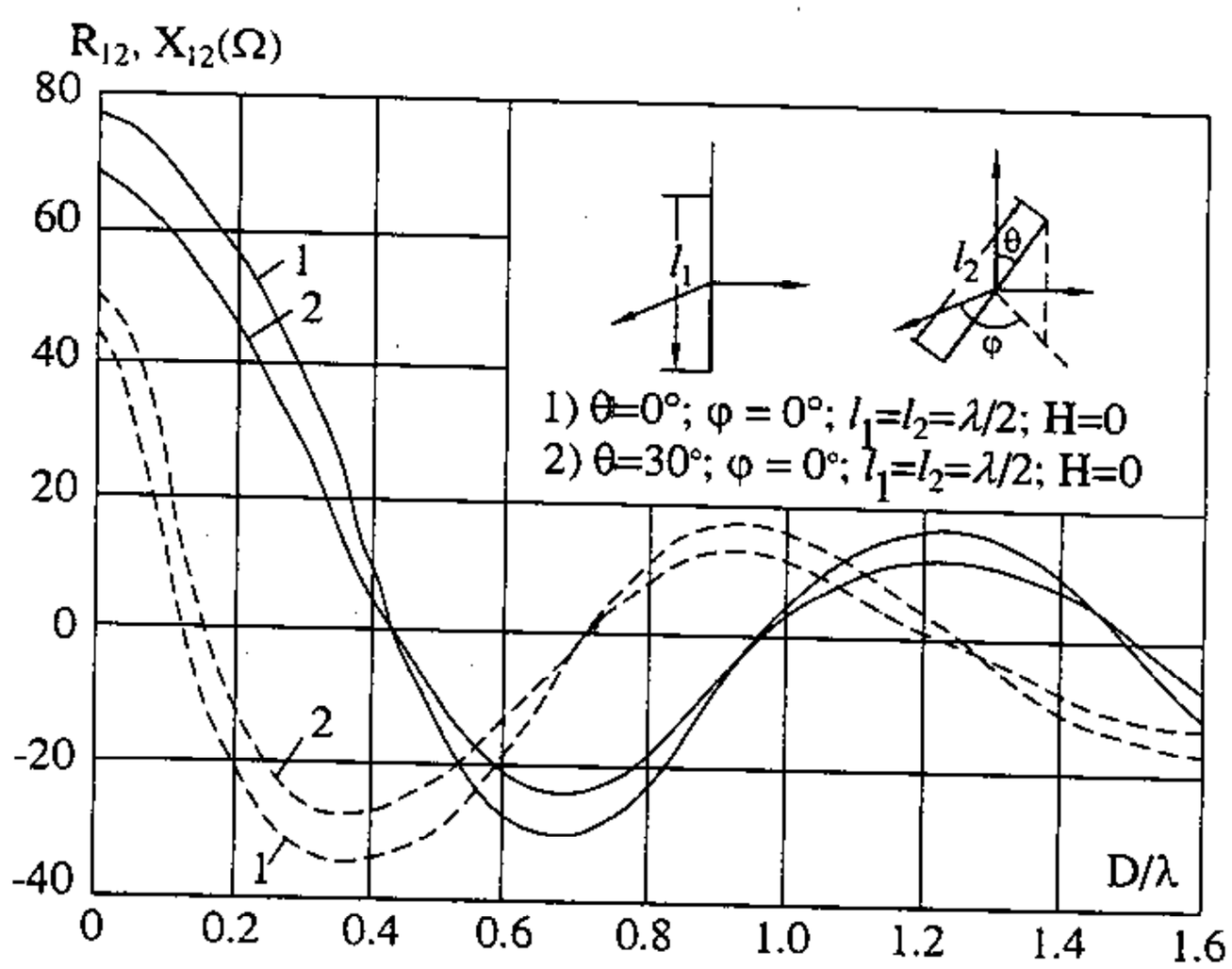
$$\left.\begin{aligned}
\xi_x &= \frac{\partial S_x}{\partial S}\frac{1}{(S'^2_x + S'^2_y + S'^2_z)^{1/2}} = \sin\theta\cos\varphi \\
\xi_y &= \frac{\partial S_y}{\partial S}\frac{1}{(S'^2_x + S'^2_y + S'^2_z)^{1/2}} = \sin\theta\sin\varphi \\
\xi_z &= \frac{\partial S_z}{\partial S}\frac{1}{(S'^2_x + S'^2_y + S'^2_z)^{1/2}} = \cos\theta
\end{aligned}\right\} \tag{6.45}$$

thay các hệ thức cần thiết vào (6.39) sẽ xác định được trở kháng tương hỗ của hai chấn tử tính theo dòng điện tại điểm bụng sóng đứng. Nếu tách riêng phần thực và phần ảo sẽ nhận được:

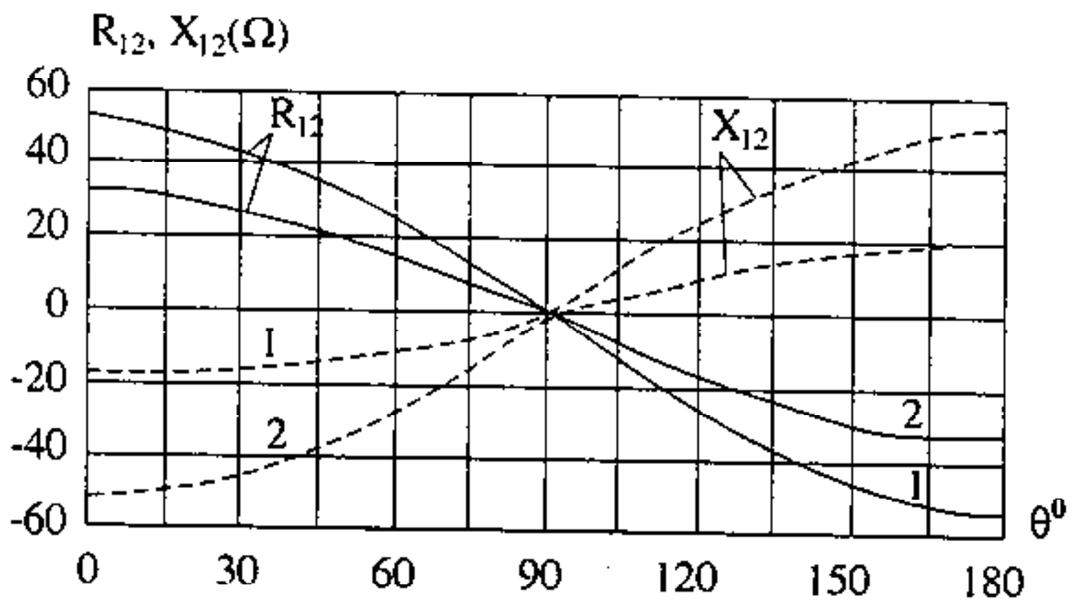
$$\begin{aligned}
R_{12} = -30 \int_{-l_2/2}^{l_2/2} \Bigg\{ \Bigg[& \frac{\sin kr_1}{r_1}\left(S_z + H + \frac{l_1}{2}\right) + \frac{\sin kr_2}{r_2} \times \\
& \times \left(S_z + H - \frac{l_1}{2}\right) - \frac{\sin kR}{R} 2\cos\frac{kl_1}{2}(S_z + H)\Bigg] \times \\
& \times \left(\frac{S_x \sin\theta\cos\varphi + (d + S_y)\sin\theta\sin\varphi}{\rho}\right) + \\
& + \left(2\cos\frac{kl_1}{2}\frac{\sin kR}{R} - \frac{\sin kr_1}{r_1} - \frac{\sin kr_2}{r_2}\right)\cos\theta\Bigg\} \sin k\left(\frac{l_2}{2} - |S|\right) ds.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
X_{12} = -30 \int_{-l_2/2}^{l_2/2} \Bigg\{ \Bigg[& \frac{\cos kr_1}{r_1}\left(S_z + H + \frac{l_1}{2}\right) + \frac{\cos kr_2}{r_2} \times \\
& \times \left(S_z + H - \frac{l_2}{2}\right) - 2\cos\frac{kl_1}{2}\frac{\cos kR}{R}(S_z + H)\Bigg] \times \\
& \times \left(\frac{S_x \sin\theta\cos\varphi + (d + S_y)\sin\theta\sin\varphi}{\rho^2}\right) + \\
& + \left(2\cos\frac{kl_1}{2}\frac{\cos kR}{R} - \frac{\cos kr_1}{r_1} - \frac{\cos kr_2}{r_2}\right)\cos\theta\Bigg\} \sin k\left(\frac{l_2}{2} - |S|\right) ds
\end{aligned} \tag{6.46}$$

Một số kết quả tính toán trở kháng tương hỗ của hai chấn tử theo công thức (6.46) được vẽ ở các hình 6.7 đến 6.14. Để đảm bảo độ chính xác khi tính bằng máy tính, số bước khi lấy tích phân từ $-\frac{l_2}{2} \div \frac{l_2}{2}$ cần chọn lớn hơn $80\frac{l_2}{\lambda}$.

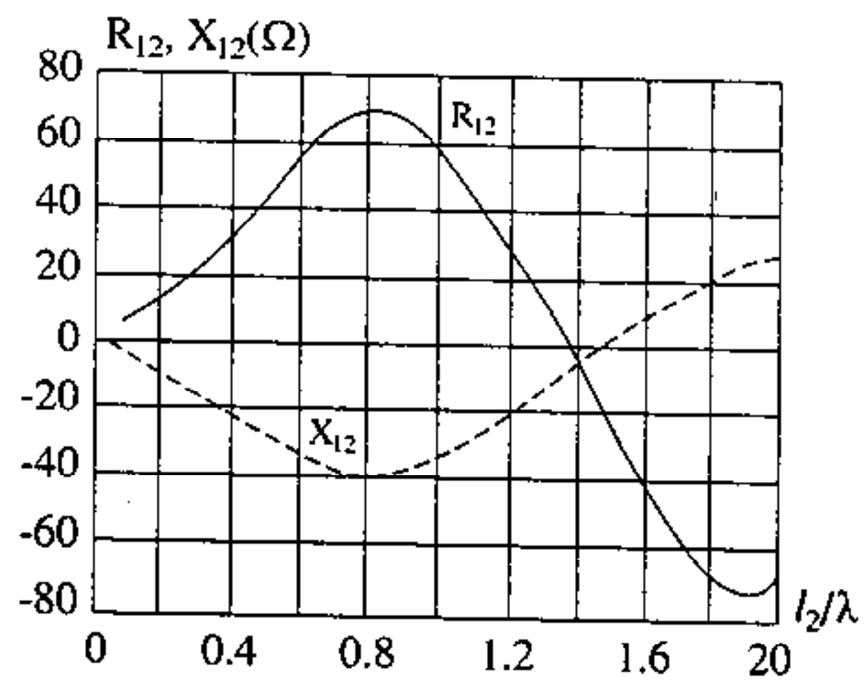


Hình 6.7. **Sự phụ thuộc của trở kháng tương hỗ R_{12}, X_{12} của hai chấn tử với khoảng cách D/λ.**



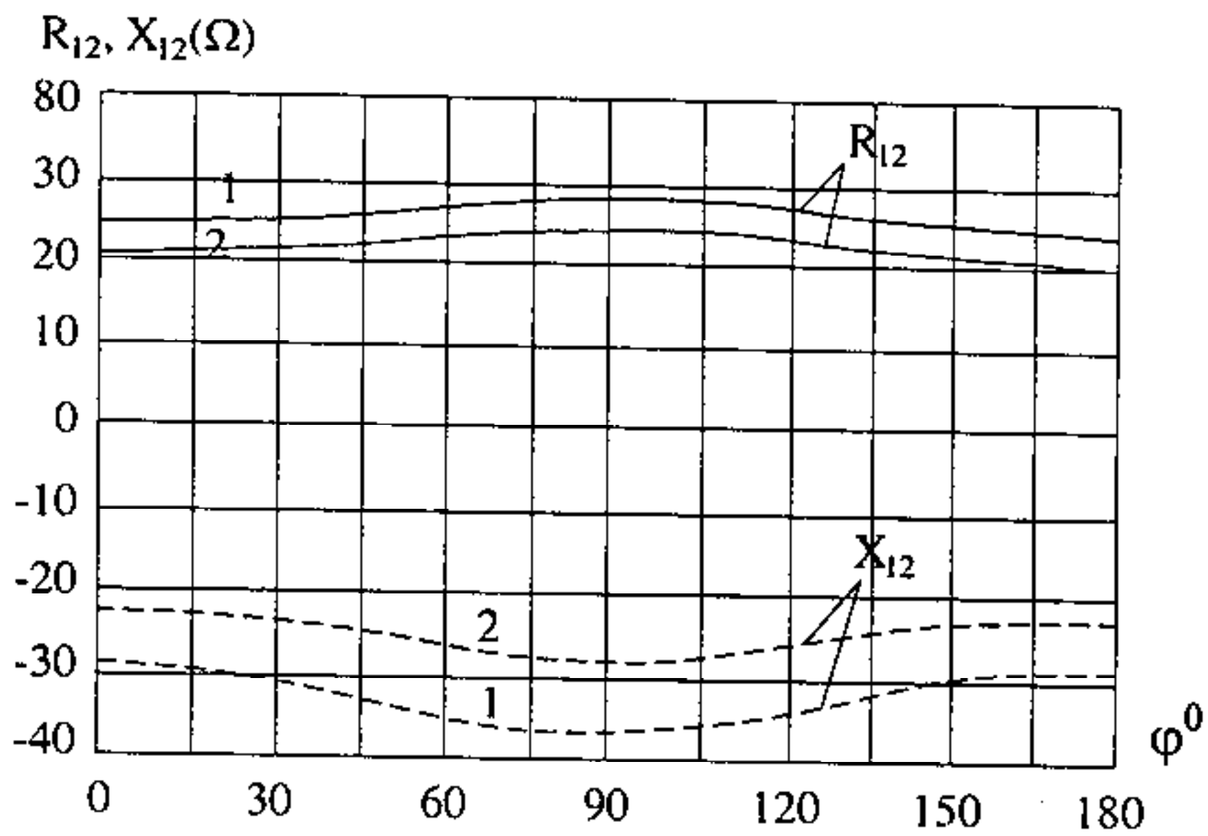
Hình 6.8. **Sự phụ thuộc của trở kháng tương hỗ R_{12}, X_{12} của hai chấn tử với góc nghiêng θ:**

1. $\varphi = 0$; $l_1 = l_2 = 0{,}5\lambda$; $H = 0$; $d = 0{,}2\lambda$.
2. $\varphi = 0$; $l_1 = l_2 = 0{,}25\lambda$; $H = 0$; $d = 0{,}3\lambda$.



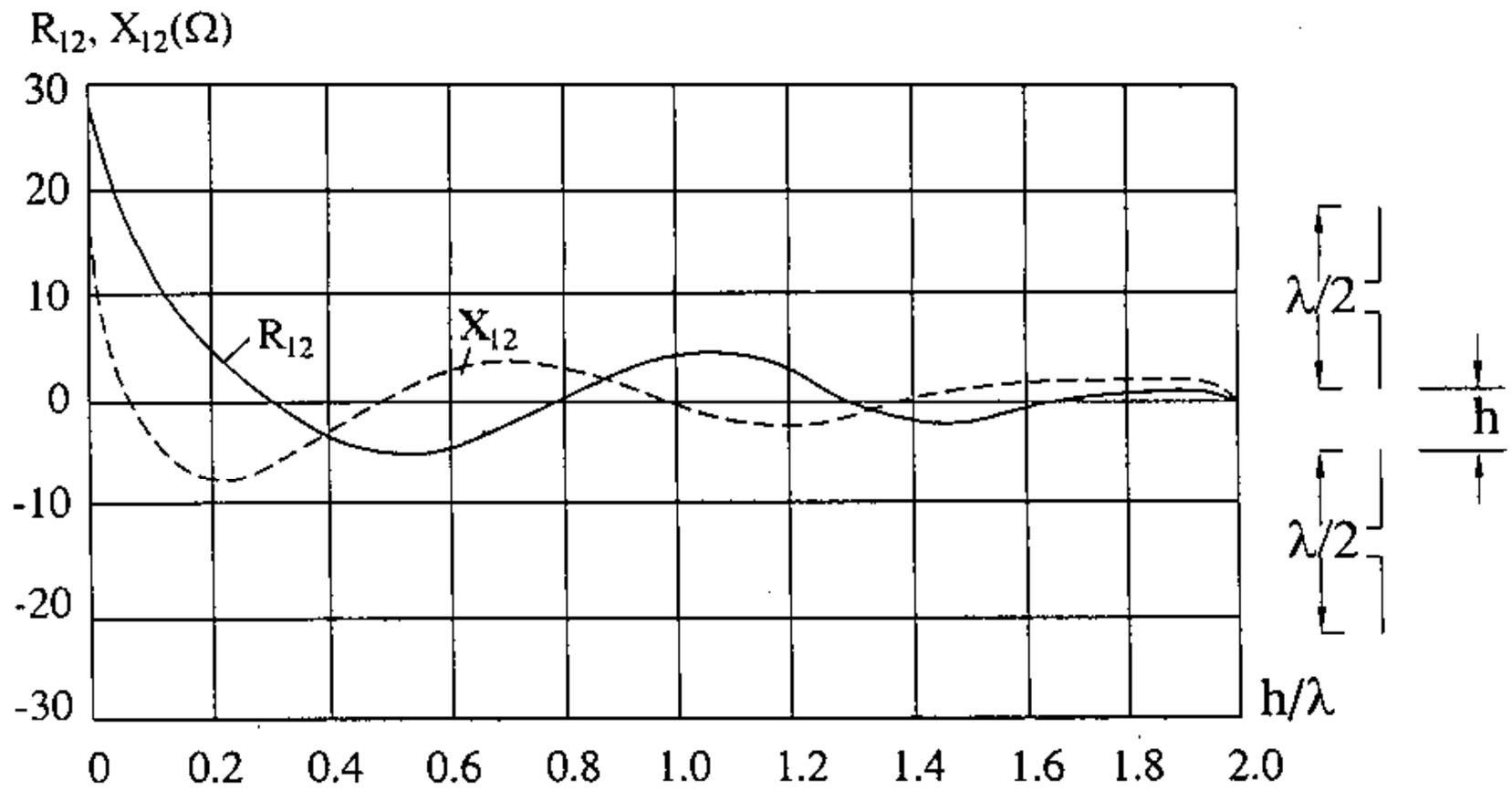
Hình 6.9. **Sự phụ thuộc của trở kháng tương hỗ R_{12}, X_{12} vào chiều dài của chấn tử thứ hai (l_2/λ):**

$\theta = 0$; $\varphi = 0$; $l_1/2 = 0{,}25\lambda$; $d = 0{,}25\lambda$; $H = 0$.

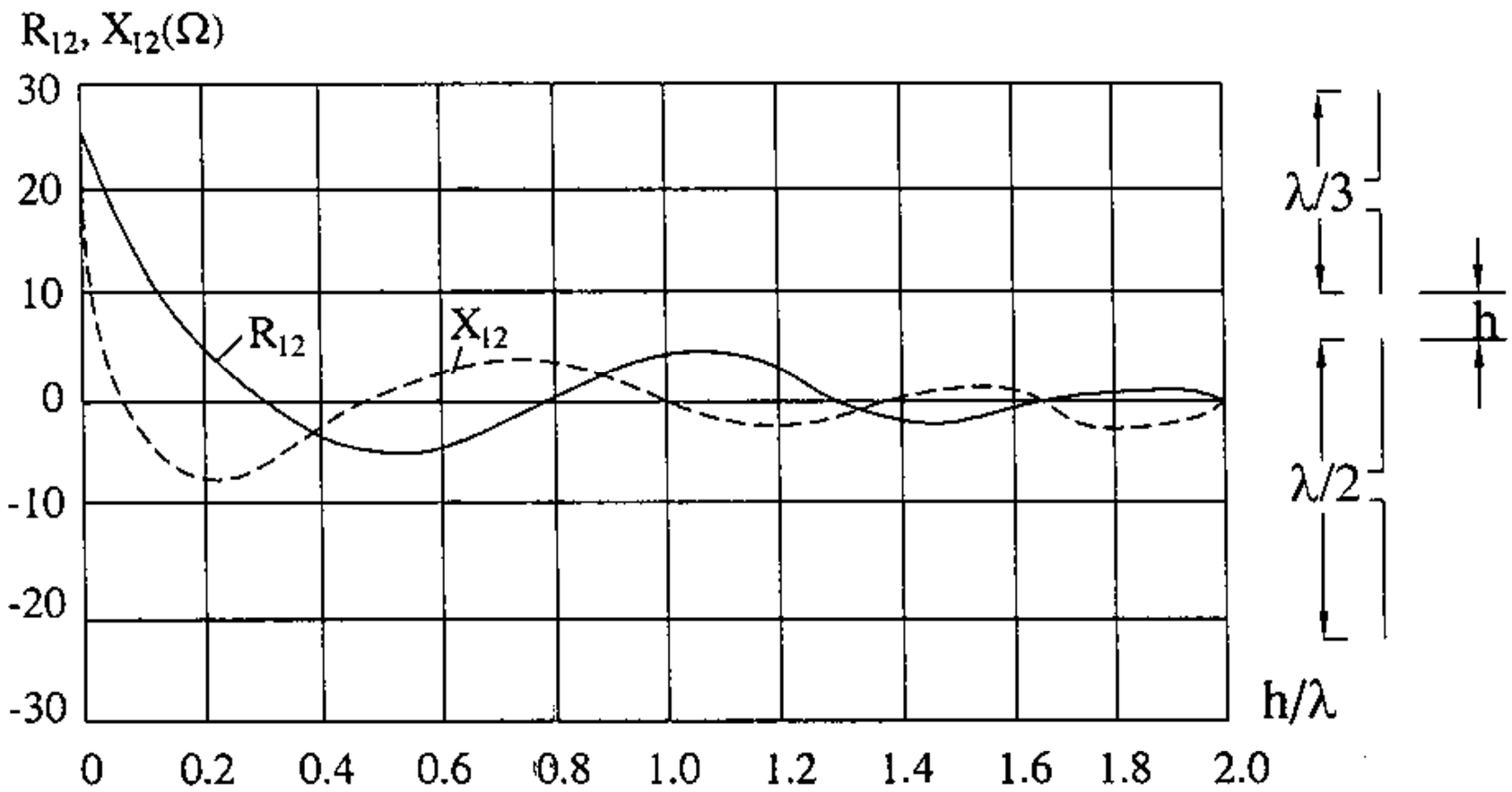


Hình 6.10. **Sự phụ thuộc của R_{12}, X_{12} vào góc φ**

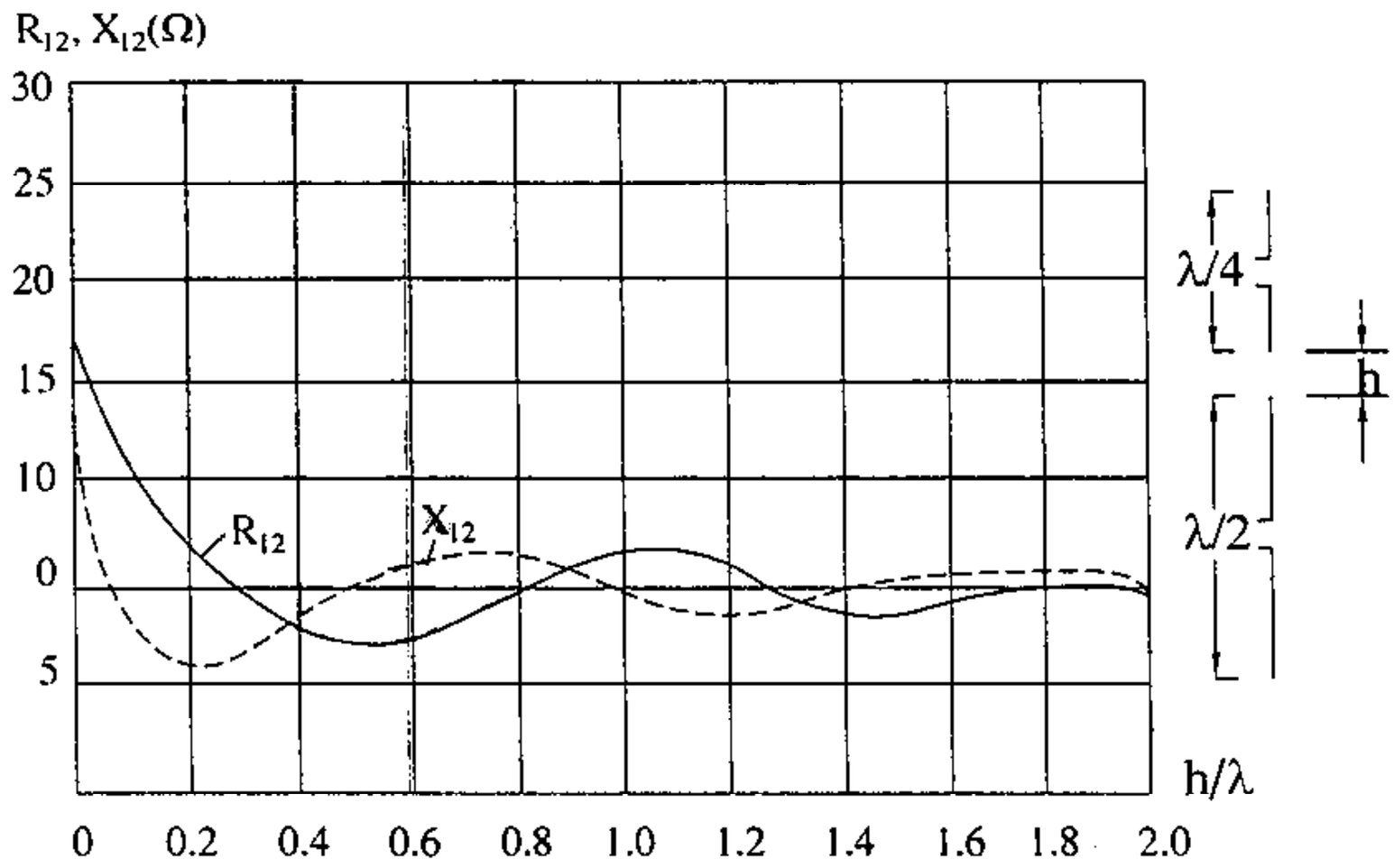
1. $l_1 = l_2 = 0{,}5\lambda$; $\theta = 30^0$; $d = 0{,}3\lambda$; $H = 0$
2. $l_1 = 0{,}4\lambda$; $l_2 = 0{,}6\lambda$; $\theta = 30^0$; $d = 0{,}3\lambda$; $H = 0$.



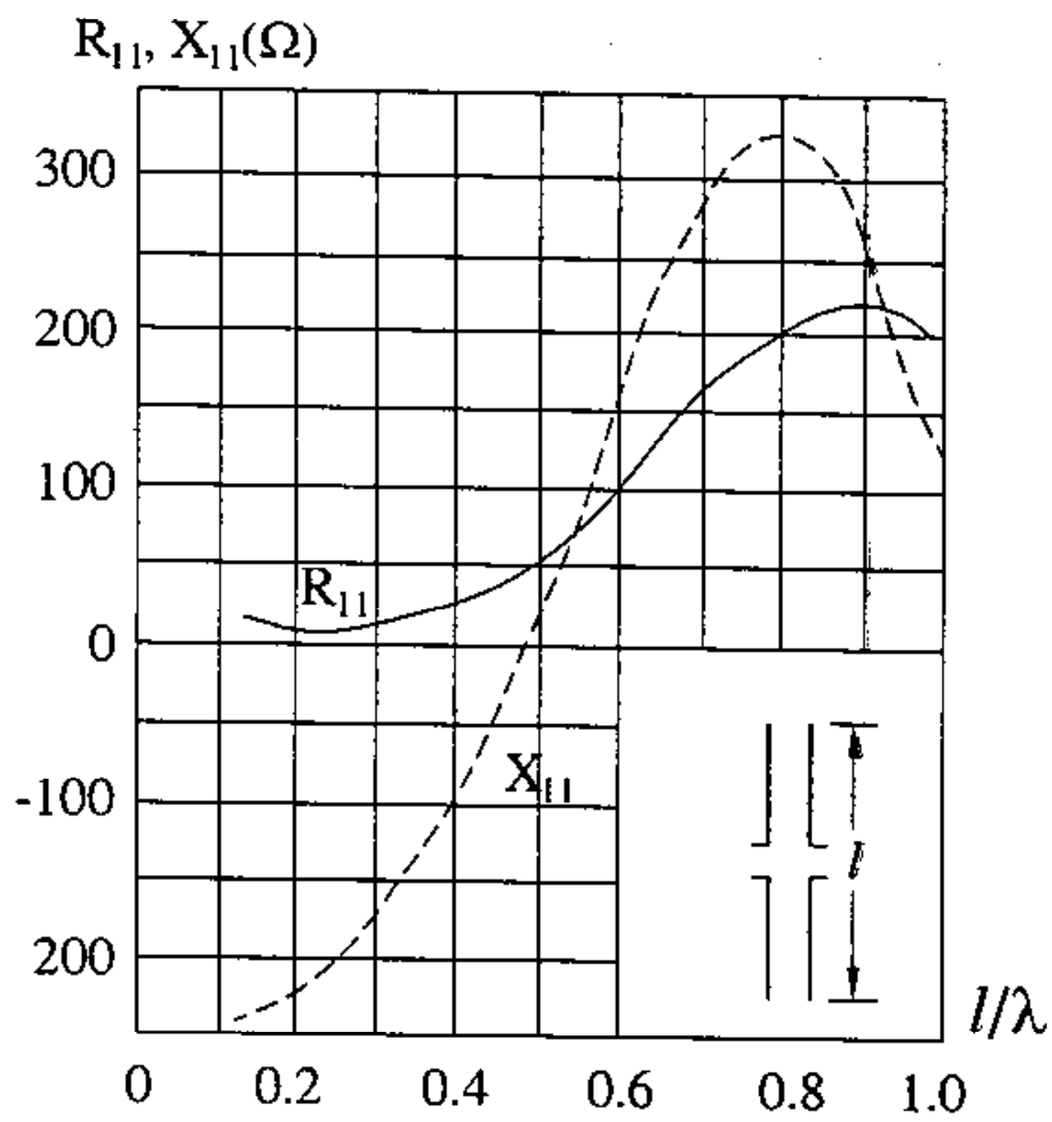
Hình 6.11. **Sự phụ thuộc của trở kháng tương hỗ của hai chấn tử nửa sóng với khoảng cách *h*/λ, khi *d* = 0.**



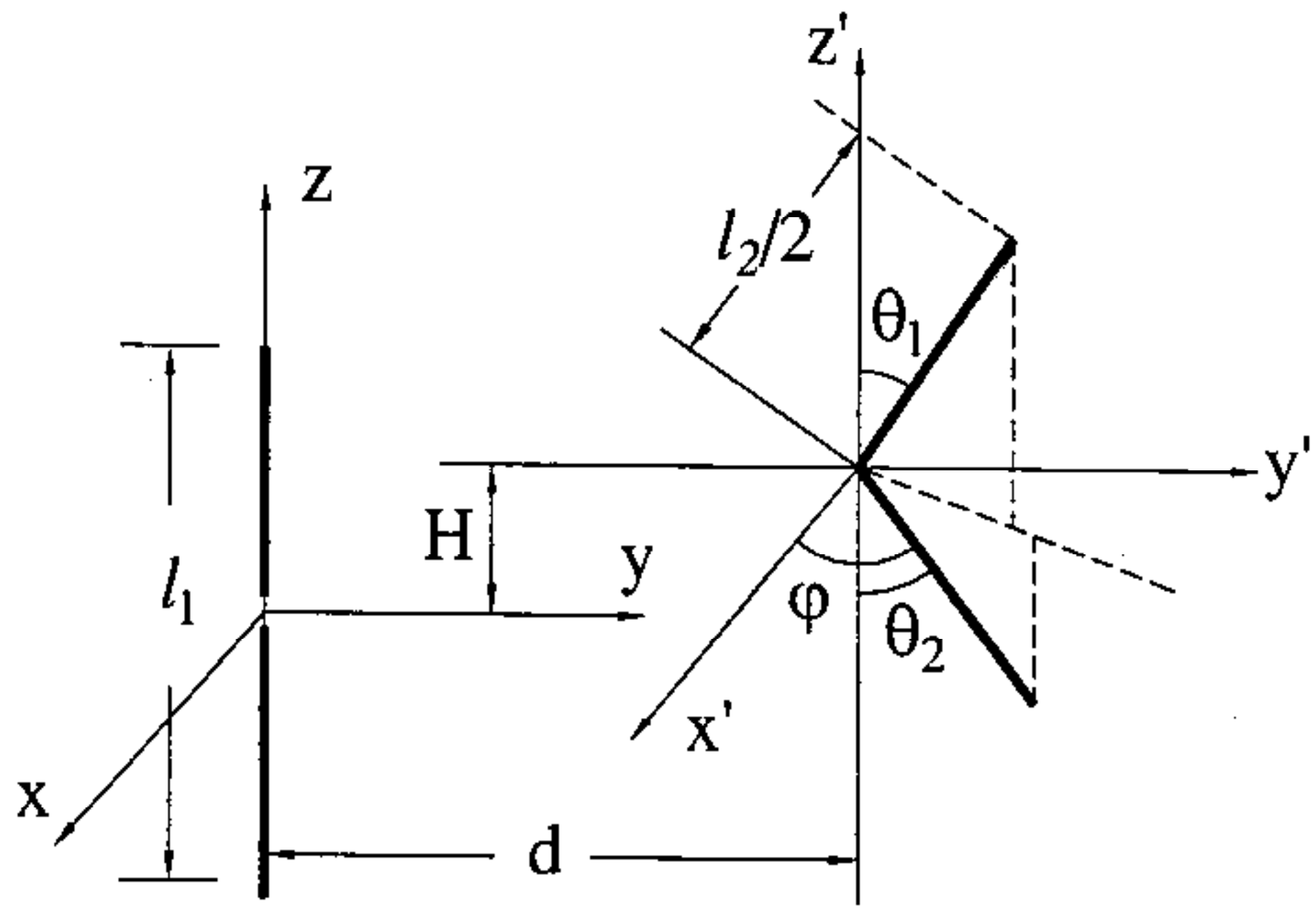
Hình 6.12. **Sự phụ thuộc của trở kháng tương hỗ của hai chấn tử có độ dài khác nhau với khoảng cách *h*/λ, khi *d* = 0.**



Hình 6.13. **Sự phụ thuộc của trở kháng tương hỗ của hai chấn tử có độ dài khác nhau với khoảng cách *h*/λ, khi *d* = 0.**



Hình 6.14. **Sự phụ thuộc của trở kháng riêng R_{11}, X_{11} của chấn tử vào chiều dài l (tính theo công thức (5.46), khi cho $l_1 = l_2$, $d \approx 0$).**



Hình 6.15.

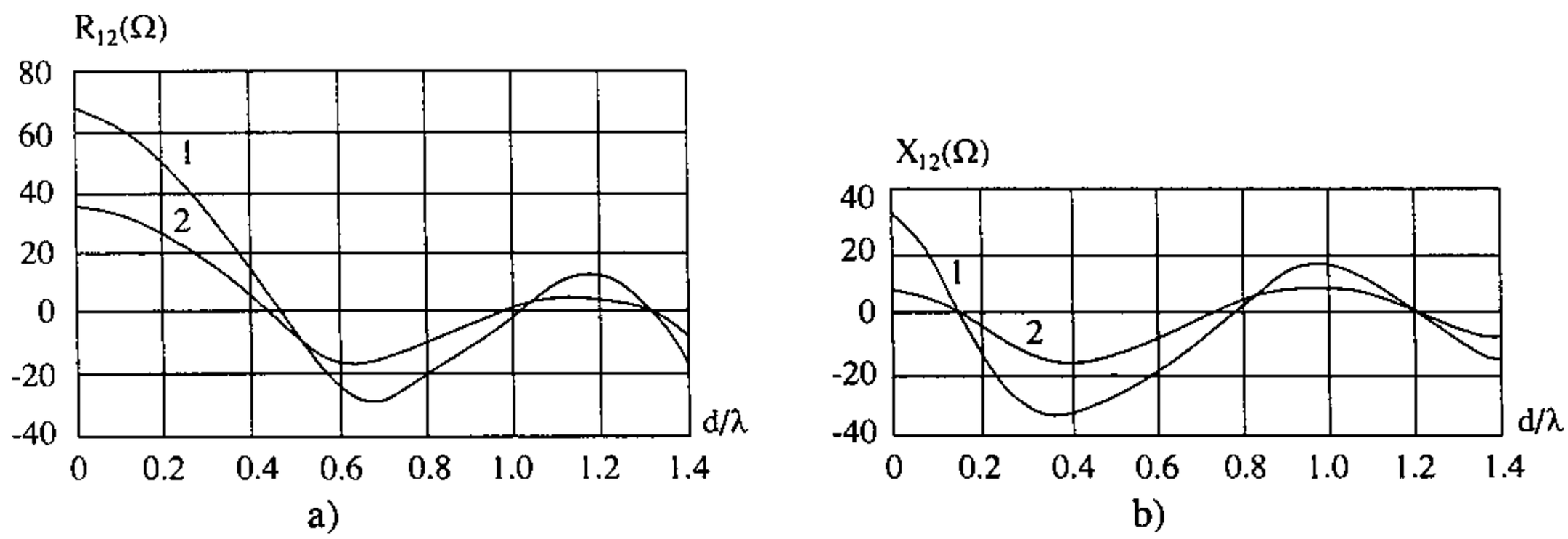
Công thức tổng quát để tính trở kháng tương hỗ của hai chấn tử thẳng bất kỳ, sắp xếp tuỳ ý trong không gian được giới thiệu ở phụ lục 6.

Tại phụ lục 7 có giới thiệu chương trình MATLAB để tính trở kháng tương hỗ giữa hai chấn tử thẳng đặt song song và trở kháng tương hỗ giữa chấn tử thẳng và anten khung tròn.

Công thức (6.46) cho phép tính trở kháng tương hỗ không chỉ đối với hai chấn tử thẳng mà còn có thể sử dụng tính trở kháng tương hỗ giữa chấn tử thẳng và chấn tử hình V. Khi ấy, cần chú ý tách tích phân theo chiều dài anten 2 làm hai tích phân, có cận từ $0 \div \frac{l}{2}$ và từ $-\frac{l}{2} \div 0$.

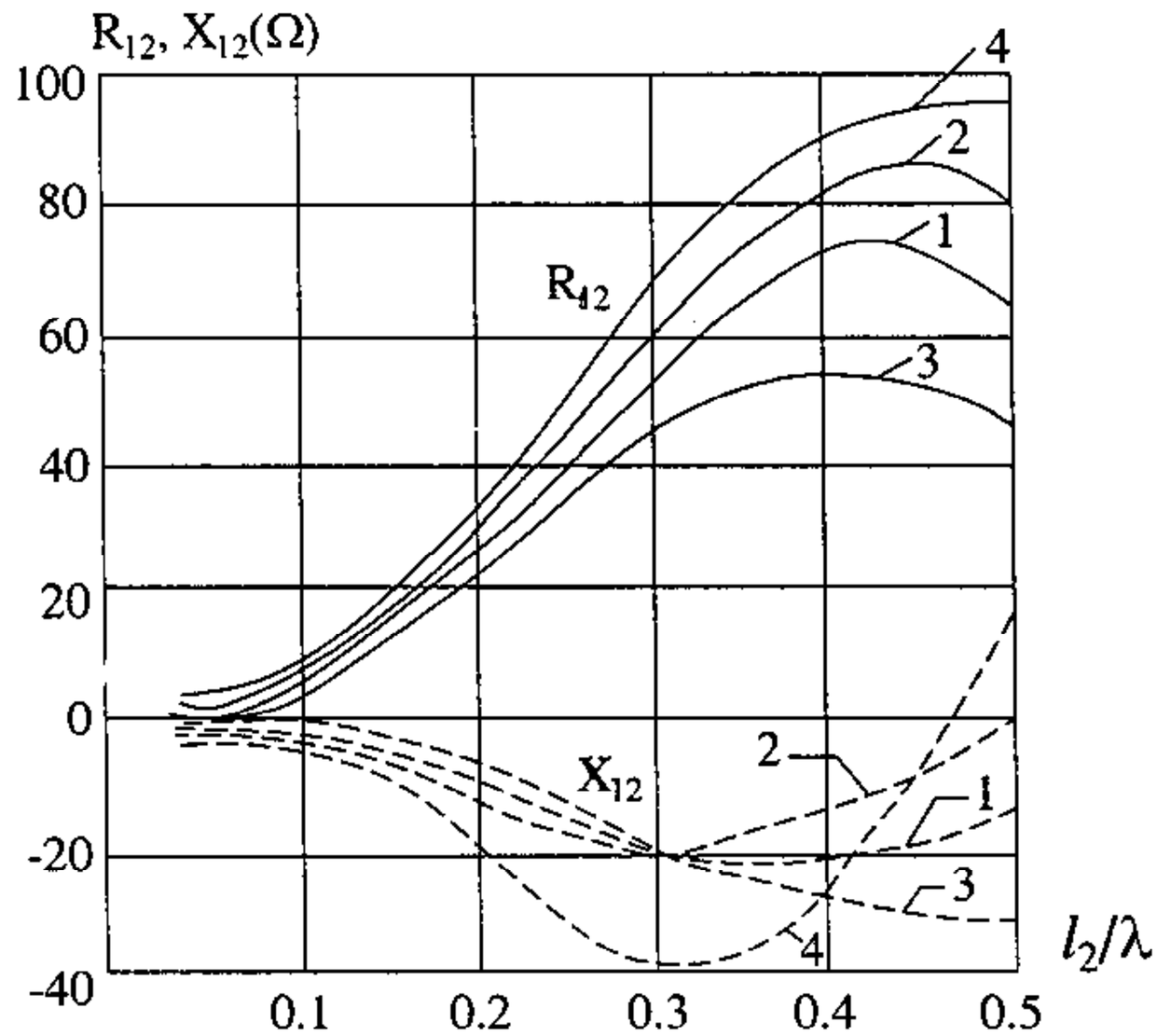
Ở tích phân thứ nhất, góc θ được lấy bằng θ_1, còn ở tích phân thứ hai góc $\theta = \pi - \theta_2$ (hình 6.15).

Một số kết quả tính trở kháng tương hỗ của chấn tử thẳng và chấn tử hình *V* được vẽ ở các hình 6.16 và 6.17.



Hình 6.16. **Trở kháng tương hỗ R_{12} X_{12} của chấn tử thẳng và chấn tử hình *V* đối với các khoảng cách khác nhau:**

1. $\theta_1 = 30°$; $\theta_2 = -30°$; $\varphi = 0$; $l_1 = l_2 = 0{,}5\lambda$; $H = 0$.
2. $\theta_1 = 60°$; $\theta_2 = -60°$; $\varphi = 0$; $l_1 = l_2 = 0{,}5\lambda$; $H = 0$.



Hình 6.17. **Sự biến đổi của trở kháng tương hỗ R_{12}, X_{12} của chấn tử thẳng và anten hình *V* khi chiều dài của anten hình *V* thay đổi: $\theta_1 = 30°$; $\theta_2 = -30°$; $l_1 = 0{,}5\lambda$; $d = 0{,}2\lambda$; $H = 0$;**

1) $\varphi = 0°$; 2) $\varphi = 30°$; 3) $\varphi = -30°$; 4) $\varphi = 90°$.

2. Trở kháng tương hỗ của chấn tử thẳng và anten khung tròn

Cho anten *1* là chấn tử thẳng, có độ dài l_1, anten *2* là khung dây tròn bán kính *a*. Chọn hệ toạ độ $x'y'z'$ sao cho gốc toạ độ trùng với tâm vòng tròn, còn mặt phẳng của khung là mặt phẳng chứa trục z' (φ = const). Điểm cấp điện được chọn ứng với $\theta = \dfrac{\pi}{2}$.

Trong trường hợp này hàm véctơ để biểu diễn anten 2 được viết dưới dạng:

$$\bar{S}(t) = \bar{S}(\theta) = a\sin\theta\cos\varphi\bar{i}_x + a\sin\theta\sin\varphi\bar{i}_y + a\cos\theta\bar{i}_z \tag{6.47}$$

Các thành phần của véctơ tiếp tuyến đơn vị $\bar{\xi}$ được xác định theo (6.40), trong trường hợp này có giá trị bằng:

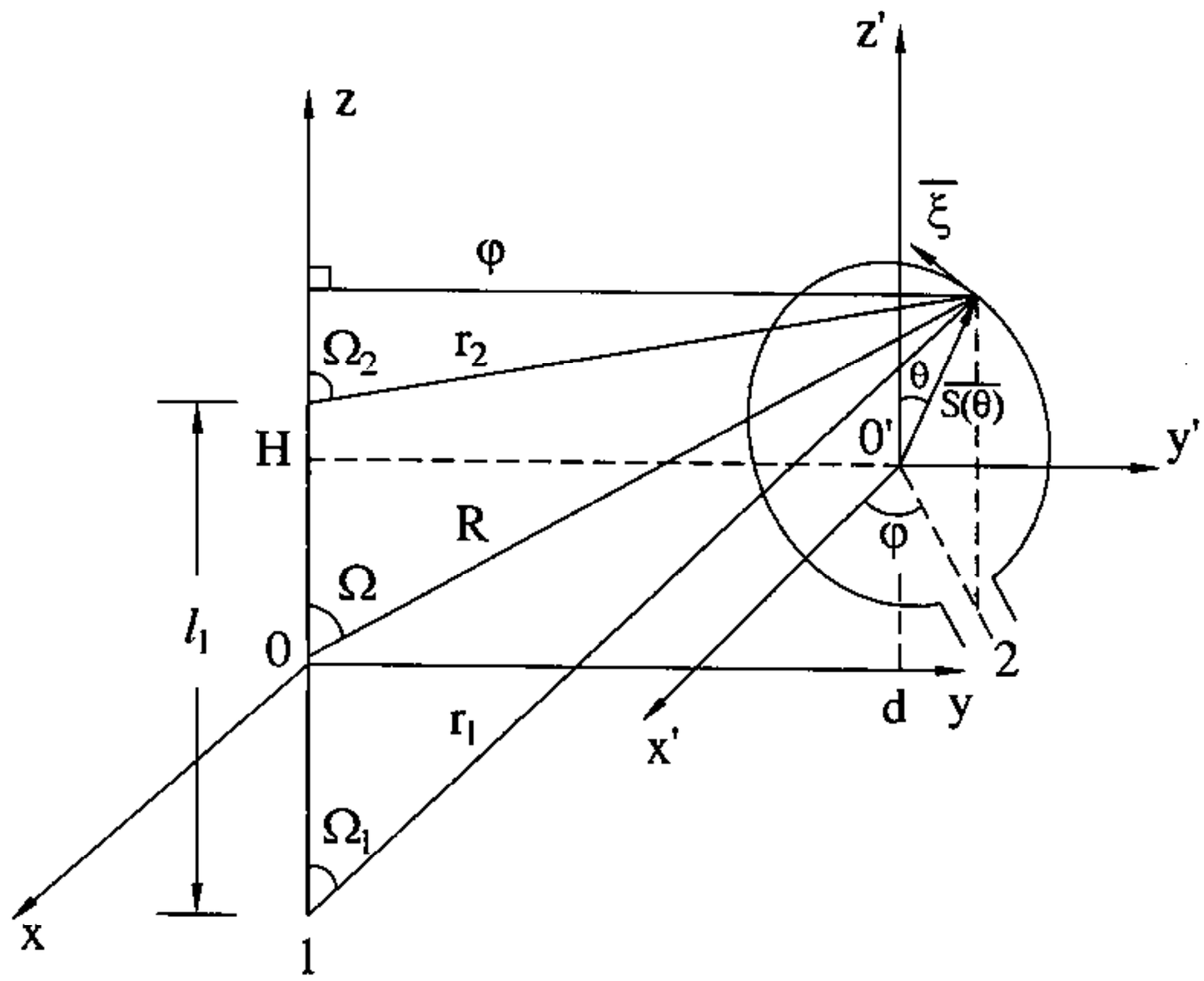
$$\left.\begin{aligned}
\xi_x &= \frac{\partial S_x}{\partial\theta}\frac{1}{(S'^2_x + S'^2_y + S'^2_z)^{1/2}} = -\cos\theta\cos\varphi \\
\xi_y &= \frac{\partial S_y}{\partial\theta}\frac{1}{(S'^2_x + S'^2_y + S'^2_z)^{1/2}} = -\cos\theta\sin\varphi \\
\xi_z &= \frac{\partial S_z}{\partial\theta}\frac{1}{(S'^2_x + S'^2_y + S'^2_z)^{1/2}} = \sin\theta
\end{aligned}\right\} \tag{6.48}$$

Từ hình (6.18) ta xác định được các khoảng cách và góc:

$$\left.\begin{aligned}
\rho &= \left[(D + a\sin\varphi\sin\theta)^2 + (a\sin\theta\cos\varphi)^2\right]^{1/2} \\
r_1 &= \left[\rho^2 + \left(H + \frac{l_1}{2} + a\cos\theta\right)^2\right]^{1/2} \\
r_2 &= \left[\rho^2 + \left(H - \frac{l_1}{2} + a\cos\theta\right)^2\right]^{1/2} \\
R &= \left[\rho^2 + (H + a\cos\theta)^2\right]^{1/2} \\
\cos\Omega &= \frac{H + a\cos\theta}{R} \\
\cos\Omega_1 &= \frac{H + l_1 + a\cos\theta}{r_1} \\
\cos\Omega_2 &= \frac{H - l_1 + a\cos\theta}{r_2} \\
\sin\Delta &= \frac{a\sin\theta\cos\varphi}{\rho} \\
\cos\Delta &= \frac{a\sin\theta\sin\varphi + d}{\rho}
\end{aligned}\right\} \tag{6.49}$$

Phân bố dòng điện trên anten 2 được giả thiết là đồng đều khi độ dài của khung dây rất nhỏ so với bước sóng $\left(a << \frac{\lambda}{2\pi}\right)$, và được giả thiết là sóng đứng khi độ dài khung

dây có thể so sánh với bước sóng. Trường hợp độ dài khung dây vào khoảng $\frac{\lambda}{2}$ $\left(2\pi a \approx \frac{\lambda}{2}\right)$ thì phân bố dòng điện có thể được xem là có dạng cosin.



Hình 6.18.

$$I_2(\theta) = I_{2b}\cos\left[ka\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right)\right] \tag{6.50}$$

Áp dụng các hệ thức (6.48) ÷ (6.50) vào (6.46) ta sẽ xác định được trở kháng tương hỗ của chấn tử và anten khung tròn.

$$R_{12} = -30\int_0^{2\pi}\left\{\left[\sin kr_1\cos\Omega_1 + \sin kr_2\cos\Omega_2 - 2\cos\frac{kl_1}{2}\cos\Omega\sin kR\right]\times\right.$$

$$\times\frac{(-a\sin\theta\cos\theta - d\cos\theta\sin\varphi)}{\rho^2} + \left.\left[2\cos\frac{kl_1}{2}\frac{\sin kR}{R} - \frac{\sin kr_1}{r_1} - \frac{\sin kr_2}{r_2}\right]\sin\theta\right\}\times$$

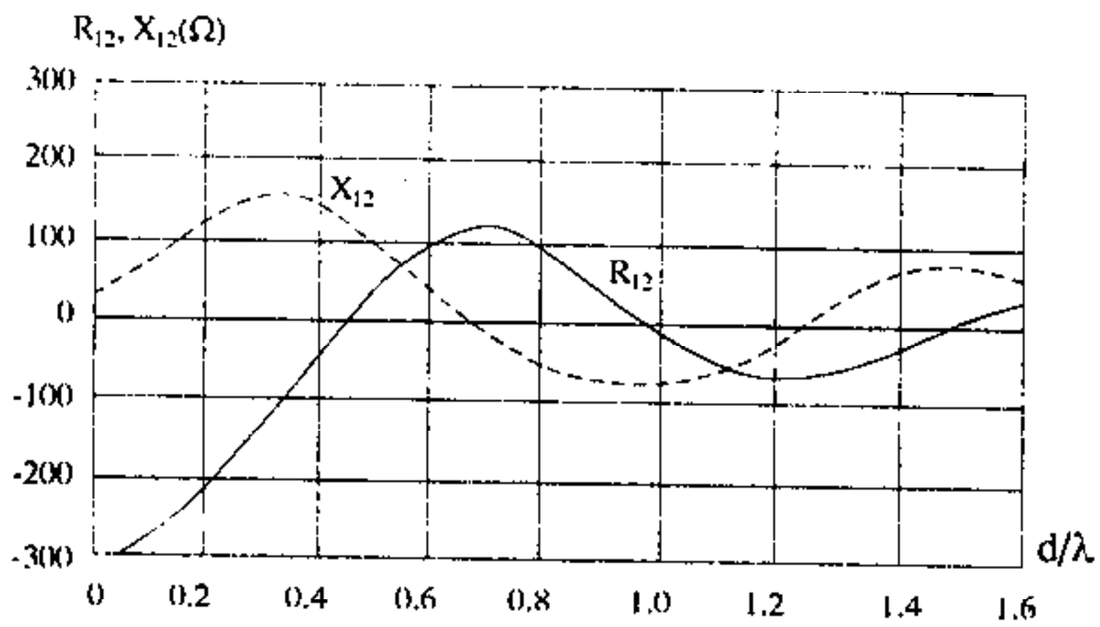
$$\times\cos\left[ka\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right)\right]d\theta$$

$$X_{12} = -30\int_0^{2\pi}\left\{\left[\cos kr_1\cos\Omega_1 + \cos kr_2\cos\Omega_2 - 2\cos\frac{kl_1}{2}\cos\Omega\cos kR\right]\times\right.$$

$$\times\frac{(-a\sin\theta\cos\theta - d\cos\theta\sin\varphi)}{\rho^2} + \left.\left[2\cos\frac{kl_1}{2}\frac{\cos kR}{R} - \frac{\cos kr_1}{r_1} - \frac{\cos kr_2}{r_2}\right]\sin\theta\right\}\times$$

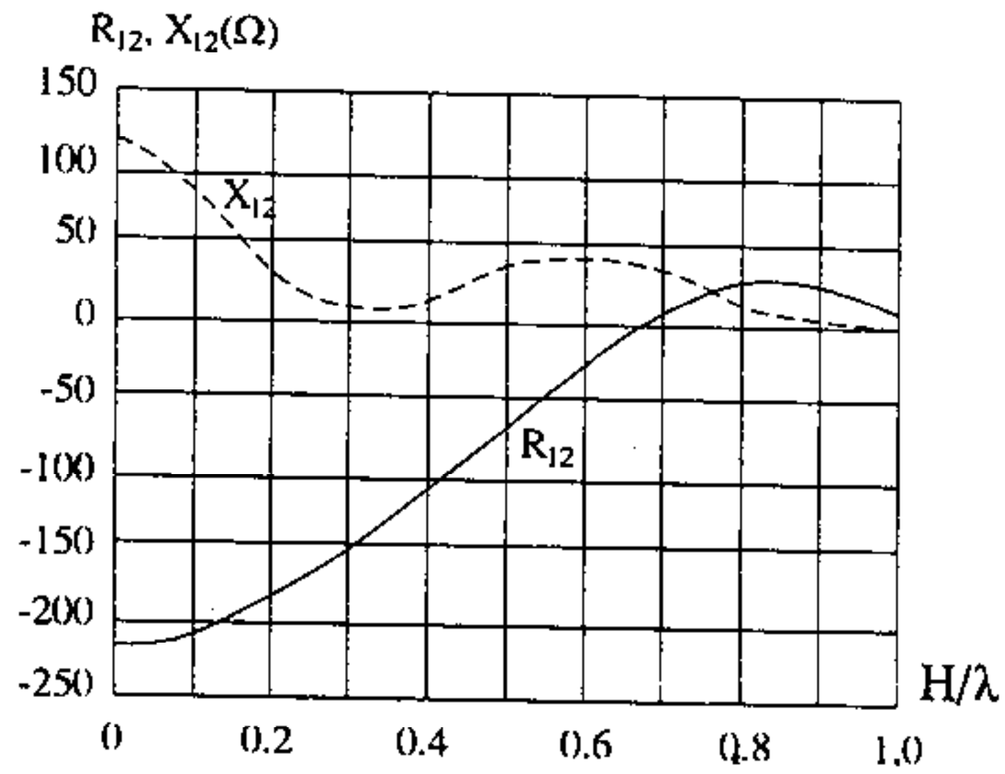
$$\times\cos\left[ka\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right)\right]d\theta.$$

Một số kết quả tính toán trở kháng tương hỗ giữa chấn tử thẳng và anten khung tròn được vẽ ở hình 6.19 đến 6.21.



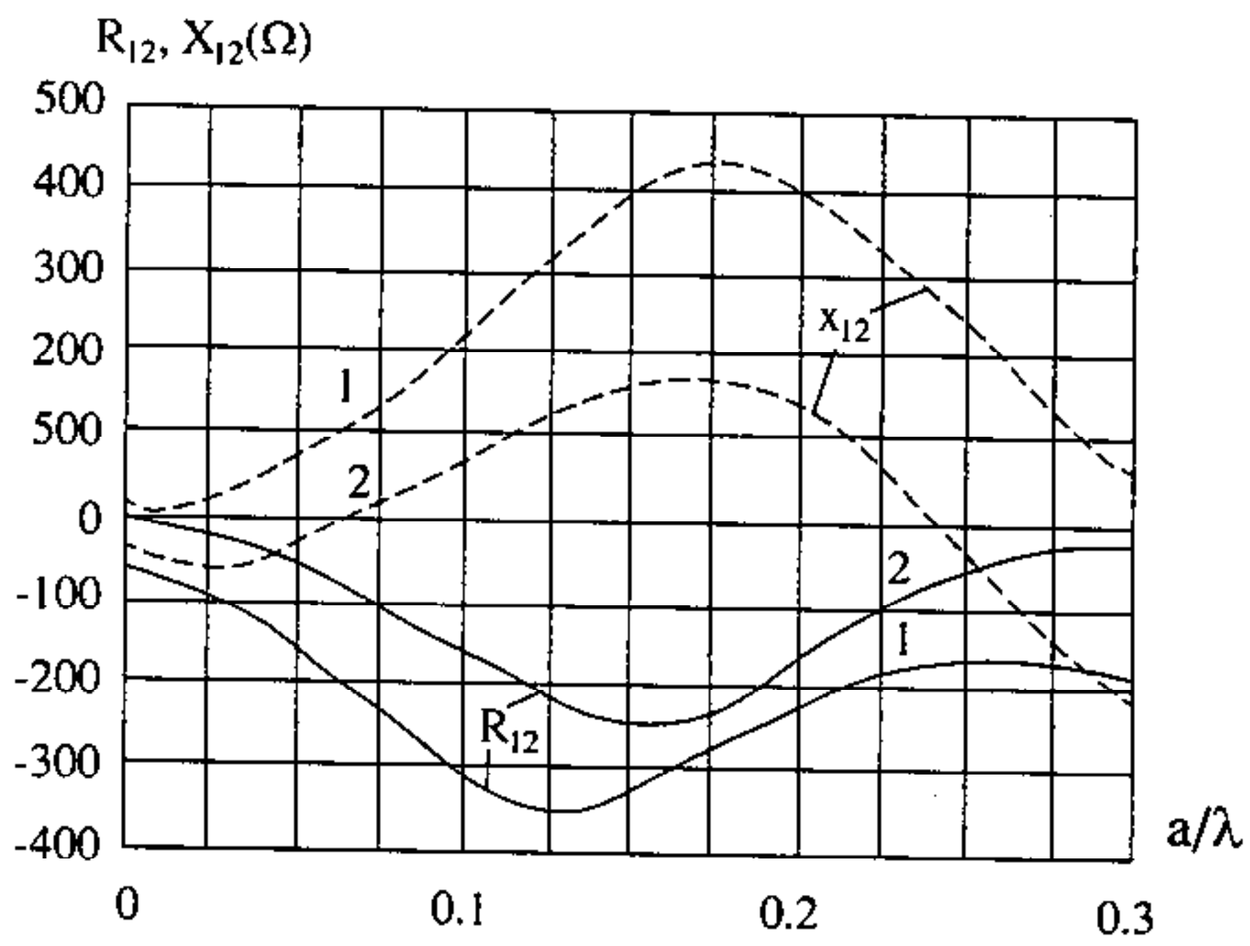
Hình 6.19. **Trở kháng tương hỗ của chấn tử và anten khung tròn:**

$l_1 = 0{,}5\lambda$; $H = 0$; $\varphi = 0$; $a = 0{,}08\lambda$.



Hình 6.20. **Trở kháng tương hỗ của chấn tử và anten khung tròn:**

$l_1 = 0{,}5\lambda$; $d = 0{,}2\lambda$; $\varphi = 0$; $a = 0{,}08\lambda$.



Hình 6.21. **Trở kháng tương hỗ giữa chấn tử và anten khung :** R_{12}, $X_{12} = f(a)$

1. $l_1 = 0{,}5\lambda$; $d = 0{,}3\lambda$; $\varphi = 0$; $H = 0$;

2. $l_1 = 0{,}5\lambda$; $d = 0{,}3\lambda$; $\varphi = 90^0$; $H = 0$.

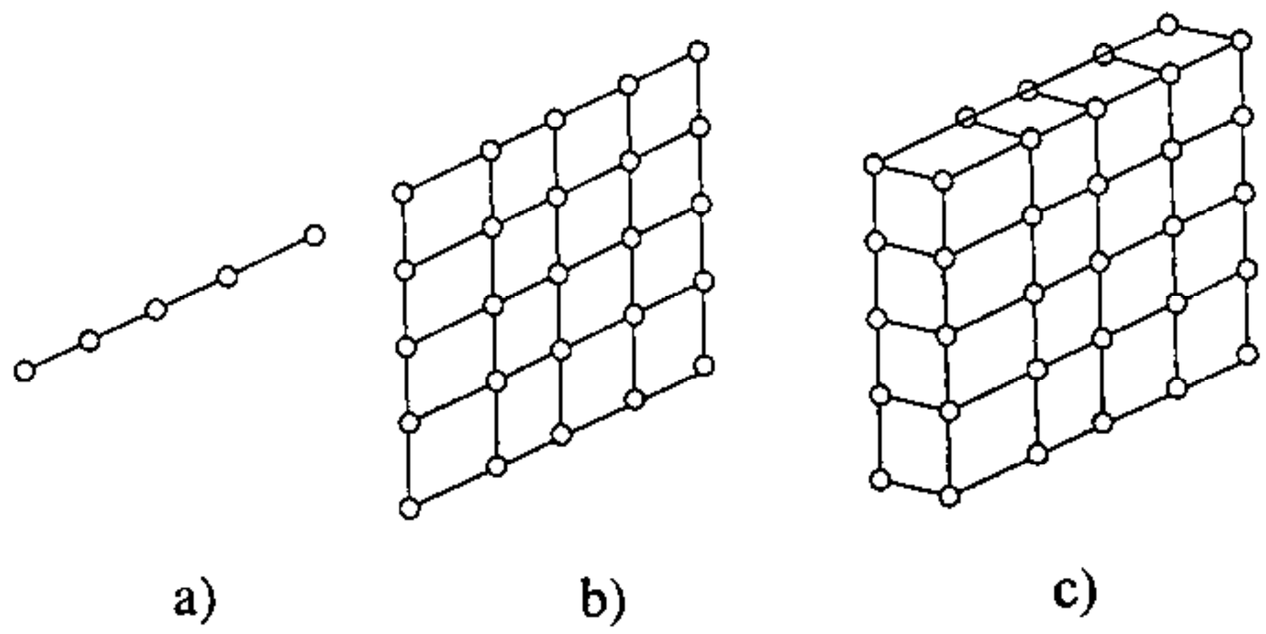
Chương VII
HỆ THỐNG BỨC XẠ

Trong chương này chúng ta sẽ khảo sát vấn đề thiết lập anten có đồ thị phương hướng hẹp, hoặc anten có bức xạ đơn hướng bằng cách tổ hợp hệ thống bức xạ từ các nguồn đơn giản sắp xếp trong không gian. Các nguồn đơn giản này có thể là chấn tử điện hoặc đipôl điện (anten dây), chấn tử từ hoặc đipôl từ (anten khe), các nguồn nguyên tố hoặc các loại anten đơn giản khác.

Khi ấy, trường bức xạ của hệ thống ở mỗi điểm bất kỳ trong không gian sẽ là kết quả giao thoa của trường bức xạ tạo bởi các phần tử riêng biệt với góc pha khác nhau. Góc pha này phụ thuộc vào độ dài đường đi của các tia bức xạ và hướng khảo sát, vào góc pha của dòng điện và đặc tính phương hướng pha của các phần tử bức xạ. Bằng cách xếp đặt các phần tử trong không gian và tiếp điện cho chúng một cách thích hợp, chúng ta sẽ nhận được đồ thị phương hướng hẹp, nghĩa là ở một hướng nào đó trường bức xạ sẽ được tăng cường gấp bội do các tia bức xạ đồng pha và được cộng đại số với nhau, còn ở các hướng khác trường của các tia khác pha và tổng véctơ giảm rất nhanh.

Dưới đây, chúng ta sẽ khảo sát hệ thống bức xạ bao gồm các phần tử bức xạ là các nguồn riêng biệt, có dòng điện với biên độ và pha phân bố theo các qui luật xác định.

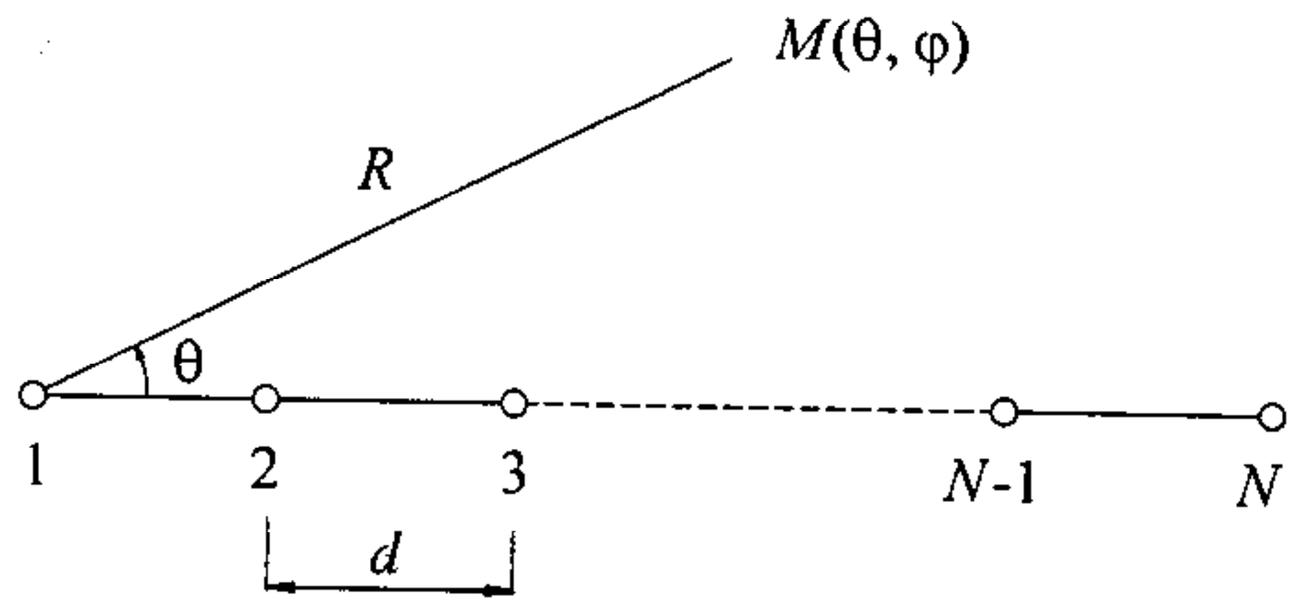
Hệ thống các phần tử bức xạ có thể sắp xếp trong không gian theo đường thẳng, theo mặt phẳng hay theo khối (hình 7.1), tương ứng ta có tên gọi của các hệ thống bức là hệ thống thẳng, hệ thống phẳng, và hệ thống khối.



Hình 7.1.

§7.1. HỆ THỐNG THẲNG

Hệ thống thẳng là hệ thống bức xạ mà các phần tử bức xạ có tâm pha nằm trên một đường thẳng. Đường thẳng này được gọi là trục của hệ thống. Để khảo sát, ta chọn gốc tọa độ trùng với tâm pha của phần tử thứ nhất (hình 7.2).



Hình 7.2.

Biểu thức cường độ trường bức xạ của hệ thống có thể viết dưới dạng:

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ik_R}}{R}\overline{f}(\theta, \varphi) \tag{7.1}$$

Giả sử hệ thống gồm N phần tử cùng loại đặt cách đều nhau với khoảng cách d. Các phần tử được kích thích bởi các dòng mà quan hệ của nó với dòng trong phần tử thứ nhất được xác định bởi:

$$\dot{a}_n = \frac{I_n}{I_1} = |\dot{a}_n| e^{i\psi_n} \tag{7.2}$$

Áp dụng công thức (1.93) và chú ý trong trường hợp này $r_n = (n-1)\,d$; $\theta_n = \theta$ là góc hợp bởi trục của hệ thống và điểm khảo sát; $\dot{a}_n$ xác định bởi (7.2), ta có hàm phương hướng của hệ thống N phần tử:

$$\overline{f}(\theta, \varphi) = \overline{f}_N(\theta, \varphi) = \overline{f}_1(\theta, \varphi)\sum_{n=1}^{N}|\dot{a}_n| e^{ik(n-1)d\cos\theta + i\psi_n} \tag{7.3}$$

$\overline{f}_1(\theta, \varphi)$ – hàm phương hướng của một phần tử.

Nếu dòng kích thích cho các phần tử có biên độ bằng nhau, còn góc pha giữa hai phần tử liên tiếp lệch nhau một đại lượng không đổi bằng ψ (có thể âm hay dương), nghĩa là:

$$I_2 = I_1 e^{i\psi}$$
$$I_3 = I_1 e^{i2\psi}$$
$$\dots\dots\dots\dots$$
$$I_n = I_1 e^{i(n-1)\psi}$$

thì $$|a_n| = 1 \; ; \; \psi_n = (n-1)\,\psi \tag{7.4}$$

Công thức (7.3) bây giờ có thể viết:

$$\overline{f}_N = \overline{f}_1 \sum_{n=1}^{N} e^{i(n-1)\alpha}$$

trong đó: $$\alpha = kd\cos\theta + \psi \tag{7.5}$$

Hàm phương hướng tổ hợp trong trường hợp này sẽ là:

$$f_{KN} = \sum_{n=1}^{N} e^{i(n-1)\alpha} \tag{7.6}$$

Khi ấy, biểu thức (7.1) sẽ được viết lại dưới dạng:

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ik_R}}{R}\overline{f}_1 f_{KN} \tag{7.7}$$

Nếu chú ý rằng số hạng $\frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ik_R}}{R}\overline{f}_1$ là cường độ trường bức xạ của phần tử thứ nhất của hệ thống thì:

$$\overline{E} = \overline{E}_1 f_{KN} \tag{7.7a}$$

$$|\overline{E}| = |\overline{E}_1|\,|f_{KN}| \tag{7.7b}$$

Ta thấy (7.6) có dạng một cấp số nhân, số hạng đầu có giá trị bằng 1, công bội bằng $e^{i\alpha}$. Có thể tính giá trị của hàm phương hướng tổ hợp f_{KN} bằng cách áp dụng công thức đã biết đối với tổng các số hạng của cấp số nhân. Tuy nhiên cũng có thể lấy tổng (7.6) bằng phương pháp hình học véctơ trong mặt phẳng phức. Khi ấy mỗi số hạng của (7.6) có thể được biểu thị bởi một véctơ đơn vị. Véctơ thứ nhất (ứng với $n = 1$) sẽ trùng với trục thực, còn các véctơ tiếp theo sẽ quay so với trục thực một góc bằng $(n-1)\alpha$. Nếu $\alpha > 0$ thì hướng quay thuận chiều kim đồng hồ (hình 7.3). Để xác định môđun của vectơ tổng cần tính bán kính ρ của vòng tròn ngoại tiếp với đa giác tạo bởi các véctơ. Ta có:

$$\rho = \frac{1}{2\sin\frac{\alpha}{2}}$$

Biết bán kính ρ sẽ tính được môđun của véctơ tổng (môđun của hàm phương hướng tổ hợp) dựa vào tam giác cân có đáy là véctơ tổng còn góc ở đỉnh bằng $N\alpha$.

$$(f_{KN})_m = 2\rho\sin\frac{N\alpha}{2} = \frac{\sin\frac{N\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}}$$

Hàm phương hướng biên độ tổ hợp bằng:

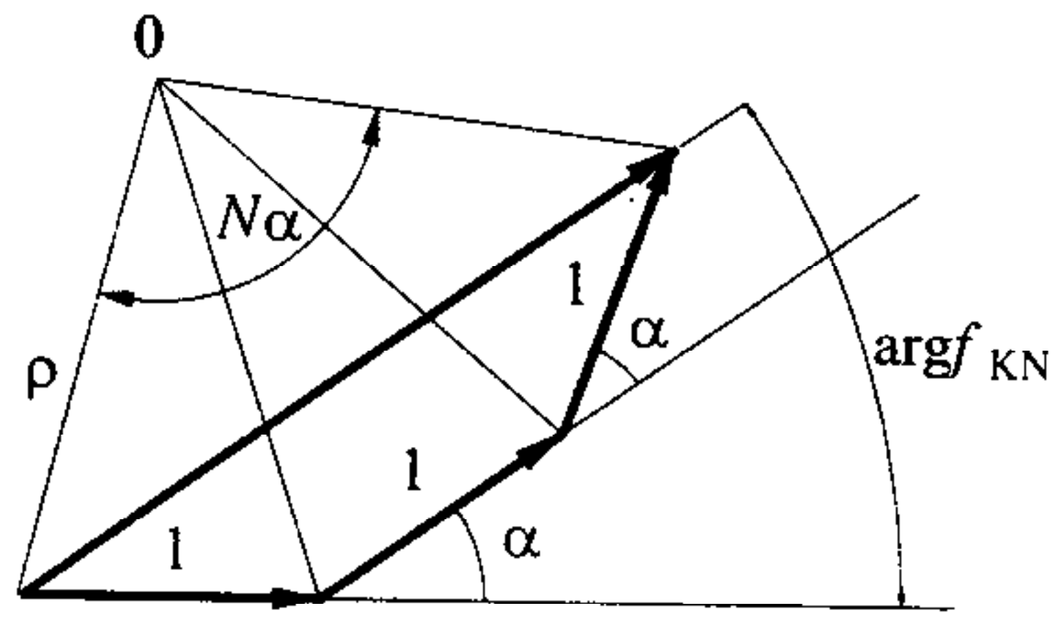
$$|f_{KN}| = \frac{\left|\sin\frac{N\alpha}{2}\right|}{\left|\sin\frac{\alpha}{2}\right|} \tag{7.8}$$

Argumen của f_{KN} được xác định bằng hình học; theo hình (7.3) nó có giá trị bằng:

$$\arg f_{KN} = \frac{(N-1)\alpha}{2} \tag{7.9}$$

Thay α bởi (7.5) ta có:

$$\arg f_{KN} = \frac{N-1}{2}(kd\cos\theta + \psi) \tag{7.10}$$



Hình 7.3

Từ (7.10) có thể thấy rằng khi θ thay đổi, nghĩa là khi dịch chuyển điểm khảo sát quanh tâm pha của chấn tử thứ nhất mà ta chọn làm gốc tọa độ, thì pha của f_{KN} cũng biến đổi liên tục. Điều đó chứng tỏ gốc tọa độ được chọn ban đầu không phải là tâm pha của anten. Nhưng nếu khảo sát (7.10) và đối chiếu nó với (1.52) ta sẽ thấy hệ thống bức xạ trên có tâm pha xác định bởi:

$$z_o = \frac{(N-1)d}{2} \tag{7.11}$$

nghĩa là tâm pha nằm ở chính giữa hệ thống anten.

Bây giờ ta khảo sát chi tiết hơn đối với hàm phương hướng tổ hợp f_{KN}. Nếu cho d, N các giá trị nhất định thì hàm tổ hợp sẽ chỉ phụ thuộc vào θ. Điều đó chứng tỏ đồ thị phương hướng của hàm tổ hợp trong không gian sẽ là một khối tròn xoay mà trục của nó trùng với trục của hệ thống.

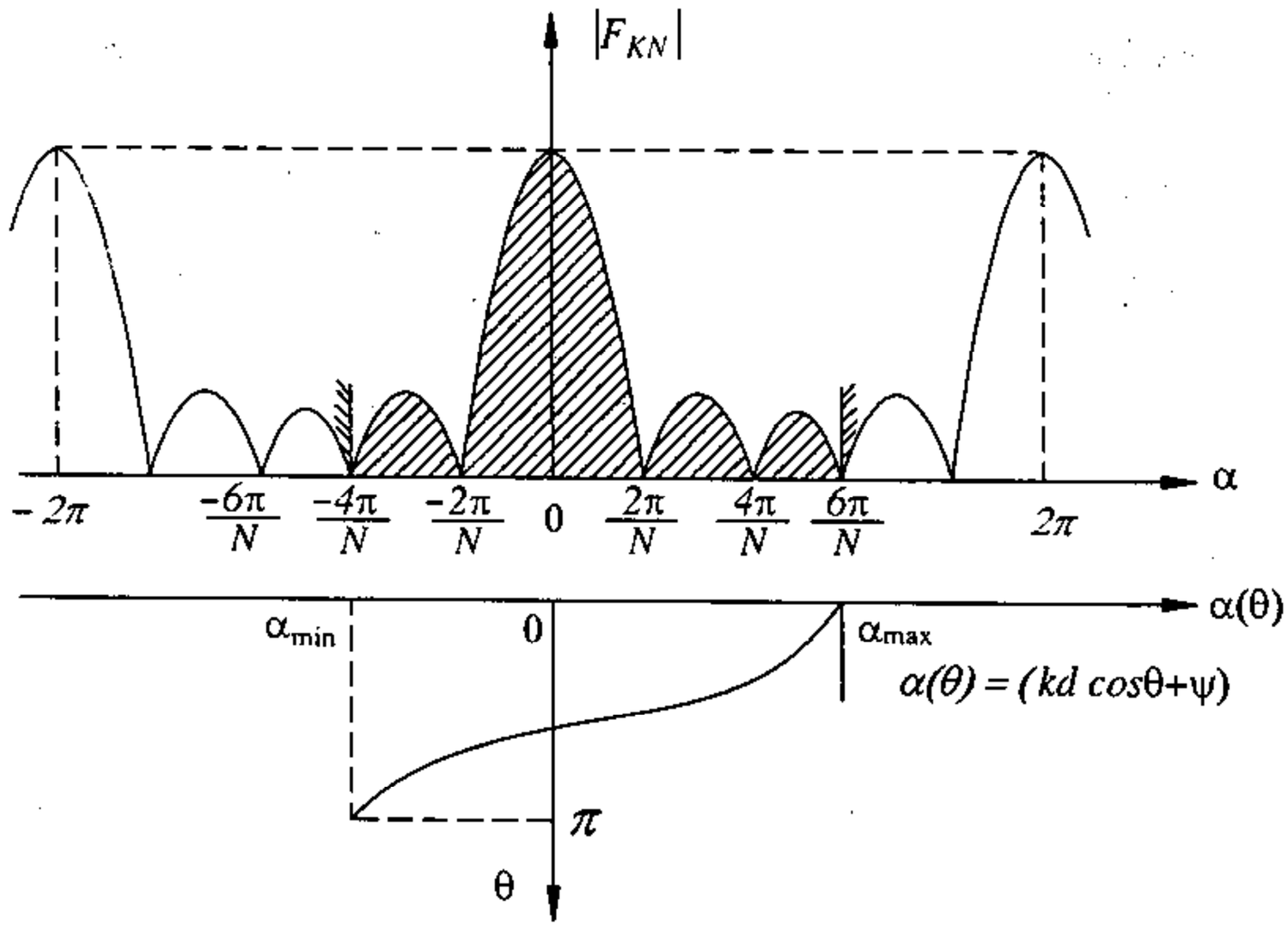
Cực đại chính của hàm tổ hợp (7.8) sẽ có giá trị bằng N khi $\alpha = 0$, hoặc khi α bằng một số nguyên lần 2π. Điều này cũng nhận thấy khi khảo sát đồ thị véctơ ở hình 7.3. Khi $\alpha = 0$, tất cả các véctơ đơn vị sẽ nằm trên cùng một đường thẳng và có hướng trùng với hướng của véctơ đơn vị đầu tiên. Vì vậy véctơ tổng có môđun bằng N. Khi $\alpha \neq 0$ đồ thị véctơ là một đường gẫy khúc. Nếu đường gẫy khúc khép kín véctơ tổng có giá trị bằng không. Góc θ thỏa mãn điều kiện trên sẽ xác định một trong các hướng bức xạ không của đồ thị phương hướng.

Hàm phương hướng biên độ tổ hợp (7.8) có thể được chuẩn hóa bằng cách chia cho N là giá trị cực đại của nó, ta có:

$$|F_{KN}| = \frac{\left|\sin\frac{N\alpha}{2}\right|}{N\left|\sin\frac{\alpha}{2}\right|} \tag{7.12}$$

ở đây $|F_{KN}|$ là hàm số của góc θ, được biểu thị qua biến số trung gian α; còn số phần tử bức xạ N được coi là một thông số.

Với mỗi N có giá trị nhất định, (7.12) sẽ là một hàm có chu kỳ bằng 2π. Thật vậy, khi thay α bằng α + 2π thì $|F_{KN}|$ lại trở lại giá trị ban đầu. Ví dụ khi $N = 5$, dạng của đồ thị hàm số $|F_{KN}|$ được vẽ ở hình 7.4. Trong khoảng α = −2π đến α = 2π hàm $|F_{KN}|$ có ba cực đại chính bằng 1 và một số cực đại phụ.



Hình 7.4.

Bây giờ chúng ta cần khảo sát giới hạn của hàm số F_{KN} khi α biến thiên trong giới hạn thực của nó. Do tính đối xứng của hệ thống bức xạ, ta chỉ cần khảo sát đồ thị phương hướng trong một nửa mặt phẳng, nghĩa là trong giới hạn của θ từ 0° đến 180°, còn trong nửa mặt phẳng kia (θ = 180° ÷ 360°), đồ thị phương hướng sẽ nhận được bằng cách lấy đối xứng qua trục. Khi θ biến thiên từ 0 đến 180°, cosθ sẽ thay đổi trong giới hạn ± 1. Vì vậy giới hạn biến đổi của α được xác định theo (7.5) như sau:

$$-kd + \psi \le \alpha \le kd + \psi \qquad (7.13)$$

Để ví dụ, ta khảo sát giới hạn của α trong trường hợp $N = 5$ (đồ thị hình 7.4). Giả sử cho $\frac{d}{\lambda} = 0{,}5$; $\psi = 0{,}2\pi$ thì $(-kd + \psi) = -\frac{4\pi}{5}$ và $(kd + \psi) = \frac{6\pi}{5}$. Khi ấy giới hạn của hàm phương hướng được biểu thị trong khoảng gạch chéo trên hình vẽ.

Nếu trên đồ thị của hàm biên độ tổ hợp $|F_{KN}|$, điểm α = 0 nằm trong khoảng giới hạn xác định bởi (7.13) thì khi thỏa mãn điều kiện $\psi \le kd$, hướng cực đại chính của đồ thị phương hướng trong nửa mặt phẳng thứ nhất được xác định từ phương trình:

$$kd\cos\theta_M + \psi = 0$$

Do đó

$$\cos\theta_M = -\frac{\psi}{kd} \qquad (7.14)$$

Sau đây ta sẽ khảo sát các trường hợp cụ thể:

a) Trường hợp $\psi = 0$ (hệ thống bức xạ đồng pha).

Ta có: $\alpha = kd\cos\theta$

Hướng cực đại chính được xác định theo (7.14) bằng:

$$\theta_M = \pm\frac{\pi}{2} \tag{7.15}$$

Hàm phương hướng biên độ tổ hợp (7.8) trong trường hợp này có dạng:

$$|f_{KN}| = \frac{\left|\sin\left(\frac{Nkd}{2}\cos\theta\right)\right|}{\left|\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)\right|}$$

Hàm phương hướng biên độ tổ hợp chuẩn hóa được xác định theo (7.12) bằng:

$$|F_{KN}| = \frac{\left|\sin\left(\frac{Nkd}{2}\cos\theta\right)\right|}{N\left|\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)\right|} \tag{7.16}$$

Ta có biểu thức biên độ cường độ trường bức xạ của hệ thống được xác định theo (7.7b):

$$|E| = |\overline{E}_1|\frac{\left|\sin\left(\frac{Nkd}{2}\cos\theta\right)\right|}{\left|\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)\right|} \tag{7.17}$$

Theo hướng cực đại chính, nghĩa là theo hướng $\theta = \pm 90^o$ ta có:

$$|\overline{E}| = N|\overline{E}_1|$$

Kết quả trên được giải thích như sau:

Khi điểm khảo sát nằm trên các hướng $\theta = \pm 90^o$ và ở xa vô cùng, thì có thể coi các tia bức xạ từ các phần tử của hệ thống đến điểm khảo sát là song song và có độ dài bằng nhau; do đó sai pha khoảng cách bằng không. Theo giả thiết, hệ thống được kích thích bởi các dòng điện đồng pha nên sai pha dòng điện cũng bằng không. Vì vậy trường tổng theo hướng vuông góc sẽ là tổng đại số biên độ trường bức xạ của các phần tử riêng rẽ và có giá trị cực đại bằng N lần trường bức xạ của một phần tử.

Hướng bức xạ không của đồ thị phương hướng được xác định từ điều kiện:

$$kd\cos\theta_o = \pm\frac{2m\pi}{N},$$

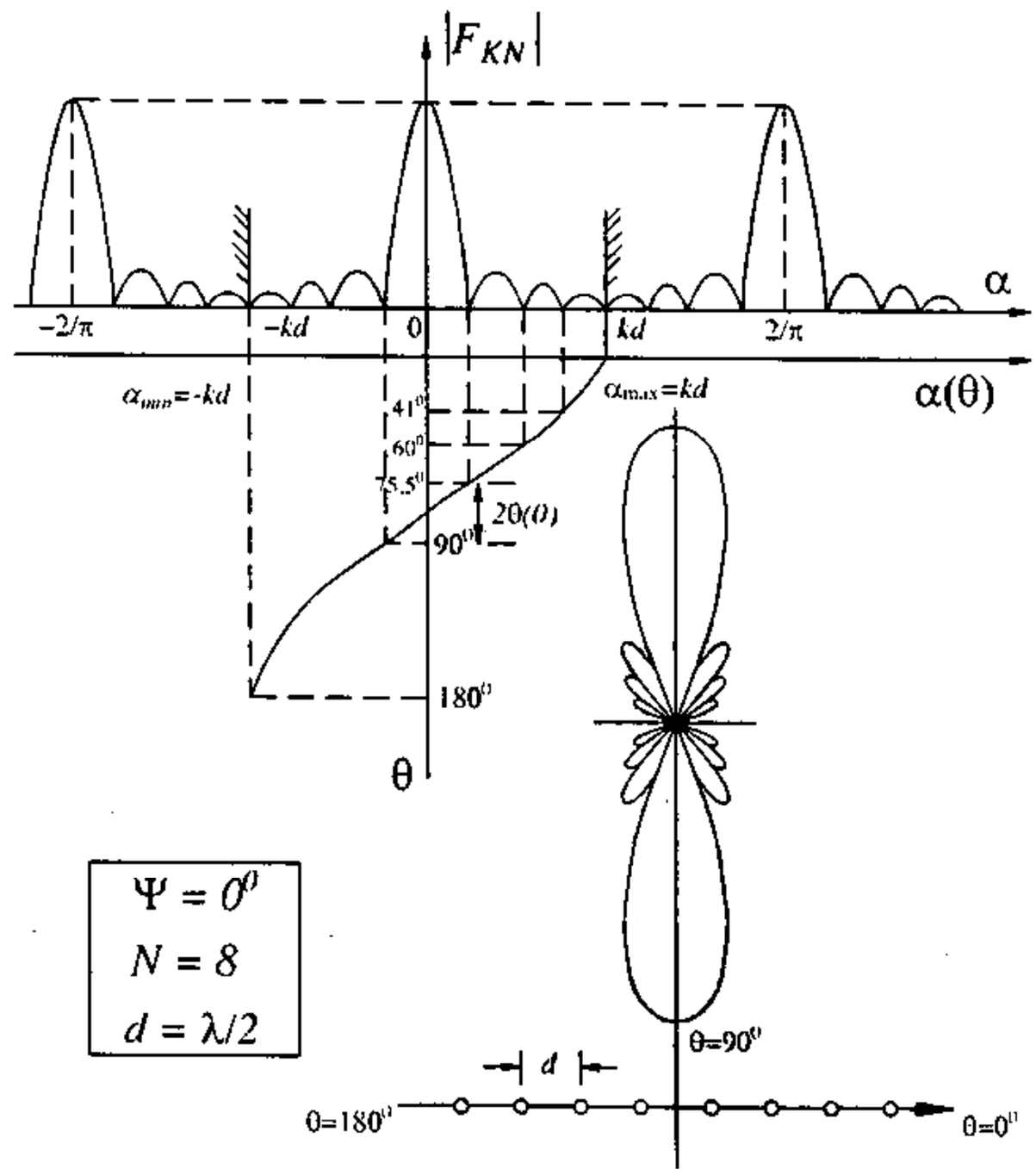
ta có: $$\cos\theta_o = \pm\frac{m\lambda}{Nd} \text{ với } m = 1, 2... \quad (7.18)$$

Ví dụ: khi $N = 8$, $d = \frac{\lambda}{2} \rightarrow \cos\theta_o = \pm\frac{m}{4}$

Các hướng bức xạ không của đồ thị phương hướng trong một phần tư mặt phẳng (ứng với m = 1, 2, 3, 4) sẽ là:

$\theta_o = 75{,}5^o, 60^o, 41{,}4^o, 0^o$.

Đồ thị của hàm phương hướng biên độ tổ hợp chuẩn hóa đối với ví dụ khảo sát ở trên được vẽ ở hình 7.5.



Hình 7.5

Trên hình vẽ ta thấy đồ thị phương hướng có cực đại chính theo hướng $\theta = \pm 90^o$ và một loạt cực đại phụ. Độ rộng của múi sóng chính và số cực đại phụ thuộc vào số phần tử bức xạ N của hệ thống và khoảng cách d. Với N và d càng lớn, múi sóng chính càng hẹp, đồng thời số cực đại phụ thuộc cũng càng nhiều. Độ rộng của múi sóng chính tính theo hướng bức xạ không trong ví dụ trên bằng:

$$2\theta_{[0]} = 29^o$$

Trường hợp số phần tử N khá lớn và được phân bố trên một khoảng chiều dài đủ lớn, ta có thể xác định độ rộng múi sóng chính theo công thức gần đúng, suy từ (7.18).

$$\theta_{[0]} = \frac{\pi}{2} - \theta_{01}$$

$$\sin\theta_{[0]} = \cos\theta_{01} = \frac{\lambda}{Nd}$$

$$\theta_{[0]} = \frac{\lambda}{L}$$

$$2\theta_{[0]} = 2\frac{\lambda}{L}\text{rad} \quad (7.19)$$

trong đó $L \approx Nd$ là chiều dài của hệ thống.

Từ đó thấy rằng hệ thống bức xạ đồng pha có hướng tính càng cao khi chiều dài tương đối của hệ thống so với bước sóng càng lớn.

Bây giờ ta xác định các cực đại phụ của đồ thị phương hướng. Trước hết có thể nhận thấy rằng mỗi cực đại phụ tất nhiên sẽ nằm trong khoảng giới hạn giữa hai hướng bức xạ không của đồ thị phương hướng. Khi khoảng cách tương đối giữa các phần tử $\left(\frac{d}{\lambda}\right)$ nhỏ, có thể bỏ qua sự biến đổi của mẫu số ở công thức (7.16) khi θ thay đổi trong phạm vi một búp sóng phụ. Vì vậy, hướng cực đại có thể được xác định gần đúng từ điều kiện:

$$\sin\left(\frac{Nkd}{2}\cos\theta_m\right) = \pm 1$$

Từ đó rút ra:

$$\cos\theta_m = \pm\frac{2m+1}{2}\frac{\lambda}{Nd} \quad m = 1, 2, 3,... \tag{7.20}$$

Thay (7.20) vào (7.16) sẽ nhận được giá trị của các cực đại phụ

$$\left|E(\theta_{m1})\right| = \frac{\left|E_1\right|}{\left|\sin\left(\frac{2m+1}{N}\frac{\pi}{2}\right)\right|} \tag{7.21}$$

Khi N lớn, giá trị của cực đại phụ thứ nhất được tính một cách gần đúng bằng:

$$\left|E(\theta_{m1})\right| = N\left|E_1\right|\frac{2}{3\pi} \tag{7.22}$$

nghĩa là bằng khoảng 1/5 giá trị cực đại chính. Trường hợp hệ thống bức xạ được thiết lập từ các chấn tử đối xứng thì khi thay hàm phương hướng f_1 của chấn tử (3.15) vào (7.7) ta sẽ có cường độ trường bức xạ của hệ thống.

– Khi các chấn tử được đặt song song với nhau và mặt phẳng khảo sát là mặt phẳng H (mặt phẳng xoz, hình 7.6) thì:

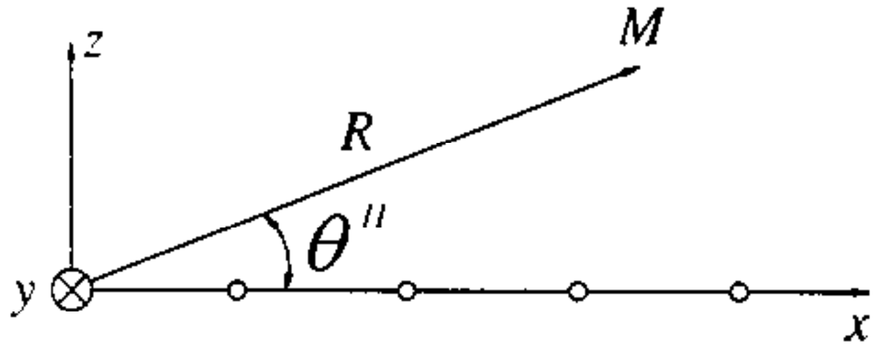
$$\left|E_1\right| = \frac{60I_b}{R}\left(1 - \cos\frac{kl}{2}\right)$$

$$\left|E_{\text{tổng}}^{(H)}\right| = \frac{60I_b}{R}\left(1 - \cos\frac{kl}{2}\right)\frac{\left|\sin\left(\frac{Nkd}{2}\cos\theta\right)\right|}{\left|\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)\right|} \tag{7.23}$$

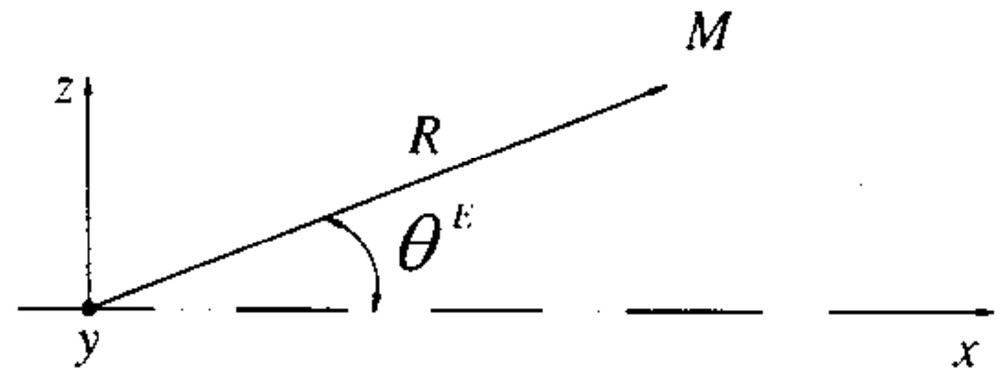
– Khi các chấn tử được đặt thẳng hàng và mặt phẳng khảo sát là mặt phẳng E (mặt phẳng xOz, hình 7.7; hoặc mặt phẳng bất kỳ chứa trục x):

$$\left|E_1\right| = \frac{60I_b}{R} \times \left|\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta}\right|$$

$$\left|E_{\text{tổng}}^{(H)}\right| = \frac{60I_b}{R}\left|\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta}\right| \times \frac{\left|\sin\left(\frac{Nkd}{2}\cos\theta\right)\right|}{\left|\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)\right|} \tag{7.24}$$



Hình 7.6.



Hình 7.7.

b) Trường hợp $\psi = 180^o$ (luân phiên đảo pha)

Ta có:

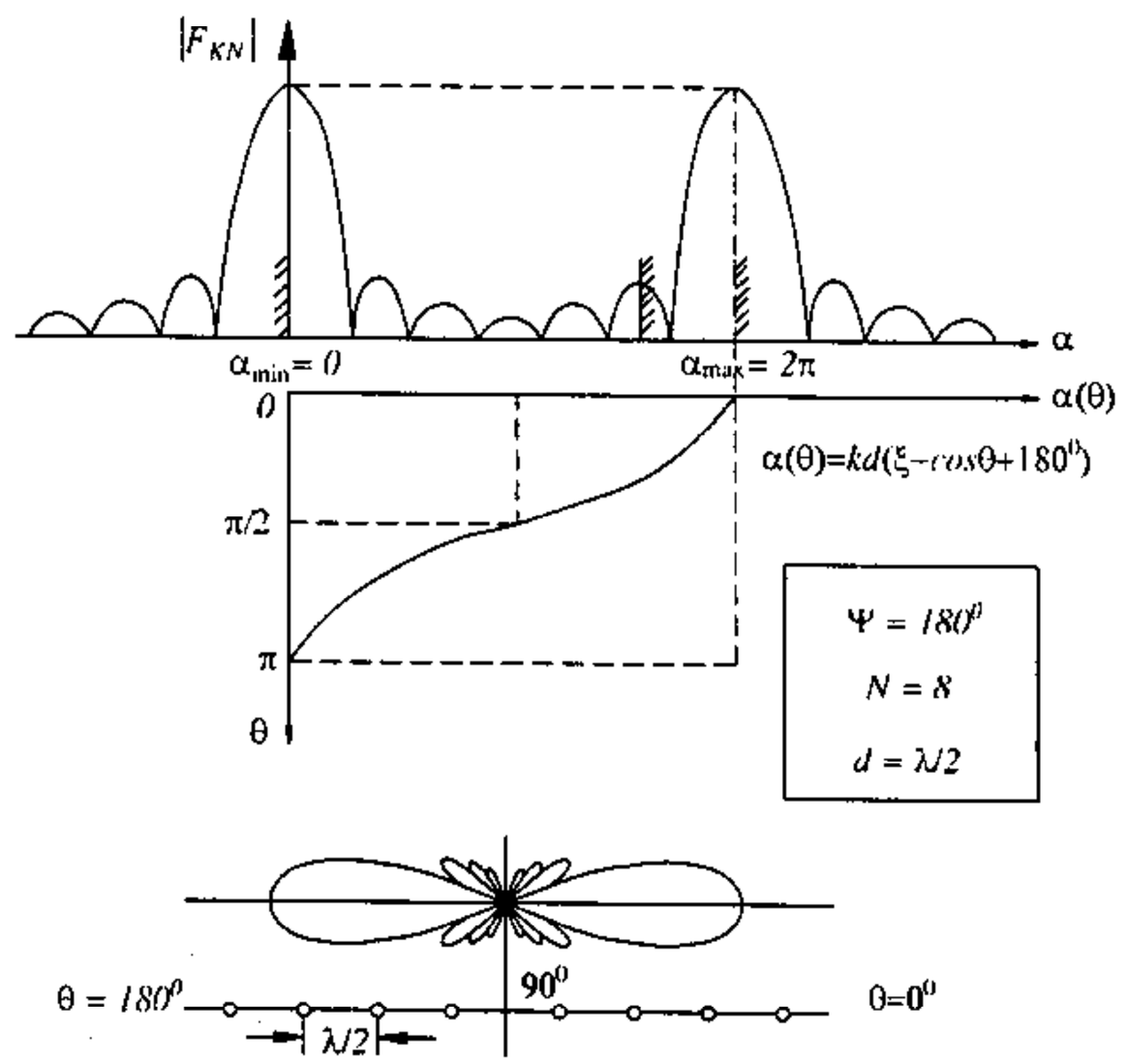
$$\alpha = kd\cos\theta + 180^o \tag{7.25}$$

Công thức (7.7b) trong trường hợp này sẽ có dạng:

$$\left|\overline{E}\right| = \left|\overline{E}_1\right| \frac{\left|\sin\frac{N}{2}(kd\cos\theta + 180^o)\right|}{\left|\sin\frac{1}{2}(kd\cos\theta + 180^o)\right|} \tag{7.26}$$

Từ công thức trên ta thấy khi N là một số chẵn thì tại hướng $\theta = \pm 90^o$ bức xạ của hệ thống luôn bằng không. Điều này được giải thích như sau:

Theo hướng $\theta = \pm 90^o$ (hướng vuông góc với trục của hệ thống), trường bức xạ của các phần tử có sai pha khoảng cách bằng không nhưng sai pha dòng điện bằng 180°, nên trường của các phần tử triệt tiêu nhau từng đôi một.



Hình 7.8.

Nếu khoảng cách giữa các phần tử $\frac{d}{\lambda} = 0,5$, thì theo hướng trục của hệ thống (hướng $\theta = 0^o$ và $\theta = 180^o$), sẽ có bức xạ cực đại. Đó là vì theo các hướng này sai pha khoảng cách giữa hai phần tử $kd = \pi$ sẽ được bù bởi sai pha dòng điện $\psi = \pi$. Kết quả là trường bức xạ của các phần tử

sẽ được cộng đại số với nhau và cực đại có giá trị bằng $N|E_1|$. Hàm phương hướng biên độ tổ hợp chuẩn hóa trong trường hợp này có dạng:

$$|F_{KN}| = \frac{\left|\sin\left[\frac{N}{2}(kd\cos\theta + 180^\circ)\right]\right|}{\left|\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta + 180^\circ)\right]\right|}$$

Đồ thị biên độ của hàm tổ hợp chuẩn hóa đối với ví dụ trên được vẽ ở hình 7.8.

c) Trường hợp $\psi = -\gamma d$ (góc pha dòng điện của các phần tử biến đổi theo qui luật sóng chạy)

Ta hãy xét trường hợp tổng quát khi góc pha dòng điện trong các phần tử biến đổi tỷ lệ với khoảng cách giữa chúng. Nếu ta coi qui luật biến đổi góc pha ấy tương tự qui luật biến đổi góc pha của một sóng chạy dọc theo trục hệ thống thì γ sẽ biểu thị hệ số pha của sóng chạy. Hệ số pha γ có quan hệ với vận tốc pha của sóng chạy bởi biểu thức:

$$\gamma = k\frac{c}{v} = k\xi$$

v – vận tốc góc pha của sóng chạy giả định;

c – vận tốc sóng trong không gian tự do.

Ta có:

$$\psi = -\xi kd \tag{7.27}$$

Do đó:

$$\alpha = -kd(\xi - \cos\theta) \tag{7.28}$$

Biên độ cường độ trường bức xạ của hệ thống sẽ là:

$$|\overline{E}| = |\overline{E}_1|\frac{\left|\sin\left[\frac{Nkd}{2}(\xi - \cos\theta)\right]\right|}{\left|\sin\left[\frac{kd}{2}(\xi - \cos\theta)\right]\right|} \tag{7.29}$$

$|\overline{E}_1|$ – biên độ cường độ trường bức xạ của một phần tử.

Trường hợp các phần tử được đặt khá gần nhau $\left(\frac{d}{\lambda} << 1\right)$ thì mẫu số của (7.29) có thể được thay thế gần đúng bởi argumen của nó. Ta có:

$$|\overline{E}| = |\overline{E}_1|\frac{\left|\sin\left[\frac{Nkd}{2}(\xi - \cos\theta)\right]\right|}{\left|\frac{kd}{2}(\xi - \cos\theta)\right|} \tag{7.29a}$$

Hàm phương hướng biên độ tổ hợp chuẩn hóa có dạng:

$$|F_{KN}| = \frac{\left|\sin\left[\frac{Nkd}{2}(\xi - \cos\theta)\right]\right|}{N\left|\frac{kd}{2}(\xi - \cos\theta)\right|} \tag{7.30}$$

Nếu số phần tử N khá lớn thì có thể coi gần đúng $Nd \to L$ là chiều dài của hệ thống và (7.29a) có dạng:

$$|\overline{E}| = |\overline{E}_1| \frac{\left|\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)\right]\right|}{\left|\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)\right|}$$

Từ đây ta nhận được hàm phương hướng biên độ tổ hợp chuẩn hóa:

$$|F_{KN}| = \frac{\left|\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)\right]\right|}{\left|\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)\right|} \tag{7.31}$$

Ta thấy hàm phương hướng tổ hợp của hệ thống trong trường hợp này có dạng tương tự hàm phương hướng của dây dẫn có dòng điện sóng chạy đã khảo sát ở §3.2.

Để tiến hành khảo sát đồ thị phương hướng trong trường hợp tổng quát, ta phân loại 3 trường hợp khác nhau của hệ thống bức xạ:

$\xi = \frac{c}{v} = 1$ (góc pha biến đổi theo qui luật sóng chạy trong không gian tự do, gọi tắt là *hệ sóng chạy*).

$\xi < 1$ (góc pha biến đổi theo qui luật sóng nhanh gọi là *hệ thống sóng nhanh*).

$\xi > 1$ (góc pha biến đổi theo qui luật sóng chậm, gọi là *hệ thống sóng chậm*).

Ta lần lượt khảo sát các trường hợp cụ thể nêu ở trên.

1. Anten sóng chạy ($\xi = 1$)

Biểu thức cường độ trường bức xạ của hệ thống có dạng:

$$|\overline{E}| = |\overline{E}_1| \frac{\left|\sin\left[\frac{Nkd}{2}(1 - \cos\theta)\right]\right|}{\left|\sin\frac{kd}{2}(1 - \cos\theta)\right|}$$

Ta có biến số α của hàm phương hướng tổ hợp trong trường hợp này:

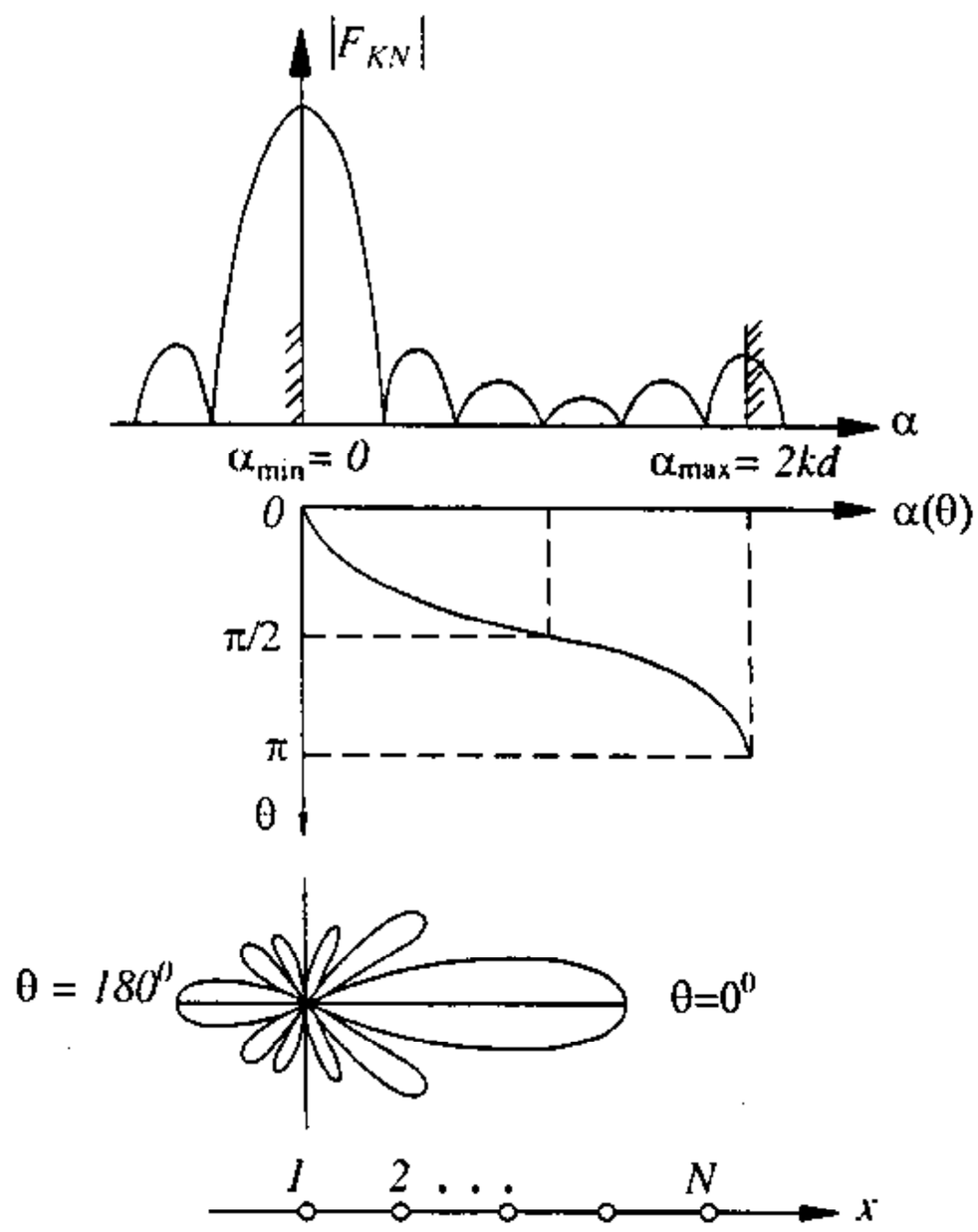
$$\alpha = kd(1 - \cos\theta)$$

Khi θ biến đổi trong giới hạn từ $(0 \div \pi)$, α sẽ biến đổi trong khoảng từ $(0 \div 2kd)$. Dạng đồ thị hàm biên độ tổ hợp chuẩn hóa và giới hạn xác định của nó được vẽ ở hình 7.9.

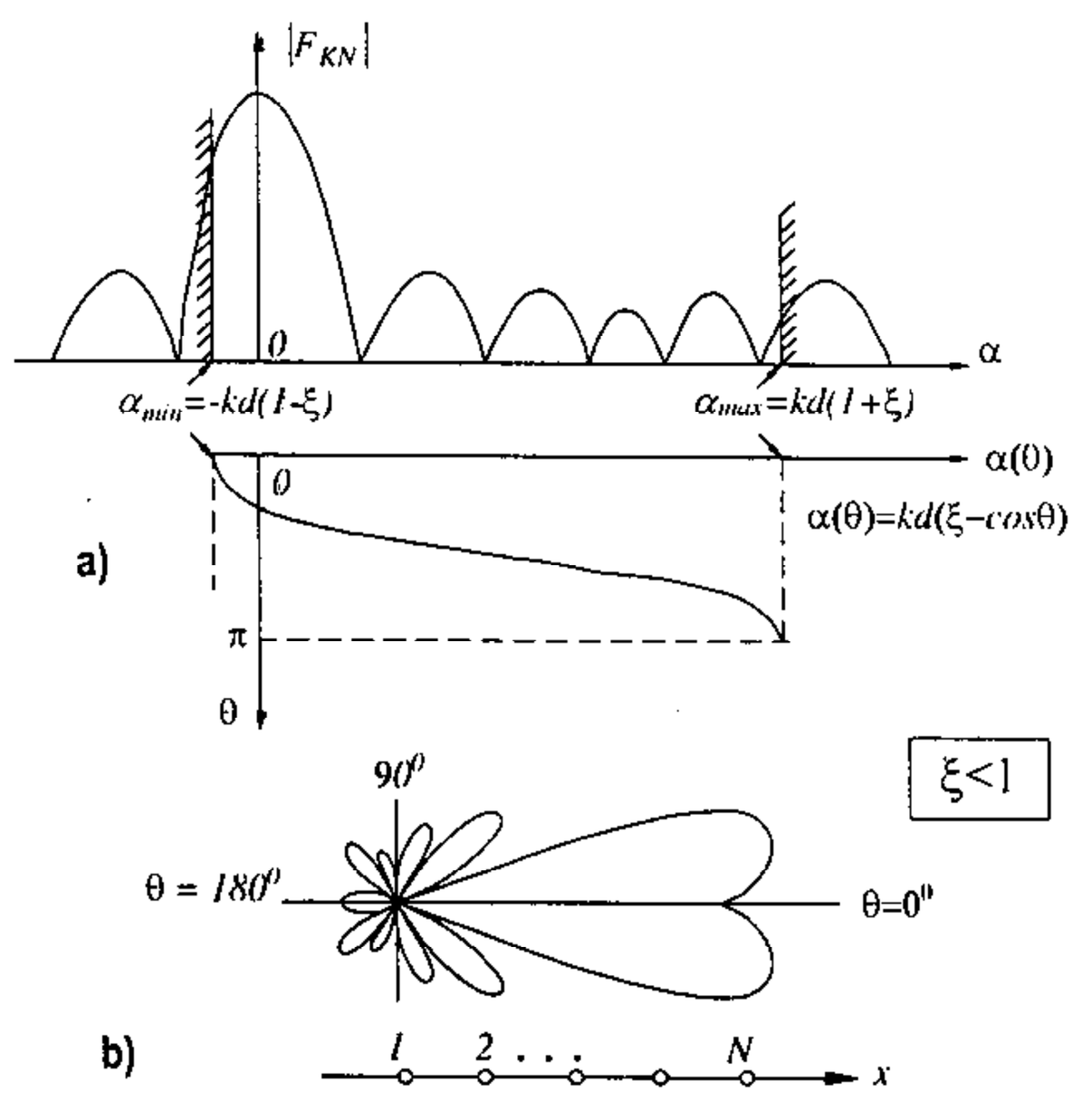
Trường hợp đơn giản nhất khi bức xạ của các phần tử trong mặt phẳng khảo sát là vô hướng $\left[\overline{f}_1(\theta) = \text{const}\right]$, đồ thị phương hướng của hệ thống sẽ được xác định chỉ bởi hàm số tổ hợp. Hướng của cực đại chính phù hợp với hướng $\theta = 0^o$ không phụ thuộc vào khoảng cách d. Kết quả này phù hợp với (6.14). Thật vậy, nếu chú ý rằng $-\psi = \xi kd$, và trong trường hợp này $\xi = 1$ thì :

$$\cos\theta_M = 1 \tag{7.32}$$

do đó $\theta_M = 0^o$.



Hình 7.9.



Hình 7.10

2. Anten sóng nhanh (ξ < 1)

Căn cứ theo biểu thức $\alpha = kd(\xi - \cos\theta)$ ta thấy, khi θ biến thiên trong giới hạn $(0^o \div \pi)$, α sẽ có giới hạn dưới nhỏ hơn không $[\alpha_{min} = -kd(1 - \xi) < 0]$, và giới hạn trên $0 < \alpha_{max} < 2kd$. Dạng của đồ thị hàm tổ hợp và giới hạn xác định của nó được vẽ ở hình 7.10a.

Nếu giả thiết như trước đây, các phần tử của hệ thống là các nguồn bức xạ vô hướng trong mặt phẳng khảo sát thì đồ thị phương hướng của anten phù hợp với đồ thị của hàm tổ hợp. Trong trường hợp này sẽ không nhận được bức xạ cực đại theo hướng $\theta = 0^o$ mà hướng cực đại lệch khỏi trục của hệ thống một góc (hình 7.10b). Hướng bức xạ cực đại được xác định theo (7.14), bằng:

$$\cos\theta_M = \frac{\xi kd}{kd} = \xi \tag{7.33}$$

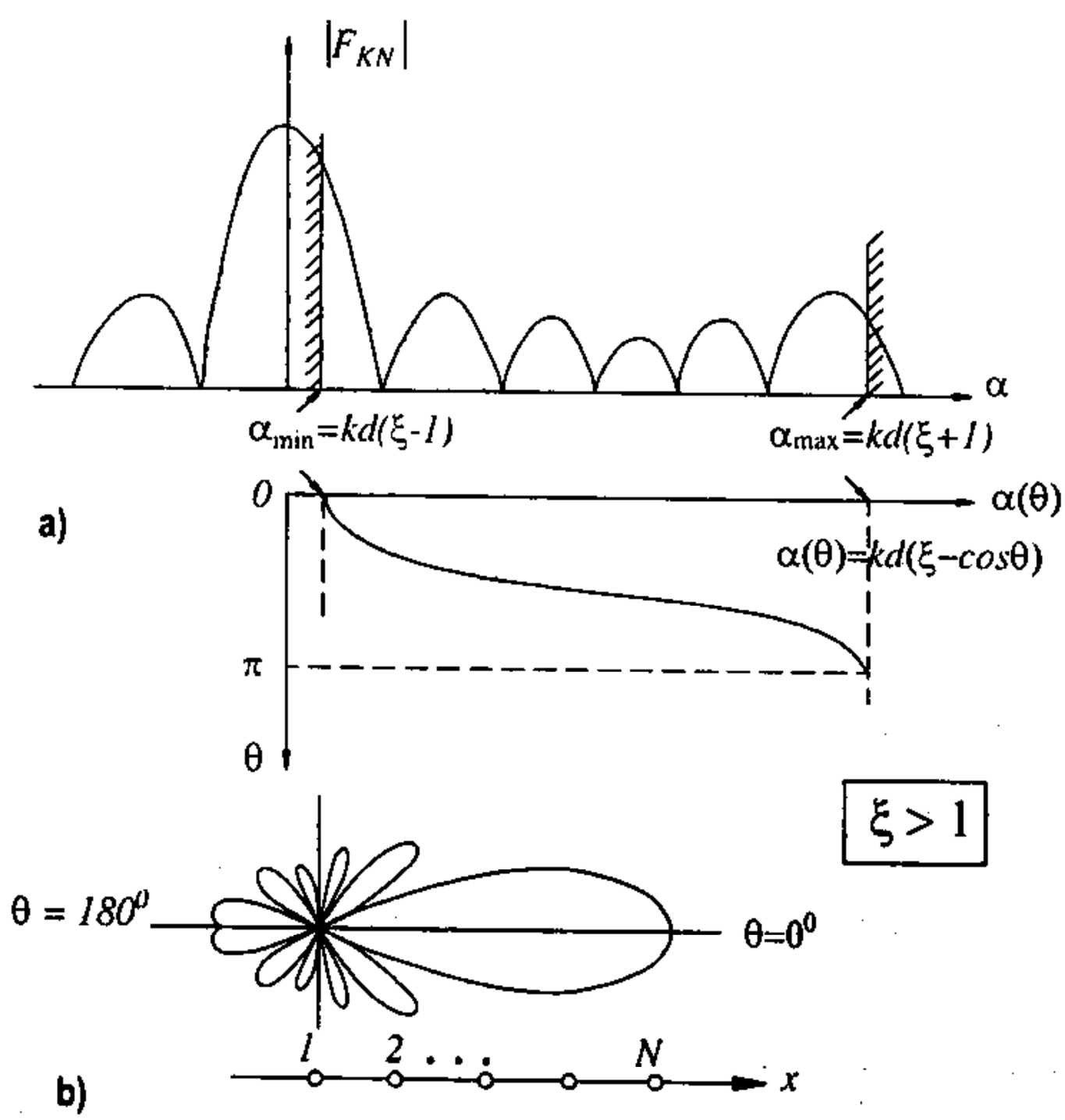
Có thể giải thích theo ý nghĩa vật lý đặc tính bức xạ của anten nói trên tương tự như đối với trường hợp $\xi = 1$.

3. Anten sóng chậm ($\xi > 1$)

Trong trường hợp này vì $\xi > 1$ nên khi θ biến thiên trong giới hạn ($0^o \div \pi$), α luôn có giá trị lớn hơn không [$\theta = 0^o \rightarrow \alpha_{min} = kd(\xi - 1) > 0$; $\theta = \pi \rightarrow \alpha = kd\,(\xi + 1) > 2kd$]

Dạng của đồ thị hàm biên độ tổ hợp chuẩn hóa và giới hạn xác định của nó trong trường hợp này được vẽ ở hình 7.11a.

Nếu coi các phần tử của hệ thống là các nguồn vô hướng thì dạng của đồ thị phương hướng phù hợp với dạng của đồ thị hàm số tổ hợp. Hướng bức xạ cực đại nhận được giống trường hợp anten có $\xi = 1(\theta_M = 0^o)$ nhưng biên độ trường theo hướng này nhỏ hơn so với trường hợp $\xi = 1$. Thật vậy vì $\xi > 1$ nên ở hướng $\theta = 0^o$ sai pha dòng điện của các tia bức xạ từ hai phần tử kề nhau bằng ξkd sẽ lớn hơn sai pha khoảng cách bằng kd. Do đó trường bức xạ của các phần sử sẽ không được cộng đồng pha nhau. Điều này cũng thấy được từ (7.14). Khi $\xi > 1$ thì công thức này không thỏa mãn, nghĩa là không có hướng mà trường tổng bằng tổng đại số của các trường bức xạ thành phần.



Hình 7.11.

Tính toán theo công thức (7.30) và (7.31) cho thấy rằng việc giảm vận tốc pha sóng chạy (tăng ξ) bắt đầu từ $\xi = 1$ ($v = c$) sẽ dẫn đến giảm độ rộng múi sóng chính của đồ thị phương hướng (tăng hướng tính anten), nhưng cường độ bức xạ theo múi sóng phụ cũng tăng theo. Khi ξ tăng, bức xạ của anten theo hướng chính ($\theta = 0^o$) thoạt đầu tăng, và đạt đến cực đại với trị số ξ nào đó (tùy theo L), sau đó lại giảm đi và trở về không ứng với một giá trị tới hạn của ξ.

$$\xi_{th} = 1 + \frac{\lambda}{Nd} \tag{7.34}$$

Như trên ta thấy việc giảm độ rộng múi sóng chính sẽ làm tăng hướng tính anten (tăng hệ số định hướng) chừng nào giá trị của các bức xạ phụ còn nhỏ. Việc tăng bức xạ phụ khi v giảm sẽ đưa đến hiệu quả ngược lại, làm giảm hướng tính (giảm hệ số định hướng) của anten. Vì vậy sau khi đạt tới một giá trị cực đại nào đó, nếu tiếp tục tăng ξ thì hệ số định hướng của anten sẽ giảm đi do bức xạ phụ lúc ấy đã quá lớn. Từ đó thấy rằng, sẽ có một giá trị tốt nhất của ξ (với L đã cho), khi ấy hệ số định hướng của anten là cực đại. Trường hợp các phần tử bức xạ của hệ thống là các nguồn vô hướng với số phần tử N khá lớn, hệ số định hướng của anten [xác định theo công thức (1-84) ở hướng cực đại, với $F(\theta)$ tính theo (7.31) sẽ nhận được:

$$\frac{1}{D} = \frac{1}{kL} = \left[\frac{\sin^2 \frac{\alpha_1}{2}}{\frac{\alpha_1}{2}} - \frac{\sin^2 \frac{\alpha_2}{2}}{\frac{\alpha_2}{2}} + \mathrm{Si}(\alpha_2) - \mathrm{Si}(\alpha_1) \right] \tag{7.35}$$

trong đó:

$$\alpha_1 = kL(\xi - 1)$$
$$\alpha_2 = kL(\xi + 1)$$
$$L \approx Nd.$$

Đối với anten sóng chạy có $v = c$, công thức trên sẽ được đơn giản thành:

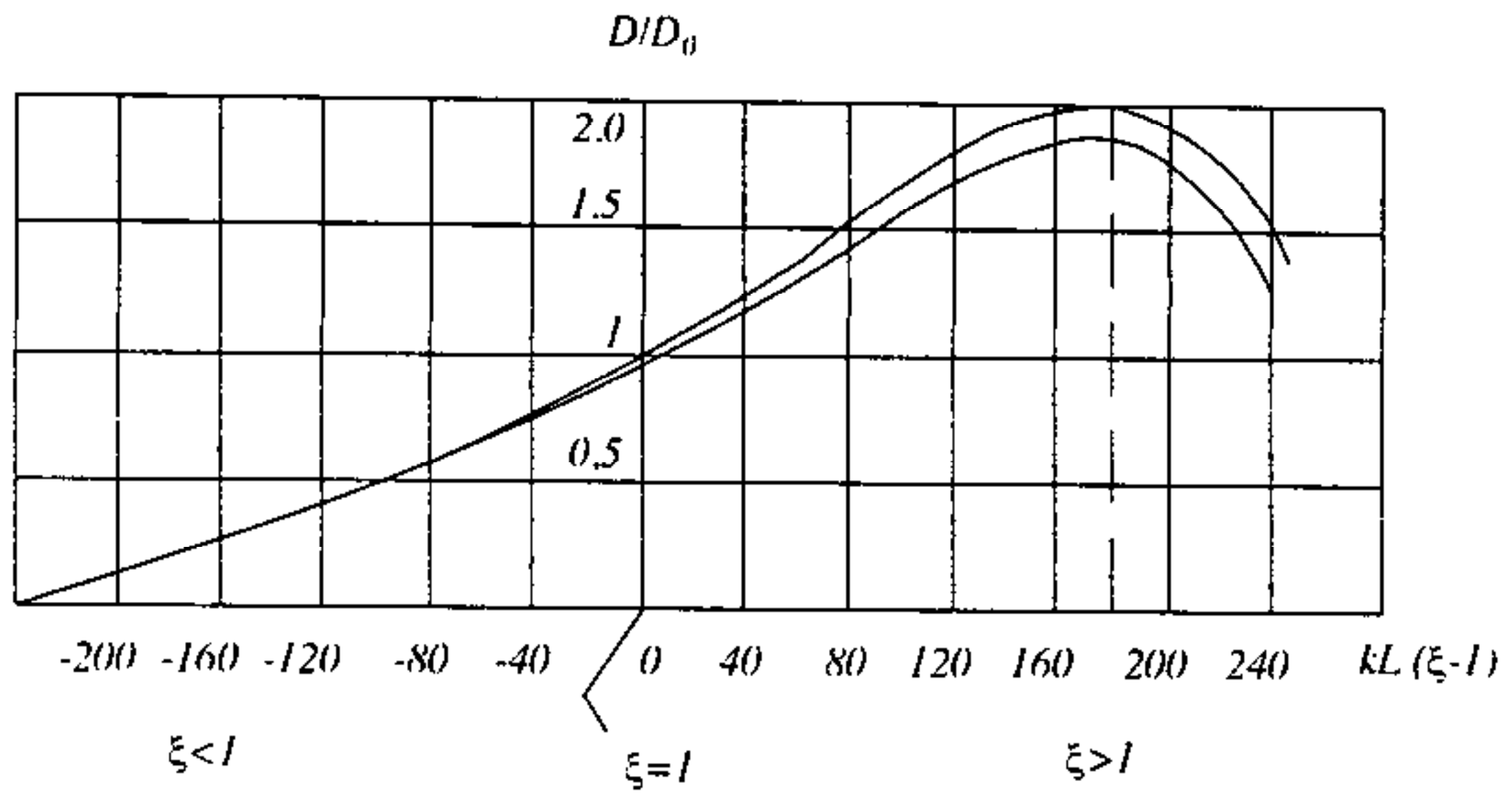
$$\frac{1}{D} = \frac{1}{kL}\left[\mathrm{Si}(2kL) - \frac{\sin^2(kL)}{kL} \right] \tag{7.36}$$

Nếu độ dài anten rất lớn so với bước sóng, giả sử $L \to \infty$ thì $\mathrm{Si}(2kL) \to \frac{\pi}{2}$. Ta có giá trị giới hạn của hệ số định hướng của anten sóng chạy

$$D_o = \frac{4L}{\lambda} \tag{7.37}$$

Phân tích (7.35) cho thấy rằng cực đại của hệ số định hướng sẽ nhận được ứng với $kL(\xi - 1) = 180^o$.

Đồ thị biến thiên của hệ số định hướng anten theo biến số $kL(\xi - 1)$ được vẽ ở hình 7.12.



Hình 7.12.

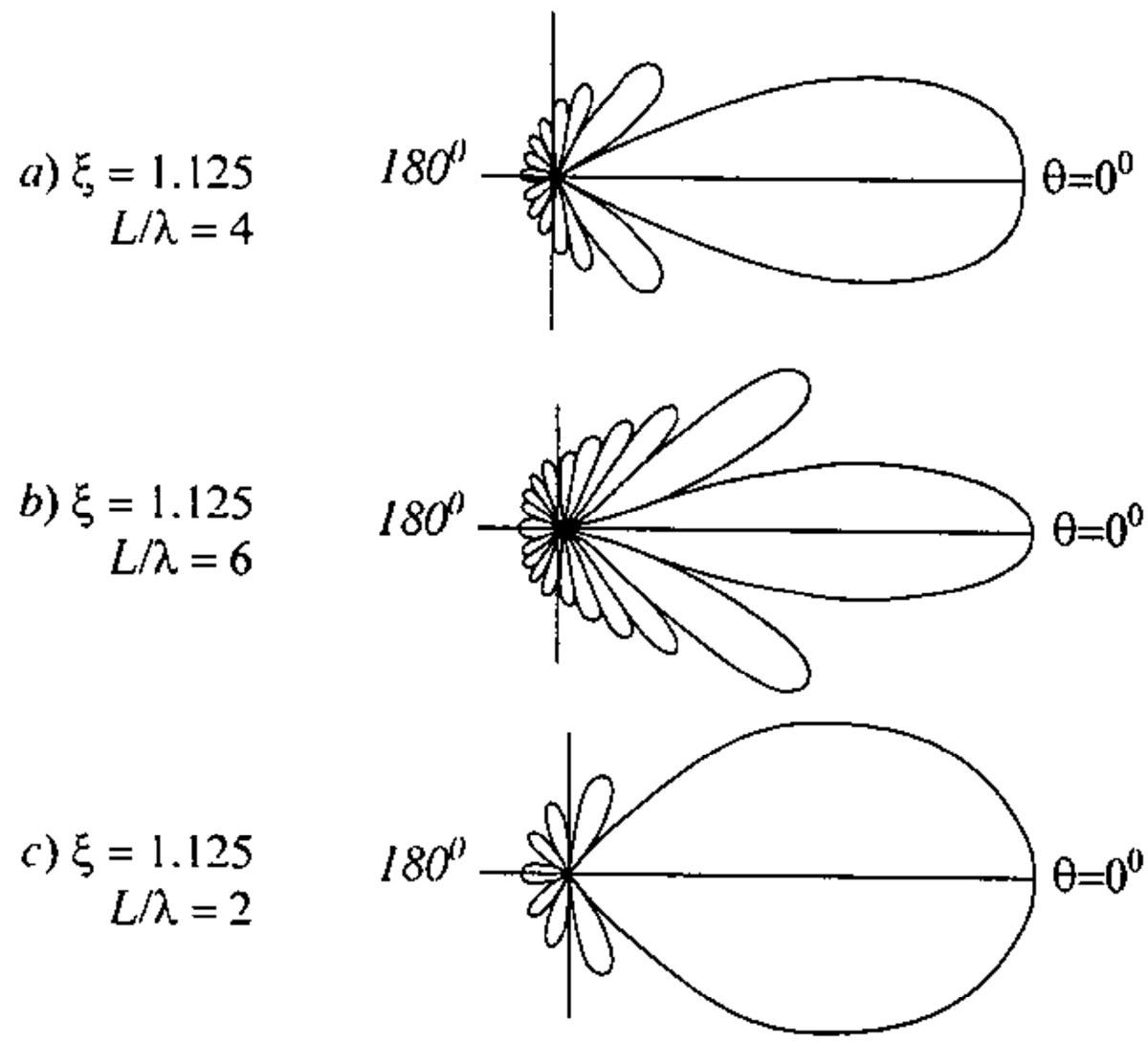
Từ các kết quả trên suy ra hệ số ξ tốt nhất (ứng với độ dài L cho trước của anten):

$$\xi_{opt} = 1 + \frac{\lambda}{2L}$$

Hoặc độ dài tốt nhất của anten (khi cho trước ξ):

$$\left(\frac{L}{\lambda}\right)_{opt} = \frac{1}{2(\xi - 1)}.$$

Ví dụ cho ξ = 1.125 thì chiều dài tốt nhất $L_{opt} = 4\lambda$. Đồ thị phương hướng của anten với chiều dài tối ưu được vẽ ở hình 7.13a. Khảo sát quan hệ của chiều dài anten và đồ thị phương hướng cho thấy rằng, khi tăng độ dài anten so với trị số tốt nhất [xác định bởi (7.38)], múi sóng chính hẹp lại, đồng thời bức xạ theo hướng phụ tăng (hình 7.13b).



Hình 7.13

Khi giảm chiều dài anten so với trị số tốt nhất, mũi sóng chính sẽ mở rộng còn bức xạ phụ sẽ giảm (hình 7.13c).

§7.2. BỨC XẠ CỦA HỆ HAI CHẤN TỬ

Ta hãy khảo sát một trường hợp đơn giản của hệ thống gồm hai chấn tử đặt song song với khoảng cách d (hình 7.14). Quan hệ của dòng điện trong chấn tử *2* so với dòng trong chấn tử *1* được xác định theo (7.2), bằng:

$$\dot{a}_2 = \frac{I_2}{I_1} = |\dot{a}_2| e^{i\psi_2} \tag{7.38}$$

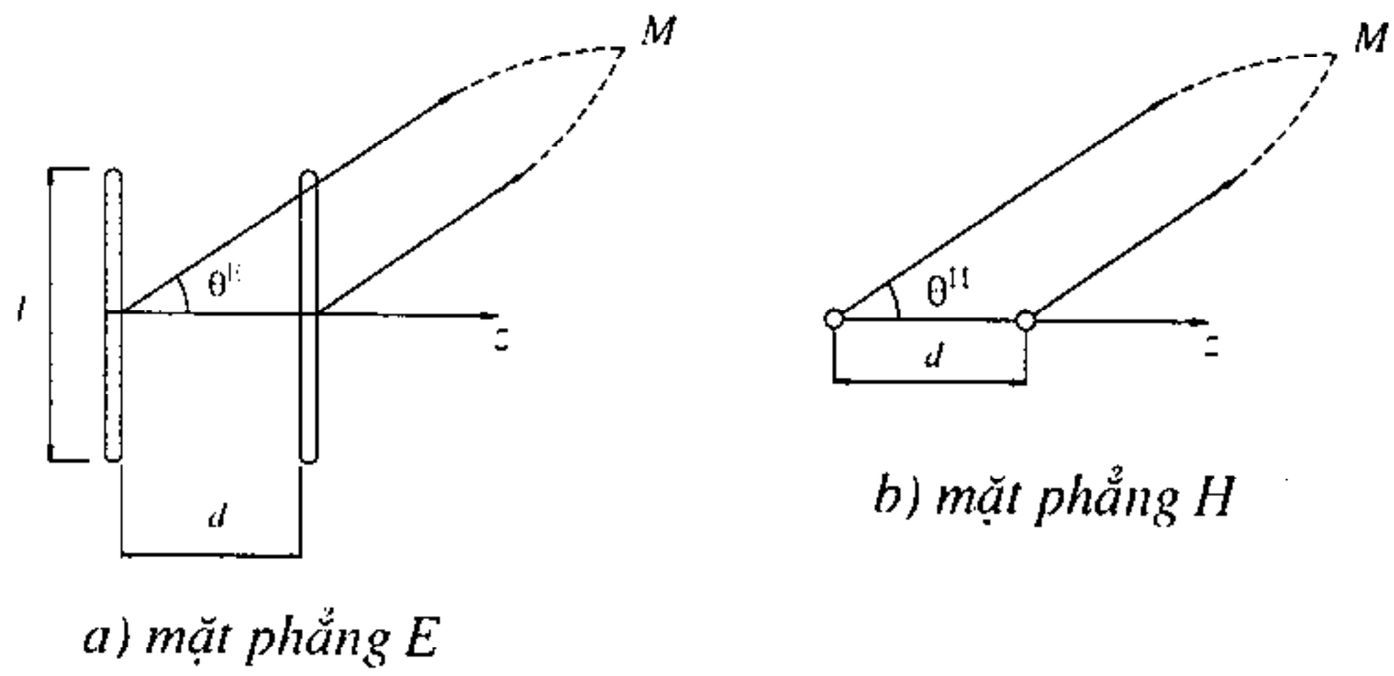
$|\dot{a}_2|$ – tỷ số biên độ dòng điện trong chấn tử *2* và chấn tử *1*;

ψ_2 – góc sai pha của dòng điện trong chấn tử *2* so với dòng trong chấn tử *1*.

Trường bức xạ của hệ hai chấn tử có thể được xác định theo các công thức đã trình bày ở §7.1. Áp dụng (7.1) ÷ (7.3) ta nhận được:

$$E = -\frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} f_1(\theta)\left(1 + |\dot{a}_2| e^{i\psi_2} e^{ikd\cos\theta}\right) \tag{7.39}$$

$f_1(\theta)$ là hàm phương hướng của chấn tử trong mặt phẳng khảo sát.



a) mặt phẳng E *b) mặt phẳng H*

Hình 7.14

Nếu mặt phẳng khảo sát là mặt phẳng E (hình 7.14a) ta có:

$$f_1(\theta^E) = -\frac{W}{k} 2I_b \frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\sin\theta^E\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\cos\theta^E}$$

Nếu mặt phẳng khảo sát là mặt phẳng H (hình 7.14b) ta có:

$$f_1(\theta^H) = -\frac{W}{k} 2I_b\left(1 - \cos\frac{kl}{2}\right)$$

Hàm phương hướng tổ hợp của hệ thống được xác định từ (7.39) bằng:

$$f_k(\theta) = 1 + |\dot{a}_2| e^{i\psi_2} e^{ikd\cos\theta} \tag{7.40}$$

Đồ thị của hàm phương hướng tổ hợp sẽ có dạng biến đổi, phụ thuộc vào các giá trị khác nhau của $\frac{d}{\lambda}$ và $|\dot{a}_2| e^{i\psi_2}$.

Ta khảo sát đồ thị của hàm tổ hợp (7.40) đối với một số trường hợp riêng.

a) Trường hợp $|\dot{a}_2| = 1$; $\psi_2 = 0$ (hai chấn tử được kích thích bởi các dòng điện đồng biên, đồng pha)

Khi ấy (7.40) cho ta:

$$f_k(\theta) = 1 + e^{ikd\cos\theta} \tag{7.41}$$

Có thể biến đổi (7.41) để nhận được dạng:

$$f_k(\theta) = e^{\frac{ikd}{2}\cos\theta}\left(e^{\frac{ikd}{2}\cos\theta} + e^{\frac{-ikd}{2}\cos\theta}\right) \tag{7.42}$$

hoặc

$$f_k(\theta) = 2\cos\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)e^{\frac{ikd}{2}\cos\theta}$$

Từ (7.42) ta rút ra biểu thức môđun và argumen của hàm phương hướng tổ hợp:

$$f_{km}(\theta) = 2\cos\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right) \tag{7.43}$$

$$\arg f_k(\theta) = \frac{kd}{2}\cos\theta \tag{7.44}$$

Cũng như khi khảo sát hệ thống thẳng, trong trường hợp này tâm pha của hệ hai chấn tử được xác định theo (7.44) có giá trị bằng:

$$z_o = \frac{d}{2}$$

Hàm phương hướng biên độ của hệ hai chấn tử đồng pha được xác định từ (7.43) có dạng:

$$|f_k(\theta)| = 2\left|\cos\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)\right| \tag{7.45}$$

Đồ thị phương hướng biên độ của hệ hai chấn tử ứng với các khoảng cách $\frac{d}{\lambda}$ khác nhau được vẽ ở hình 7.15a.

Hướng bức xạ cực đại được xác định từ điều kiện:

$$kd\cos\theta_{max} = \pm 2n\pi$$

hoặc

$$\cos\theta_{max} = \pm\frac{n\lambda}{d} \tag{7.46}$$

trong đó, $n = 0, 1, 2,...$; với $n \le \frac{d}{\lambda}$.

Khi $n = 0$ ta có $\theta_{max} = \pm 90^o$ không phụ thuộc vào khoảng cách giữa hai chấn tử. Điều này được giải thích như sau: Theo các hướng $\theta = \pm 90^o$, trường bức xạ của hai chấn tử có góc pha khoảng cách bằng nhau nên sai pha khoảng cách bằng không. Đồng thời dòng điện kích thích của hai chấn tử đồng pha nên sai pha dòng điện cũng bằng không. Kết quả là trường bức xạ của hai chấn tử đồng pha và trường tổng sẽ có giá trị cực đại, lớn gấp hai lần trường của một chấn tử.

Các hướng bức xạ bằng không được xác định từ điều kiện:

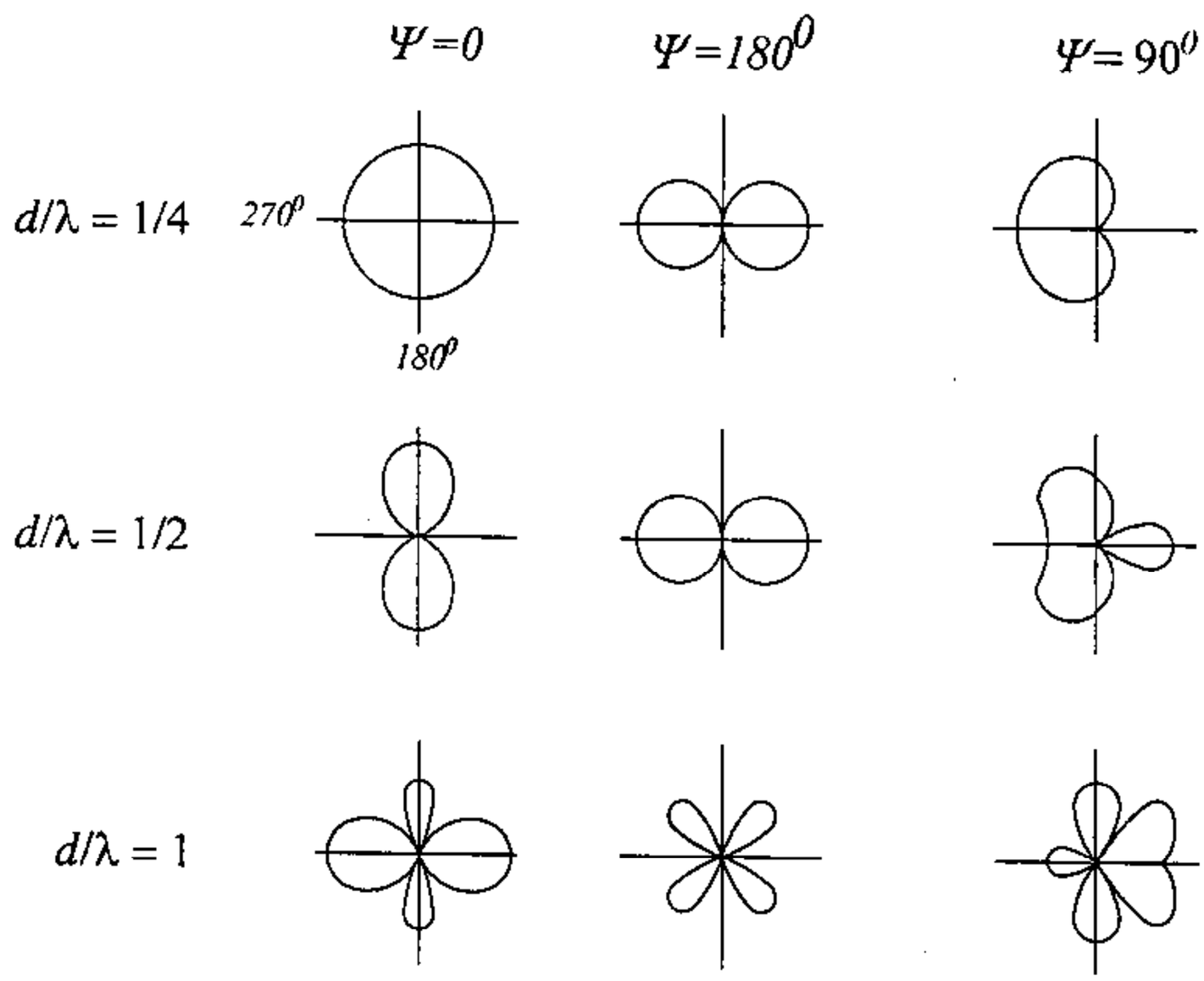
$$kd\cos\theta_o = \pm(2n+1)\pi$$

Từ đó
$$\cos\theta_o = \frac{(2n+1)}{2}\frac{\lambda}{d} \qquad (7.47)$$

ở đây, $n = 0, 1, 2,...$; với $\frac{(2n+1)}{2} \le \frac{d}{\lambda}$.

Như vậy khi $\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2}$ sẽ không có hướng bức xạ bằng không.

Theo quan điểm vật lý có thể thấy rằng, khi khoảng cách giữa hai chấn tử nhỏ hơn nửa bước sóng, ở hướng $\theta = 0^o$ và 180° là các hướng có sai pha khoảng cách lớn nhất thì góc sai pha khoảng cách cũng nhỏ hơn π, nghĩa là không có hướng mà trường bức xạ của hai chấn tử triệt tiêu nhau.



Hình 7.15.

b) Trường hợp $\left|\dot{a}_2\right| = 1$, $\psi_2 = 180^o$ (hai chấn tử được kích thích bởi các dòng điện đồng biên, ngược pha nhau). Trong trường hợp này (7.40) có dạng:

$$f_k(\theta) = 1 + e^{i(kd\cos\theta + \pi)} \tag{7.48}$$

Tương tự như trên, ta có thể biến đổi (7.48) để nhận được dạng:

$$f_k(\theta) = -2i\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)e^{\frac{ikd}{2}\cos\theta}$$

Hàm phương hướng biên độ sẽ là

$$\left|f_k(\theta)\right| = 2\left|\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)\right| \tag{7.49}$$

Đồ thị phương hướng biên độ của hệ trong trường hợp này được vẽ ở hình 7.15b. Ta thấy bức xạ của hệ hai chấn tử theo hướng $\theta = \pm 90^o$ luôn bằng không, không phụ thuộc vào khoảng cách giữa chúng. Đó là vì theo các hướng trên trường bức xạ của hai chấn tử tuy có góc pha khoảng cách giống nhau (sai pha khoảng cách bằng không) nhưng lại có sai pha dòng điện bằng π.

Hướng mà trường tổng có giá trị cực đại lớn gấp 2 lần trường bức xạ của một chấn tử được xác định từ điều kiện:

$$kd\cos\theta_{max} = \pm(2n + 1)\pi$$

hoặc

$$\cos\theta_{max} = \pm\frac{(2n + 1)}{2}\frac{\lambda}{d} \tag{7.50}$$

ở đây, $n = 0, 1, 2,...$ với $\frac{(2n + 1)}{2} \le \frac{d}{\lambda}$.

Từ (7.50) có thể thấy rằng $\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2}$ sẽ không có hướng nào mà trường bức xạ lớn gấp đôi so với trường bức xạ của chấn tử đơn.

Các *hướng bức xạ bằng không* được xác định từ điều kiện

$$kd\cos\theta_o = \pm 2n\pi.$$

ở đây, $n = 0, 1, 2,...$ với $n \le \frac{d}{\lambda}$.

Khi $n = 0$ ta có $\theta_o = \pm 90^o$ không phụ thuộc vào khoảng cách giữa hai chấn tử. Các kết quả này có thể được giải thích theo quan điểm vật lý một cách dễ dàng.

c) Trường hợp $|\dot{a}_2| = 1$; $\psi = 90^o$

Trong trường hợp này công thức (7.40) có dạng:

$$f_k(\theta) = 1 + e^{i\left(kd\cos\theta + \frac{\pi}{2}\right)} \tag{7.51}$$

Có thể biến đổi (7.51) để nhận được dạng:

$$f_k(\theta) = 2\cos\left(\frac{kd}{2}\cos\theta + \frac{\pi}{4}\right) e^{i\left(\frac{kd}{2}\cos\theta + \frac{\pi}{4}\right)} \tag{7.52}$$

Ta có hàm phương hướng biên độ:

$$\left|f_k(\theta)\right| = 2\left|\cos\left(\frac{kd}{2}\cos\theta + \frac{\pi}{4}\right)\right| \tag{7.53}$$

Ở đây, đáng chú ý là trường hợp khoảng cách giữa hai chấn tử bằng phần tư bước sóng $\left(d = \frac{\lambda}{4}\right)$. Khi ấy $\frac{kd}{2} = \frac{\pi}{4}$ và (7.53) sẽ có cực tiểu bằng 0 khi $\theta = 0^o$, có cực đại bằng 2 khi $\theta = 180^o$. Theo quan điểm vật lý kết quả trên có thể được giải thích như sau:

Khi khoảng cách giữa hai chấn tử bằng $\frac{\lambda}{4}$, trường bức xạ của chấn tử *1* theo hướng $\theta = 0^o$ chậm pha (do khoảng cách) so với trường của chấn tử *2* một góc $\frac{\pi}{2}$. Trong khi đó, trường bức xạ của chấn tử *1* cũng chậm pha (do dòng điện) so với trường của chấn tử *2* một góc $\frac{\pi}{2}$. Kết quả là trường bức xạ của chấn tử *1* chậm pha so với trường của chấn tử 2 một góc π và trường tổng sẽ triệt tiêu. Cũng phân tích như trên, theo hướng $\theta = 180^0$ ta có trường tổng sẽ đạt cực đại, lớn gấp hai lần trường của một chấn tử. Đồ thị phương hướng của hệ hai chấn tử trong trường hợp này có dạng cardiôit. Trong trường hợp trên, có thể gọi chấn tử *1*, hoặc gọi chấn tử *1* là chấn tử dẫn xạ của 2.

Đồ thị phương hướng biên độ của hệ hai chấn tử ứng với các khoảng cách khác nhau được vẽ ở hình 7.15c.

Hệ số định hướng của hai chấn tử.

Nếu gọi D_1 là hệ số định hướng của chấn tử đơn thì theo định nghĩa (1.58) ta có:

$$D_1(\theta_1,\varphi_1) = \frac{S(\theta_1,\varphi_1)}{S_0}$$

Giả sử ở hướng bức xạ cực đại của hệ thống, cường độ trường tăng lên *p* lần thì mật độ công suất ở hướng cực đại tăng p^2 lần, nghĩa là

$$S_{max} = p^2 S_1$$

Mặt khác, mật độ công suất trung bình của hệ thống cũng tăng so với trường hợp chấn tử đơn, với hệ số tỷ lệ bằng $\frac{R_{\Sigma_0}}{R_{11}}$, nghĩa là

$$S_0 = \frac{R_{\Sigma_0}}{R_{11}} S_{01}$$

Ở đây, R_{Σ_0} là điện trở bức xạ của hệ hai chấn tử tính theo dòng điện ở điểm cấp điện của chấn tử 1 (công thức 6.24);

R_{11} là điện trở bức xạ của chấn tử 1 tính theo dòng điện ở điểm cấp điện khi chấn tử đứng đơn độc (điện trở riêng).

Ta có hệ số định hướng của hệ hai chấn tử ở hướng bức xạ cực đại bằng:

$$D_{max} = \frac{p^2 S_1}{S_{01}\dfrac{R_{\Sigma_0}}{R_{11}}} = \frac{D_1 p^2 R_{11}}{R_{\Sigma_0}} \tag{7.54}$$

Trong phần lớn các trường hợp khảo sát, cường độ trường tại hướng cực đại tăng (1+ $|a_2|$), do đó $p = (1+|a_2|)$.

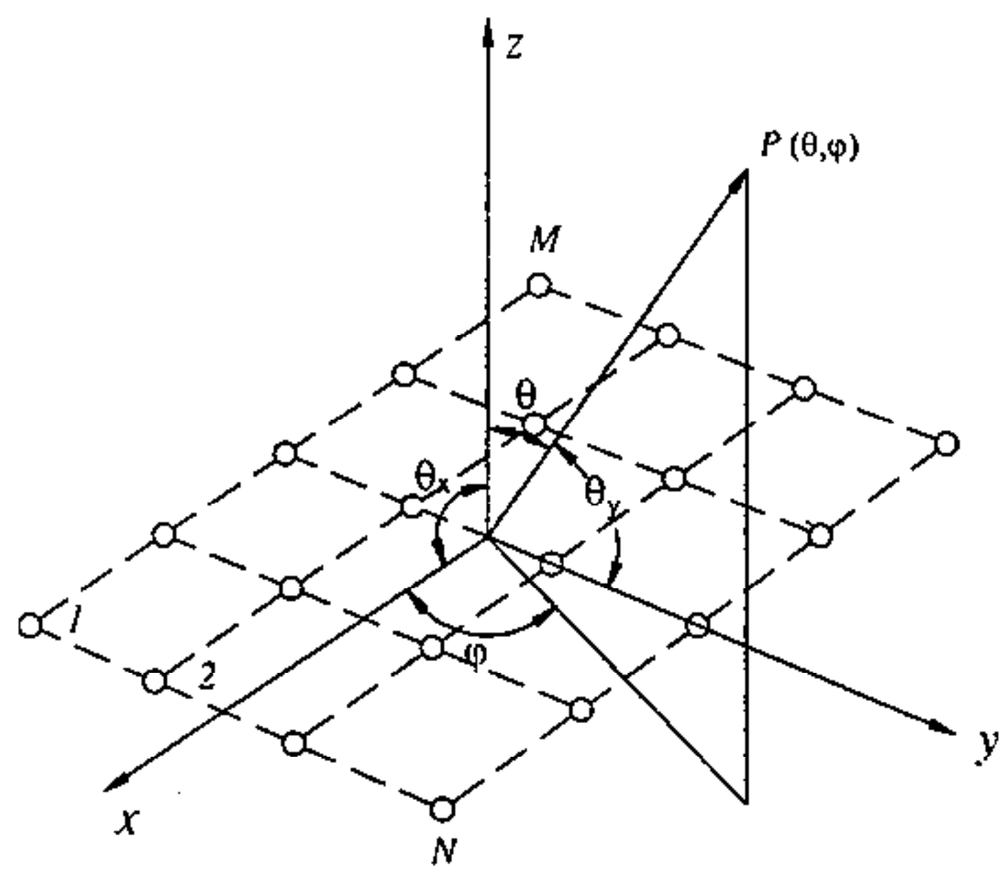
Ta có:

$$D_{max} = \frac{D_1(1+|\dot{a}_2|)^2 R_{11}}{R_{\Sigma_0}} \tag{7.55}$$

§7.3. HỆ THỐNG PHẲNG

Như đã khảo sát ở §7.1, hệ thống thẳng gồm các phần tử đồng pha cho ta đồ thị phương hướng hẹp trong mặt phẳng đi qua trục của hệ thống. Để có anten với đồ thị phương hướng hẹp trong cả hai mặt phẳng, có thể dùng hệ thống bức xạ phẳng, nghĩa là hệ thống gồm các phần tử bức xạ có tâm pha sắp xếp thành hàng, cột trong mặt phẳng (hình 7.16).

Gọi số phần tử xếp dọc theo trục x là M, khoảng cách giữa các phần tử là d_1; còn số phần tử xếp dọc theo trục y là N với khoảng cách d_2. Giả sử các phần tử của hệ thống được kích thích bởi các dòng điện có biên độ giống nhau, sai pha của dòng điện trong hai phần tử cạnh nhau theo trục x là ψ_x, sai pha của dòng điện trong hai phần tử cạnh nhau theo trục y là ψ_y. Khi ấy mỗi dãy phần tử nằm trên một đường thẳng song song với trục x có thể coi là một hệ thống bức xạ gồm M phần tử. Như vậy sẽ có tất cả N hệ thống bức xạ, Mỗi hệ thống thẳng này lại có thể được coi như một phần tử của một hệ thống thẳng mới, có trục trùng với trục y. Theo cách phân tích trên ta dễ dàng tìm được hàm số và đồ thị phương hướng của hệ thống bức xạ phẳng.



Hình 7.16.

Hàm phương hướng biên độ tổ hợp của hệ thống phẳng song song với trục x được biểu thị bởi (7.8):

$$|f_{KM}| = \left|\frac{\sin(M\alpha_x/2)}{\sin(\alpha_x/2)}\right| \tag{7.56}$$

trong đó $\alpha_x = kd_1\cos\theta_x + \psi_x$;

θ_x - góc giữa hướng khảo sát và trục x.

Các hệ thống thẳng này có tâm pha nằm trên trục y. Nếu coi mỗi hệ thống trên là một nguồn đơn vị thì hàm phương hướng biên độ tổ hợp của hệ thống mới (xếp theo trục y) sẽ có dạng:

$$|f_{KN}| = \left|\frac{\sin(N\alpha_y/2)}{\sin(\alpha_y/2)}\right| \tag{7.57}$$

trong đó $\alpha_y = kd_2\cos\theta_y + \psi_y$;

θ_x – góc giữa hướng khảo sát và trục y.

Ta có hàm phương hướng của hệ anten:

$$\overline{f_{MN}} = \overline{f_1} f_{KM} f_{KN} = \overline{f_1}\frac{\sin(M\alpha_x/2)}{\sin(\alpha_x/2)}\frac{\sin(N\alpha_y/2)}{\sin(\alpha_y/2)} \tag{7.58}$$

$\overline{f_1}$ – hàm phương hướng riêng của một phần tử. Nếu phần tử bức xạ là nguồn vô hướng thì $\overline{f_1}$ = const không phu thuộc vào hướng khảo sát và hướng tính của anten được xác định bởi tích của hai hàm tổ hợp.

Các góc θ_x, θ_y có quan hệ với toạ độ (θ, φ) của điểm khảo sát trong hệ toạ độ cần. Nếu gọi $\overline{i_R}$ là vectơ đơn vị hướng từ gốc toạ độ đến điểm khảo sát thì:

$$\overline{i_R} = \sin\theta\cos\varphi\overline{i_x} + \sin\theta\sin\varphi\overline{i_y} + \cos\theta\overline{i_z}$$

Ta có: $\cos\theta_x = \overline{i_R}\overline{i_x} = \sin\theta\cos\varphi$

$$\cos\theta_y = \overline{i_R}\overline{i_y} = \sin\theta\sin\varphi \tag{7.59}$$

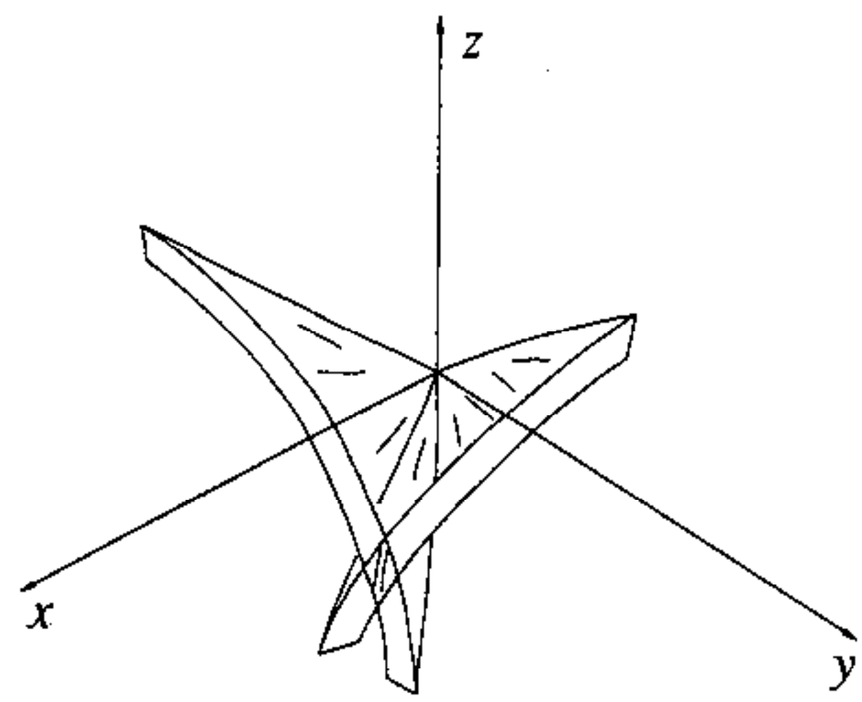
Các hàm số f_{KM}, f_{KN} trong (7.58) có dạng $\dfrac{\sin(N\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)}$ là dạng quen thuộc đã khảo sát trong §7.1, vì vậy ở đây không cần phân tích thêm nữa. Bây giờ ta chú ý đến (7.59). Nếu trong các công thức trên ta thay $\theta = (\pi - \theta)$ thì giá trị của các góc θ_x, θ_y vẫn được bảo toàn, nghĩa là f_{KM}, f_{KN} không thay đổi, do đó giá trị của hàm f_{MN} không thay đổi. Điều này chứng tỏ đồ thị phương hướng có tính đối xứng đối với mặt phẳng của hệ thống.

Bây giờ ta xác định hướng bức xạ cực đại của anten. Nếu góc sai pha dòng điện trong các dãy thoả mãn điều kiện $\psi_x \le kd_1$; $\psi_y \le kd_2$ và mỗi dãy chỉ có một cực đại chính

thì sẽ xác định được hướng bức xạ cực đại của dãy theo trục x và dãy theo trục y (công thức 7.14):

$$\left.\begin{aligned}\cos\theta_{xM} &= \frac{-\psi_x}{kd_1}\\ \cos\theta_{yM} &= \frac{-\psi_y}{kd_2}\end{aligned}\right\} \quad (7.60)$$

Đồ thị phương hướng không gian của mỗi dãy sẽ là một hình nón mà trục của nón là trục x và y. Nếu hai hình nón này cách nhau thì giao của chúng sẽ xác định búp sóng chính của cả hệ thống (hình 7.17).



Hình 7.17.

Trường hợp hệ thống phẳng là hệ thống đồng pha, nghĩa là:

$$\psi_x = \psi_y$$

thì hướng cực đại chính của các hàm số f_{KN}, f_{KM} sẽ là:

$$\theta_{xM} = \theta_{yM} = \pm\frac{\pi}{2}$$

Do đó hướng cực đại chính của cả hệ anten sẽ là hướng $\theta = \pm 90^0$.

Giá trị của f_{KM}, f_{KN} ở hướng cực đại chính ($\theta = \pm 90^0$) là M và N. Vì vậy cường độ trường nhận được ở hướng này sẽ bằng M.N lần cường độ trường bức xạ của một phần tử :

$$|E_{tổng}| = M.N\,|E_1|$$

Độ rộng của đồ thị phương hướng trong mặt phẳng xz và yz được xác định bởi (7.19)

$$\left.\begin{aligned}2\theta_{[0]}^{(xz)} &= 2\frac{\lambda}{M\lambda_1}rad,\\ 2\theta_{[0]}^{(yz)} &= 2\frac{\lambda}{N\lambda_2}rad.\end{aligned}\right\} \quad (7.61)$$

Hệ số định hướng của hệ thống có thể được xác định theo công thức (1.81), trong đó thay $E = E_{tổng}$ và $W = W_0 = 120\pi$.

$$D = \frac{|E_{tổng}|^2 R_0^2}{60P_{\Sigma_1}}$$

Trường hợp hệ thống đồng pha, ta có cường độ trường ở hướng bức xạ cực đại:

$$|E_{tổng}| = M.N\,|E_1|$$

Công suất bức xạ của hệ thống bằng tổng công suất bức xạ của các phần tử:

$$P_{\Sigma_{tổng}} = P_{\Sigma_1} M.N$$

P_{Σ_1} là công suất bức xạ trung bình của một phần tử khi có xét đến ảnh hưởng tương hỗ giữa chúng.

Hệ số định hướng của hệ thống ở hướng bức xạ cực đại sẽ bằng:

$$D_{max} = \frac{|E_1|^2 R_0^2}{60 P_{\Sigma_1}} M.N$$

Vì $\frac{|E_1|^2 R_0^2}{60 P_{\Sigma_1}} = D_1$ là hệ số định hướng của một phần tử trong hệ thống (*). Nên

$$D_{max} = M.N.D_1 \tag{7.62}$$

Như vậy hệ số định hướng của hệ thống bức xạ đồng pha sẽ bằng tổng hệ số định hướng của các phần tử bức xạ đơn.

Trường hợp các phần tử của hệ thống là các chấn tử nửa sóng thì hệ số định hướng được xác định bởi (**)

$$D_1 = \frac{120}{R_{\Sigma_b}}$$

trong đó R_{Σ_b} là điện trở bức xạ của chấn tử nửa sóng tính theo dòng điện ở điểm bụng cũng chính bằng phần thực của trở kháng vào.

Ta có hệ số định hướng của hệ thống chấn tử nửa sóng ở hướng bức xạ cực đại

$$D_{max} = \frac{120}{R_{\Sigma_b}} M.N \tag{7.63}$$

(*) D_1 là hệ số định hướng của một phần tử trong hệ thống khi xét đến ảnh hưởng tương hỗ của các chấn tử khác.

(**) Đối với chấn tử nửa sóng:

$$|E_1| = |E_1| = \frac{60 I_b}{R_0}; \quad P_{\Sigma_1} = \frac{1}{2} I_b^2 R_{\Sigma_b}$$

Ở đây R_{Σ_b} là điện trở bức xạ của chấn tử nửa sóng khi có xét đến ảnh hưởng tương hỗ với các chấn tử khác của hệ thống. Từ đây xác định được hệ số định hướng

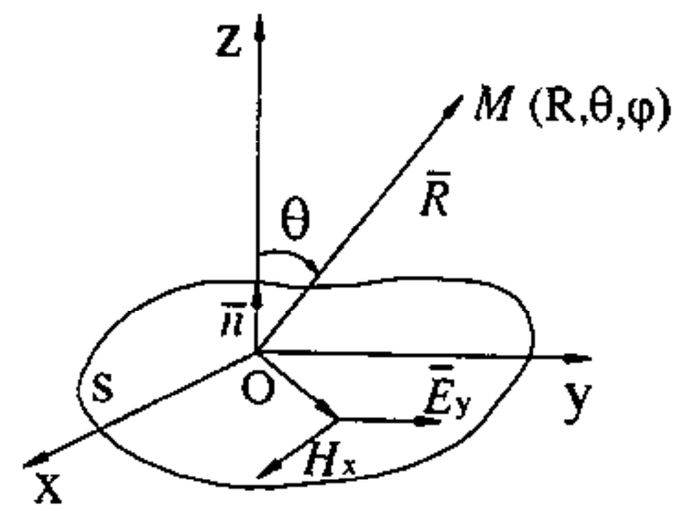
$$D_1 = \frac{120}{R_{\Sigma_b}}$$

Chương VIII
LÝ THUYẾT BỨC XẠ MẶT

§8.1. BỨC XẠ CỦA BỀ MẶT ĐƯỢC KÍCH THÍCH BỞI TRƯỜNG ĐIỆN TỪ. KHÁI NIỆM VỀ KHẨU ĐỘ ANTEN

Ở dải sóng cực ngắn, để nhận được bức xạ có đồ thị phương hướng hẹp thường sử dụng anten bức xạ mặt. Đó là các bề mặt được kích thích bởi trường điện từ bức xạ từ một nguồn sơ cấp nào đó (thường là các nguồn đơn giản). Trường kích thích sẽ tạo ra ở trên bề mặt ấy các thành phần E, H, vuông góc nhau. Khi ấy bề mặt nói trên sẽ trở thành nguồn bức xạ thứ cấp, ta gọi đó là mặt bức xạ của anten. Trường hợp mặt bức xạ là một diện tích phẳng, ta gọi diện tích ấy là khẩu độ của anten (miệng anten). Trong chương này sẽ khảo sát các bài toán đối với trường hợp mặt bức xạ phẳng (*).

Giả sử miệng anten có diện tích s, trên đó các thành phần thường E, H có biên độ và pha phân bố theo một quy luật xác định. Ta chọn hệ toạ độ khảo sát sao cho trục z vuông góc với mặt phẳng bức xạ và phù hợp với vectơ pháp tuyến ngoài của mặt, còn các vectơ trường song song với các trục toạ độ trong mặt phẳng ấy (hình 8.1).



Hình 8.1.

Ta khảo sát bài toán tổng quát khi trường được kích thích trên miệng anten là hàm số theo các toạ độ của mặt

$$\overline{H_x} = \overline{i_x} H_0 f(x,y) \qquad (8.1)$$

$\overline{H_x}$ – Biên độ phức của vectơ cường độ từ trường trên bề mặt bức xạ;

H_0– biên độ cường độ trường tại gốc toạ độ;

$f(x,y)$– hàm phân bố phức của trường

Môđun của $f(x,y)$ là hàm phân bố biên độ, ký hiệu bởi $f_m(x,y)$. Argumen của $f(x,y)$ là hàm phân bố pha, ký hiệu bởi $\Psi(x,y)$. Như vậy (8.1) có thể được viết lại dưới dạng:

$$\overline{H_x} = \overline{i_x} H_0 f(x,y) e^{i\psi(x,y)} \qquad (8.1a)$$

(*) Đối với các mặt bức xạ không phẳng, ta có thể đưa về trường hợp mặt bức xạ phẳng bằng cách thiết lập hình chiếu của nó trên mặt phẳng.

Tỷ số của thành phần tiếp tuyến của điện trường và từ trường tại mỗi điểm trên bề mặt được gọi là trở khàng bề mặt tại điểm ấy, ký hiệu là $Z_s(x,y)$ (*).

Trong trường hợp đang khảo sát, trở kháng bề mặt được xác định bởi

$$Z_s = \frac{E_y}{H_x} \tag{8.2}$$

Để phân tích bức xạ của mặt ta áp dụng nguyện lý dòng mặt tương đương. Trong trường hợp này, tại mỗi điểm trên bề mặt sẽ có:

Mật độ dòng điện mặt

$$\overline{J_s^e} = \left(\overline{n} \times \overline{H_y}\right) = \overline{J_y^e} = \overline{i_y} H_x$$

Mật độ dòng từ mặt

$$\overline{J_s^m} = \left(\overline{n} \times \overline{E_y}\right) = \overline{J_x^m} = \overline{i_x} E_y$$

Hàm bức xạ được xác định theo (1.7a) bằng:

$$\overline{G_y^e} = \int_s \overline{J_y^e} e^{ik\rho \overline{i_\rho} \overline{i_R}} ds = \overline{i_y} \int_s H_x e^{ik\rho \overline{i_\rho} \overline{i_R}} ds \tag{8.3}$$

$$\overline{G_x^m} = \int_s \overline{J_x^m} e^{ik\rho \overline{i_\rho} \overline{i_R}} ds = \overline{i_x} \int_s E_y e^{ik\rho \overline{i_\rho} \overline{i_R}} ds \tag{8.4}$$

ở đây s– diện tích của mặt bức xạ (diện tích miệng anten);

ρ– bán kính của điểm bất kỳ trên mặt bức xạ tính từ gốc toạ độ.

$\overline{i_\rho}; \overline{i_R}$ – các vectơ đơn vị trên hướng $\overline{\rho}$ và $\overline{R}$ (xem hình 8.1).

Nếu chú ý đến (8.2) ta nhận được:

$$G_x^m = Z_s G_y^e \tag{8.5}$$

Các thành phần của hàm bức xạ trong hệ toạ độ cầu có thể được xác định qua các thành phần trong hệ toạ độ vuông góc bởi (1.39).

$$\left.\begin{aligned} G_\theta^e &= G_y^e \cos\theta \sin\varphi \\ G_\varphi^e &= G_y^e \cos\varphi \end{aligned}\right\} \tag{8.6}$$

$$\left.\begin{aligned} G_\theta^m &= G_x^m \cos\theta \cos\varphi \\ G_\varphi^m &= -G_x^m \sin\varphi \end{aligned}\right\} \tag{8.7}$$

(*) Trong trường hợp tổng quát, trở kháng bề mặt là đại lượng phức. Nếu mặt được kích thích bởi trường có đặc tính sóng phẳng thì Z_s là đại lượng thực có quan hệ với trở kháng sóng của sóng kích thích (W_s). Trường hợp mặt được kích thích bởi trường có dạng sóng mặt thì Z_s là đại lượng phức hoặc ảo, được xác định bởi các đặc tính của kết cấu duy trì sóng mặt ấy. Vấn đề này sẽ được trình bày kỹ hơn ở phần sau của chương này.

Áp dụng quan hệ (8.5), ta có thể biểu thị các thành phần trong (8.7) qua G_y^e như sau:

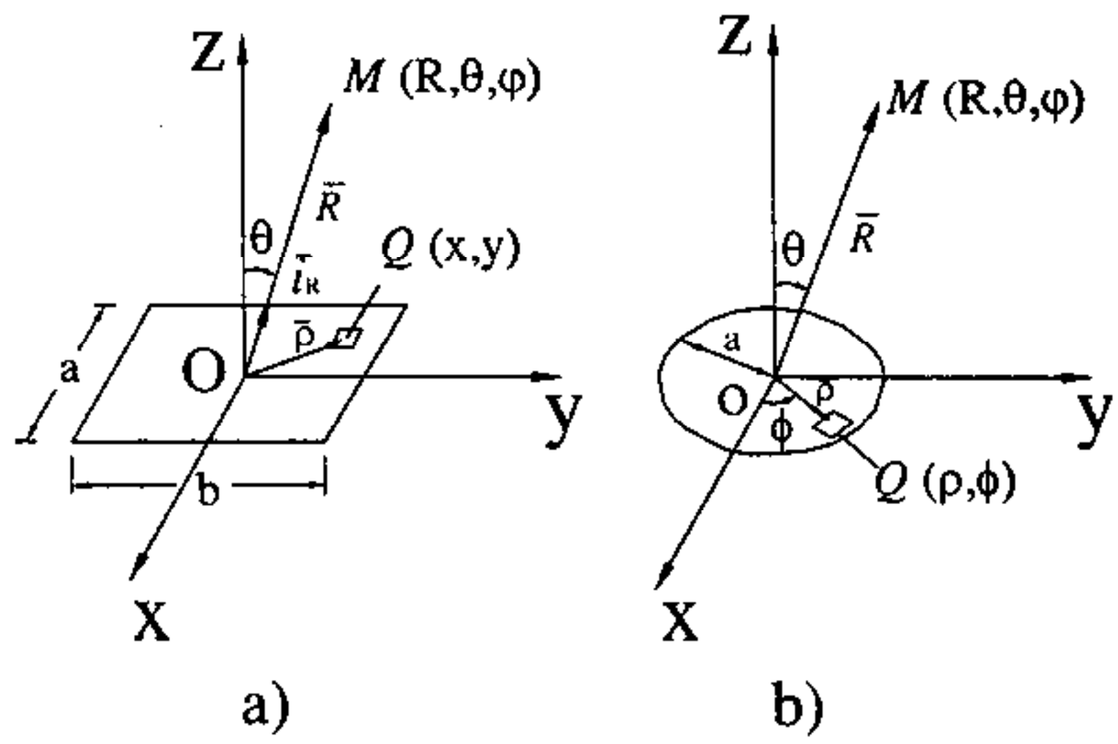
$$\left.\begin{aligned} G_\theta^m &= Z_S G_y^e \cos\theta\cos\varphi \\ G_\varphi^m &= -Z_S G_y^e \sin\varphi \end{aligned}\right\} \qquad (8.7a)$$

Thay (8.6) và (8.7) vào (1.32), (1.33) ta nhận được các thành phần của trường bức xạ:

$$\left.\begin{aligned} \overline{E_\theta} &= \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left(W\cos\theta - Z_S\right)\sin\varphi.G_y^e\overline{i_\theta} \\ \overline{E_\varphi} &= \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left(W - Z_S\cos\theta\right)\cos\varphi.G_y^e\overline{i_\varphi} \\ \overline{H_\theta} &= \frac{E_\varphi}{W}\overline{i_0} \\ \overline{H_\varphi} &= \frac{E_0}{W}\overline{i_\varphi} \end{aligned}\right\} \qquad (8.8)$$

Như vậy, trường tạo bởi mặt bức xạ ở khu xa có thể được xác định qua một trong hai hàm bức xạ G^e hoặc G^m tính theo các dòng điện hoặc dòng từ mặt. Hàm này được biểu diễn dưới dạng tích phân mặt theo diện tích của mặt bức xạ đối với các thành phần của trường kích thích trên mặt đó. Trong công thức (8.8) dẫn ra ở trên, các thành phần của trường bức xạ được biểu thị duy nhất qua hàm bức xạ G_y^e. Biểu thức của hàm bức xạ G_y^e có thể nhận được từ (8.3) khi thay vào đó giá trị của cường độ trường kích thích H_x đã biết và lấy tích phân theo mặt S, với các điểm tích phân có toạ độ xác định bởi vectơ bán kính $\overline{\rho}$

Sau đây ta sẽ xét biểu thức của hàm bức xạ (8.3) đối với các trường hợp mặt bức xạ có hình dạng và kích thước xác định: mặt bức xạ chữ nhật và tròn. Hình 8.2 vẽ các mặt bức xạ có hình dạng khác nhau cùng với hệ toạ độ được chọn để khảo sát.



Hình 8.2.

• *Trường hợp mặt bức xạ chữ nhật* (hình 8.2a).

Giả sử điểm khảo sát M có các toạ độ $R,\theta,\ \varphi$ còn điểm Q bất kỳ trên mặt bức xạ có toạ độ x,y. Áp dụng (1.8) ta xác định được:

$$\rho\overline{i_\rho}\,\overline{i_R} = x\sin\theta\cos\varphi + y\sin\theta\sin\varphi \qquad (8.9)$$

Thay (8.9) vào (8.3), đồng thời chú ý rằng trong trường hợp này $ds = dxdy$ và tích phân theo mặt s được lấy theo diện tích hình chữ nhật có các cạnh a và b, ta nhận được biểu thức của hàm bức xạ đối với trường hợp mặt bức xạ chữ nhật:

$$G_y^e = \int_{-a/2}^{a/2}\int_{-b/2}^{b/2} H_x e^{ik(x\cos\varphi\sin\theta + y\sin\varphi\sin\theta)} dxdy \tag{8.10}$$

Trong đó, biểu thức của Hx được xác định theo (8.1).

• *Trường hợp mặt bức xạ tròn* (hình 8.2b)

Trong trường hợp này, toạ độ của mỗi điểm bất kỳ trên mặt bức xạ, thích hợp là được biểu thị theo toạ độ độc cực (ρ,θ). Khi ấy hàm phân bố của trường trên mặt bức xạ (8.1a) sẽ được viết dưới dạng:

$$\overline{H_x} = \overline{i_x} H_0 f_m(\rho,\phi) e^{i\psi(\rho,\phi)} \tag{8.11}$$

Để xác định tích $\rho\overline{i_\rho}\,\overline{i_R}$ ta áp dụng (1.8), đồng thời chú ý rằng trong trường hợp này $\varphi' = \phi$; $\theta' = \frac{\pi}{2}$, ta nhận được:

$$\rho\overline{i_\rho}\,\overline{i_R} = \rho\sin\theta\cos(\phi - \varphi) \tag{8.12}$$

Thay (8.12) vào (8.3), đồng thời chú ý rằng trong trường hợp này ds = $\rho d\rho d\phi$ và tích phân được lấy theo hình tròn bán kính a, ta có biểu thức của hàm bức xạ đối với trường hợp mặt bức xạ tròn.

$$G_y^e = \int_0^{2\pi}\int_0^{a} H_x e^{ik\rho\sin\theta\cos(\phi-\varphi)} \rho.d\rho d\phi \tag{8.13}$$

ở đây biểu thức của H_x được xác định theo (8.11).

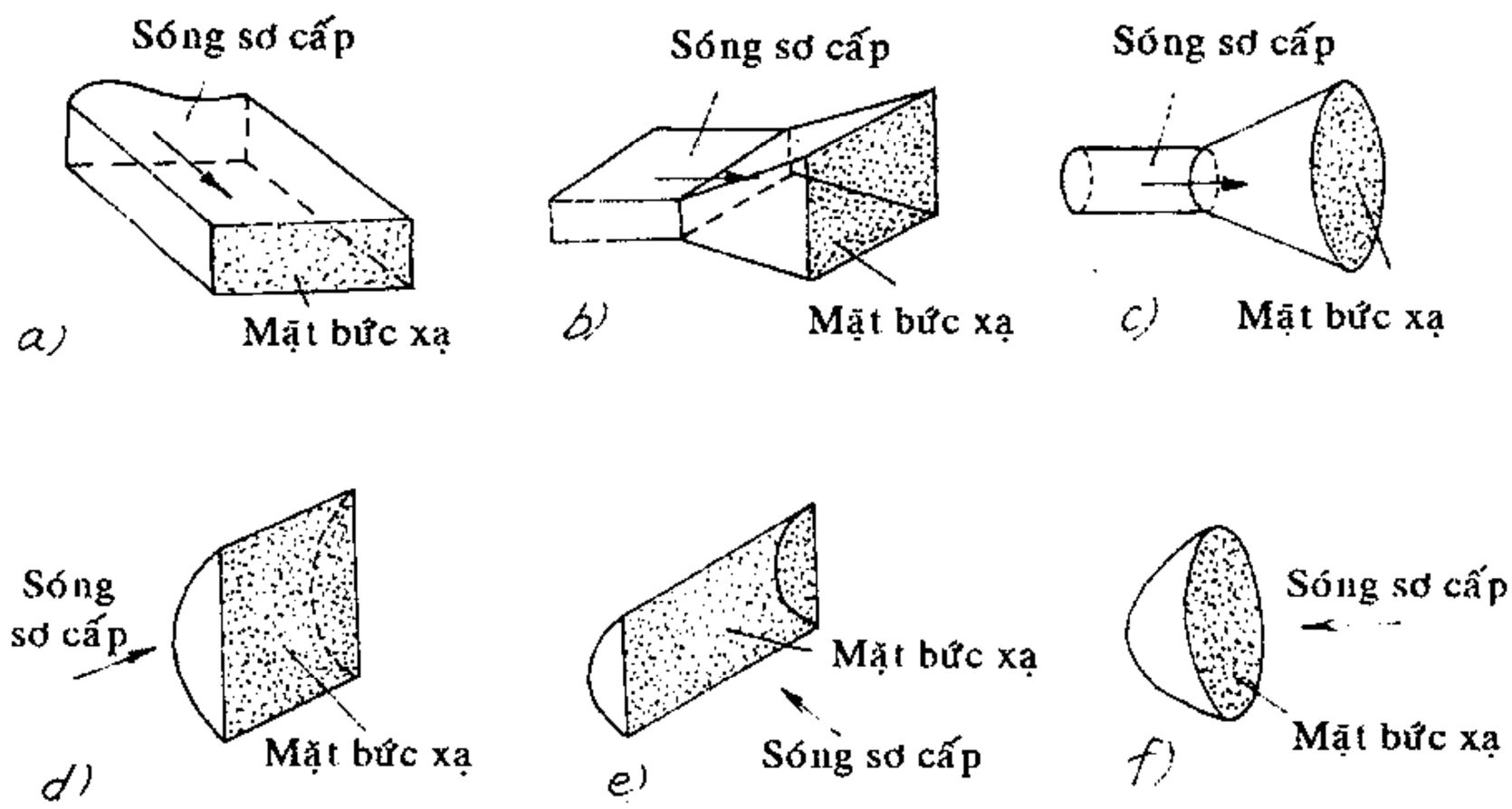
Sau đây sẽ khảo sát hai bài toán cơ bản ứng với hai trường hợp của mặt bức xạ có trở kháng bề mặt thực và phức:

– Trở kháng bề mặt là đại lượng thực. Trường hợp này thường xảy ra khi mặt bức xạ được kích thích bởi trường có đặc tính sóng phẳng hay gần với sóng phẳng. Bài toán này thuộc về lý thuyết *anten mặt*.

– Trở kháng bề mặt là đại lượng phức (hoặc ảo). Trường hợp này thường xảy ra khi mặt bức xạ được kích thích bởi trường có đặc tính sóng mặt. Bài toán này thuộc về lý thuyết *anten sóng mặt*.

A. LÝ THUYẾT ANTEN MẶT

Trong phần này sẽ khảo sát các trường hợp bức xạ của bề mặt (được kích thích bởi trường) có trở kháng bề mặt là đại lượng thực. Bài toán này rất thường gặp trong thực tế khi phân tích các anten thuộc loại ống dẫn sóng, loa, thấu kính, gương phản xạ... Hình 8.3 vẽ một số thí dụ của các anten thuộc loại này.



Hình 8.3.

Hình (a) là anten kiểu ống dẫn sóng, có mặt bức xạ là miệng ống dẫn sóng. Hình (b) và (c) là anten kiểu loa chữ nhật và loa tròn có mặt bức xạ là miệng loa. Trong các trường hợp này, mặt bức xạ được kích thích bởi trường của sóng truyền theo ống từ nguồn tới. Trở kháng bề mặt của anten được xác định bởi trở kháng sóng của sóng kích thích, phụ thuộc vào loại sóng và kích thước của hệ thống. Hình (d) là anten kiểu thấu kính điện môi, là một khối điện môi có hình dạng đặc biệt được kích thích bởi sóng sơ cấp bức xạ từ một nguồn đơn giản truyền qua lớp điện môi tới mặt bức xạ phẳng. Trở kháng bề mặt của anten phụ thuộc vào các thông số điện của lớp điện môi. Hình (e) và (f) là anten kiểu gương phản xạ parabol hình chữ nhật và hình tròn. Mặt bức xạ trong các trường hợp này là miệng gương (diện tích chấm chấm hình chữ nhật và hình tròn). Anten được kích thích bởi sóng bức xạ từ một nguồn đơn giản đặt ở tiêu điểm của parabol. Sóng bức xạ truyền tới mặt kim loại của gương parabol sẽ phản xạ và truyền ngược lại. Có thể coi diện tích của miệng gương được kích thích bởi trường của chính sóng phản xạ này. Trở kháng bề mặt của mặt bức xạ trong các trường hợp này cũng phù hợp với trở kháng sóng của không gian tự do vì sóng kích thích có dạng sóng lan truyền tự do.

Trong các ví dụ kể trên, trường kích thích trên mặt bức xạ thường có phân bố pha đồng đều, nghĩa là có đặc tính của sóng phẳng. Tuy nhiên trong nhiều trường hợp thực tế cũng có xảy ra sự méo pha.

Sau đây chúng ta sẽ khảo sát các bài toán cụ thể ứng với các quy luật phân bố biên độ và pha khác nhau của trường kích thích.

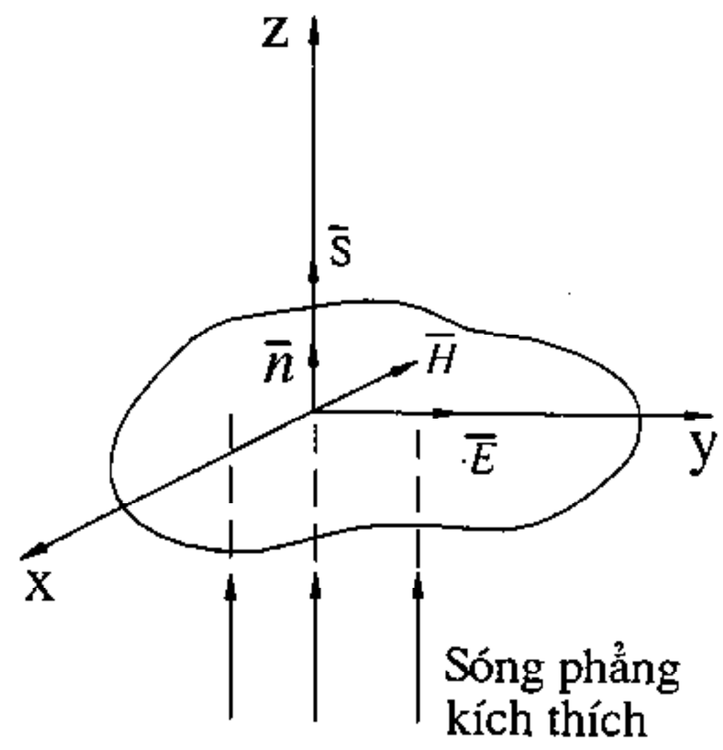
§8.2. BỨC XẠ CỦA BỀ MẶT ĐƯỢC KÍCH THÍCH BỞI TRƯỜNG ĐIỆN TỪ PHÂN BỐ ĐỀU. MẶT BỨC XẠ LÝ TƯỞNG.

Ta khảo sát trường bức xạ là mặt phẳng và các thành phần tiếp tuyến của trường ở trên đó có biên độ và pha đồng đều ở mọi điểm, nghĩa là hàm phân bố biên độ có giá trị bằng 1, còn hàm phân bố pha có giá trị bằng không:

$$\left.\begin{aligned} f_m(x,y)&=1\\ \varphi(x,y)&=0\end{aligned}\right\} \qquad (8.14)$$

Mặt bức xạ như vậy được gọi là *mặt bức xạ lý tưởng*. Giả sử mặt bức xạ được kích thích bởi trường của một sóng phẳng truyền theo hướng vuông góc với bề mặt, với trở kháng sóng bằng W_S .Theo định nghĩa, trở kháng sóng có giá trị bằng tỷ số biên độ của thành phần điện trường và từ trường của sóng:

$$W_S = \frac{|\overline{E}|}{|\overline{H}|}$$



Hình 8.4.

Trong trường hợp này, các vectơ $\overline{E},\overline{H}$ của trường trên mặt bức xạ sẽ có biên độ và pha đồng đều (vì mặt bức xạ trùng với mặt sóng).

Ta chọn hệ toạ độ sao cho trục z trùng với phương truyền tới của sóng kích thích, còn vectơ điện trường phù hợp với trục y $\left(\overline{E}=\overline{E_y}=\overline{i_y}E_0\right)$. Khi ấy, nếu chú ý đến quan hệ của vec tơ $\overline{E},\overline{H}$ và vectơ Poynting $\overline{S}$ sẽ thấy vectơ từ trường phải hướng theo chiều âm của trục x, nghĩa là $\overline{H}=\overline{H_x}=-\overline{i_x}H_0$ (hình 8.4). Căn cứ vào các nhận xét trên, ta sẽ viết lại các hệ thức (8.1) và (8.2) dưới dạng:

$$H_x = -H_0 \qquad (8.15)$$

$$Z_S = \frac{E_y}{H_x} = -\frac{E_0}{H_0} = -W_S \qquad (8.16)$$

Áp dụng (8.16) sẽ viết được biểu thức của hàm bức xạ G_y^e; sau đó thay G_y^e vào (8.8) và chú ý trong trường hợp này Z_S được xác định theo (8.17), ta sẽ nhận được các biểu thức của trường bức xạ trong hệ toạ độ cầu. Sau đây ta khảo sát lời giải của bài toán trong các trường hợp cụ thể.

a. Mặt bức xạ chữ nhật (hình 8.2a)

Áp dụng công thức (8.10) và chú ý rằng trong đó H_x được xác định bởi (8.15) ta có:

$$G_y^e = -H_0 \int_{-a/2}^{a/2}\int_{-b/2}^{b/2} e^{ik(x\cos\varphi\sin\theta + y\sin\varphi\sin\theta)}dx\,dy \qquad (8.17)$$

Thực hiện tích phân trên ta được kết quả

$$G_y^e = -H_0 a.b \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi}.\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi} \qquad (8.18)$$

Thay (8.16) và (8.18) vào (8.8) sẽ nhận được các thành phần của trường bức xạ:

$$\left.\begin{aligned}
E_\theta &= \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}W_s H_0 a.b\left(1+\frac{W}{W_s}\cos\theta\right)\sin\varphi\times \\
&\times\frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi}\cdot\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\sin\varphi} \\
E_\varphi &= \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}W_s H_0 a.b\left(\frac{W}{W_s}+\cos\theta\right)\cos\varphi\times \\
&\times\frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi}\cdot\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\sin\varphi} \\
H_\theta &= \frac{E_\varphi}{W} \\
H_\varphi &= \frac{E_\theta}{W}
\end{aligned}\right\} \qquad (8.19)$$

Bây giờ ta khảo sát trường bức xạ trong các mặt phẳng chính: mặt phẳng E và mặt phẳng H

Trường hợp điểm khảo sát nằm trong mặt phẳng E (mặt phẳng yOz) nghĩa là ứng với $\varphi = 90^0$, ta có:

$$\left.\begin{aligned}
E_\theta &= \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}W_S H_0 a.b\left(1+\frac{W}{W_S}\cos\theta\right)\times\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta} \\
E_\varphi &= 0
\end{aligned}\right\} \qquad (8.20)$$

Trường hợp điểm khảo sát nằm trong mặt phẳng H (mặt phẳng xoz), nghĩa là ứng với $\varphi = 0$, ta có:

$$\left.\begin{aligned}
E_\varphi &= \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}W_S H_0 a.b\left(\frac{W}{W_S}+\cos\theta\right)\times\frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta} \\
E_\theta &= 0
\end{aligned}\right\} \qquad (8.21)$$

Phân tích các hệ thức (8.20) và (8.21) ta thấy sự phụ thuộc của cường độ trường bức xạ theo các hướng trong mặt phẳng khảo sát được xác định bởi hàm số gồm tích của hai số hạng: số hạng thứ nhất có dạng phù hợp với hàm phương hướng của nguyên tố bức xạ

hỗn hợp (nguyên tố Huygen), còn số hạng thứ hai có dạng $\frac{\sin u}{u}$ ($u = \frac{kb}{2}\sin\theta$ đối với mặt phẳng E và $u = \frac{ka}{2}\sin\theta$ đối với mặt phẳng H). Nếu coi mặt bức xạ là tập hợp của các nguyên tố hỗn hợp thì số hạng thứ nhất chính là hàm phương hướng riêng của phần tử bức xạ, còn số hạng thứ hai sẽ tương ứng với hàm phương hướng tổ hợp. Hàm phương hướng của nguyên tố hỗn hợp đã được khảo sát ở chương 2. Hàm số này có cực đại bằng $\left(1+\frac{W}{W_S}\right)$ theo hương $\theta = 0^0$, nghĩa là phù hợp với hướng truyền lan của sóng phẳng kích thích. Hàm phương hướng tổ hợp dạng $\frac{\sin u}{u}$ đã được khảo sát ở chương 3. Hàm số này có cực đại chính bằng 1 ứng với $u = 0$ ($\theta = 0^0$), và một số cực đại phụ (xem hình 3.2). Do đó, đồ thị phương hướng của mặt bức xạ sẽ có cực đại theo hướng $\theta = 0^0$. Hàm phương hướng biên độ chuẩn hóa của mặt bức xạ trong hai mặt phẳng được xác định theo (8.20) và (8.21), bằng:

$$\left.\begin{aligned}
\left|F\left(\theta^E\right)\right| &= \left|\frac{\left(1+\frac{W}{W_S}\cos\theta^E\right)}{1+\frac{W}{W_S}} \times \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta^E\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta^E}\right| \\
\left|F\left(\theta^H\right)\right| &= \left|\frac{\left(\frac{W}{W_S}+\cos\theta^E\right)}{1+\frac{W}{W_S}} \times \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta^H\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta^H}\right|
\end{aligned}\right\} \qquad (8.22)$$

Đồ thị phương hướng biên độ chuẩn hóa của anten được vẽ ở hình (8.5).

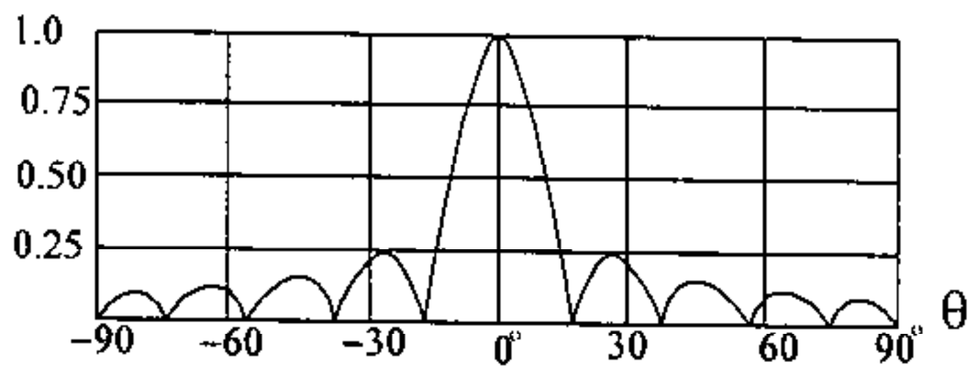
Hướng mà biên độ có giá trị bằng không, còn được gọi là *hướng bức xạ không*, có thể được xác định từ điều kiện:

$$\frac{kb}{2}\sin\theta_0^E = n\pi \quad \text{(đối với mặt phẳng } E\text{)}$$

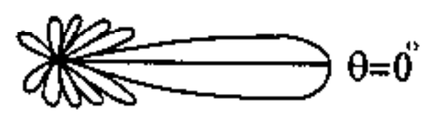
và $$\frac{ka}{2}\sin\theta_0^H = n\pi \quad \text{(đối với mặt phẳng } H\text{)}$$

Với n = 1,2,3...

Ở đây θ_0^E và θ_0^H là ký hiệu các hướng bức xạ bằng không trong mặt phẳng E và H.



a) Biểu diễn trong tọa độ decac



b) Biểu diễn trong tọa độ cực

Hình 8.5.

Từ đó ta có

$$\sin\theta_0^E = \frac{n\lambda}{b};$$

$$\sin\theta_0^H = \frac{n\lambda}{a}$$

Hướng *bức xạ không* thứ nhất được xác định từ biểu thức:

$$\left.\begin{aligned}\sin\theta_{01}^E &= \frac{\lambda}{b};\\ \sin\theta_{01}^H &= \frac{\lambda}{a}\end{aligned}\right\} \qquad (8.23)$$

Ở đây ký hiệu θ_{01} là *hướng bức xạ không* thứ nhất.

Khi mặt bức xạ có kích thước lớn $\left(\frac{\lambda}{a} << 1; \frac{\lambda}{b} << 1\right)$, có thể coi $\sin\theta_{01}$ trong các công thức (8.23) gần đúng bằng argumen của chúng. Ta có độ rộng của đồ thị phương hướng (theo hướng *bức xạ không*) được tính theo công thức [(*)].

Trong mặt phẳng E:

$$\left.\begin{aligned}&2\theta_{[0]}^E = 2\theta_{01}^E = 2\frac{\lambda}{b} rad; 2\theta_{[0]}^E = 115^0\frac{\lambda}{b}\\ &\text{Trong mặt phẳng H:}\\ &2\theta_{[0]}^H = 2\theta_{01}^H = 2\frac{\lambda}{a} rad; 2\theta_{[0]}^H = 115^0\frac{\lambda}{a}\end{aligned}\right\} \qquad (8.24)$$

Từ các công thức (8.24) có thể thấy rằng độ rộng của đồ thị phương hướng anten trong mỗi mặt phẳng chỉ phụ thuộc vào kích thước của anten theo mặt phẳng ấy, không phụ thuộc vào kích thước anten theo mặt phẳng vuông góc với nó.

Độ rộng của đồ thị phương hướng anten tính theo hướng bức xạ nửa công suất được xác định bởi công thức:

Trong mặt phẳng *E:*

$$2\theta_{1/2}^E = 51^0\frac{\lambda}{b}$$

Trong mặt phẳng *H*:

$$2\theta_{1/2}^H = 51^0\frac{\lambda}{a} \qquad (8.25)$$

Công thức này cũng phù hợp với công thức của hệ thống bức xạ phẳng đồng pha khi số phần tử bức xạ khá lớn. Trị số của các cực đại phụ trong trường hợp này có thể được xác định theo phương pháp tương tự như khi tính toán hệ thống bức xạ đồng pha.

[(*)] Công thức (7.24) cũng phù hợp công thức (6.44) đối với hệ thống bức xạ phẳng đồng pha khi coi $b = Md_1$ và $a = Nd_2$

b. Mặt mức xạ tròn (hình 8.2b)

Áp dụng công thức (8.13) và chú ý rằng trong đó H_x được xác định bởi (8.15) ta có:

$$G_y^e = -H_0 \int_0^{2\pi} \int_0^a e^{ik\rho \sin\theta \cos(\phi-\varphi)} \rho d\rho d\phi \tag{8.26}$$

Trường hợp điểm khảo sát nằm trong mặt phẳng E hoặc mặt phẳng H nghĩa là ứng với $\varphi = 90^0$ hoặc $\varphi = 0^0$, tích phân (8.26) sẽ cho ta kết quả.

$$G_y^e = -H_0 S \frac{J_l(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta} \tag{8.27}$$

ở đây J_1 - là hàm số Bessel bậc 1, argumen ($ka\sin\theta$)

S – diện tích mặt bức xạ, bằng πa^2

Thay (8.27) vào (8.8) và lưu ý tới (8.16) ta nhận được các thành phần của trường bức xạ trong hai mặt phẳng chính.

Trong mặt phẳng E (ứng với $\varphi = 90^0$)

$$E_\theta = \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} W_S H_0 S \left(1 + \frac{W}{W_S}\cos\theta\right) \times \frac{J_1(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta} \tag{8.28}$$

Trong mặt phẳng H (ứng với $\varphi = 0^0$)

$$E_\varphi = \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} W_S H_0 S \left(\frac{W}{W_S} + \cos\theta\right) \times \frac{J_1(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta} \tag{8.29}$$

ở đây $S = \pi a^2$ – diện tích của mặt bức xạ

J_1 – hàm Bessel bậc 1, arumen ($ka\sin\theta$)

Hàm phương hướng biên độ chuẩn hóa trong hai mặt phẳng sẽ có dạng:

$$\left|F(\theta^E)\right| = \left|\frac{(1 + \frac{W}{W_S}\cos\theta^E)}{1 + \frac{W}{W_S}} \times \frac{J_l(ka\sin\theta^E)}{ka\sin\theta^E}\right|$$

$$\left|F(\theta^H)\right| = \left|\frac{(1 + \frac{W}{W_S}\cos\theta^H)}{1 + \frac{W}{W_S}} \times \frac{J_l(ka\sin\theta^H)}{ka\sin\theta^H}\right| \tag{8.30}$$

Trong trường hợp mặt bức xạ tròn, hàm phương hướng tổ hợp có dạng $\frac{J(u)}{u}$. Đồ thị của hàm số này được vẽ ở hình 8.6. Để tiện so sánh, trên hình cũng vẽ đồ thị của hàm $\frac{\sin u}{u}$. Từ hình vẽ ta thấy dạng của hàm $\frac{J(u)}{u}$ và hàm $\frac{\sin u}{u}$ rất giống nhau. Do đó, trong

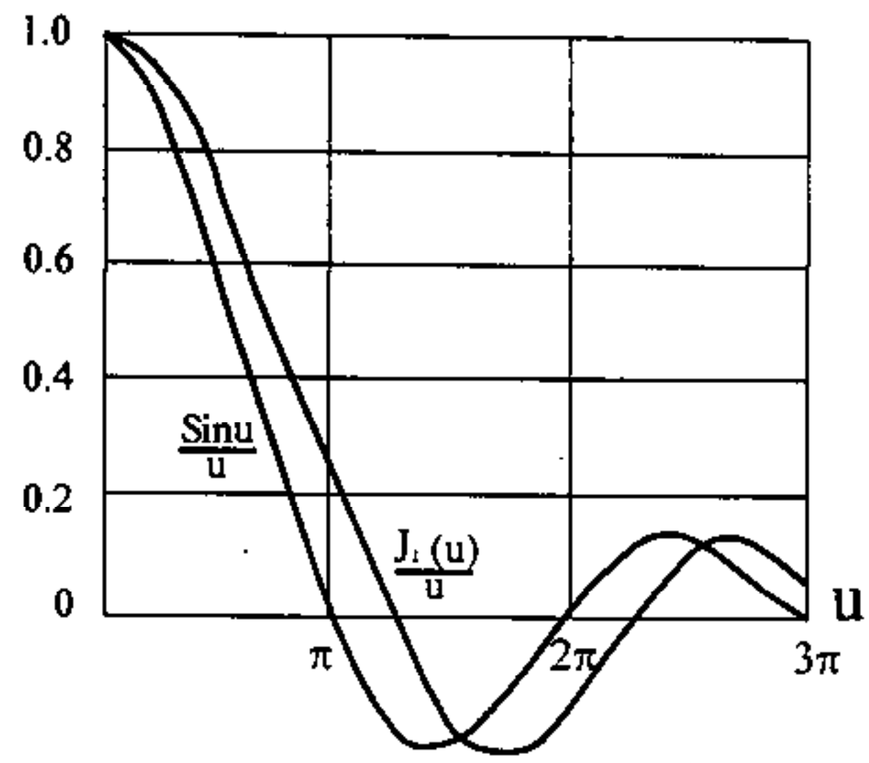
mặt phẳng E và H dạng đồ thị phương hướng của mặt bức xạ tròn cũng giống dạng của đồ thị phương hướng của mặt bức xạ chữ nhật.

Độ rộng của đồ thị phương hướng tính theo hướng *bức xạ không* được xác định theo công thức:

$$2\theta_{[0]} \approx 2{,}41\frac{\lambda}{2a} rad \qquad (8.31)$$

Độ rộng của đồ thị phương hướng tính theo hướng *bức xạ nửa công suất*:

$$2\theta_{1/2} \approx 1{,}02\frac{\lambda}{2a} rad \qquad (8.32)$$



Hình 8.6.

§8.3. BỨC XẠ CỦA MẶT ĐƯỢC KÍCH THÍCH BỞI TRƯỜNG ĐIỆN TỪ PHÂN BỐ KHÔNG ĐỀU

Trong thực tế không có mặt bức xạ lý tưởng. Trường kích thích thường có biên độ và pha phân bố không đều trên mặt bức xạ. Điều đó sẽ dẫn đến sự khác biệt về đặc tính phương hướng của mặt bức xạ thực so với mặt bức xạ lý tưởng. Để việc phân tích được đơn giản ta tiến hành khảo sát riêng biệt ảnh hưởng của sự phân bố không đều của biên độ và pha của trường kích thích đến đặc tính phương hướng anten.

1. Mặt bức xạ chữ nhật được kích thích bởi trường đồng pha với phân bố biên độ không đều

Trong trường hợp này (8.1) có dạng:

$$\overline{H_x} = \overline{i_x} H_0 f_m(x, y) \qquad (8.33)$$

Cũng với cách chọn hệ toạ độ như đã khảo sát ở §8.2. trong trường hợp này ta nhận được:

$$H_x = -H_0 f_m(x, y) \qquad (8.34)$$

$$Z_s = -W_s \qquad (8.35)$$

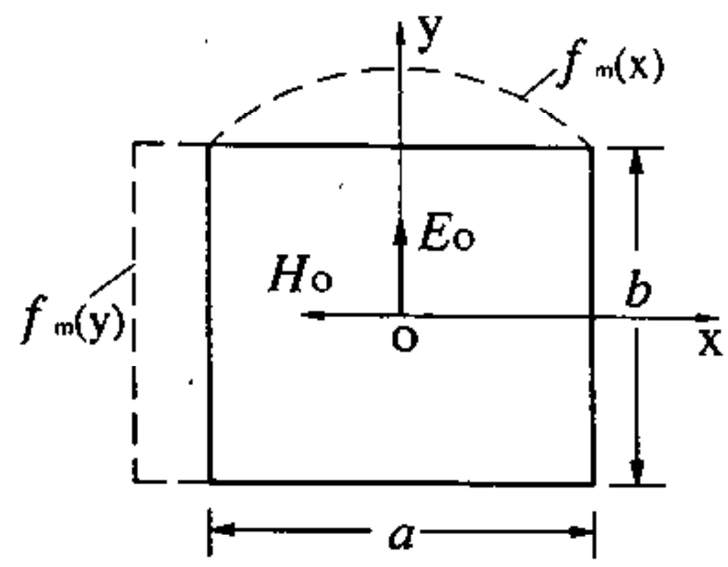
Ta khảo sát một trong những ví dụ đơn giản khi trường kích thích có biên độ phân bố đều theo một cạnh, còn theo cạnh kia có dạng *cosin* (hình 8.7). Trường hợp này tương ứng với phân bố trường ở miệng ống dẫn sóng chữ nhật có dạng sóng H_{10}.

Hàm phân bố biên độ theo trục x được biểu thị bởi

$$f_m(x) = \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \qquad (8.36)$$

Vì phân bố trường theo cạnh y đồng đều nên có thể thấy rằng đặc tính phương hướng của anten trong mặt phẳng yoz (mặt phẳng E) cũng giống như đặc tính phương

hướng của mặt bức xạ lý tưởng có cùng kích thước theo trục y. Đối với đặc tính phương hướng trong mặt phẳng xoz (mặt phẳng H) thì có thể chứng minh rằng trong mặt phẳng này đồ thị phương hướng sẽ rộng hơn đồ thị của anten lý tưởng có cùng kích thước theo trục x. Điều này được suy diễn như sau: Khi phân bố trường theo trục x có dạng như ở hình 8.7, ta thấy các phần tử bề mặt nằm càng xa trục y sẽ được kích thích bởi trường có biên độ càng nhỏ và trường bức xạ của các phần tử này sẽ ảnh hưởng không đáng kể đến bức xạ chung của anten. Do đó, sự giảm biên độ trường kích thích về phía mép anten cũng tương đương với việc giảm kích thước anten theo trục x khi phân bố biên độ đồng đều.



Hình 8.7.

Để tính hàm bức xạ G_y^e ta áp dụng công thức (8.11) trong đó H_x được xác định theo (8.31) và (8.36), nghĩa là:

$$G_y^e = -H_0 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{ik(x\cos\varphi\sin\theta + y\sin\varphi\sin\theta)} dxdy \tag{8.37}$$

Trong mặt phẳng E (ứng với $\varphi = 90^0$) ta có:

$$G_y^e = -H_0 \int_{-a/2}^{a/2} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) dx \int_{-b/2}^{b/2} e^{iky\sin\theta} dy = -\frac{2}{\pi} H_0 a.b \times \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta} \tag{8.38}$$

Biểu thức cường độ trường bức xạ trong mặt phẳng E sẽ có dạng:

$$E_\theta = \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left(\frac{2}{\pi}W_s H_0 a.b\right)\left(1 + \frac{W}{W_s}\cos\theta\right) \times \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta} \tag{8.39}$$

Trong mặt phẳng H (ứng với $\varphi = 0^0$) ta có:

$$G_y^e = -H_0 \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{-a/2}^{a/2} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{ikx\sin\theta} dx = -\frac{\pi}{2} H_0 a.b \times \frac{\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)^2} \tag{8.40}$$

Biểu thức cường độ trường bức xạ trong mặt phẳng H sẽ có dạng:

$$E_\varphi = \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left(\frac{\pi}{2}W_s H_0 a.b\right)\left(\frac{W}{W_s} + \cos\theta\right) \times \frac{\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)^2} \tag{8.41}$$

Từ (8.39) ta sẽ nhận được hàm phương hướng biên độ của anten trong mặt phẳng E có dạng giống hàm phương hướng của mặt bức xạ lý tưởng, còn từ (8.41) ta nhận được hàm phương hướng biên độ trong mặt phẳng H (dạng chuẩn hóa):

$$\left|F(\theta)^H\right| = \left|\frac{\left(\frac{W}{W_s} + \cos\theta^H\right)}{1 + \frac{W}{W_s}} \times \frac{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta^H\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka}{2}\sin\theta^H\right)^2}\right| \tag{8.42}$$

Số hạng thứ nhất trong (8.42) là hàm phương hướng riêng của nguyên tố bức xạ hỗn hợp, còn số hạng thứ hai là hàm phương hướng tổ hợp trong mặt phẳng H khi phân bố của trường kích thích có dạng (8.36).

Trong giới hạn hẹp của góc θ, hàm phương hướng của anten sẽ được xác định chủ yếu bởi hàm tổ hợp. Độ rộng của múi sóng chính trong mặt phẳng H được xác định từ điều kiện bằng không của tử số hàm tổ hợp [trừ trường hợp $\left(\frac{ka}{2}\sin\theta^H\right) = \frac{\pi}{2}$ vì với giá trị ấy, mẫu số của hàm số tổ hợp cũng bằng không và biểu thức có dạng vô định].

Hướng bức xạ không thứ nhất của anten được xác định từ điều kiện.

$$\left(\frac{ka}{2}\sin\theta_{01}^H\right) = 3\frac{\pi}{2}$$

Do đó:

$$\left(\sin\theta_{01}^H\right) = 1{,}5\frac{\lambda}{a} \tag{8.43}$$

Khi $\frac{\lambda}{a}$ nhỏ thì từ (8.43) sẽ nhận được độ rộng của đồ thị phương hướng theo hướng bức xạ không.

$$\left.\begin{aligned} 2\theta_{[0]}^H &\approx 3\frac{\lambda}{a} rad \\ 2\theta_{[0]}^H &\approx 172^0\frac{\lambda}{a} \end{aligned}\right\} \tag{8.44}$$

Độ rộng của đồ thị phương hướng theo hướng bức xạ nửa công suất được xác định bởi:

Hoặc:

$$\left.\begin{aligned} 2\theta_{1/2}^H &\approx 1{,}17\frac{\lambda}{a} rad \\ 2\theta_{1/2}^H &\approx 67^0\frac{\lambda}{a} \end{aligned}\right\} \tag{8.45}$$

Qua phân tích và so sánh ta nhận thấy khi phân bố biên độ trường không đều thì đồng thời với việc mở rộng múi sóng chính, mức bức xạ phụ của anten cũng giảm đi so với trường hợp mặt bức xạ lý tưởng (*)

(*) Mức bức xạ phụ được định nghĩa bằng tỷ số của biên độ trường bức xạ theo hướng phụ và biên độ trường bức xạ theo hướng cực đại chính.

Trong ví dụ trên, với phân bố trường dạng *cosin*, độ rộng múi sóng chính tăng khoảng 1,5 lần, còn mức bức xạ phụ của cực đại phụ thứ nhất giảm từ −13,2dB xuống −23 dB so với trường anten lý tưởng (**)

2. Mặt bức xạ tròn được kích thích bởi trường đồng pha, có phân bố biên độ không đều

Ta khảo sát trường hợp khi phân bố biên độ của trường kích thích là hàm số theo bán kính ρ và không biến đổi theo Φ.

Giả sử hệ toạ độ được chọn như trong các trường hợp khảo sát trước đây, ta có:

$$H_x = -H_0 f_m(\rho) \tag{8.46}$$

Áp dụng (8.13), trong đó H_x được thay bởi (8.46), ta có:

$$G_y^e = -H_0 \int_0^a \int_0^{2\pi} f_m(\rho) e^{ik\rho \sin\theta \cos(\phi-\varphi)} \rho d\rho d\phi \tag{8.47}$$

Ta xét ví dụ cụ thể khi hàm phân bố biên độ có dạng:

$$f_m(\rho) = 1 - \alpha\left(\frac{\rho}{a}\right)^2 \tag{8.48}$$

Ở đây α là một hệ số nhỏ hơn 1; *a* là bán kính mặt bức xạ. Trong trường hợp này, biên độ của trường kích thích giảm dần theo hướng bán kính.

Tiến hành tính toán như trong các trường hợp trước đây ta nhận được biểu thức cường độ trường (trong hai mặt phẳng chủ yếu *E* và *H*) dưới dạng:

Trong mặt phẳng *E*.

$$E_\theta = \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} W_s H_0 S\left(1 + \frac{W}{W_s}\cos\theta\right) \times \left\{2(1-\alpha)\frac{J_1(ka\sin\theta)}{(ka\sin\theta)^2} + 4\alpha\frac{J_2(ka\sin\theta)}{(ka\sin\theta)^2}\right\} \tag{8.49}$$

Trong mặt phẳng *H*:

$$E_\varphi = \frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} W_s H_0 S\left(\frac{W}{W_s} + \cos\theta\right) \times \left\{2(1-\alpha)\frac{J_1(ka\sin\theta)}{(ka\sin\theta)^2} + 4\alpha\frac{J_2(ka\sin\theta)}{(ka\sin\theta)^2}\right\} \tag{8.50}$$

3. Ảnh hưởng của sự phân bố pha không đều

Sau đây sẽ khảo sát ảnh hưởng của sự phân bố pha không đều của trường kích thích trên mặt bức xạ đến đặc tính phương hướng anten. Nói chung, sự không đều pha (hay sự

(**) Các kết quả phân tích ở trên cũng có thể áp dụng cho trường hợp anten là tập hợp của các phần tử bức xạ phân bố gián đoạn (ví dụ hệ thống chấn tử), và từ đây cũng rút ra được các kết luận ứng dụng thực tế. Ví dụ khi cần thiết lập anten có mức bức xạ phụ nhỏ, phân bố trường hay dòng điện trên anten có biên độ giảm dần về phía mép anten hoặc hệ thống bức xạ. Tất nhiên khi ấy múi sóng chính cũng rộng ra, và hệ số định hướng của anten cũng giảm đi.

méo pha) của trường phân bố trên mặt bức xạ sẽ làm giảm hướng tính của anten. Tuy nhiên, trong một số trường hợp để nhận được anten có đồ thị phương hướng dạng đặc biệt, hoặc để điều khiển đồ thị phương hướng trong không gian cần thiết lập một quy luật biến pha nhất định của trường hay của dòng điện trên anten.

Trong trường hợp tổng quát, pha của trường kích thích có thể là hàm của hai toạ độ. Tuy vậy khi khảo sát ảnh hưởng của các dạng biến pha đến hướng tính của anten, để đơn giản ta có thể khảo sát riêng rẽ quan hệ phụ thuộc của pha với từng tọa độ một.

Giả sử mặt bức xạ là mặt chữ nhật, với hệ tọa độ được chọn để khảo sát như vẽ ở hình 8.2a. Ta xét trường hợp mặt được kích thích bởi trường có vectơ điện trường $\overline{E}$ hướng theo chiều dương của trục y, còn vectơ từ trường $\overline{H}$ hướng theo chiều âm của trục x như trong các trường hợp đã khảo sát trước đây (hình 7.8a). Giả thiết biên độ của trường kích thích phân bố đều theo diện tích, nghĩa là $f_m(x,y) = 1$; pha của trường phân bố đều theo trục y, còn theo trục x hàm phân bố pha được biểu thị dưới dạng chuỗi luỹ thừa.

$$\psi(x) = \psi_1\left(\frac{x}{a/2}\right) + \psi_2\left(\frac{x}{a/2}\right)^2 + \psi_3\left(\frac{x}{a/2}\right)^3 + ... \tag{8.51}$$

ở đây ψ_1, ψ_2... là các góc lệch pha cực đại ở phía mép anten (tại $x = \pm\frac{a}{2}$) ứng với mỗi thành phần của hàm phân bố pha.

Thông thường, quy luật biến pha đơn điệu của trường kích thích có thể được biểu thị khá chính xác bởi một trong ba số hạng đầu của chuỗi (8.51): biến đổi tuyến tính, biến đổi bậc 2, và biến đổi bậc 3. Trong những trường hợp phân bố pha phức tạp hơn, quy luật biến pha có thể được biểu diễn bằng một số số hạng của chuỗi trên. Đôi khi, quy luật biến pha lại có tính chu kỳ. Khi ấy, hàm $\psi(x)$ sẽ không biểu thị bởi chuỗi luỹ thừa mà thích hợp là biểu diễn dưới dạng tổ hợp của các hàm lượng giác.

Ta hãy khảo sát ảnh hưởng của các dạng biến pha đơn giản nhất đến hướng tính của anten: biến đổi tuyến tính, biến đổi bậc hai, và biến đổi bậc ba.

a. Trường hợp pha biến đổi tuyến tính (hình 8.8b)

Với quy luật phân bố pha như ở hình vẽ, ta có hàm phân bố pha được biểu thị bởi:

$$\psi(x) = -\psi_1 \frac{2x}{a} \tag{8.52}$$

Như đã biết, cường độ trường kích thích trong trường hợp này sẽ có dạng:

$$H_x = -H_0 e^{i\psi_1 \cdot \frac{2x}{a}} \tag{8.53}$$

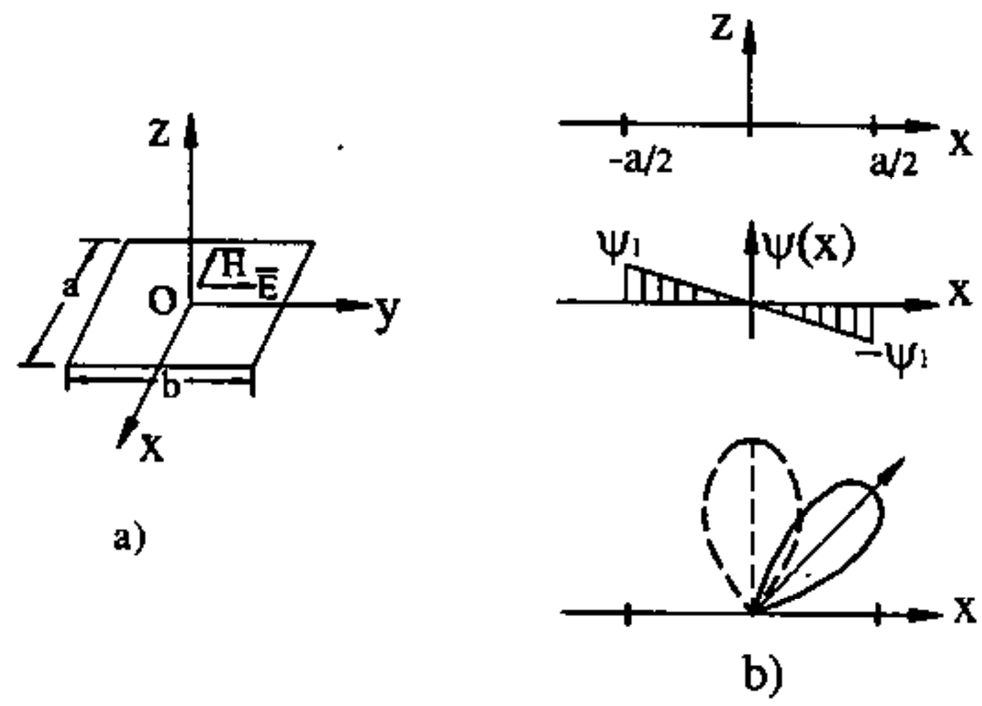
Thay (8.53) vào (8.10) ta nhận được biểu thức của hàm bức xạ

$$G_y^e = -H_0 \int_{-a/2}^{a/2}\int_{-b/2}^{b/2} e^{ik(x\cos\varphi\sin\theta + y\sin\varphi\cos\theta)} e^{i\psi_1 \frac{2x}{a}} dxdy \tag{8.54}$$

Thực hiện tích phân trên sẽ nhận được kết quả:

$$G_y^e = -H_0 a.b \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi - \psi_1\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi - \psi_1} \times \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi} \quad (8.55)$$

Từ (8.55) ta thấy hàm phương hướng tổ hợp của anten trong các mặt phẳng đi qua trục đối xứng z cũng có dạng $\frac{\sin u}{u}$ giống như kết quả đã nhận được trong trường hợp mặt bức xạ lý tưởng.



Hình 8.8.

Tuy nhiên, nếu so sánh các số hạng tương ứng nhau của (8.55) và (8.18) thì có thể thấy rằng trong trường hợp này, hàm phương hướng tổ hợp sẽ được xác định không chỉ bởi kích thước tương đối của a như trong trường hợp mặt bức xạ lý tưởng mà còn bởi mức độ biến pha của trường theo toạ độ này. Thật vậy, nếu xét hàm phương hướng tổ hợp trong các mặt phẳng E và H thì có thể thấy rằng, trong mặt phẳng E (mặt phẳng $\varphi = \frac{\pi}{2}$) hàm phương hướng tổ hợp có dạng phù hợp với kết quả nhận được trong trường mặt bức xạ lý tưởng. Trong khi đó, hàm phương hướng tổ hợp trong mặt phẳng H (mặt phẳng $\varphi = 0^0$) được xác định bởi:

$$\frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta - \psi_1\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta - \psi_1}$$

nghĩa là khác với hàm phương hướng của mặt bức xạ lý tưởng. Hướng cực đại của đồ thị phương hướng tổ hợp trong mặt phẳng này được xác định từ điều kiện:

$$\frac{ka}{2}\sin\theta_M - \psi_1 = 0$$

Từ đó ta có:

$$\sin\theta_M = \psi_1 \frac{\lambda}{\pi a} \quad (8.56)$$

Ta thấy hướng bức xạ cực đại trong trường hợp này lệch khỏi hướng pháp tuyến với mặt bức xạ, về phía chậm pha của trường. Hình 8.8b vẽ đồ thị phương hướng trong mặt phẳng E của mặt bức xạ có pha biến đổi tuyến tính theo trục x (đường liền nét). Để tiện so sánh, trên hình cũng vẽ kèm đồ thị phương hướng của mặt bức xạ lý tưởng (đường đứt nét). Kết quả này được giải thích tương tự như đối với hệ thống bức xạ có góc pha biến

đổi theo quy luật sóng chạy. Sự quay đồ thị phương hướng anten khi thay đổi phân bố pha được ứng dụng rộng rãi trong thực tế để tạo ra các anten điều khiển búp sóng bằng phương pháp điện, trong đó có anten gồm các phần tử phân bố gián đoạn, ví dụ hệ thống chấn tử (*).

b. Trường hợp phân bố pha theo hàm bậc 2

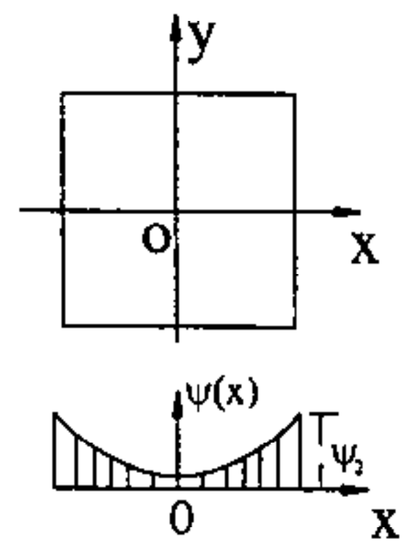
Hàm phân bố pha trong trường hợp này có dạng:

$$\psi(x) = \psi_2\left(\frac{2x}{a}\right)^2 \qquad (8.57)$$

Đồ thị phân bố pha của trường kích thích được vẽ ở hình (8.9).

Biểu thức của cường độ trường kích thích sẽ có dạng:

$$H_x = -H_0 e^{j\psi_2\left(\frac{2x}{a}\right)^2} \qquad (8.58)$$



Hình 8.9.

Hàm phương hướng của mặt bức xạ có thể tìm được theo phương pháp đã khảo sát trong các trường hợp trước đây. Đồ thị phương hướng của anten với các trị giá ψ_2 khác nhau được vẽ ở hình 8.10.

Các kết quả phân tích cho thấy rằng khi biến pha theo quy luật hàm bậc 2 sẽ không gây ra hiệu ứng quay đồ thị phương hướng như trong trường hợp biến pha đường thẳng vì phân bố pha trong trường hợp này có tính chất đối xứng đối với pháp tuyến của mặt bức xạ.

Ảnh hưởng của sự biến pha đến hướng tính của anten trong trường hợp này là làm mất các hướng bức xạ bằng không của đồ thị phương hướng, làm tăng mức của các bức xạ phụ, mở rộng múi sóng chính, và với các giá trị ψ_2 lớn, múi sóng phụ sẽ bị trùm lấp còn múi sóng chính được mở quá rộng.

Khi $\psi_2 \geq \pi$, múi sóng chính bị tách đôi, xuất hiện hai hướng cực đại và bức xạ theo hướng pháp tuyến sẽ giảm đi.

Do đó sự biến pha của trường kích thích trên mặt bức xạ theo quy luật bậc 2 sẽ làm méo dạng đồ thị phương hướng và giảm hướng tính của anten.

Hình 8.10 vẽ đồ thị đặc trưng cho hướng tính của hai mặt bức xạ ứng với các giá trị ψ_2 khác nhau. Từ hình 8.10 ta thấy rằng $\psi_2 \leq 45^0$ đồ thị phương hướng anten (xét về độ

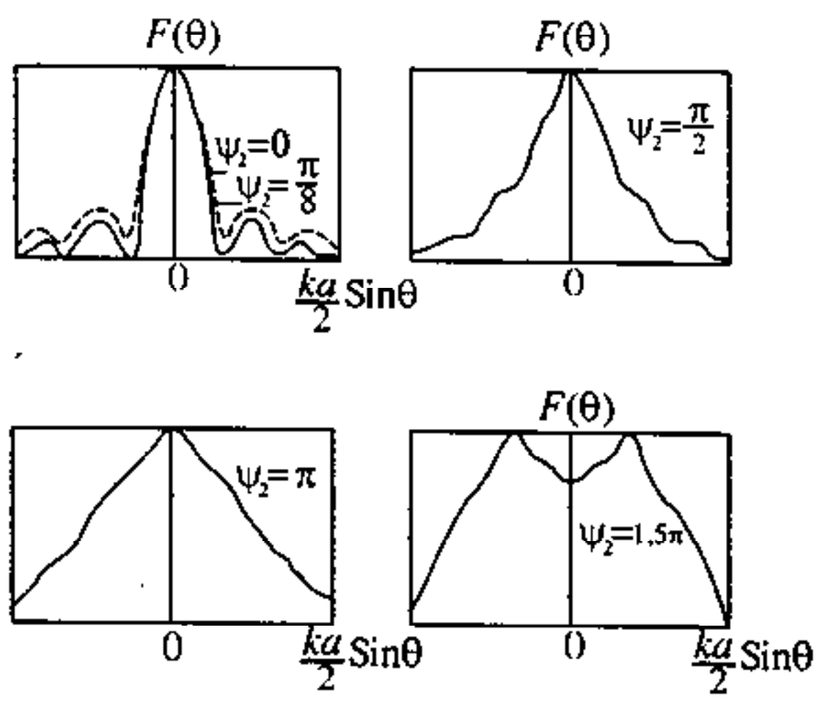
(*) Đối với hệ thống thẳng, làm phương hướng tổ hợp trong mặt phẳng đi qua trục của hệ thống có dạng:

$$f_k(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(kd_1 \sin\theta + \psi_1)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd_1 \sin\theta + \psi_1)\right]}$$

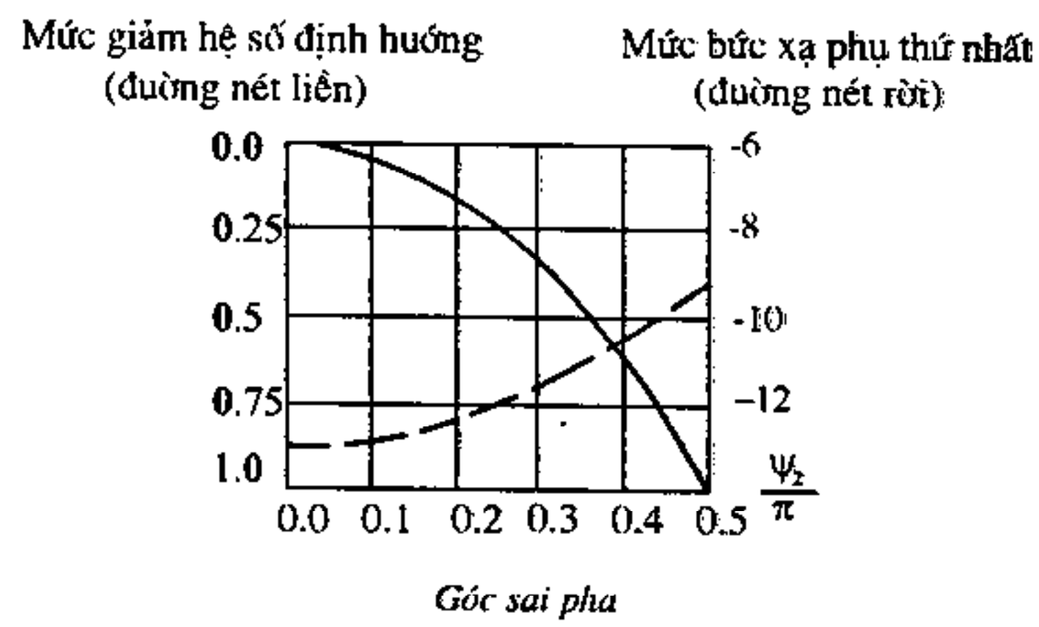
d_1 – khoảng cách giữa các phân tử.

ψ_1 – góc lệch pha của dòng điện trong hai phần tử kề nhau

rộng múi sóng chính và mức bức xạ phụ) không khác nhiều với trường hợp mặt bức xạ đồng pha.



Hình 8.10.



Hình 8.11.

Hình 8.11 vẽ biểu đồ quan hệ của độ lệch pha cực đại tại mép anten đến các thông số chủ yếu của đồ thị phương hướng.

c. Trường hợp phân bố pha theo hàm số bậc 3

$$\psi(x) = \psi_3\left(\frac{2x}{a}\right)^3 \tag{8.59}$$

Đồ thị phân bố pha của trường kích thích được vẽ ở hình 8.11

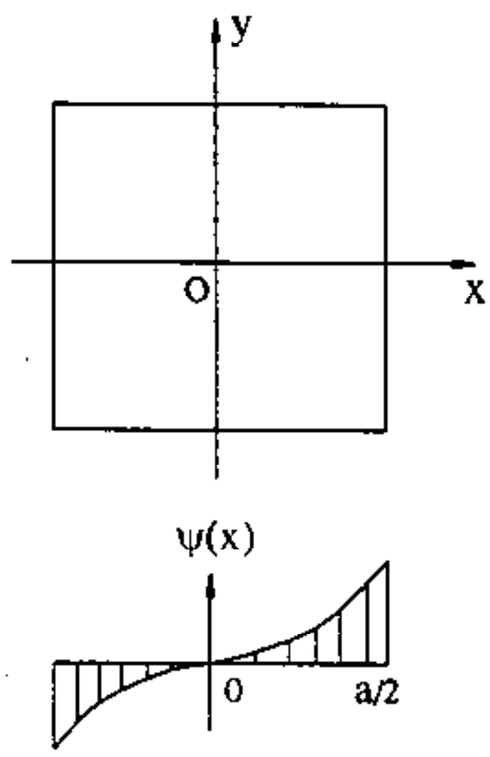
Biểu thức của cường độ trường kích thích trong trường hợp này có dạng:

$$H_x = -H_0 e^{i\psi_3\left(\frac{2x}{a}\right)^3} \tag{8.60}$$

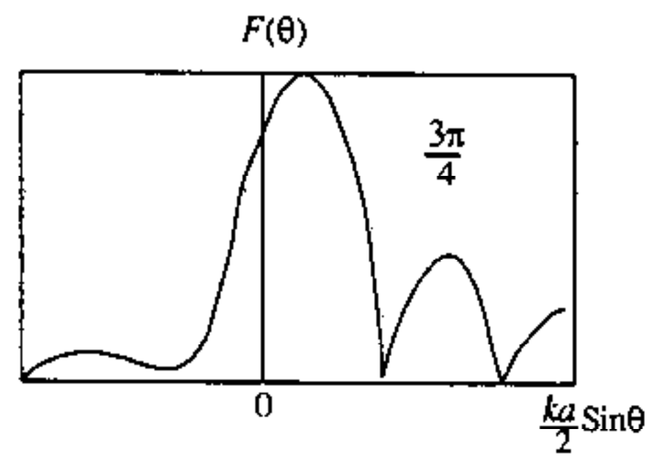
Ta thấy phân bố pha của trường có dạng không đối xứng đối với pháp tuyến tại tâm của mặt bức xạ.

Hàm phương hướng của anten trong trường hợp này khá phức tạp nên không xét ở đây. Có thể dễ dàng nhận thấy rằng với quy luật phân bố pha vẽ ở hình 8.12, đồ thị phương hướng anten cũng bị quay đi tương tự trường hợp phân bố pha theo quy luật đường thẳng. Hướng bức xạ cực đại sẽ lệch khỏi hướng pháp tuyến một góc về phía chậm pha của trường.

Một trong các ví dụ về đồ thị đặc trưng cho hướng tính của anten được vẽ ở hình 8.13.



Hình 8.12.

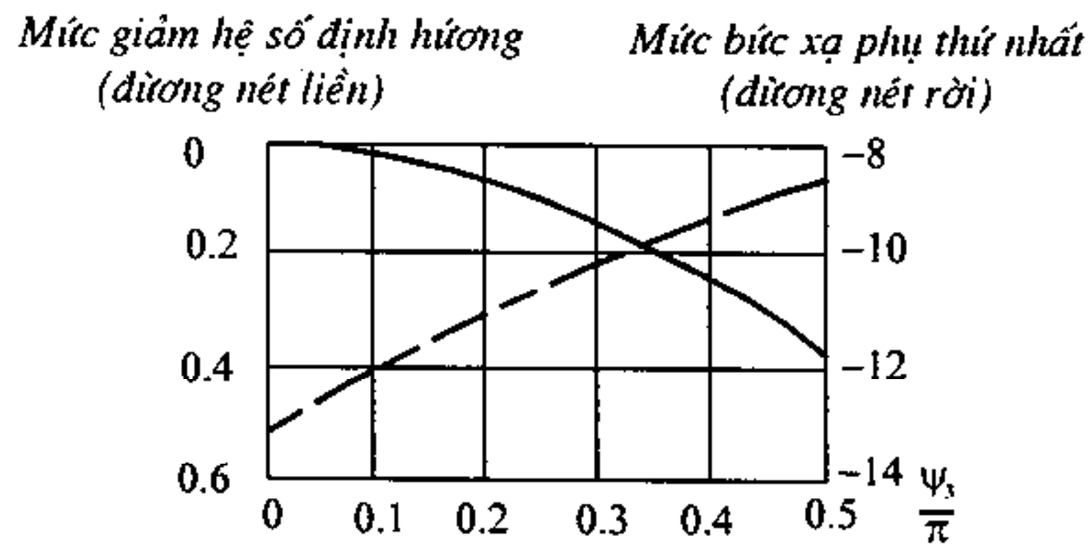


Hình 8.13.

Từ hình 8.13 ta thấy đồ thị phương hướng bị biến dạng và trở nên không đối xứng đối với hướng bức xạ cực đại. Góc quay của hướng cực đại chính (khi $\psi_3 \leq \pi$) được xác định theo công thức:

$$\sin\theta_M \approx 0{,}6\frac{\psi_3\lambda}{\pi a} \tag{8.61}$$

Ảnh hưởng của sự biến pha theo quy luật bậc ba đến các thông số chủ yếu của đồ thị phương hướng được biểu thị trên hình 8.14.



Hình 8.14.

Cuối cùng cần nhấn mạnh rằng những kết luận rút ra được khi khảo sát ảnh hưởng của sự phân bố pha không đều đến hướng tính của mặt bức xạ cũng có thể được áp dụng cho trường hợp hệ thống bức xạ gồm các phần tử phân bố gián đoạn trong không gian (theo đường hoặc theo mặt).

§8.4. HỆ SỐ ĐỊNH HƯỚNG CỦA ANTEN MẶT

Hệ số định hướng của anten mặt có thể được xác định theo công thức (1.81)

$$D = \frac{|E|^2 2\pi R^2}{WP_\Sigma}$$

ở đây $|E|$ – biên độ cường độ điện trường bức xạ của anten ở hướng khảo sát, tại khoảng cách R.

P_Σ – Công suất bức xạ của anten

Công suất bức xạ của anten có thể xác định khi biết giá trị của vectơ mật độ công suất trung bình trên mặt bức xạ. Giá trị này được biểu thị qua thành phần tiếp tuyến của từ trường bởi:

$$S_{tb} = \frac{W_s|H_x|^2}{2} \tag{8.62}$$

ở đây W_S – trở kháng sóng của sóng kích thích.

$|H_x|$ – biên độ của cường độ trường kích thích trên mặt bức xạ.

$|H_x| = H_0\,|f(x,y)|$

Trong đó $f(x,y)$ là hàm phân bố phức của cường độ trường.

Công suất bức xạ của anten được xác định bằng cách lấy tích phân (8.62) trên toàn diện tích mặt bức xạ

$$P_{\Sigma} = \frac{W_s H_0^2}{2} \int_s |f(x,y)|^2 ds \tag{8.63}$$

Để xác định cường độ trường bức xạ $\overline{E}$ ta áp dụng công thức (8.8) với các giả thiết đã nêu trước đây đối với trường kích thích trên bề mặt, ta có quan hệ $Z_s = -W_S$.

Sử dụng quan hệ này, ta viết được :

$$\overline{E} = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}\left[\left(W\cos\theta - W_S\right)\sin\varphi\overline{i_\theta} + \left(W - W_S\cos\theta\right)\cos\varphi\overline{i_\varphi}\right] \times H_0 \int_S f(x,y) e^{ik\rho\overline{i_\rho}\,\overline{i_R}} ds \tag{8.64}$$

Đối với trường hợp điểm khảo sát nằm trên hướng vuông góc với mặt bức xạ, ta có

$$\cos\theta = 1$$

$$\overline{i_\rho i_R} = 0 \rightarrow e^{-ik\rho\overline{i_\rho}\,\overline{i_R}} = 1$$

Từ (8.64) ta xác định được bình phương biên độ cường độ trường bức xạ của anten ở hướng vuông góc:

$$|E|^2 = \frac{k^2(W + W_s)^2}{(4\pi R)^2}\left|\int_s f(x,y)ds\right|^2 \tag{8.65}$$

Thay (8.63) và (8.65) vào (1.81) ta nhận được:

$$D = \frac{\pi}{\lambda^2}\frac{(W + W_s)^2}{WW_s}\frac{\left|\int_s f(x,y)ds\right|^2}{\int_s |f(x,y)|^2 ds} \tag{8.66}$$

Khi $W_s = W$ ta có:

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2}\frac{\left|\int_s f(x,y)ds\right|^2}{\int_s |f(x,y)|^2 ds} \tag{8.67}$$

Công thức (8.66) và (8.67) cho phép xác định hệ số định hướng của mặt bức xạ phẳng theo hướng vuông góc, khi mặt được kích thích bởi trường với phân bố biên độ và pha tuỳ ý. Dễ dàng nhận thấy rằng trong trường hợp mặt bức xạ lý tưởng sẽ có:

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2}s \tag{8.68}$$

s – diện tích mặt bức xạ phẳng

Ta có thể chứng minh rằng (8.68) là giá trị cực đại của hệ số định hướng xác định theo (8.67), nghĩa là

$$\frac{\left|\int_s f(x,y)ds\right|^2}{\int_s |f(x,y)|^2 ds} \le s \tag{8.69}$$

Thật vậy, áp dụng bất đẳng thức của Bunhiacôp đối với hai hàm u và v

$$\left|\int_s fuvds\right|^2 \le \int_s |u|^2 ds . \int_s |v|^2 ds$$

Nếu đặt $u = f(x,y)$; $v = 1$ thì

$$\left|\int_s f(x,y)ds\right|^2 \le s\int_s |f(x,y)|^2 ds$$

Hiển nhiên là (8.69) đã được chứng minh:

Nếu ký hiệu tỷ số ở vế trái của bất đẳng thức (7.69) bởi vs, với $v \le 1$, thì (8.67) sẽ viết lại được dưới dạng

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} vs \tag{8.70}$$

Đối với mặt bức xạ lý tưởng, ta có $v = 1$

Hệ số v được gọi là hệ số sử dụng bề mặt của anten, còn tích vs được gọi là diện tích bức xạ hiệu dụng, ký hiệu là S_{hd}.

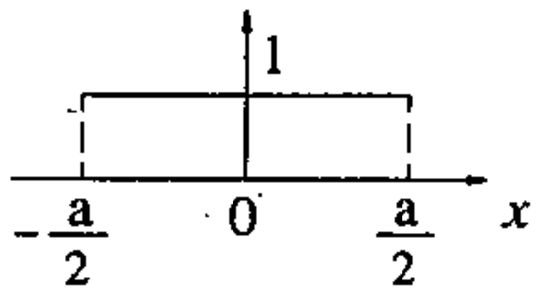
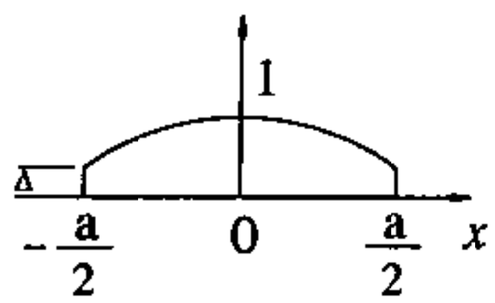
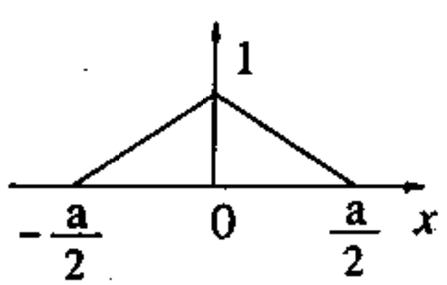
Ví dụ, mặt bức xạ chữ nhật được kích thích bởi trường với hàm phân bố biên độ $f_m(x) = \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)$ và hàm phân bố pha $\psi(x,y) = 0$ sẽ có diện tích bức xạ hiệu dụng bằng

$$S_{hd} = \frac{\left|\int_{-a/2}^{a/2}\int_{-b/2}^{b/2} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)dx\,dy\right|^2}{\int_{-a/2}^{a/2}\int_{-b/2}^{b/2} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right)dx\,dy} = \frac{8}{\pi^2}ab \tag{8.71}$$

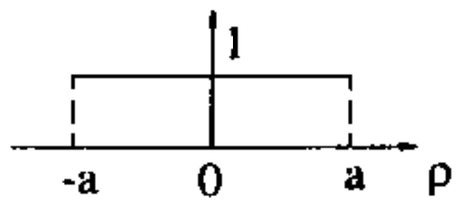
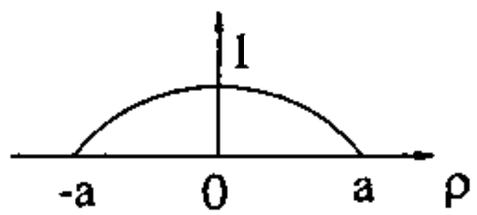
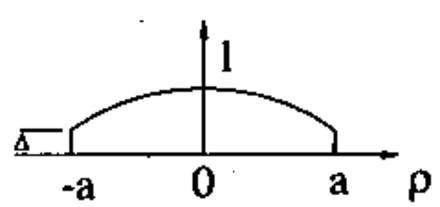
Trong trường hợp này, hệ số sử dụng bề mặt $v = \frac{8}{\pi^2} \approx 0{,}81$

Bảng (8.1) và (8.2) cho các thông số của mặt bức xạ đồng pha, ứng với các dạng phân bố khác nhau của biên độ trường (hoặc dòng điện).

Bảng 8.1

Dạng phân bố biên độ trên mặt chữ nhật	*Hàm số tổ hợp* $\left(u = \frac{ka}{2}\sin\theta \right)$	*Độ rộng ĐTPH* $\theta_{1/2}$	*Độ rộng ĐTPH* $2\theta_0$	*Mức bức xạ phụ thứ nhất (dB)*	*Hệ số sử dụng bề mặt* ν
 $f(x)=1$	$\frac{\sin u}{u}$	$50.8\frac{\lambda}{a}$	$114.6\frac{\lambda}{a}$	- 13.2	1.0
 $f(x)=1-(1-\Delta)\left(\frac{2x}{a}\right)^2$	$\frac{\sin u}{u}+(1-\Delta)\times\frac{d^2}{du^2}\left(\frac{\sin u}{u}\right)$				
	$\Delta = 0.8$	$52.7\frac{\lambda}{a}$	$121.4\frac{\lambda}{a}$	-15.8	0.994
	$\Delta = 0.5$	$55.6\frac{\lambda}{a}$	$130.6\frac{\lambda}{a}$	-17.1	0.970
	$\Delta = 0.0$	$65.9\frac{\lambda}{a}$	$163.8\frac{\lambda}{a}$	-20.6	0.833
 $f(x)=1-\left\|\frac{2x}{a}\right\|$	$\frac{\sin^2 u}{u}$	$73.4\frac{\lambda}{a}$	$229.2\frac{\lambda}{a}$	-26.4	0.75

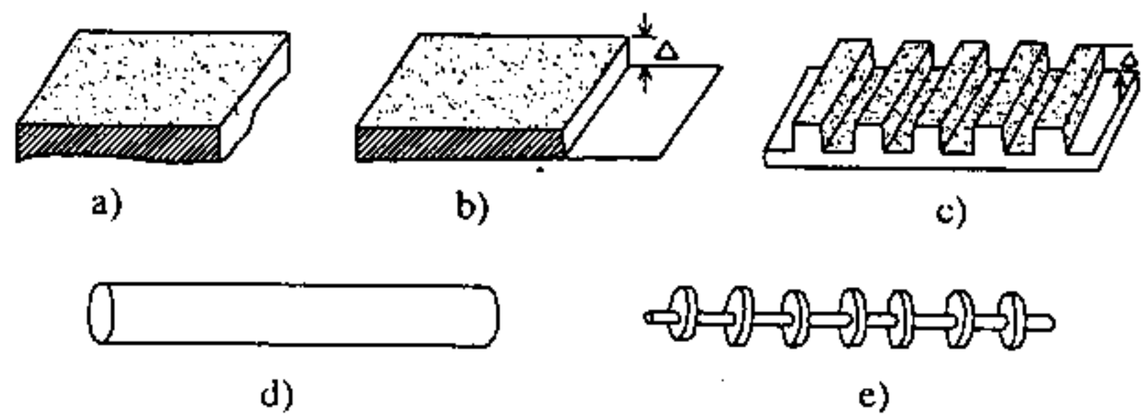
Bảng 8.2

Dạng phân bố biên độ trên mặt tròn	*Hàm số tổ hợp* ($u = ka\sin\theta$)	*Độ rộng ĐTPH* $2\theta_{1/2}$	*Độ rộng ĐTPH* $2\theta_0$	*Mức bức xạ phụ thứ nhất (dB)*	*HSSD bề mặt* ν
	$\frac{\sin u}{u}$	$58.9\frac{\lambda}{2a}$	$139.6\frac{\lambda}{2a}$	- 17.6	1.0
 $R(\rho)=\left[1-\left(\frac{\rho}{a}\right)^2\right]^n$	$\frac{J_{n+1}(u)}{u^{n+1}}+(1-\Delta)\frac{d^2}{du^2}\left(\frac{\sin u}{u}\right)$				
	$n=1$	$72.2\frac{\lambda}{2a}$	$2\arcsin\left(93.4\frac{\lambda}{2a}\right)$	-24.6	0.75
	$n=2$	$84.2\frac{\lambda}{2a}$	$2\arcsin\left(116.3\frac{\lambda}{2a}\right)$	-30.6	0.56
	$n=3$	$94.5\frac{\lambda}{2a}$	$2\arcsin\left(138.7\frac{\lambda}{2a}\right)$	-	0.44
	$n=4$	$103.7\frac{\lambda}{2a}$	$2\arcsin\left(159.9\frac{\lambda}{2a}\right)$	-	0.6
 $f(\rho)=1-(1-\Delta)\left(\frac{\rho}{a}\right)^2$	$\Delta\frac{J_1(u)}{u}+\frac{2(1-\Delta)J_2(u)}{u^2}$				
	$\Delta=0.8$	$60.0\frac{\lambda}{2a}$	-	-18.6	0.996
	$\Delta=0.6$	$61.9\frac{\lambda}{2a}$	-	-19.8	0.980
	$\Delta=0.4$	$64.2\frac{\lambda}{2a}$	-	-21.5	0.90
	$\Delta=0.2$	$67.0\frac{\lambda}{2a}$	-	-23.5	0.870

B. LÝ THUYẾT ANTEN SÓNG MẶT

Trong phần này sẽ khảo sát bài toán bức xạ bề mặt (được kích thích bởi trường có trở kháng bề mặt là đại lượng phức (hoặc ảo). Bài toán này thường gặp khi phân tích các anten thuộc loại anten sóng mặt.

Trong thực tế, anten sóng mặt được thiết lập từ các cấu trúc định hướng có kích thước hữu hạn, trên đó có lan truyền sóng mặt. Các cấu trúc này có thể có dạng phẳng hoặc trụ, ví dụ tấm điện môi phẳng (a), tấm điện môi đặt trên nền kim loại *(b)*, mặt kim loại răng lược *(c)*, trục điện môi *(d)* hoặc trục kim loại răng lược *(e)*, (xem hình 8.15). Tuy nhiên trong phần này chúng ta sẽ chỉ giới hạn khảo sát bài toán đối với kết cấu phẳng. Đối với kết cấu trụ, có thể giải quyết bài toán theo phương pháp tương tự, hoặc đơn giản hơn là đưa về bài toán đối với hệ thống thẳng đã khảo sát ở chương 6.



Hình 8.15.

Vì đặc tính của anten có liên quan đến các thông số của sóng mặt được duy trì trên kết cấu nên trước hết chúng ta hãy khảo sát các tính chất của sóng mặt lan truyền trên các kết cấu ấy.

§8.5. CÁC TÍNH CHẤT CỦA SÓNG MẶT VÀ PHƯƠNG PHÁP KHẢO SÁT BÀI TOÁN BỨC XẠ

Tính chất của sóng mặt đã được nghiên cứu trong giáo trình "Lý thuyết trường". Vì vậy, ở đây chúng ta chỉ nhắc lại những kết luận chính.

Như đã biết, sóng mặt chỉ có thể được hình thành trên bề mặt của những kết cấu đặc biệt, thoả mãn các điều kiện nhất định. Các kết cấu này được gọi là *kết cấu sóng mặt (hay kết cấu chậm, hệ thống chậm).*

Một số ví dụ về các kết cấu có khả năng duy trì sóng mặt đã được trình bày ở hình 8.15. Ở đây, hình *(a)* là một tấm điện môi phẳng được giới hạn một phía bởi mặt phẳng tiếp giáp với môi trường không khí, còn phía kia được giả thiết là có kích thước vô cùng lớn. Hình *(b)* là một tấm điện môi phẳng đặt trên nền kim loại dẫn điện lý tưởng. Trong các kết cấu này, sóng mặt sẽ được hình thành trên mặt phân giới điện môi không khí (diện tích chấm chấm) khi hằng số điện môi của lớp điện môi có giá trị lớn hơn hằng số điện môi của môi trường không khí $\left(\varepsilon' = \dfrac{\varepsilon}{\varepsilon_0} > 1\right)$. Hình *(c)* là kết cấu mặt kim loại răng lược. Sóng mặt được hình thành trên bề mặt kết cấu này khi độ sâu của rãnh thoả mãn

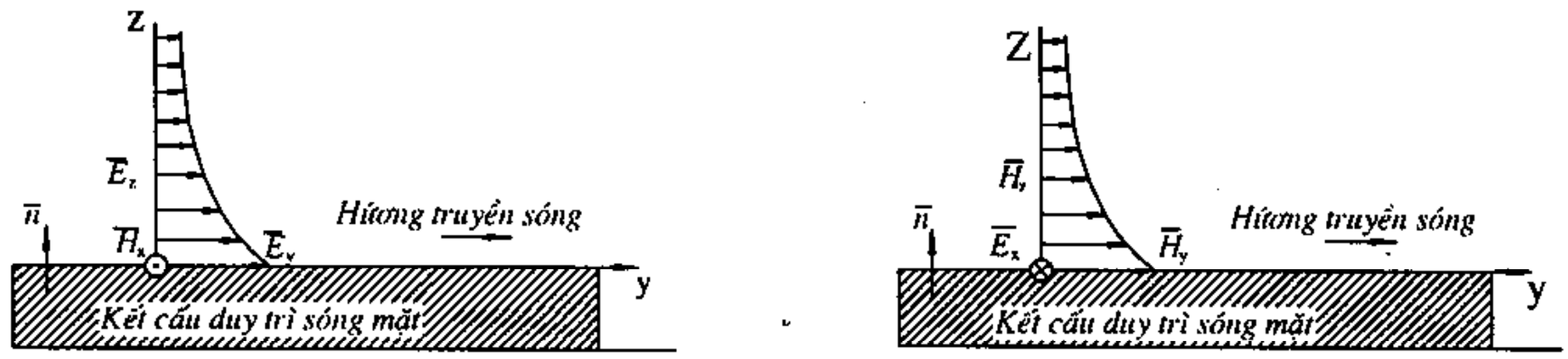
quan hệ nhất định đối với bước sóng ($\Delta < \lambda/4$). Các kết cấu trụ *(d)* và *(e)* cũng có đặc tính như các kết cấu phẳng đã trình bày ở trên.

Sóng mặt có các tính chất sau:

– Biên độ cường độ trường của sóng mặt trong môi trường không khí suy giảm nhanh theo hướng pháp tuyến với mặt phân giới (hướng z, hình 8.16)

– Vận tốc pha của sóng mặt theo hướng truyền sóng nhỏ hơn vận tốc ánh sáng (v < c).

– Trường của sóng mặt không phải là trường ngang, nghĩa là luôn có thành phần điện trường hoặc từ trường nằm dọc theo hướng truyền lan của sóng.



Hình 8.16.

Hình 8.16 vẽ sơ đồ của anten sóng mặt trên kết cấu chậm, đối với trường hợp sóng *E* và sóng *H*. Mặt phẳng hình vẽ trong các trường hợp này và mặt cắt dọc theo phương truyền sóng của kết cấu chậm. Để thuận tiện trong việc vận dụng các công thức đã nhận được trước đây, ta chọn hệ toạ độ sao cho trục z vuông góc với mặt phẳng phân giới, nghĩa là trùng phương với vectơ pháp tuyến ngoài $\overline{n}$, trục y phù hợp với thành phần tiếp tuyến của vectơ điện trường trên mặt phân giới, còn trục x phù hợp với thành phần tiếp tuyến của vectơ từ trường. Sự giảm biên độ của các thành phần trường của sóng mặt theo hướng trục z được biểu thị bởi đường đứt nét trên các hình vẽ.

Vì vận tốc pha của sóng mặt luôn nhỏ hơn vận tốc ánh sáng nên sóng mặt còn được gọi là sóng chậm. Tỷ số $\frac{c}{v}$ phụ thuộc vào đặc điểm của kết cấu duy trì sóng mặt được gọi là *hệ số chậm sóng* hay hệ số chậm của kết cấu.

Sự suy giảm của cường độ trường của sóng mặt theo hướng pháp tuyến với mặt phân giới có quan hệ với hệ số chậm $\frac{c}{v}$. Tỷ số $\frac{c}{v}$ càng lớn thì năng lượng sóng tập trung ở gần mặt phân giới càng lớn.

Trở kháng bề mặt của kết cấu chậm được xác định bởi:

$$Z_s = \frac{E_y}{H_x} \text{ (đối với sóng } E\text{) hoặc } Z_s = \frac{E_x}{H_y} \text{ (đối với sóng } H\text{)}$$

Để làm sáng tỏ đặc tính của trở kháng bề mặt chúng ta hãy khảo sát, ví dụ trường hợp sóng *E*. Giả sử thành phần cường độ từ trường của sóng được biểu thị dưới dạng:

$$\overline{H} = \overline{H_x} = \overline{i_x} H_0 e^{-pz} e^{-ihy} \tag{8.72}$$

Ở đây, vectơ trường $\overline{H}$ hướng theo trục x nhưng không biến đổi theo x. Sự suy giảm của biên độ trường theo z tuân theo quy luật hàm mũ âm e^{-pz} (p là số thực dương, gọi là hệ số suy giảm ngang của sóng). Sự phụ thuộc của trường theo y có dạng sóng chạy với hệ số pha h. Quan hệ của p và h khi trường thoả mãn phương trình sóng được xác định bởi:

$$p = \sqrt{h^2 - k^2} \tag{8.73}$$

Vì p là số thực dương nên hiển nhiên là $h > k$ (*)

Các thành phần còn lại của cường độ điện trường có thể xác định từ phương trình Maxwell rot $H = i\omega\varepsilon_0 E$. Trong môi trường không khí ta có:

$$\left.\begin{aligned} E_z &= \frac{h}{\omega\varepsilon_0} H_x = \frac{h}{k} W H_0 e^{-pz} e^{-ihy} \\ E_y &= i\frac{p}{\omega\varepsilon_0} H_x = i\frac{p}{k} W H_0 e^{-pz} e^{-ihy} \end{aligned}\right\} \tag{8.74}$$

Từ (8.72) và (8.74) dễ dàng nhận thấy rằng theo hướng trục y có sự dịch chuyển năng lượng của sóng mặt (vì E_z, H_x đồng pha nên $S_y = \frac{1}{2} E_z H_x^*$ sẽ là thực), còn theo hướng z không có sự dịch chuyển năng lượng (vì E_y, H_x lệch pha nhau $\frac{\pi}{2}$ nên $S_y = -\frac{1}{2} E_y H_x^*$ sẽ là ảo).

Từ các hệ thức đã nhận được, ta xác định được trở kháng bề mặt (hay còn gọi là Impêđăng bề mặt).

$$Z_s = \frac{E_y}{H_x} = i\frac{p}{\varepsilon\omega_0} = i\frac{p}{k} W \tag{8.75}$$

Ở đây W là trở kháng sóng của môi trường không khí.

Vì p là số thực dương nên theo (8.75) trở kháng bề mặt Z_s sẽ là một số ảo và mang tính chất cảm kháng thuần. Từ đây có thể nhận thấy điều kiện tồn tại của sóng mặt trên kết cấu định hướng là trở kháng bề mặt của kết cấu ấy phải có đặc tính cảm kháng.

Trường hợp kết cấu định hướng (hệ thống chậm) có độ dài hữu hạn, sóng mặt truyền lan dọc theo nó sẽ phản xạ lại một phần ở đầu cuối, một phần bức xạ ra ngoài. Khi ấy hệ thống chậm sẽ trở thành hệ thống bức xạ điện từ (anten).

Mỗi anten sóng mặt thường bao gồm hai phần chính: bộ kích thích và kết cấu định hướng sóng chậm. Bộ kích thích tạo ra sóng điện từ phẳng đồng nhất, còn kết cấu chậm biến đổi sóng phẳng đồng nhất thành sóng chậm, duy trì sự bức xạ sóng.

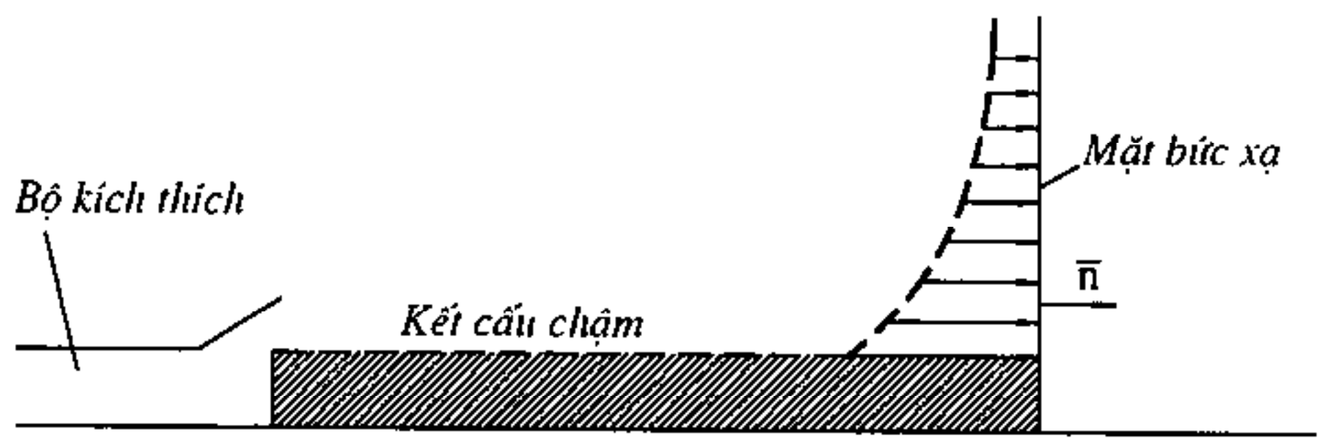
(*) Kết quả này cũng có thể dễ dàng nhận thấy nếu căn cứ vào tính chất của sóng mặt v<c. Thật vậy, vì $v = \frac{\omega}{h}$ còn $c = \frac{\omega}{k}$ nên hiển nhiên h <k

Bức xạ của anten sóng mặt có thể được khảo sát theo hai quan điểm:

– *Quan điểm 1*: Coi bức xạ của anten được thực hiện bởi các dòng điện và dòng từ mặt tương đương phân bố trên bề mặt của hệ thống chậm (ví ụ, ở hình 8.15 là các điện tích chấm chấm hình chữ nhật). Trường kích thích cho bề mặt bức xạ trong trường hợp này là các thành phần E_y và H_x. Đồng thời trở kháng bề mặt của mặt bức xạ được xác định bởi (8.75) là đại lượng thuần ảo. Đây là bài toán bức xạ của một diện tích phẳng (được kích thích bởi trường) có trở kháng bề mặt là đại lượng ảo. Bài toán này sẽ được khảo sát trong phần sau.

– *Quan điểm 2:* Theo quan điểm này, bức xạ của anten được coi như xảy ra tại chỗ gián đoạn của kết cấu. Do đó, mặt bức xạ được coi là diện tích nằm ở đầu cuối và vuông góc với bề mặt của kết cấu chậm (hình 8.17).

Diện tích này chính là một phần của mặt đồng pha của sóng mặt ở đầu cuối. Trên diện tích ấy, pha của trường đồng đều, còn biên độ phân bố. theo quy luật hàm mũ âm giảm dần theo hướng vuông góc với bề mặt kết cấu. Kích thước của mặt bức xạ được giới hạn ở chỗ mà biên độ của trường giảm đến một mức cho trước.



Hình 8.17.

Trong trường hợp này, trường kích thích cho mặt bức xạ sẽ gồm các thành phần E_z, H_x. Theo (8.72) và (8.74) ta nhận được trở kháng bề mặt của mặt bức xạ:

$$Z_s = \frac{E_z}{H_x} = \frac{h}{k} W_0 \tag{8.76}$$

Trong trường hợp này, trở kháng bề mặt là đại lượng thực. Ký hiệu đại lượng nàylà W_s thì:

$$W_s = \frac{h}{k} W_0$$

Đây là bài toán bức xạ của bề mặt (được kích thích bởi trường) có trở kháng bề mặt là thực. Bài toán này đã được khảo sát trong phần lý thuyết của anten mặt.

Như vậy, bài toán bức xạ của anten sóng mặt cũng có thể được khảo sát theo phương pháp giống như bài toán của anten mặt. Theo quan điểm trên thì để xác định đồ thị phương hướng anten ta không cần tính đến độ dài anten. Do đó phương pháp này sẽ cho kết quả không chính xác nếu độ dài anten nhỏ.

Ngoài ra, để phân tích định tính đặc tính bức xạ của anten sóng mặt cũng có thể áp dụng lý thuyết đã biết đối với hệ thống bức xạ thẳng. Trong trường hợp này anten sóng

mặt được coi như tập hợp của các phần tử sắp xếp theo đường thẳng với dòng kích thích cho các phần tử có góc pha biến đổi theo quy luật kích sóng chậm (đã khảo sát ở chương 7).

Sau đây chúng ta sẽ khảo sát bài toán bức xạ của anten sóng mặt theo quan điểm thứ nhất.

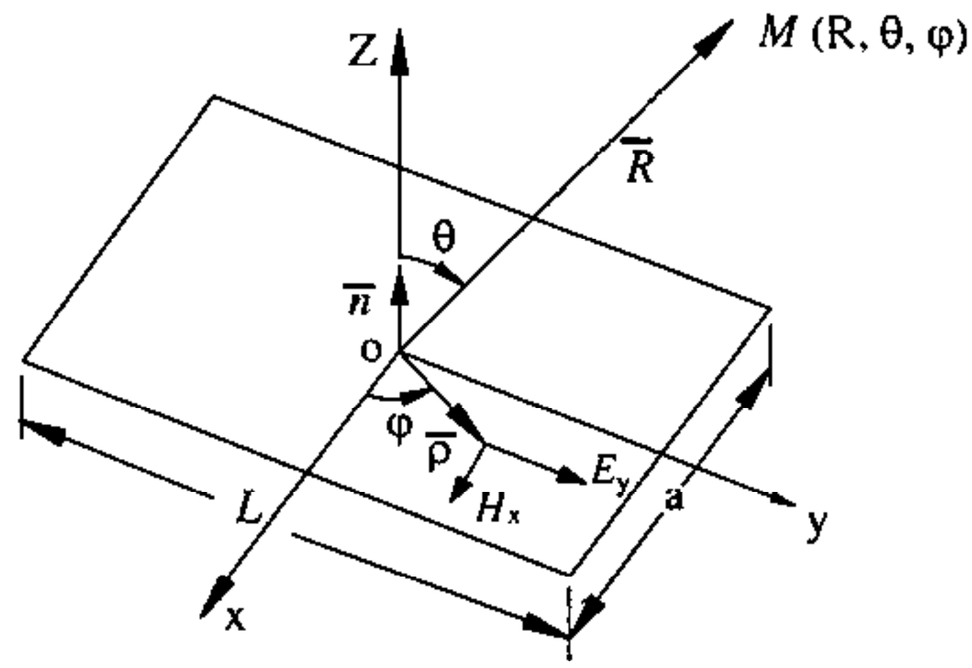
§8.6 BỨC XẠ CỦA DIỆN TÍCH PHẲNG HÌNH CHỮ NHẬT, ĐƯỢC KÍCH THÍCH BỞI TRƯỜNG CÓ ĐẶC TÍNH SÓNG MẶT

Ta khảo sát trường hợp khi mặt bức xạ là diện tích phẳng hình chữ nhật, trên đó các thành phần tiếp tuyến của từ trường và điện trường H_x, E_y được xác định theo (8.72) và (8.74).

Với z = 0, từ (8.72) ta nhận được

$$H_x = H_0 e^{-ihy}$$

Thay biểu thức trên của H_x vào (8.10), đồng thời chú ý rằng tích phân được lấy theo diện tích có kích thước theo x bằng a (là bề rộng anten), kích thước theo y bằng L (là chiều dài anten) (hình 8.18), ta có biểu thức của hàm bức xạ như sau:



Hình 8.18.

$$G_y^e = H_0 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-L/2}^{L/2} e^{ik(x\cos\varphi\sin\theta + y\sin\varphi\sin\theta)} e^{-ihy} dx\, dy \tag{8.77}$$

Lấy tích phân (8.77) ta nhận được:

$$G_y^e = aLH_0 \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi} \times \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\frac{h}{k} - \sin\theta\sin\varphi\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(\frac{h}{k} - \sin\theta\sin\varphi\right)} \tag{8.78}$$

Thay (8.75) và (8.78) vào (8.8) sẽ nhận được các thành phần của trường bức xạ

$$\left.\begin{aligned} E_\theta &= \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} aLWH_0\left(\cos\theta - i\frac{p}{k}\right)\sin\varphi\frac{\sin X}{X}.\frac{\sin U}{U} \\ E_\varphi &= \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} aLWH_0\left(1 - i\frac{p}{k}\cos\theta\right)\cos\varphi\frac{\sin X}{X}.\frac{\sin U}{U} \end{aligned}\right\} \tag{8.79}$$

ở đây

$$X = \frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi;\ U = \frac{kL}{2}\left(\frac{h}{k} - \sin\theta\sin\varphi\right)$$

Nếu chú ý đến quan hệ (8.73) thì từ (8.79) ta sẽ biểu thị được các thành phần của hàm phương hướng biên độ dưới dạng:

$$\left.\begin{aligned} \left|f_\theta(\theta,\varphi)\right| &= aLWH_0\left|\sqrt{\frac{h^2}{k^2}-\sin^2\theta}\,\sin\varphi\frac{\sin X}{X}.\frac{\sin U}{U}\right| \\ \left|f_\varphi(\theta,\varphi)\right| &= aLWH_0\sqrt{\sin^2\theta+\frac{h^2}{k^2}\cos^2\theta}\,\cos\varphi\frac{\sin X}{X}.\frac{\sin U}{U} \end{aligned}\right\} \quad (8.80)$$

Chương IX

LÝ THUYẾT TỔNG HỢP ANTEN

§9.1. KHÁI NIỆM CHUNG

Trong các chương trước, chúng ta đã khảo sát bài toán bức xạ của các nguồn khi biết phân bố của dòng(*) kích thích trên các nguồn ấy. Đó là bài toán thuận của điện động lực học. Trong nhiều trường hợp, đặc trưng hướng của anten với phân bố dòng kích thích theo các quy luật thông thường không đáp ứng được các yêu cầu kỹ thuật đề ra. Để thiết lập anten có đồ thị phương hướng thoả mãn các yêu cầu cho trước, cần tiến hành giải bài toán ngược, nghĩa là xác định quy luật phân bố biên độ và pha của dòng trên anten có hình dạng và kích thước hình học đã biết hoặc chưa biết, thoả mãn hàm phương hướng đã cho. Đây là bài toán ngược của điện động lực học hay còn gọi là bài toán *tổng hợp anten*. Một vấn đề quan trọng nữa của bài toán tổng hợp anten là tìm qui luật phân bố dòng như thế nào để có được anten với hệ số định hướng cực đại, hoặc anten với đồ thị phương hướng tối ưu theo quan điểm của các yêu cầu kỹ thuật đề ra.

Vấn đề thiết lập anten theo đồ thị phương hướng cho trước

Khi cho trước đặc trưng hướng dưới dạng hàm phức $f(\theta,\varphi)$ nào đó cần xác định quy luật phân bố của dòng kích thích $I(x,y,z)$ trong miền hữu hạn của không gian, sao cho nó sẽ tạo ra được đồ thị phương hướng $\tilde{\tilde{f}}(\theta,\varphi)$ gần giống nhất với hàm cho trước $f(\theta,\varphi)$. Để đánh giá độ tiệm cận của hàm $\tilde{\tilde{f}}(\theta,\varphi)$ và hàm cho trước $f(\theta,\varphi)$, có thể áp dụng tiêu chuẩn gần đúng trung bình bình phương hoặc tiêu chuẩn gần đúng đều.

Sai số tổng hợp anten khi đánh giá theo tiêu chuẩn gần đúng trung bình bình phương được xác định bởi tích phân:

$$\Delta = \int_{\Omega} \left| f(\theta,\varphi) - \tilde{\tilde{f}}(\theta,\varphi) \right|^2 d\Omega$$

ở đây $d\Omega$ là vi phân góc đặc.

(*) Khái niệm dòng ở đây cần được hiểu theo nghĩa rộng, có thể là dòng điện dẫn, dòng điện dịch, hoặc các dòng điện và từ mặt tương đương (nghĩa là các thành phần từ trường và điện trường)

Sai số tổng hợp anten khi đánh giá theo tiêu chuẩn gần đúng đều được xác định bởi cực đại của modul độ lệch của hàm cho trước và hàm thiết lập:

$$\Delta = \max\left|f(\theta,\varphi) - \tilde{\tilde{f}}(\theta,\varphi)\right|$$

Vấn đề tổng hợp anten có hệ số định hướng cực đại

Trong bài toán này ta không yêu cầu thực hiện đồ thị phương hướng có dạng cho trước nào đó mà cần xác định qui luật phân bố dòng kích thích xuất phát từ điều kiện nhận được hệ số định hướng cực đại theo một hướng cho trước. Bài toán này có thể dẫn đến bài toán thiết lập anten có đồ thị phương hướng rất hẹp nhưng với kích thước anten rất nhỏ. Những anten có tính chất trên gọi là anten siêu hướng hay gần siêu hướng.

Các công trình nghiên cứu về anten siêu hướng đã cho biết đặc điểm của loại anten này là phân bố dòng trên anten có biên độ rất lớn, đồng thời pha của dòng biến đổi rất nhiều chu kỳ trên chiều dài hữu hạn của anten. Việc tăng biến đổi pha của dòng kích thích như nói ở trên sẽ dẫn đến tăng công suất vô công, do đó tăng hệ số phẩm chất và thu hẹp dải tần công tác của anten. Việc tăng biên độ của dòng kích thích so với anten thông thường sẽ dẫn đến tăng tổn hao và do đó giảm hiệu suất anten. Kết quả là hệ số tăng ích của anten siêu hướng cũng không tăng. Vì vậy trong chương này chúng ta sẽ không đề cập đến bài toán tổng hợp anten siêu hướng mà chỉ khảo sát giới hạn và tiêu chuẩn để xác định một anten là anten siêu hướng hay không siêu hướng.

Vấn đề thiết lập anten có đồ thị phương hướng tối ưu

Với các yêu cầu khác nhau của kỹ thuật, có thể có các quan điểm tối ưu khác nhau đối với dạng của đặc trưng hướng. Bài toán này thường gặp dưới dạng khi cần thiết lập an ten có mức bức xạ phụ cực tiểu khi cho trước độ rộng búp sóng chính, hoặc độ rộng búp sóng chính cực tiểu khi cho trước mức bức xạ phụ.

§9.2. TỔNG HỢP ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG VỚI CÁC HƯỚNG KHÔNG – PHƯƠNG PHÁP ĐA THỨC SCHELKUNOFF

Phương pháp này dùng để tổng hợp các mạng mà đồ thị phương hướng có các hướng không ở các hướng thiết kế, được chỉ ra bởi Schelkunoff. Để hoàn thiện sự thiết kế, phương pháp này yêu cầu thông tin về số hướng không và vị trí của chúng. Sau đó chỉ ra số phần tử và các hệ số kích thích của chúng.

Theo hình 7.2, xét mạng tuyến tính cách đều gồm N phần tử cùng loại, hàm phương hướng được xác định theo (7.3) có dạng:

$$f(\theta) = f_1(\theta)\sum_{n=1}^{N} a_n e^{i(n-1)kd\cos\theta + i\psi_n} \tag{9.1}$$

ở đó a_n là biên độ kích thích của mỗi phần tử. Khoảng cách giữa các phần tử là d và nếu góc pha giữa hai phần tử liên tiếp lệch nhau một đại lượng không đổi bằng ψ tức là $\psi_n = (n-1)\psi$ (pha thay đổi theo qui luật tuyến tính), công thức (9.1) có thể viết lại dưới dạng:

$$f(\theta) = f_1(\theta)\sum_{n=1}^{N} a_n e^{i(n-1)(kd\cos\theta+\psi)}$$

Hàm phương hướng tổ hợp trong trường hợp này có dạng:

$$f_{KN} = \sum_{n=1}^{N} a_n e^{i(n-1)(kd\cos\theta+\psi)} = \sum_{n=1}^{N} a_n e^{i(n-1)\alpha} \tag{9.2}$$

ở đó: $\alpha = kd\cos\theta + \psi$

Lấy

$$z = x + jy = e^{j\alpha} = e^{j(kd\cos\theta+\psi)} \tag{9.3}$$

chúng ta có thể viết

$$f_{KN} = \sum_{n=1}^{N} a_n z^{n-1} = a_1 + a_2 z + a_3 z^2 + \ldots + a_N z^{N-1} \tag{9.4}$$

là đa thức bậc $(N-1)$. Từ toán học ta biết bất kỳ một đa thức bậc $(N-1)$ có $(N-1)$ nghiệm và có thể được khai triển như là tích của $(N-1)$ thừa số tuyến tính. Vì vậy chúng ta có thể viết (9.4) như sau

$$f_{KN} = a_N(z-z_1)(z-z_2)(z-z_3)\ldots(z-z_{N-1}) \tag{9.5}$$

ở đó $z_1, z_2, z_3, \ldots, z_{N-1}$ là các nghiệm của đa thức. Biên độ của (9.2) có thể được miêu tả như sau :

$$|f_{KN}| = |a_N||z-z_1||z-z_2||z-z_3|\ldots|z-z_{N-1}| \tag{9.6}$$

Một số quan sát rất thú vị có thể rút ra từ (9.6) và được sử dụng để phân tích và tổng hợp mạng. Trước khi thảo luận về pha, chúng ta hãy khảo sát các lợi ích của (9.3).

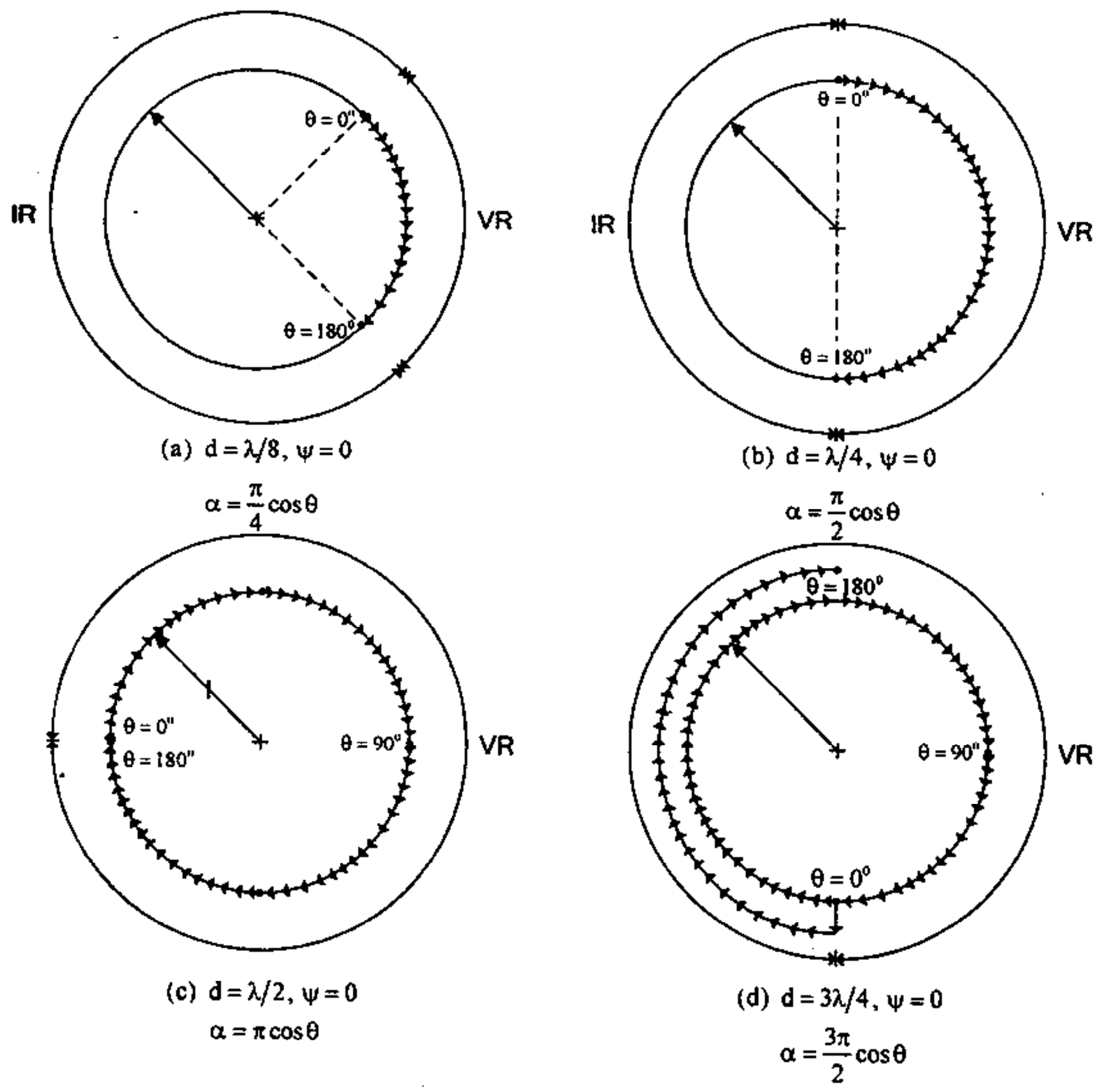
Biến phức z của (9.3) có thể được viết theo dạng khác

$$z = |z|e^{j\alpha} = |z|\angle\alpha = 1\angle\alpha \tag{9.7}$$

$$\alpha = kd\cos\theta + \psi = \frac{2\pi}{\lambda}d\cos\theta + \psi \tag{9.7a}$$

Rõ ràng là cho bất kỳ giá trị nào của d, θ, hoặc ψ, biên độ của z luôn nằm trên vòng tròn đơn vị; tuy nhiên pha của nó phụ thuộc vào d, θ, và ψ. Cho $\psi = 0$, chúng ta có đồ thị hình 9.1a÷d biểu diễn biên độ và pha của z khi θ lấy các giá trị từ 0 đến π. Với $d = \lambda/8$, khi cho tất cả các giá trị θ thì cũng chỉ nhận được z trên một phần của vòng tròn (hình 9.1a), ở ngoài phần này z không tồn tại. Chúng ta gọi phần biểu diễn

các giá trị của z trên vòng tròn là vùng nhìn thấy và ngoài phần này là vùng không nhìn thấy. Ở hình 9.1a chúng ta cũng quan sát được đường đi của z khi θ thay đổi từ 0° tới 180°.

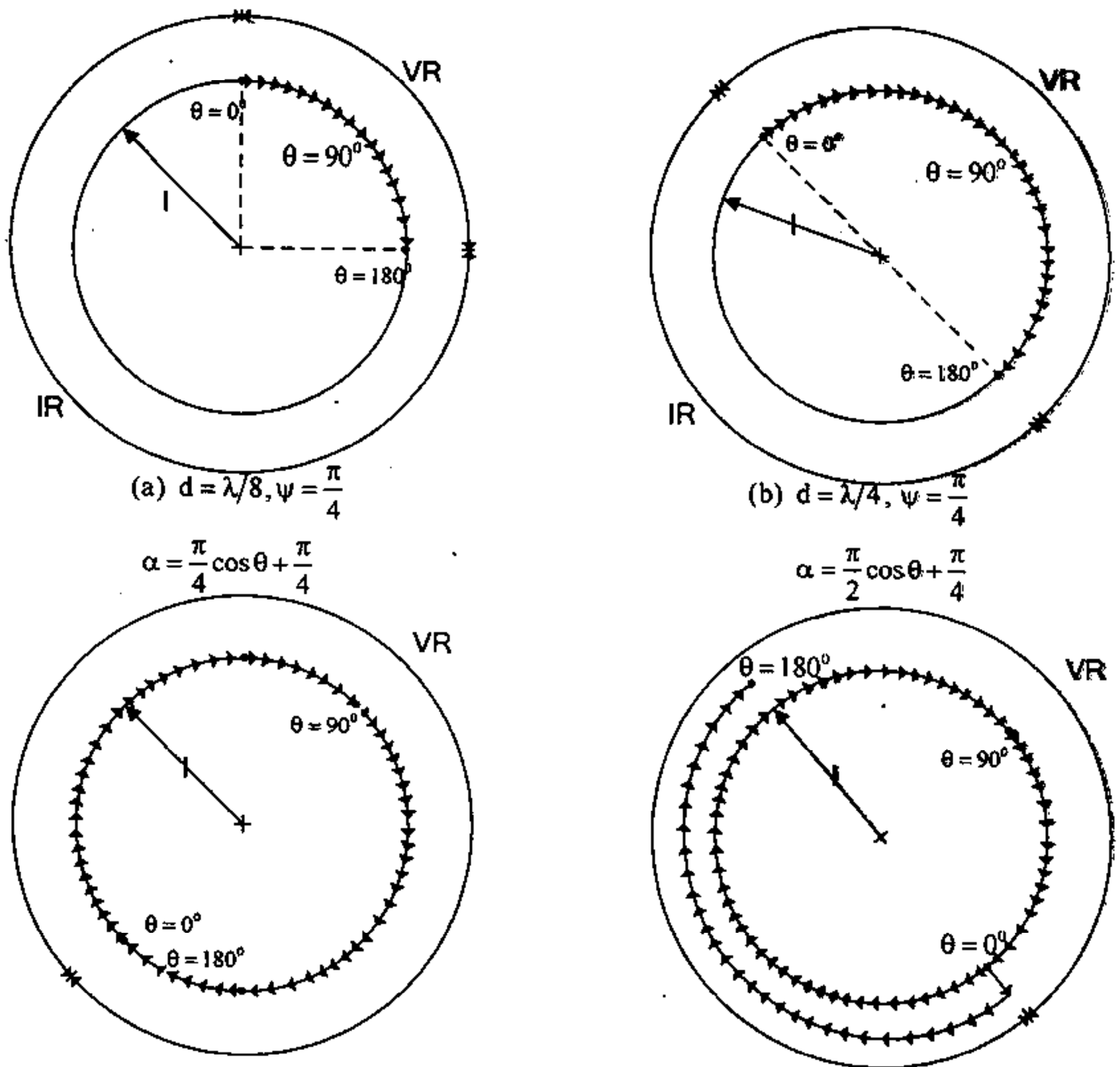


Hình 9.1.

Hình 9.1b÷d biểu thị các giá trị của z khi khoảng cách giữa các phàn tử là $\lambda/4$, $\lambda/2$, này chúng ta thấy rằng vùng nhìn thấy có thể được mở rộng bằng cách tăng khoảng cách giữa các phần tử. Yêu cầu khoảng cách tối thiểu là $\lambda/2$ để z bao quanh ít nhất một lần vòng tròn. Với khoảng cách bất kỳ nào lớn hơn $\lambda/2$ đều dẫn tới nhiều giá trị hơn cho z. Ở hình 9.1d chúng ta có hai lần giá trị của z trên một nửa vòng tròn, với $d = 3\lambda/4$.

Để diễn tả tính linh hoạt của mạng, trên các hình 9.2a÷d chúng ta có đồ thị các giá trị của z cho khoảng cách tương tự như các hình 9.1(a)–(d) nhưng với $\psi = \pi/4$. So sánh các hình vẽ tương ứng ta thấy rằng toàn bộ vùng nhìn thấy cho mỗi khoảng cách là không thay đổi nhưng vị trí của nó trên vòng tròn đã quay đi một góc ψ theo ngược chiều kim đồng hồ .

Chúng ta có thể kết luận rằng toàn bộ phạm vi của vùng nhìn thấy có thể được điều khiển bởi khoảng cách giữa các phần tử và vị trí của nó trên vòng tròn được điều khiển bởi pha kích thích tuyến tính của các phần tử. Hai đặc điểm này có thể được sử dụng một cách hiệu quả trong việc thiết kế thừa số của mạng.



(a) $d = \lambda/8, \psi = \frac{\pi}{4}$

$\alpha = \frac{\pi}{4}\cos\theta + \frac{\pi}{4}$

(b) $d = \lambda/4, \psi = \frac{\pi}{4}$

$\alpha = \frac{\pi}{2}\cos\theta + \frac{\pi}{4}$

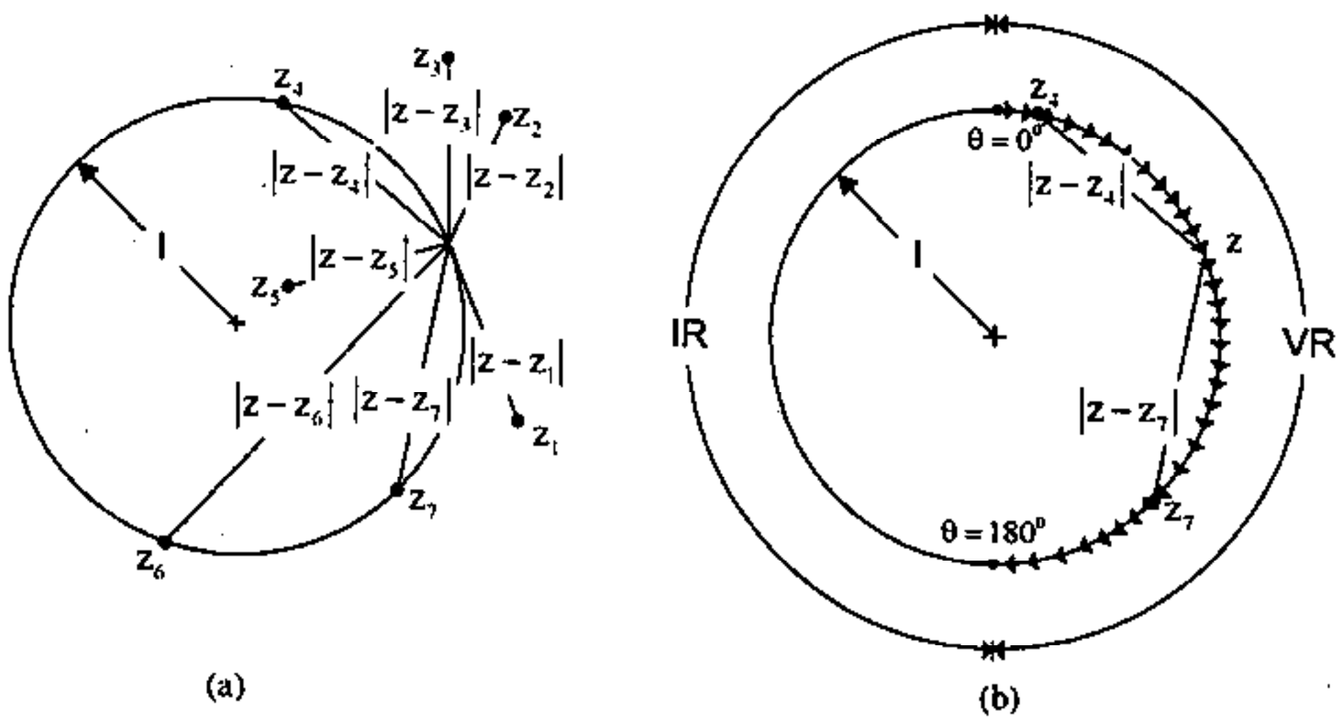
(c) $d = \lambda/2, \psi = \pi/4$

$\alpha = \pi\cos\theta + \frac{\pi}{4}$

(d) $d = 3\lambda/4, \psi = \pi/4$

$\alpha = \frac{3\pi}{2}\cos\theta + \frac{\pi}{4}$

Hình 9.2.



Hình 9.3.

Bây giờ chúng ta hãy quay trở lại công thức (9.6), cho giá trị của z trong vùng nhìn thấy trên vòng tròn đơn vị, tương ứng với giá trị của θ xác định bởi (9.3), $|f_{KN}|$ tỷ lệ với tích của các khoảng cách giữa z và $z_1, z_2, z_3, \ldots, z_{N-1}$, nghiệm của f_{KN}. Hơn nữa, ngoài hằng số a_N, pha của f_{KN} bằng tổng của các pha giữa z và mỗi nghiệm. Điều này được

diễn tả bằng hình học trên hình 9.3(a). Nếu tất cả các nghiệm $z_1, z_2, z_3, \ldots, z_{N-1}$ ở vị trí trong vùng nhìn thấy của vòng tròn đơn vị, thì mỗi một nghiệm này tương ứng với một hướng không trong đặc trưng hướng của f_{KN} bởi vì khi θ thay đổi thì z thay đổi và cuối cùng đi qua mỗi giá trị z_n. Khi đó độ dài giữa z và z_n bằng không và (9.6) triệt tiêu. Khi không phải tất cả các nghiệm nằm trên vùng nhìn thấy của vòng tròn đơn vị, thì chỉ có các nghiệm trên vùng nhìn thấy sẽ góp phần tạo nên các hướng không của đặc trưng hướng. Điều này được miêu tả bằng hình học trên hình 9.3b. Nếu không có nghiệm nào tồn tại trên vùng nhìn thấy của vòng tròn đơn vị, thì thừa số của mạng sẽ không có các hướng không cho bất kỳ giá trị nào của θ. Tuy nhiên nếu có nghiệm nằm trên vòng tròn đơn vị nhưng không nằm trên vùng nhìn thấy của nó, thì nghiệm này có thể được tính đến trong đặc trưng hướng bằng cách thay đổi pha kích thích ψ để vùng nhìn thấy dịch chuyển cho đến khi nó chứa đựng nghiệm đó.

Để diễn tả các bước của phương pháp thiết kế, chúng ta xét một ví dụ.

Ví dụ 9.1: Thiết kế mạng tuyến tính với khoảng cách giữa các phần tử $d = \lambda/4$ để nó có các hướng không ở $\theta = 0^o, 90^o$, và 180°. Xác định số phần tử, dòng kích thích của chúng, và vẽ đồ thị phương hướng nhận được. Sử dụng phương pháp Schelkunoff.

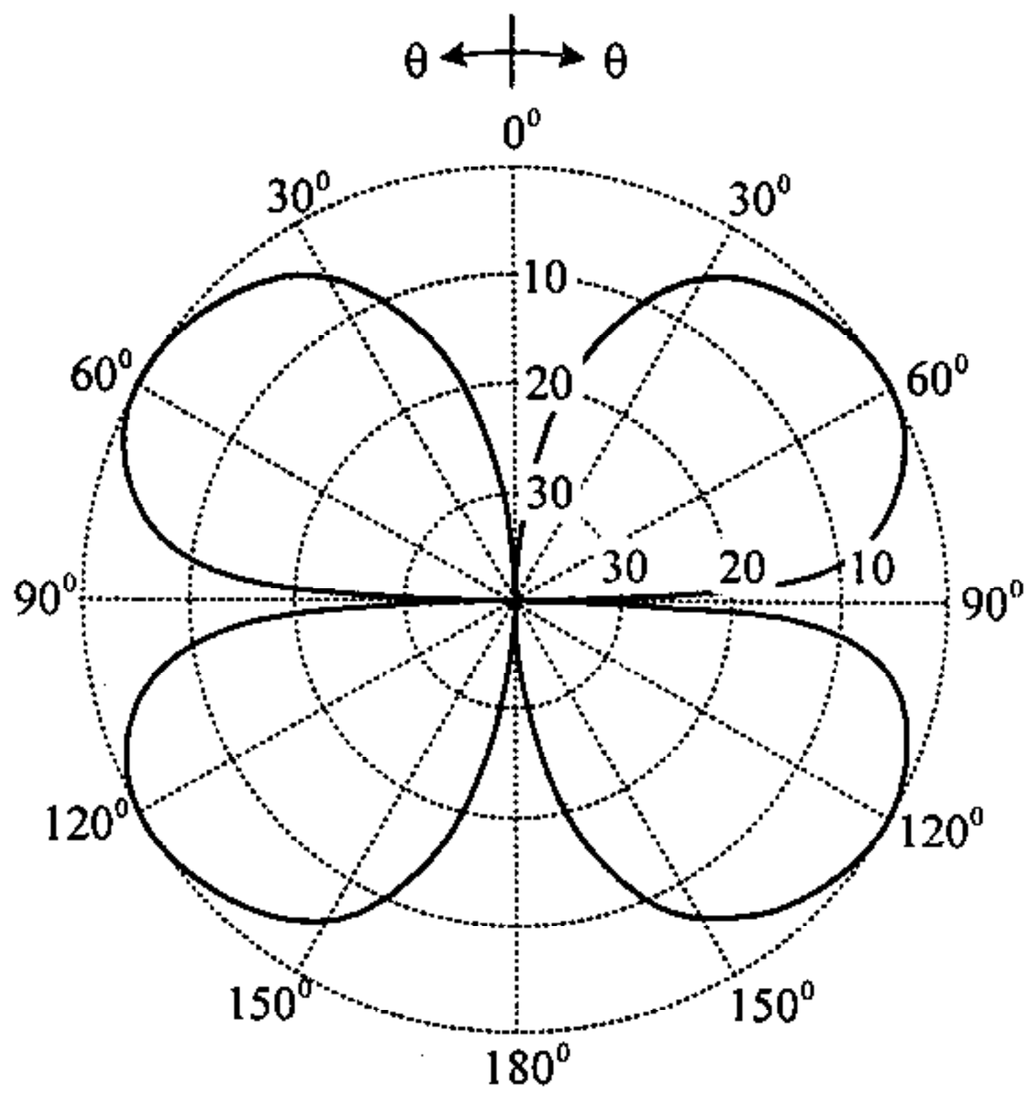
Giải: Cho khoảng cách giữa các phần tử $d = \lambda/4$ và sai pha tuyến tính $\psi = 0^o$, vùng nhìn thấy được chỉ ra trên hình 9.1b. Nếu các hướng không của đồ thị phương hướng của mạng ở tại $\theta = 0^o, 90^o$, và 180°, thì tương ứng ta có $z = i, 1, -i$ trên vòng tròn đơn vị. Vì vậy hàm phương hướng tổ hợp là:

$$f_{KN} = (z - z_1)(z - z_2)(z - z_3)$$
$$= (z - i)(z - 1)(z + i)$$
$$f_{KN} = -1 + z - z^2 + z^3$$
$$= a_1 + a_2 z + a_3 z^2 + a_4 z^3$$

Theo (9.4), hàm phương hướng tổ hợp nói trên có thể đạt được khi mạng gồm bốn phần tử và các hệ số kích thích của chúng là:

$$a_1 = -1;\ a_2 = +1$$
$$a_3 = -1;\ a_4 = +1$$

Hình 9.4 là đồ thị hàm phương hướng biên độ tổng hợp được.



Hình 9.4

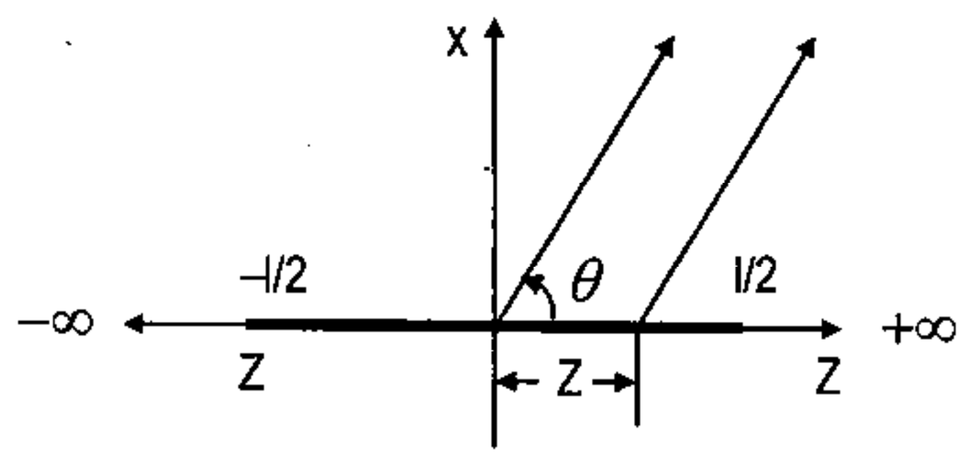
§9.3. TỔNG HỢP ANTEN THEO ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG CHO TRƯỚC

Bài toán tổng hợp anten thuộc loại này thường được giải quyết theo hai bước:

1) Xác định kích thước hữu hạn của anten và tính phân bố dòng kích thích trên đó để đảm bảo đồ thị phương hướng theo yêu cầu cho trước. Trong giai đoạn này, chúng ta chưa quan tâm đến kết cấu cụ thể của hệ thống bức xạ. Bài toán này thuộc về bài toán kinh điển của lý thuyết tổng hợp anten.

2) Tính kết cấu của anten để đảm bảo các qui luật phân bố dòng đã tìm được khi giải quyết bài toán ở phần trên. Bài toán này thuộc về bài toán tổng hợp kết cấu bức xạ. Đặc điểm của bài toán này phụ thuộc vào loại sơ đồ anten mà ta lựa chọn (ví dụ anten đồng pha, anten sóng mặt v.v...).

Trong phần đầu của chương này, chúng ta sẽ khảo sát bài toán kinh điển của lý thuyết tổng hợp. Trong phần sau của chương, chúng ta sẽ khảo sát bài toán tổng hợp kết cấu anten.



Hình 9.5

Ta khảo sát bài toán ngược đơn giản sau: Giả sử có dòng điện chảy trên một dây dẫn thẳng dài l (hình 9.5). Biên độ và pha của dòng điện phân bố trên anten theo hàm số tùy ý

$$I(z)=A(z)e^{-i\psi(z)} \tag{9.8}$$

Trường bức xạ của dây dẫn được xác định theo công thức:

$$E=\frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}WG_{\perp}^{e}(\theta,\varphi)$$

trong đó $G_{\perp}^{e}(\theta,\varphi)$ được xác định theo (3.4), với $I(z)$ được thay bởi (9.8):

$$G_{\perp}^{e}(\theta,\varphi)=G_{\theta}^{e}(\theta,\varphi)=-\sin\theta\int_{-l/2}^{l/2}A(z)e^{-i\psi(z)}e^{ikz\cos\theta}dz \tag{9.9}$$

Biểu thức (9.9) cho phép xác định hàm phương hướng của dây dẫn thẳng. Trong công thức trên $\sin\theta$ biểu thị hàm phương hướng riêng của một phần tử dây dẫn, tích phân còn lại biểu thị hàm phương hướng tổ hợp. Biểu thức (9.9) có thể được xem là phương trình tích phân đối với hàm phân bố dòng điện trên anten.

Nếu không xét đến đặc tính phương hướng của phần tử dây dẫn, nghĩa là nếu coi nguồn bức xạ nguyên tố là nguồn vô hướng thì hàm phương hướng của dây dẫn thẳng có thể được viết dưới dạng(*):

(*) Đây cũng là công thức tổng quát đối với các hàm phương hướng của nguồn thẳng bất kỳ với khái niệm dòng $I(z)$ hiểu theo nghĩa rộng.

$$f(u)=\int_{-l/2}^{l/2} I(z)e^{iuz}dz \tag{9.10}$$

trong đó: $$u=k\cos\theta \tag{9.11}$$

khi θ biến đổi từ $0\rightarrow 2\pi$ thì u biến đổi trong giới hạn $-k\rightarrow k$.

Hàm $f(u)$ biểu thị đặc tính phương hướng của anten nhưng không tính theo góc θ mà theo $\cos\theta$.

Giải phương trình (9.10) với hàm $f(u)$ cho trước sẽ xác định được hàm phân bố dòng điện trên anten. Đó là bài toán ngược của điện động học.

Bài toán ngược nói trên có thể giải theo nhiều cách khác nhau. Sau đây sẽ giới thiệu hai phương pháp: phương pháp biến đổi Fourier và phương pháp các đồ thị riêng phần.

1. Phương pháp biến đổi Fourier

a) Nguồn tuyến tính

Căn cứ vào hệ thức (9.10), ta có thể coi $f(u)$ là biến đổi Fourier của hàm phân bố dòng, nghĩa là coi phân bố dòng là phổ của hàm phương hướng. Tuy nhiên, đối với biến đổi Fourier thông thường thì giới hạn của tích phân là vô hạn nhưng ở đây tích phân là hữu hạn. Điều đó chứng tỏ $f(u)$ là một hàm có phổ hữu hạn.

Để có thể áp dụng phương pháp biến đổi Fourier cần mở rộng giới hạn của tích phân (9.10) đến $\pm\infty$, nghĩa là coi độ dài anten là vô hạn. Điều này không có gì trở ngại vì dòng trên phần kéo dài từ đầu mút anten đến vô cùng (ứng với $|z|>\frac{l}{2}$) thực chất có giá trị bằng không. Biểu thức quan hệ giữa hàm phương hướng và hàm phân bố dòng có thể được viết dưới dạng:

$$f(u)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} 2\pi I(z)e^{iuz}dz \tag{9.12}$$

Phân bố dòng có thể tìm được nhờ phép biến đổi ngược Fourier cũng giống như bài toán tìm phổ của một hàm số khi biết hàm số đó. Ta có:

$$I(z)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} f(u)e^{-iuz}du \tag{9.13}$$

Biểu thức (9.13) cho phép xác định phân bố dòng trên anten theo hàm phương hướng cho trước $f(u)$. Theo quan điểm toán học thì hàm cho trước $f(u)$ thoả mãn phép biến đổi Fourier có thể là một hàm khả tích bất kỳ. Nhưng để có thể nhận được lời giải hợp lý của bài toán tổng hợp, nghĩa là lời giải tìm được phải có khả năng thực hiện được trong thực tế, ta cần hạn chế loại của hàm cho trước $f(u)$ bởi một số điều kiện.

Một trong các điều kiện đó là hàm phân bố dòng $I(z)$ nhận được qua phép biến đổi Fourier từ hàm $f(u)$ phải có giá trị hữu hạn trong khoảng $-\frac{l}{2} \le z \le \frac{l}{2}$, và bằng không ở ngoài khoảng ấy. Điều đó có nghĩa là $f(u)$ phải là hàm có phổ hữu hạn. Tính chất của các hàm có phổ hữu hạn đã được trình bày bởi lý thuyết toán học. Theo các lý thuyết này thì hàm $f(u)$ khả tích trên toàn trục thực u, có biến đổi Fourier khác không chỉ ở trong khoảng $\pm\frac{l}{2}$ sẽ là *hàm nguyên có bậc hữu hạn*(*), bậc của nó không vượt quá $\frac{l}{2}$.

Khi phân bố dòng bị chặn trên khoảng $-\frac{l}{2} \le z \le \frac{l}{2}$, và bằng không ở ngoài khoảng này. Việc xấp xỉ phân bố dòng được xác định bởi:

$$I_a(z) = I(z) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} f(u)e^{-iuz}du \quad \text{với} \quad -\frac{l}{2} \le z \le \frac{l}{2} \tag{9.14}$$

và nó đem lại hàm phương hướng xấp xỉ $f(u)_a$. Hàm phương hướng xấp xỉ được sử dụng để trình bày, với sai số nào đó so với hàm phương hướng thiết kế $f(u)_d$. Vì vậy:

$$f(u)_d \approx f(u)_a = \int_{-l/2}^{l/2} I_a(z)e^{iuz}dz \tag{9.15}$$

Ta hãy khảo sát biểu thức (9.13). Cần chú ý rằng hàm $f(u)$ được coi là hàm phương hướng của nguồn (dòng) thẳng sẽ chỉ có ý nghĩa khi u biến đổi trong khoảng $-k \le u \le k$. Trong khi đó $I(z)$ được xác định bởi các giá trị của $f(u)$ trên suốt trục $-\infty < u < \infty$.

Như vậy có thể thấy rằng với một dạng cho trước của đồ thị phương hướng anten biểu thị bởi các giá trị của $f(u)$ khi $-k \le u \le k$ có thể có các phân bố dòng khác nhau dọc theo anten.

Hàm phân bố dòng thoả mãn đồ thị phương hướng $f(u)$ có thể viết dưới dạng:

$$\begin{aligned} I(z) &= \frac{1}{2\pi}\int_{-k}^{k} f(u)e^{-iuz}du + \frac{1}{2\pi}\left[\int_{-\infty}^{-k} f(u)e^{-iuz}du + \int_{k}^{\infty} f(u)e^{-iuz}du\right] \\ &= I_1(z) + I_2(z) \end{aligned} \tag{9.16}$$

Ta hãy khảo sát ý nghĩa vật lý của mỗi số hạng trong công thức trên.

(*) Theo lý thuyết của hàm số biến số phức thì hàm nguyên là hàm giải tích trong toàn miền xác định của mặt phẳng phức. Nhưng không phải tất cả các hàm nguyên đều có phổ hữu hạn mà chỉ những hàm tăng khi tăng argument, đồng thời $|f(u)| \le e^{p|u|}$; ở đây $p = \frac{l}{2}$ đặc trưng cho khoảng kéo dài của phổ gọi là bậc của hàm nguyên.

Bởi vì đồ thị phương hướng của anten (biểu thị qua giá trị của hàm $f(u)$ trong khoảng $-k \le u \le k$) có quan hệ đến cường độ trường ở khu xa, đồng thời trường ở khu xa lại có quan hệ với công suất thực bức xạ bởi anten, nên $I_1(z)$ xác định hoàn toàn công suất này. Vì vậy $I_1(z)$ được gọi là *dòng bức xạ* hay *dòng hữu công*.

Thành phần $I_2(z)$ không tham gia vào việc tạo thành trường bức xạ ở khu xa, nó chỉ làm thay đổi trường ở khu gần và do đó chỉ có quan hệ đến phần công suất dao động gần anten (công suất vô công). Vì vậy $I_2(z)$ được gọi là *dòng vô công*.

Hệ số phẩm chất của anten được định nghĩa là tỷ số của công suất vô công trên công suất bức xạ. Vì công suất có quan hệ với bình phương của dòng điện nên hệ số phẩm chất được xác định bởi:

$$Q = \frac{\int_{-\infty}^{-k} |f(u)|^2 du + \int_{k}^{\infty} |f(u)|^2 du}{\int_{-k}^{k} |f(u)|^2 du} \tag{9.17}$$

Giá trị của hệ số phẩm chất xác định theo công thức trên có thể đặc trưng cho mức độ siêu hướng của anten. Thực vậy, vì hệ số siêu hướng được định nghĩa bởi tỷ số của công suất tổng cộng và công suất bức xạ, do đó:

$$\gamma = 1 + Q \tag{9.18}$$

Ví dụ 9.2: Xác định phân bố dòng và hàm phương hướng xấp xỉ của nguồn tuyến tính đặt dọc trục z với hàm phương hướng thiết kế đối xứng quanh $\theta = \pi/2$, và được chỉ ra bởi:

$$f(\theta) = \begin{cases} 0 & khi\ 0 \le \theta < \pi/4 \\ 1 & khi\ \pi/4 \le \theta \le 3\pi/4 \\ 0 & khi\ 3\pi/4 < \theta < \pi \end{cases} \tag{9.19}$$

Đó là hàm phương hướng hình quạt, và nó được sử dụng rộng rãi trong radar và thông tin.

Giải: Với (9.19), các giá trị của u được xác định bởi (9.11), được chỉ ra bởi

$$-\frac{k}{\sqrt{2}} \le u \le \frac{k}{\sqrt{2}}$$

Phân bố dòng được xác định bởi (9.13) hoặc:

$$I(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(u) e^{-iuz} du$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-k/\sqrt{2}}^{k/\sqrt{2}} e^{-iuz} du = \frac{k}{\pi\sqrt{2}} \left[\frac{\sin\left(\frac{kz}{\sqrt{2}}\right)}{\frac{kz}{\sqrt{2}}} \right]$$

Phân bố dòng được xấp xỉ bởi:

$$I_a(z) = I(z), \quad -\frac{l}{2} \le z \le \frac{l}{2}$$

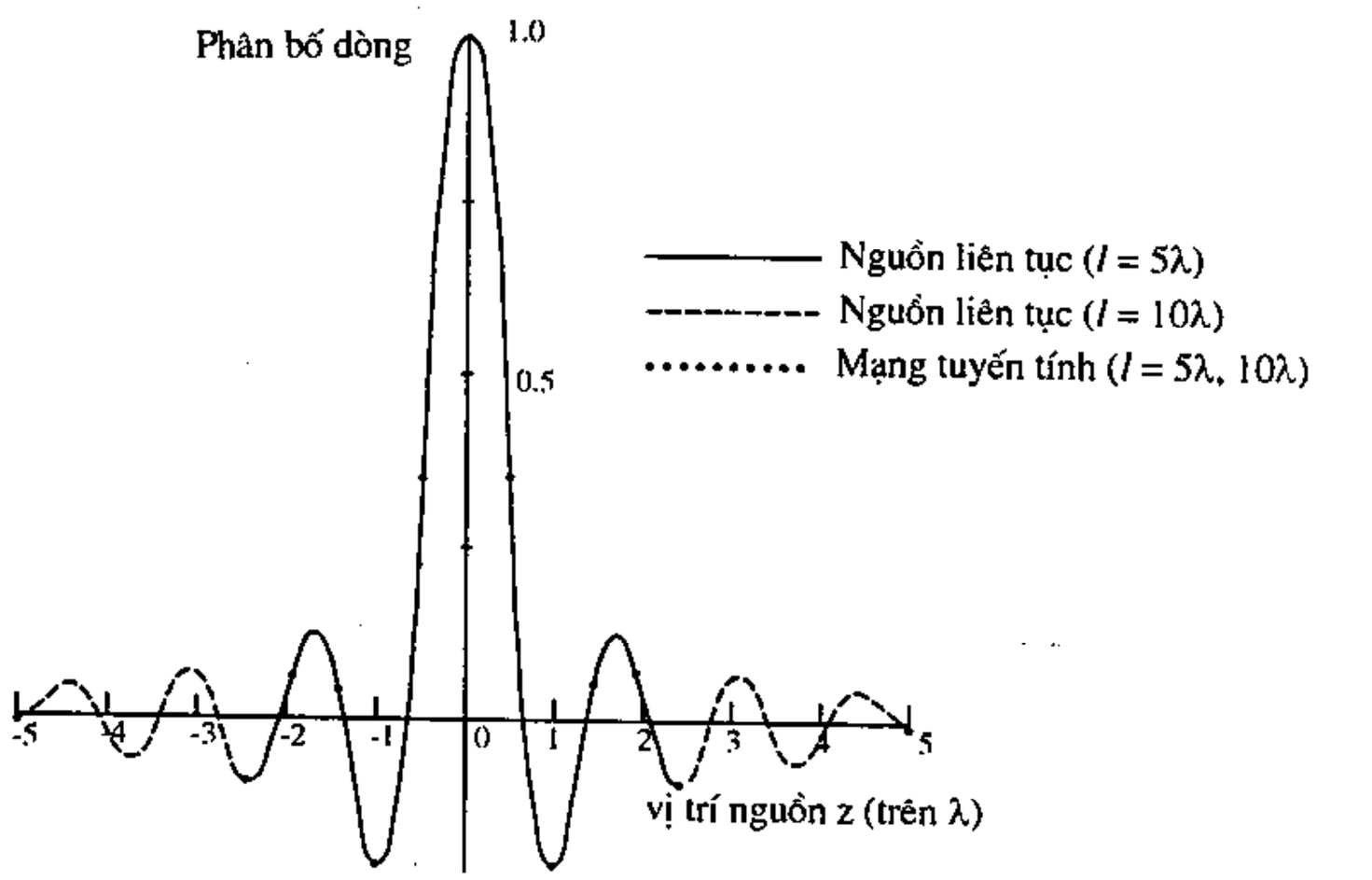
Hàm phương hướng thiết kế được xấp xỉ bởi (9.15) hoặc:

$$f_d(\theta) \simeq f_a(\theta) = \int_{-l/2}^{l/2} I_a(z) e^{iuz} dz$$

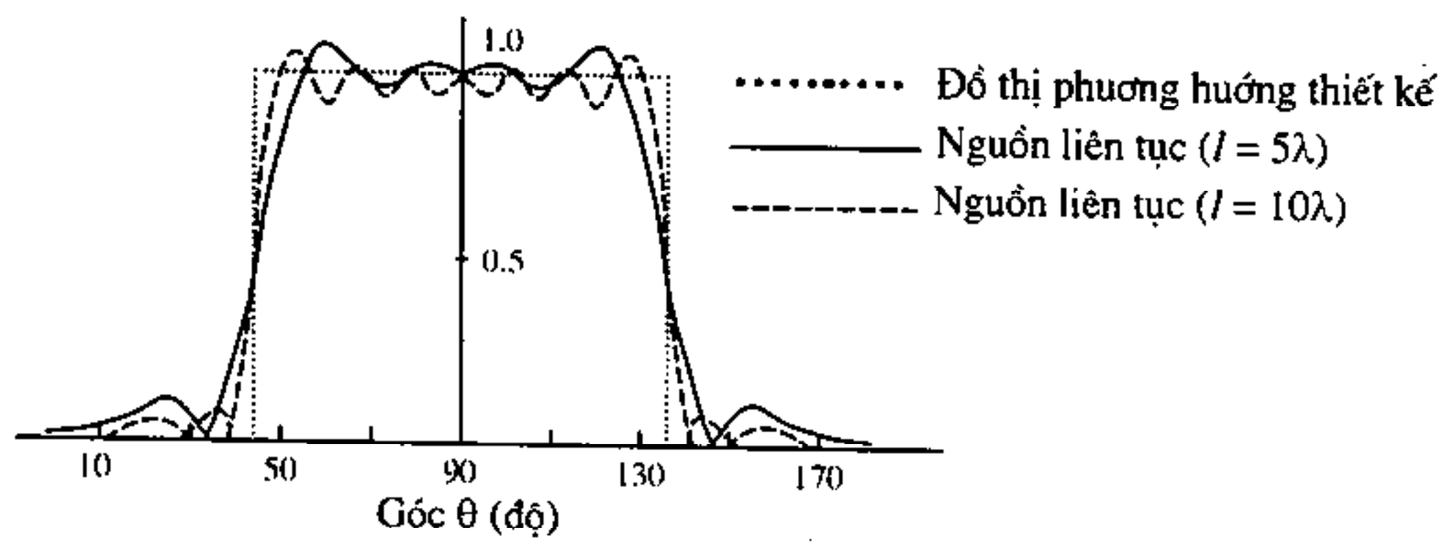
$$= \frac{1}{\pi}\left\{Si\left[\frac{l}{\lambda}\pi\left(\cos\theta + \frac{1}{\sqrt{2}}\right)\right] - Si\left[\frac{l}{\lambda}\pi\left(\cos\theta - \frac{1}{\sqrt{2}}\right)\right]\right\}$$

ở đó $Si(x)$ là tích phân sin.

Phân bố dòng xấp xỉ được biểu diễn trên hình 9.6(a) cho $l = 5\lambda$ và $l = 10\lambda$. Tương ứng với đồ thị phương hướng xấp xỉ được biểu diễn trên hình 9.6(b) ở đó chúng được so sánh với đồ thị phương hướng thiết kế. Khi chiều dài của nguồn tuyến tính lớn hơn $(l = 10\lambda)$ cho sai số nhỏ hơn.



(a) Phân bố dòng



(b) Đồ thị phương hướng biên độ

Hình 9.6

b) Mạng tuyến tính

Thừa số của mạng tuyến tính cách đều gồm N phần tử và kích thích biên độ không đều được chỉ ra bởi (9.2). Nếu gốc tọa độ ở tâm của mạng, hàm phương hướng tổ hợp có thể được xác định bởi:

Trường hợp số phần tử lẻ $(N = 2M + 1)$

$$f_{KN}(\theta) = f_{KN}(\alpha) = \sum_{m=-M}^{M} a_m e^{im\alpha} \tag{9.20a}$$

Trường hợp số phần tử chẵn $(N = 2M)$

$$f_{KN}(\theta) = f_{KN}(\alpha) = \sum_{m=-M}^{-1} a_m e^{i[(2m+1)/2]\alpha} + \sum_{m=1}^{M} a_m e^{i[(2m-1)/2]\alpha} \tag{9.20b}$$

ở đó

$$\alpha = kd\cos\theta + \psi \tag{9.20c}$$

Cho trường hợp số phần tử lẻ $(N = 2M + 1)$, các phần tử đặt ở vị trí

$$r_m = md, \qquad m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm M \tag{9.20d}$$

Cho trường hợp số phần tử chẵn $(N = 2M)$, các phần tử đặt ở vị trí

$$r_m = \begin{cases} \dfrac{2m-1}{2} & 1 \le m \le M \\ \dfrac{2m+1}{2} & -M \le m \le -1 \end{cases} \tag{9.20e}$$

Tổng quát, hàm phương hướng tổ hợp của mạng anten là hàm tuần hoàn của α với chu kỳ 2π. Để hàm phương hướng tổ hợp thoả mãn yêu cầu tuần hoàn cho các giá trị thực của θ $(-1 \le \cos\theta \le 1)$, thì $2kd \le 2\pi$ hoặc $d \le \lambda/2$.

Nếu $f_{KN}(\alpha)$ trình bày hàm phương hướng tổ hợp cần thiết kế, các hệ số kích thích của mạng có thể đạt được bởi công thức Fourier:

Trường hợp số phần tử lẻ $(N = 2M + 1)$

$$a_m = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} f_{KN}(\alpha) e^{-im\alpha} d\alpha = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f_{KN}(\alpha) e^{-im\alpha} d\alpha \qquad -M \le m \le M \tag{9.21a}$$

Trường hợp số phần tử chẵn $(N = 2M)$

$$a_m = \begin{cases} \dfrac{1}{T}\displaystyle\int_{-T/2}^{T/2} f_{KN}(\alpha) e^{-i[(2m+1)/2]\alpha} d\alpha \\ \quad = \dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_{-\pi}^{\pi} f_{KN}(\alpha) e^{-i[(2m+1)/2]\alpha} d\alpha \qquad -M \le m \le -1 \\ \dfrac{1}{T}\displaystyle\int_{-T/2}^{T/2} f_{KN}(\alpha) e^{-i[(2m-1)/2]\alpha} d\alpha \\ \quad = \dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_{-\pi}^{\pi} f_{KN}(\alpha) e^{-i[(2m-1)/2]\alpha} d\alpha \qquad 1 \le m \le M \end{cases} \tag{9.21b}$$

Ví dụ 9.3: Xác định phân bố dòng và kết quả hàm phương hướng cho mạng tuyến tính cách đều với hàm phương hướng thiết kế dạng hình quạt đối xứng như ví dụ 9.2. Sử dụng mạng 11 phần tử với khoảng cách giữa các phần tử $d = \lambda/2$. Tương tự thiết kế cho mạng 21 phần tử.

Giải: Khi hướng bức xạ cực đại hướng pháp tuyến với mạng, góc dịch pha tuyến tính giữa các phần tử được yêu cầu bằng không $(\psi = 0)$. Khi hàm phương hướng khác không chỉ với $\pi/4 \le \theta \le 3\pi/4$, tương ứng các giá trị của α đạt được từ (9.20c) hoặc $-\pi/\sqrt{2} \le \alpha \le \pi/\sqrt{2}$. Các hệ số kích thích được xác định từ (9.21a) hoặc:

$$a_m = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi/\sqrt{2}}^{\pi/\sqrt{2}} e^{-im\alpha} d\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{\sin\left(\frac{m\pi}{\sqrt{2}}\right)}{\frac{m\pi}{\sqrt{2}}}\right]$$

Và chúng đối xứng qua tâm của mạng $\left[a_m(-z_m) = a_m(z_m)\right]$. Tương ứng hàm phương hướng tổ hợp được xác định bởi (9.20a).

Các hệ số kích thích chuẩn hoá là:

$a_0 = 1,0000$	$a_{\pm 4} = 0,0578$	$a_{\pm 8} = -0,0496$
$a_{\pm 1} = 0,3582$	$a_{\pm 5} = -0,0895$	$a_{\pm 9} = 0,0455$
$a_{\pm 2} = -0,2170$	$a_{\pm 6} = 0,0518$	$a_{\pm 10} = 0,0100$
$a_{\pm 3} = 0,0058$	$a_{\pm 7} = 0,0101$	

Phân bố dòng kích thích được biểu diễn bằng dấu (•) trên hình 9.6(a) ở đó chúng được so sánh với phân bố dòng liên tục của ví dụ 9.2. Từ đồ thị ta thấy rằng ở vị trí các phần tử, các giá trị kích tích của nguồn liên tục và mạng tuyến tính là như nhau. Điều này cho thấy khi hai anten có chiều dài như nhau (cho $N = 11,\ d = \lambda/2 \rightarrow l = 5\lambda$ và cho $N = 21,\ d = \lambda/2 \rightarrow l = 10\lambda$).

Tương ứng đồ thị hàm phương hướng tổ hợp được biểu diễn trên hình 9.7. Từ đồ thị ta thấy khi chiều dài của mạng lớn hơn ($N = 21, d = \lambda/2$) cho sự khôi phục đồ thị phương hướng tốt hơn.

2. Phương pháp tổng hợp nhờ các đồ thị riêng phần

Phương pháp rất phổ biến để tổng hợp anten theo đồ thị phương hướng cho trước được chỉ ra bởi Woodward và Lawson. Việc tổng hợp được thực hiện bởi việc lấy mẫu đồ thị phương hướng thiết kế ở các điểm gián đoạn khác nhau. Kết hợp với mỗi mẫu đồ thị phương hướng là dòng điều hoà với phân bố biên độ đều và phân bố pha tuyến tính, tương ứng với trường được xem như là hàm phương hướng thành phần.

a) Nguồn tuyến tính

Giả sử hàm phân bố của dòng kích thích $I(z)$ của nguồn thẳng trong khoảng $-\frac{l}{2} \le z \le \frac{l}{2}$ được viết dưới dạng chuỗi của các hàm $I_n(z)$ nào đó

$$I(z) = \sum_{n=0}^{N} A_n I_n(z) \tag{9.22}$$

Thay (6) vào (1) ta nhận được biểu thức đối với hàm phương hướng

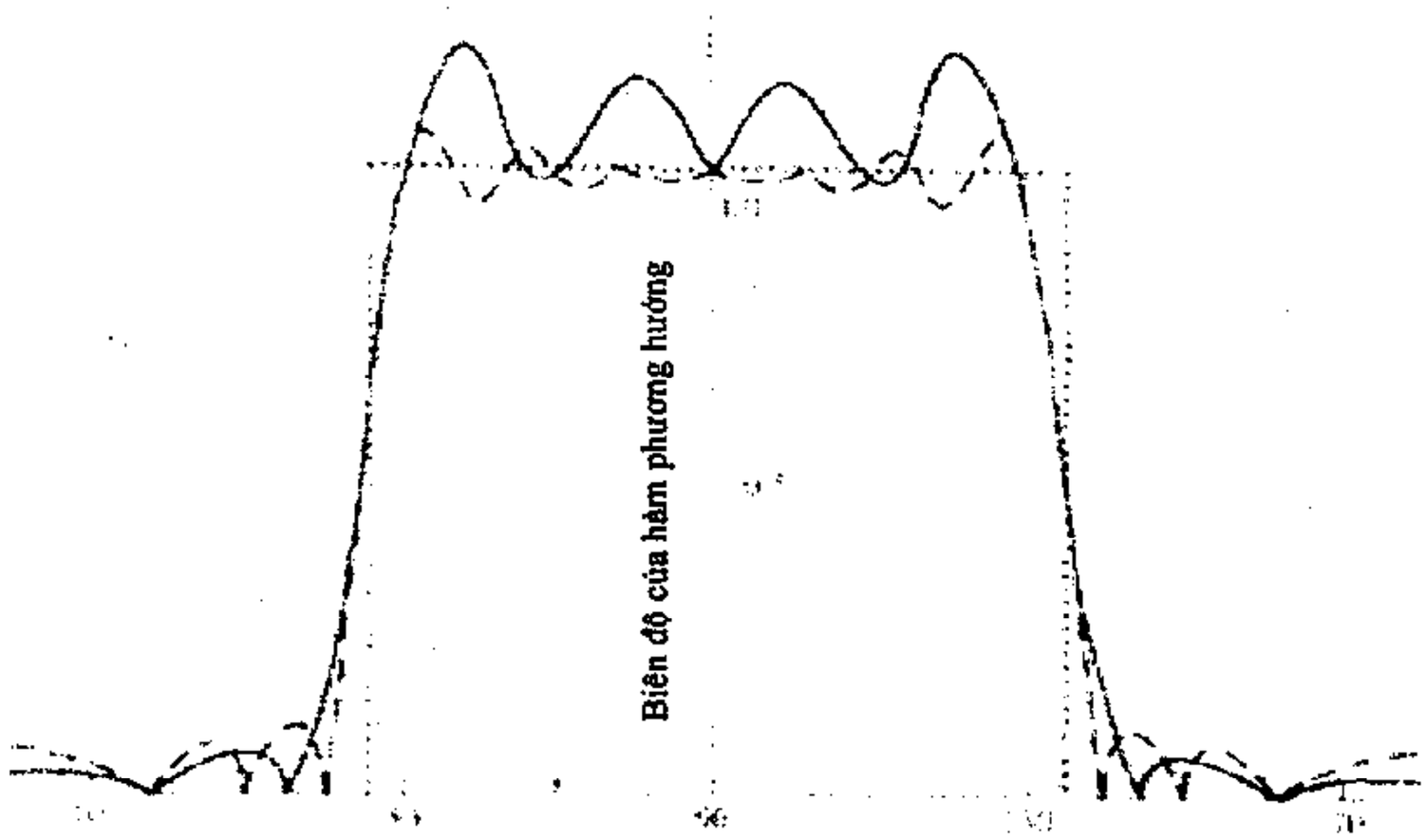
$$f(u) = \int_{-l/2}^{l/2} I(z)e^{iuz}dz = \int_{-l/2}^{l/2} \sum_{n=0}^{N} A_n I_n(z)e^{iuz}dz \tag{9.23}$$

Nếu ký hiệu tích phân đối với các số hạng của tổng là $f_n(u)$, nghĩa là

$$f_n(u) = \int_{-l/2}^{l/2} I_n(z)e^{iuz}dz \tag{9.24}$$

Thì (9.23) sẽ được viết lại dưới dạng

$$f(u) = \sum_{n=0}^{N} A_n f_n(u) \tag{9.25}$$



Góc θ (độ)

Đồ thị phương hướng biên độ

•••••••••• Đồ thị phương hướng thiết kế

———— Nguồn liên tục $(N = 11,\ d = \lambda/2)$

- - - - - - - Nguồn liên tục $(N = 21,\ d = \lambda/2)$

Hình 9.7.

Biểu thức (9.24) với các chỉ số n thay đổi sẽ biểu thị các hàm phương hướng tạo bởi các thành phần dòng $I_n(z)$ tương ứng. Ta gọi đó là các hàm phương hướng riêng phần.

Như vậy, hàm phương hướng $f(u)$ được biểu thị dưới dạng chuỗi của các hàm phương hướng riêng phần với các hệ số khai triển A_n cũng phù hợp với các hệ số khai triển đối với hàm phân bố dòng $I(z)$.

Bằng cách chọn dạng khai triển hàm $I(z)$ một cách hợp lý (nghĩa là chọn họ của hàm $I_n(z)$ hợp lý), ta sẽ có các hàm phương hướng riêng phần $f_n(u)$ thích hợp để biểu thị hàm phương hướng dưới dạng tổng (9.25). Sau khi biểu thị hàm phương hướng đã cho theo các hàm riêng phần ta nhận được các hệ số khai triển A_n, từ đó sẽ nhận được hàm phân bố dòng $I(z)$.

Để làm sáng tỏ phương pháp trình bày ở trên, ta khảo sát một trong các phương án giải quyết bài toán.

Vì dòng trên anten thẳng tập trung trong một khoảng l nhất định của độ dài anten nên có thể biểu diễn nó dưới dạng khai triển theo chuỗi Fourier với chu kỳ l.

Giả sử ta biểu thị $I(z)$ dưới dạng chuỗi Fourier hữu hạn sau:

$$I(z) = \sum_{-N}^{N} A_n e^{-i\frac{2\pi}{l}z} \tag{9.26}$$

Gọi hàm phương hướng được tạo thành do phân bố dòng (9.26) là $\tilde{\tilde{f}}(u)$

$$\tilde{\tilde{f}}(u) = \sum_{-N}^{N} A_n \int_{-l/2}^{l/2} e^{-iz(\frac{2n\pi}{l}-u)} dz \tag{9.27}$$

Sau khi thực hiện tích phân sẽ nhận được(*):

$$\tilde{\tilde{f}}(u) = \sum_{-N}^{N} A_n \frac{\sin(n\pi - \frac{ul}{2})}{n\pi - \frac{ul}{2}} \tag{9.28}$$

Giải bài toán tổng hợp trong trường hợp này là xác định các hệ số A_n trong (9.26) sao cho hàm $\tilde{\tilde{f}}(u)$ biểu thị bởi (9.28) có dạng gần giống nhất với hàm cho trước $f(u)$. Thực tế rất khó thực hiện để cho $\tilde{\tilde{f}}(u)$ phù hợp hoàn toàn với $f(u)$ ở mọi điểm nhưng ta có thể chọn A_n để $\tilde{\tilde{f}}(u)$ sẽ trùng với $f(u)$ ở một số điểm nhất định. Thật vậy, tại các điểm ứng với

$$u = \frac{2m\pi}{l} \tag{9.29}$$

ở đây, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm N$; với N bằng số nguyên của $\frac{l}{\lambda}$ thì

$$\frac{\sin\left(n\pi - \frac{ul}{2}\right)}{n\pi - \frac{ul}{2}} = \begin{cases} 1 & khi \quad n = m \\ 0 & khi \quad n \neq m \end{cases}$$

(*) Nói chính xác thì trong kết quả nhận được còn có mặt hệ số không đổi bằng l. Tuy nhiên điều đó chỉ tương ứng với việc thay đổi tỷ lệ xích, do đó không quan tâm đến.

Do đó, theo (9.28) ta nhận được

$$\tilde{\tilde{f}}\left(\frac{2n\pi}{l}\right) = A_n$$

ở đây, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm N$

Như vậy, nếu cho A_n các giá trị bằng giá trị của hàm phương hướng cho trước $f(u)$ tại các điểm $u = \frac{2n\pi}{l}$ thì khi ấy hàm $\tilde{\tilde{f}}(u)$ sẽ phù hợp với $f(u)$ tại các điểm trên.

Nghĩa là, nếu chọn

$$A_n = f\left(\frac{2n\pi}{l}\right)$$

thì hàm phân bố dòng điện

$$I(z) = \sum_{-N}^{N} f\left(\frac{2n\pi}{l}\right) e^{-i\frac{2n\pi}{l}z} \tag{9.30}$$

sẽ thoả mãn việc tạo thành đồ thị phương hướng mà tại các điểm $u = \frac{2n\pi}{l}$ đồ thị nhận được phù hợp với đồ thị phương hướng cho trước.

Chuyển sang góc θ, ta có $k\cos\theta_n = \frac{2n\pi}{l}$, với θ_n trình bày các góc mà ở đó đồ thị phương hướng cho trước được lấy mẫu.

Vị trí của mỗi mẫu được chỉ ra bởi

$$\cos\theta_n = n\left(\frac{\lambda}{l}\right),\ n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm N \tag{9.31}$$

Hàm phân bố dòng điện

$$I(z) = \sum_{-N}^{N} f(\theta_n) e^{-i\frac{2n\pi}{l}z} \tag{9.32}$$

hay

$$I(z) = \sum_{-N}^{N} f(\theta_n) e^{-ikz\cos\theta_n} \tag{9.33}$$

Thay $u = k\cos\theta$, $n\pi = \frac{kl}{2}\cos\theta_n$ vào (9.28) ta có hàm phương hướng tổng hợp được

$$\tilde{\tilde{f}}(\theta) = \sum_{-N}^{N} A_n \frac{\sin\left[\frac{kl}{2}(\cos\theta - \cos\theta_n)\right]}{\frac{kl}{2}(\cos\theta - \cos\theta_n)} \tag{9.34}$$

ở đó, $A_n = f(\theta_n)$

b) Mạng tuyến tính

Phương pháp Woodward–Lawson cũng có thể được ứng dụng để tổng hợp các mạng anten tuyến tính. Xét mạng tuyến tính cách đều gồm N phần tử cùng loại, với d là khoảng cách giữa các phần tử. Làm tương tự ta có phân bố dòng kích thích của các phần tử là:

$$a_n = \frac{1}{N}\sum_{m=-M}^{M} b_m e^{-ikz_n \cos\theta_m} \tag{9.35}$$

ở đó z_n biểu thị vị trí của phần tử thứ n đặt đối xứng so với tâm hình học của mạng.

Vị trí của mỗi mẫu được chỉ ra bởi:

$\cos\theta_m = m(\frac{\lambda}{Nd})$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm M$, với M bằng số nguyên của $\frac{Nd}{\lambda}$;

Hàm phương hướng tổng hợp được:

$$\tilde{\tilde{f}}(\theta) = \sum_{m=-M}^{M} b_m \frac{\sin\left[\frac{N}{2} kd\left(\cos\theta - \cos\theta_m\right)\right]}{N\sin\left[\frac{1}{2} kd\left(\cos\theta - \cos\theta_m\right)\right]} \tag{9.36}$$

ở đó, $b_m = f(\theta_m)$

Phương pháp trình bày ở trên là một trong những phương pháp tổng hợp anten đơn giản nhất. Nó có thể được áp dụng dễ dàng trong trường hợp hàm phương hướng cho trước được biểu diễn dưới dạng đồ thị hoặc được cho bằng các hàm giải tích. Khi kích thước của anten lớn, đồ thị phương hướng sẽ được thiết lập chính xác ở một số lớn điểm còn khi kích thước anten nhỏ thì số điểm cho phép xác định chính xác đồ thị phương hướng cũng nhỏ và do đó độ chính xác của kết quả bài toán tổng hợp cũng giảm đi.

§9.4. THIẾT LẬP ANTEN CÓ ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG TỐI ƯU

Vấn đề thiết lập hệ thống bức xạ với đồ thị phương hướng tối ưu có thể được khảo sát theo hai quan điểm:

1) Với kích thước anten cho trước, tìm hiểu quy luật phân bố của các dòng kích thích trên các phần tử sao cho đồ thị phương hướng anten có múi sóng chính hẹp nhất, còn mức bức xạ phụ không vượt quá một giới hạn nhất định.

2) Với kích thước của anten cho trước, tìm quy luật phân bố của dòng kích thích trên các phần tử sao cho đồ thị phương hướng có mức bức xạ phụ nhỏ nhất, còn múi sóng chính có độ rộng trong một giới hạn đã cho.

Các bài toán trên đã được một số tác giả giải quyết đối với hệ thống bức xạ gồm những phần tử là các nguồn điểm đồng pha, xếp đặt theo tuyến đường thẳng, cách đều nhau với khoảng cách giữa các phần tử lớn hơn λ/2 (công trình của Đôlf), hoặc nhỏ hơn λ/2 (công

trình của Riblet). Về sau, có các công trình tổng quát hơn của Pacrôpski, giải quyết bài toán thiết lập anten có đồ thị phương phướng tối ưu khi khoảng cách giữa các phần tử bức xạ là tuỳ ý và quan hệ góc pha của các dòng kích thích trên các phần tử là tuỳ ý.

Các kết quả nhận được trong công trình nghiên cứu của Đôlf có thể áp dụng cho hệ thống chấn tử đồng pha.

Sau đây chúng ta khảo sát bài toán thiết lập anten có đồ thị phương hướng tối ưu theo các quan điểm nêu ở trên.

Để thực hiện mục đích ấy, trước hết chúng ta cần tìm dạng của hàm số (hay đa thức) cho phép biểu thị được đồ thị phương hướng với các đặc tính tối ưu đã nêu, sau đó thông qua các liên hệ toán học sẽ biểu thị hàm phương hướng của dãy phần tử bức xạ dưới dạng của hàm số (hay đa thức) đã lựa chọn và xác định phân bố dòng trên anten để đảm bảo hàm phương hướng đã cho.

a) Đa thức Chebyshev và các tính chất

Biết rằng hàm số cos(mt) có thể được biểu thị dưới dạng tổng các hàm số luỹ thừa của sin*t* và cos*t*.

$$\cos(mt) = \cos^m t - \frac{m(m-1)}{2!}\cos^{m-2} t.\sin^2 t + \ldots \tag{9.37}$$

Nếu thay thế $\sin^2 t = 1 - \cos^2 t$ và ký hiệu $\cos t = x$ ta sẽ có:

$$\cos(mt) = \cos(m\ arc\cos x) = x^m - \frac{m(m-1)}{2!}x^{m-2}(1-x^2) + \ldots \tag{9.38}$$

Biểu thức (9.38) là một đa thức bậc *m*, được gọi là đa thức Chebyshev và ký hiệu là $T_m(x)$.

Như vậy đa thức Chebyshev được biểu thị bởi công thức:

$$\left.\begin{array}{ll} khi\ x<1 & T_m(x) = \cos(m\ arc\cos x) \\ khi\ x>1 & T_m(x) = ch(m\ arc\cos x) \end{array}\right\} \tag{9.39}$$

Biểu thức của các đa thức Chebyshev bậc *m* được dẫn ra dưới đây, với $m = 0 \div 10$

$$T_0(x) = 1$$

$$T_1(x) = x$$

$$T_2(x) = 2x^2 - 1$$

$$T_3(x) = 4x^3 - 3x$$

$$T_4(x) = 8x^4 - 8x^2 + 1$$

$$T_5(x) = 16x^5 - 20x^3 + 5x$$

$$T_6(x) = 32x^6 - 48x^4 + 18x^2 - 1$$

$$T_7(x) = 64x^7 - 112x^5 + 56x^3 - 7x$$

$$T_8(x) = 128x^8 - 256x^6 + 160x^4 - 32x^2 + 1$$

$$T_9(x) = 256x^9 - 576x^7 + 432x^5 - 120x^3 + 9x$$

$$T_{10}(x) = 512x^{10} - 1280x^8 + 1120x^6 - 400x^4 + 50x^2 - 1 \qquad (9.40)$$

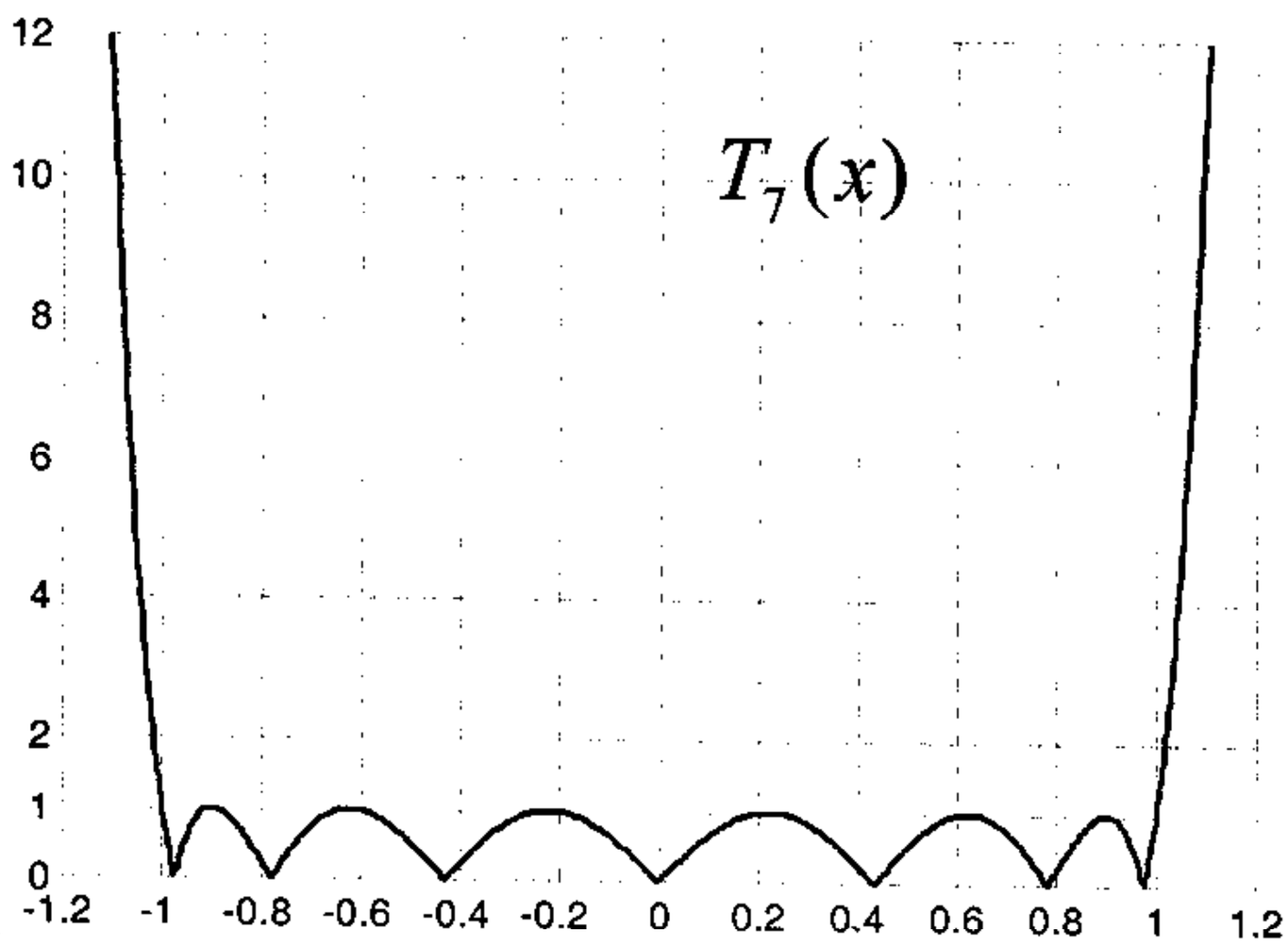
Đa thức Chebyshev cũng có thể được viết dưới dạng rút gọn sau:

$$T_m(x) = \frac{1}{2}\left\{\left(x + \sqrt{x^2 - 1}\right)^m + \left(x - \sqrt{x^2 - 1}\right)^m\right\} \qquad (9.41)$$

Khảo sát đồ thị của đa thức Chebyshev bậc cao ta thấy chúng có dạng giống như dạng của các đồ thị phương hướng. Do đó các đa thức này có thể được dùng để biểu thị hàm phương hướng của anten.

Ví dụ đồ thị của đa thức Chebyshev bậc 7 được vẽ ở hình 9.8

Từ đồ thị hình 9.8 có thể thấy rằng với giá trị của x nằm trong giới hạn $-1 \le x \le 1$, các cực đại của đa thức Chebyshev có giá trị bằng nhau và bằng 1, số cực đại bằng $(m-1)$, còn số điểm không bằng m (bậc đa thức). Như vậy trong khoảng $-1 \le x \le 1$, đa thức Chebyshev bậc m có m nghiệm.



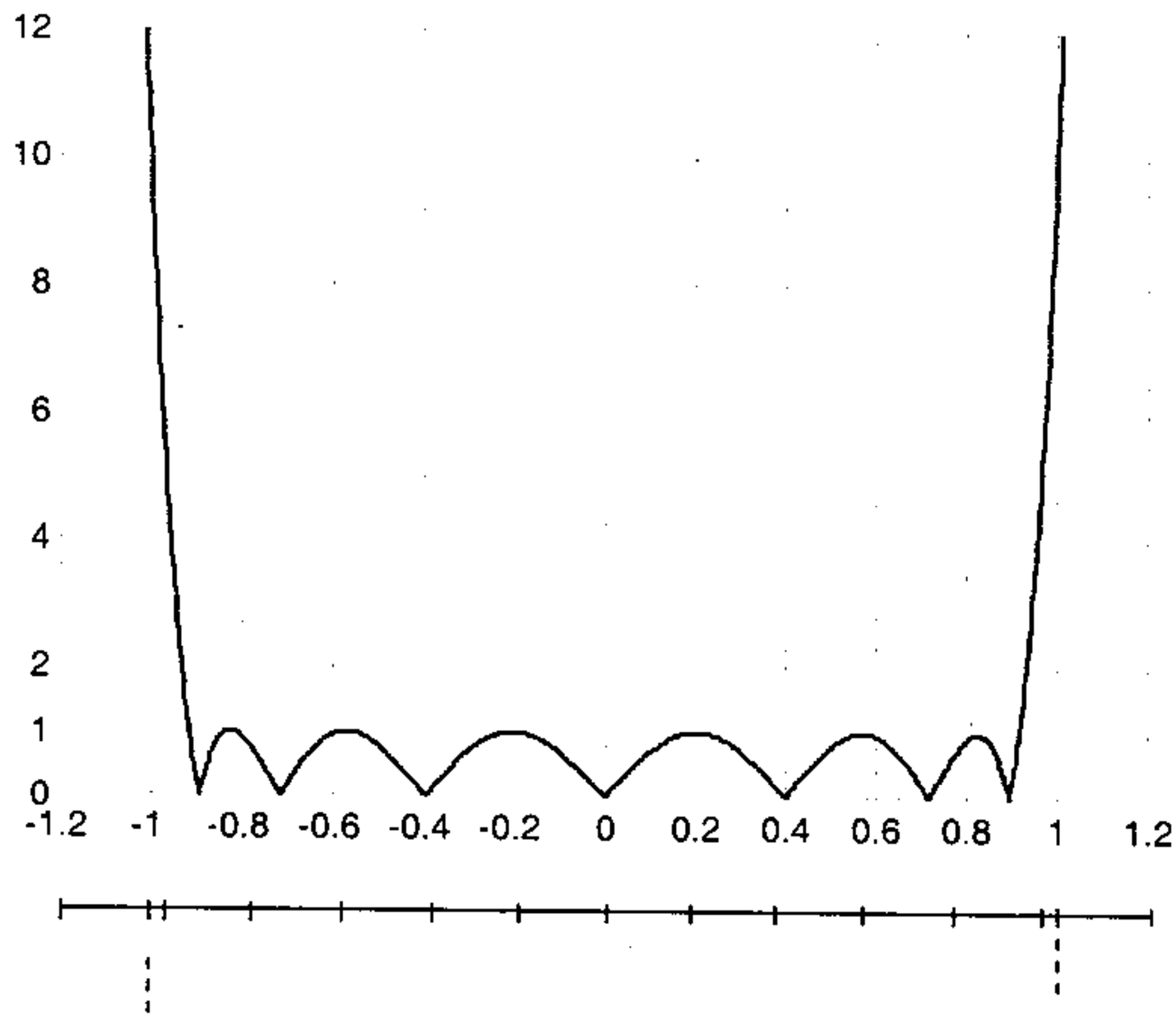
Hình 9.8. **Đồ thị đa thức Chebyshev bậc 7**

tại $x = \pm 1$, đa thức có trị số bằng 1, còn khi $x > +1$ hoặc $x < -1$ giá trị của đa thức tăng đơn điệu và tiến đến ∞ khi $x \to \infty$.

Một tính chất quan trọng nữa của đa thức Chebyshev là tốc độ tăng của đa thức (độ dốc của đồ thị) khi x biến thiên vượt ra ngoài giới hạn $-1 \le x \le 1$ sẽ là lớn nhất so với các đa thức khác có cùng bậc. Áp dụng tính chất này, ta có thể thiết lập anten với đồ thị phương hướng anten tối ưu theo quan điểm thứ nhất nêu ở trên.

Cần chú ý rằng trong các biểu thức hàm phương hướng anten thì biến số x thường là hàm số lượng giác có dạng sin hay cos, nghĩa là giá trị của nó biến đổi trong khoảng $-1 \div 1$. Như đã biết, trong giới hạn trên đồ thị của đa thức Chebyshev chỉ biểu thị các cực đại phụ của đồ thị phương hướng. Vì vậy, để có thể biểu thị đầy đủ dạng của đồ thị phương hướng cần tìm một giá trị a nào đó (a>1), sao cho $T_m(a)$ bằng giá trị cho trước của cực đại chính của đồ thị phương hướng. Sau đó ta đưa vào một biến số mới ax. Hàm phương hướng bây giờ sẽ được biểu thị bởi đa thức $T_m(ax)$. Dễ dàng nhận thấy trong trường hợp này toàn bộ đồ thị phương hướng được biểu thị trong giới hạn $-1 \le x \le 1$.

Để làm sáng tỏ những điều trình bày ở trên ta khảo sát ví dụ sau:



Hình 9.9. **Đồ thị đa thức Chebyshev $T_7(ax)$**

Giả sử đồ thị phương hướng được biểu diễn bởi đa thức $T_7(ax)$ và cho trước giá trị cực đại chính bằng 10. Căn cứ vào đồ thị đa thức trên, ta có $T_7(x) = 10$ khi $x = a = 1,09$.

Nếu lấy biến số mới $ax = 1,09x$ thì đa thức $T_7(1,09x)$ sẽ có giá trị bằng 10 khi $x = \pm 1$ (xem Hình 9.9)

Nếu cho trước cực đại chính bằng 30 thì $T_7(x) = 30$ khi $x = a = 1,2$

Trong trường hợp này biến số mới là $ax = 1,2x$. Ta sẽ nhận được $T_7(1,2x) = 30$ khi $x = \pm 1$.

Khi chọn đa thức Chebyshev $T_m(ax)$ để biểu thị hàm phương hướng thì đồ thị của đa thức này, sẽ biểu diễn đầy đủ đồ thị phương hướng của anten trong hệ toạ độ vuông góc.

Các vị trí không và cực đại của đa thức $T_m(ax)$ trên trục x sẽ tương ứng với hướng bức xạ không và hướng bức xạ cực đại phụ của đồ thị phương hướng. Các vị trí này có thể xác định từ công thức:

$$T_m(ax) = \cos[m \arccos(ax)]$$

$$T_m(ax) = 0 \text{ khi } m \arccos(ax_0) = \frac{\pi}{2}(2N_0 + 1) \tag{9.42}$$

trong đó $N_0 = 0, 1, 2,...$ là số thứ tự vị trí không (vị trí không thứ nhất là vị trí gần cực đại chính).

x_0 là toạ độ x, ứng với nó đa thức bằng không.

Từ (9.42) ta rút ra được:

$$ax_0 = \cos\left[\frac{\pi}{2m}(2N_0 + 1)\right]$$

$$x_0 = \frac{1}{a}\cos\left[\frac{\pi}{2m}(2N_0 + 1)\right] \tag{9.43}$$

Ví trí không thứ nhất được xác định ứng với $N_o = 0$

$$x_0 = \frac{1}{a}\cos\frac{\pi}{2m} \tag{9.44}$$

Vị trí cực đại của đa thức $T_m(ax)$ được xác định bởi:

$$x_M = \frac{1}{a}\cos N_M \frac{\pi}{m} \tag{9.45}$$

N_m – Số thứ tự cực đại.

Nếu cực đại chính của đồ thị phương hướng bằng $T_m(a)$ thì mức bức xạ phụ (theo định nghĩa là tỷ số của biên độ cực đại phụ và biện độ cực đại chính) sẽ bằng:

$$\xi = \xi_1 = \xi_2 = ... = \xi_n = \frac{1}{T_m(a)} \tag{9.46}$$

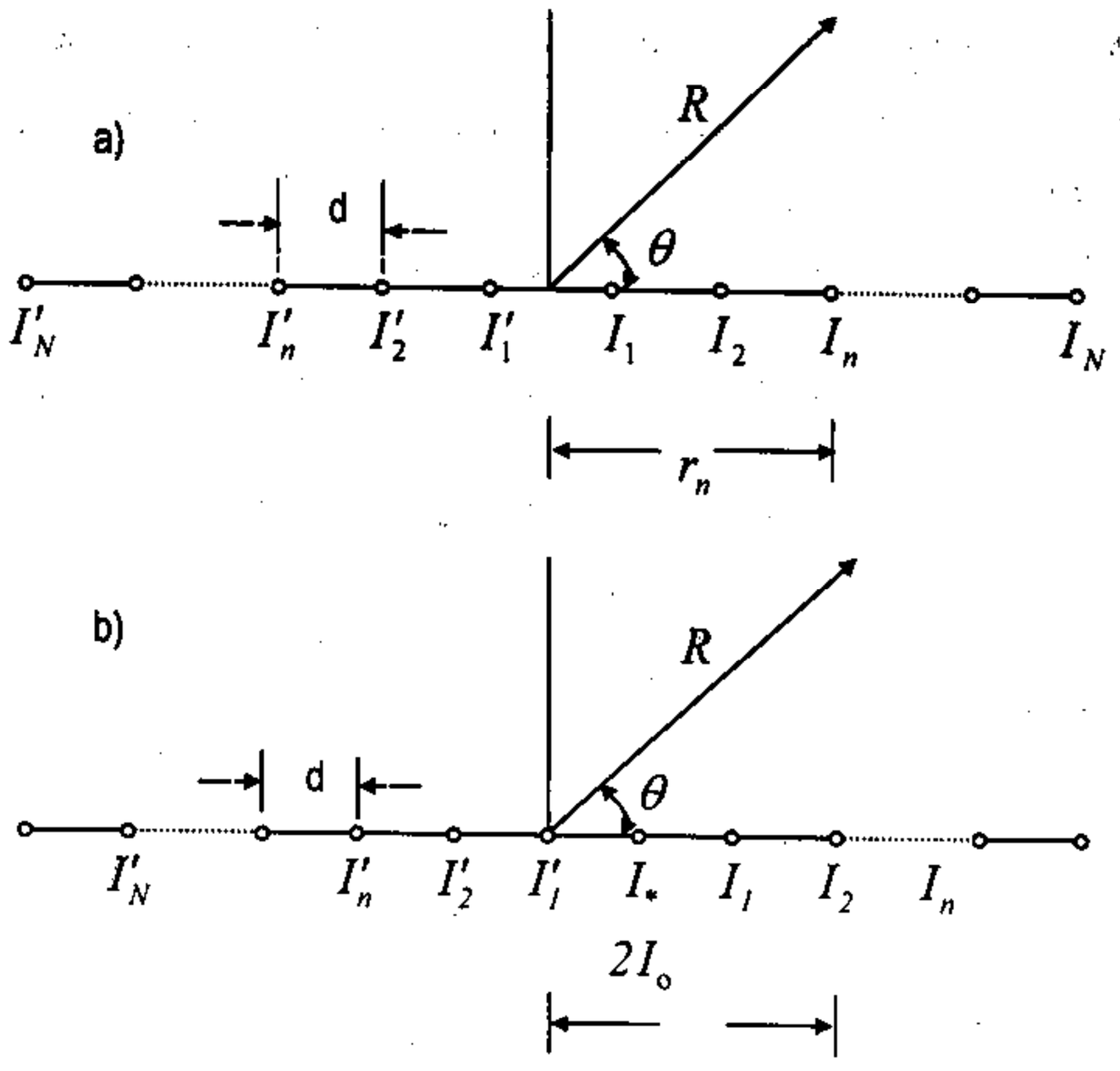
b) Biểu thị hàm phương hướng của hệ thống phần tử bức xạ dưới dạng chuỗi Fourier

Ta khảo sát dãy phần tử bức xạ gồm các nguồn cùng loại được kích thích bởi các dòng đồng pha, đặt cách đều nhau với khoảng cách bằng d (hình 9.10)

Trường hợp số phần tử chẵn (M=2N)

Ta chọn gốc toạ độ khảo sát tại trung điểm của dãy. Hàm phương hướng của trường bức xạ tạo bởi các phần tử của dãy có thể xác định theo lý thuyết nhân đồ thị phương hướng. Đối với dãy có N phần tử, hàm phương hướng được xác định theo (1.93) có dạng:

$$f(\theta) = f_1(\theta)\sum_1^N \dot{a}_n e^{ikr_n \cos\theta_n}$$



Hình 9.10. **Mạng đồng pha, cách đều**

Trường hợp dòng kích thích cho các phần tử đồng pha nhau ta có $\dot{a}_n = |\dot{a}_n|$ (là tỷ số biên độ dòng điện trong phần tử thứ N và phần tử thứ nhất).

Đối với dãy có $2N$ phần tử, khi chọn gốc toạ độ tại trung điểm dãy, ta có:

Với N phần tử ở phía phải:

$$r_n = (2n-1)\frac{d}{2}; \quad \cos\theta_n = \cos\theta$$

Với N phần tử ở phía trái:

$$r_n = (2n-1)\frac{d}{2}; \quad \cos\theta_n = -\cos\theta$$

Hàm phương hướng của dãy $2N$ phần tử được xác định bởi:

$$f(\theta) = f_1(\theta)\left(\sum_1^N |\dot{a}_n| e^{i(2n-1)\frac{kd}{2}\cos\theta} + \sum_1^N |\dot{a}'_n| e^{-i(2m-1)\frac{kd}{2}\cos\theta}\right) \tag{9.47}$$

ở đây

$$|\dot{a}_n| = \left|\frac{I_n}{I_1}\right|; \quad |\dot{a}'_n| = \left|\frac{I'_n}{I'_1}\right|$$

Tổng thứ nhất trong công thức trên là tính đối với các phần tử ở phía phải, còn tổng thứ hai là tính đối với các phần tử ở phía trái của dãy.

Giả thiết dòng kích thích cho các phần tử ở vị trí đối xứng đối với tâm của dãy có giá trị bằng nhau, nghĩa là $I_1 = I'_1$; $I_2 = I'_2$; $I_N = I'_N$, và quy ước dòng trong phần tử thứ nhất có độ rộng lớn bằng 1 đơn vị, ta có:

$|\dot{a}_n| = |\dot{a}'_n| = I_n$ là biên độ dòng trong phần tử thứ n.

Với các giả thiết trên, (9.47) sẽ viết được dưới dạng:

$$f(\theta) = f_1(\theta)\sum_1^N I_n\left(e^{i(2n-1)\frac{kd}{2}\cos\theta} + e^{-i(2n-1)\frac{kd}{2}\cos\theta}\right) \tag{9.48}$$

$$= 2f_1(\theta)\left(\sum_1^N I_n \cos\left[(2n-1)\frac{kd}{2}\cos\theta\right]\right)$$

Trường hợp số phần tử lẻ (M=2N+1)

Cũng như trên, ta chọn gốc toạ độ tại trung điểm của dãy.

Trong trường hợp này gốc toạ độ sẽ trùng với phần tử trung tâm. Hàm phương hướng của dãy cũng được xác định theo phương pháp nhân đồ thị phương hướng giống như trong trường hợp trên.

Đối với các phần tử ở phía phải của dãy (so với phần tử trung tâm):

$$r_n = nd;\ \cos\theta_n = \cos\theta$$

Đối với các phần tử ở phía trái của dãy:

$$r_n = nd;\ \cos\theta_n = -\cos\theta$$

Ta có hàm phương hướng của dãy $2N+1$ phần tử được xác định bởi:

$$f(\theta) = f_1(\theta)\left(1 + \sum_1^N |\dot{a}_n| e^{inkd\cos\theta} + \sum_1^N |\dot{a}'_n| e^{-inkd\cos\theta}\right) \tag{9.49}$$

ở đây

$$|\dot{a}_n| = \left|\frac{I_n}{I_*}\right|;\quad |\dot{a}'_n| = \left|\frac{I'_n}{I'_*}\right|$$

(với I_* là biên độ dòng điện của phần tử trung tâm)

Cũng giả thiết dòng điện phân bố đối xứng với trung điểm của dãy, nghĩa là $I_1 = I'_1$; và $I_2 = I'_2$ ... và quy ước I_* có độ lớn bằng một đơn vị, ta có:

$$|\dot{a}_n| = |\dot{a}'_n| = I_n$$

Với các giả thiết trên, (9.49) sẽ có dạng:

$$f(\theta) = f_1(\theta)\left[1 + \sum_1^N I_n\left(e^{inkd\cos\theta} + e^{-inkd\cos\theta}\right)\right] =$$

$$= f_1(\theta)\left[1 + 2\sum_1^N I_n \cos(nkd\cos\theta)\right] \tag{9.50}$$

Nếu coi phần tử trung tâm là cặp hai phần tử trùng nhau, mỗi phần tử có dòng I_0 bằng 1/2 đơn vị (nghĩa là coi $I_* = 1 = 2I_0$), biểu thức (9.50) có thể viết lại dưới dạng

$$f(\theta) = 2f_1(\theta)\left[\sum_0^N I_n \cos(nkd\cos\theta)\right] \tag{9.51}$$

c) Biểu thị hàm phương hướng của dãy phần tử bức xạ vô hướng bởi đa thức Chebyshev

Trường hợp các phần tử bức xạ là các nguồn vô hướng, hàm phương hướng riêng $f_1(\theta)$ sẽ là hằng số và hàm phương hướng của dãy có thể được biểu thị chỉ bởi các số hạng của tổng trong (9.48) và (9.51).

Đối với trường hợp số phần tử chẵn:

$$f(\theta) = \sum_1^N I_n \cos\left[(2n-1)\frac{kd}{2}\cos\theta\right] \tag{9.52}$$

Đối với trường hợp số phần tử lẻ:

$$f(\theta) = \sum_0^N I_n \cos(nkd\cos\theta) \tag{9.53}$$

Ta nhận thấy các số hạng khai triển của (9.52) và (9.53) có dạng chung là các hàm số lượng giác loại $\cos(mt)$. Các hàm số này có thể biểu thị dưới dạng các đa thức Chebyshev bậc m : $T_m(x)$, với $x = \cos t$.

Thật vậy, nếu đặt $\frac{kd}{2}\cos\theta = t$ thì

$$x = \cos t = \cos\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)$$

hoặc

$$\arccos x = \frac{kd}{2}\cos\theta$$

Theo (9.39) ta có thể viết lại (9.52) dưới dạng:

$$f(\theta) = \sum_{n=1}^N I_n T_{2n-1}(x) \tag{9.54}$$

(Trường hợp số phần tử chẵn).

và có thể viết (9.53) dưới dạng:

$$f(\theta) = \sum_0^N I_n T_{2n}(x) \tag{9.55}$$

(Trường hợp phần tử lẻ)

Như vậy, ta đã biểu thị được hàm phương hướng của dãy phần tử bức xạ vô hướng đồng pha dưới dạng tổng của các đa thức Chebyshev. Số số hạng của tổng bằng số cặp phần tử bức xạ của hệ thống (khi số phần tử chẵn) hoặc bằng số cặp phần tử cộng thêm 1 (khi số phần tử lẻ).

Bậc cao nhất của đa thức Chebyshev $2N-1$ (khi số phần tử chẵn) hoặc bằng $2N$ (khi số phần tử lẻ). Như vậy, trong trường hợp tổng quát, bậc cao nhất của đa thức bằng số phần tử bức xạ trừ đi 1.

Đồ thị phương hướng của hệ thống sẽ là tối ưu nếu biên độ tương đối của dòng trong các phần tử bức xạ (cũng chính là các hệ số khai triển trong các biểu thức hàm phương hướng) được chọn thế nào để hàm $f(\theta)$ biểu thị bởi (9.54) hoặc (9.55) sẽ là một đa thức Chebyshev. Bậc của đa thức sẽ được chọn bằng bậc cao nhất của các số hạng của tổng, nghĩa là bằng $2N-1$ khi số phần tử chẵn và bằng $2N$ khi số phần tử lẻ. Đồng thời, để cho đồ thị của đa thức phù hợp hoàn với đồ thị phương hướng mà ta muốn có, argumen của đa thức phải lấy bằng ax. Cụ thể, cần thoả mãn các đẳng thức sau:

Khi số phần tử chẵn:

$$T_{2N-1}(ax)=\sum_{n=1}^{N} I_n T_{2n-1}(x)=I_1T_1(x)+I_2T_3(x)+...+I_NT_{2N-1}(x) \qquad (9.56)$$

Khi số phần tử lẻ:

$$T_{2N}(ax)=\sum_{n=1}^{N} I_n T_{2n}(x)=I_0T_0(x)+I_1T_2(x)+...+I_NT_{2N}(x) \qquad (9.57)$$

Ta khảo sát các phương trình trên. Ví dụ xét phương trình (9.56). Trong phương trình này vế trái là đa thức Chebyshev bậc $2N-1$, argumen ax, còn vế phải là một tập hợp các đa thức Chebyshev có bậc biến đổi từ $1 \div (2N-1)$, argumen x.

Khi khai triển các đa thức trên dưới dạng (9.40) và so sánh hệ số của các số hạng luỹ thừa có cùng bậc ở hai vế của phương trình ta sẽ nhận được một loạt các phương trình mới mà số các phương trình này đúng bằng số các hệ số biên độ cần xác định. Giải hệ thống phương trình trên ta sẽ có công thức sau để xác định các hệ số biên độ:

Trường hợp số phần tử chẵn($M=2N$)

$$I_n=\sum_{k=n}^{N}(-1)^{N-k}a^{2k-1}\frac{(2N-1)(k+N-2)!}{(k-n)!(k+n-1)!(N-k)!}$$

$$n=1,\ 2,...N$$

Trường hợp số phân tử lẻ $(M=2N+1)$

$$I_n=\sum_{k=n}^{N}(-1)^{N-k}a^{2k}\frac{2N(k+N-1)!}{(k-n)!(k+n)!(N-k)!}$$

$$n=1,\ 2,...N \qquad (9.58)$$

Theo công thức (9.58) ta có thể tính hệ số biên độ dòng trong các phần tử bức xạ để có thể nhận được đồ thị phương hướng tối ưu. Tuy nhiên, tính theo các công thức trên cũng không phải đơn giản, nhất là khi số phần tử bức xạ lớn. Khi số các phần tử lớn hơn 24 có thể tính dòng trong các phần tử theo công thức gần đúng.

Hệ số biên độ dòng đối với các phần tử, trừ phần tử nằm ở ngoài cùng của dãy:

$$I_n = \left[C\left(\frac{2r_n}{L}\right)^2 + D\left(\frac{2r_n}{L}\right)^2 + 1 \right]^2 \tag{9.59}$$

trong đó, L – độ dài tổng cộng của hệ thống;

r_n – khoảng cách từ gốc toạ độ đến phần tử bức xạ thứ n;

$$C = 0,0861 arcch\frac{1}{\xi} - 0,228;$$

$$D = 0,225 arcch\frac{1}{\xi} - 0,24;$$

ξ là mức bức xạ phụ tương đối.

Hệ số biên độ dòng đối với phần tử nằm ở ngoài cùng của dãy:

Khi số phần tử chẵn

$$I_N = I_{N-1}\frac{a^2}{(2N-1)(a^2-1)}$$

Khi số phần tử lẻ

$$I_N = I_{N-1}\frac{a^2}{2N(a^2-1)} \tag{9.60}$$

I_{N-1} hệ số biên độ của phần tử trước cuối.

Trong các công thức trên, a là một thông số được xác định từ các yêu cầu cho trước của đồ thị phương hướng như bức xạ phụ, hoặc độ rộng múi sóng chính (khi số phần tử bức xạ của hệ thống đã xác định).

Ví dụ khi cho trước mức bức xạ phụ ξ ta sẽ xác định được a từ quan hệ (9.46):

$$\xi = \frac{1}{T_m(a)}$$

Sau khi xác định $T_m(a)$ có thể tính a theo đồ thị hoặc tính a từ công thức:

$$T_m(a) = Ch(m\, arc\, cha) = \frac{1}{\xi}$$

Ta có:

$$a = Ch\left(\frac{1}{m} arc\, ch\frac{1}{\xi}\right) \tag{9.61}$$

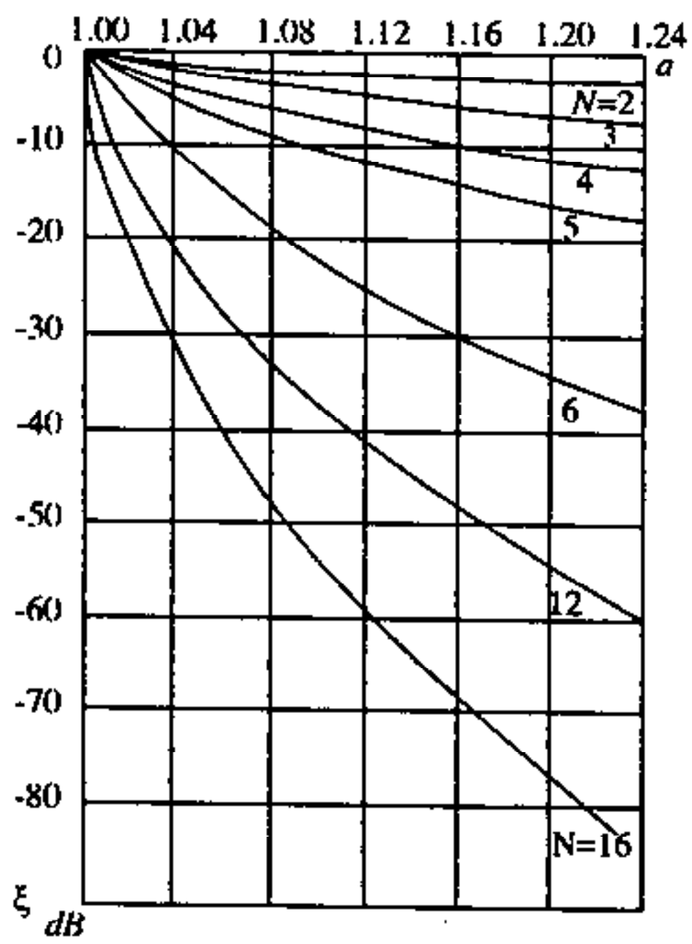
Khi cho trước độ rộng múi sóng chính của đồ thị phương hướng theo mức bức xạ không (giả sử $2\Delta_0$) thì a sẽ được xác định từ công thức (9.44). Nếu để ý rằng cực đại chính của anten theo hướng $\theta = \frac{\pi}{2}$ thì hướng bức xạ không đầu tiên (sau cực đại chính) sẽ được xác định bởi:

$$\theta_0 = \frac{\pi}{2} - \Delta_0$$

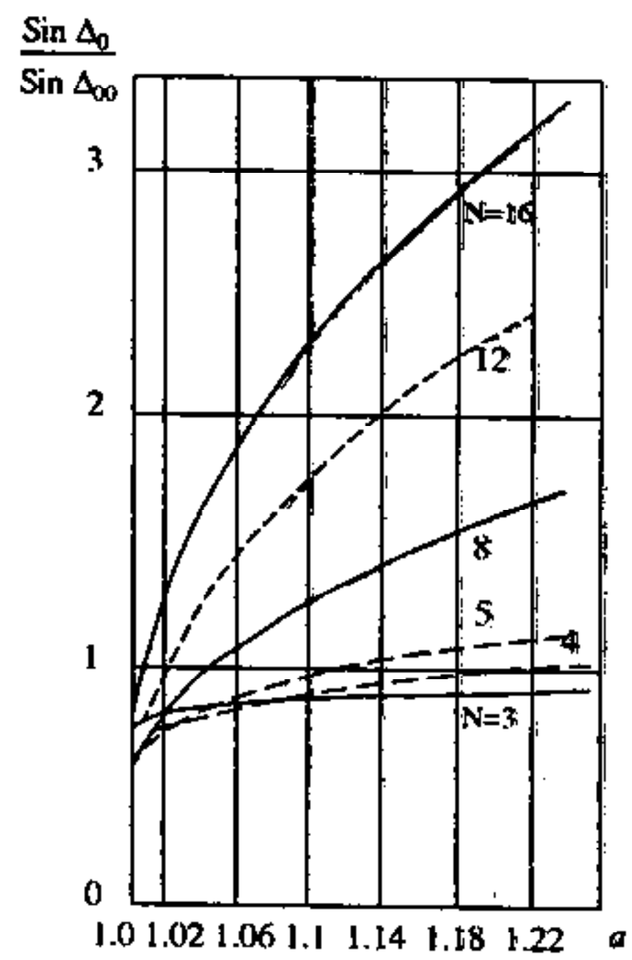
Trong đó: $\cos\theta_0 = \sin\Delta_0$

Theo (9.44) ta có:

$$x_0 = \cos\left(\frac{kd}{2}\sin\Delta_0\right) = \frac{1}{a}\cos\frac{\pi}{2m} \tag{9.62}$$



Hình 9.11.



Hình 9.12.

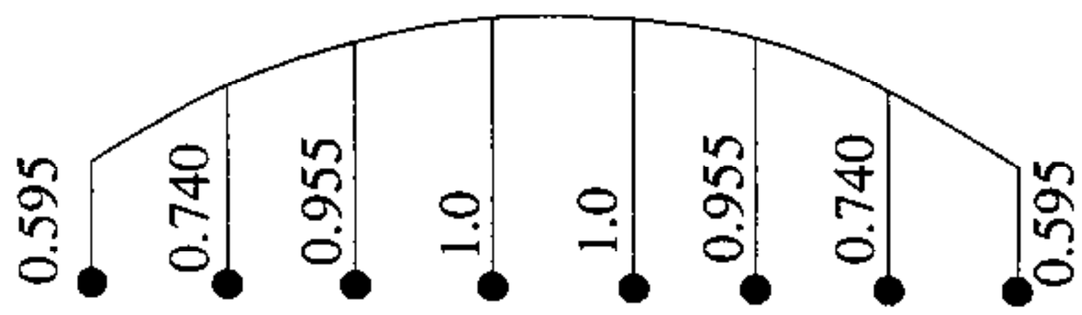
Từ đây rút ra được:

$$a = \frac{\cos\frac{\pi}{2m}}{\cos\left(\frac{kd}{2}\sin\Delta_0\right)} \tag{9.63}$$

Các công thức (9.62) và (9.63) cho phép xác định thông số a và từ đó xác định các hệ số biên độ dòng phân bố trên hệ thống để nhận được đồ thị phương hướng tối ưu theo các quan điểm đã cho.

Quan hệ của a với các thông số của đồ thị phương hướng ξ và $2\Delta_0$ được biểu thị ở Hình 9.11 và 9.12. Ở hình 9.12, Δ_{00} là nửa độ rộng của đồ thị phương hướng khi dòng trong dòng trong hệ thống phân bố đều, còn Δ_0 là nửa độ rộng đồ thị phương hướng với phân bố dòng tối ưu.

Từ hai đồ thị (9.11) và (9.12) có thể thấy rằng khi cần giảm mức bức xạ phụ thì độ rộng múi song chính lại tăng (ξ giảm $\rightarrow a$ tăng $\rightarrow \dfrac{\sin\Delta_0}{\sin\Delta_{00}}$ tăng). Muốn cho độ rộng múi chính tăng ít khi giảm bức xạ phụ thì số phần tử bức xạ cần phải lớn. Căn cứ vào đồ thị trên có thể chọn số phần tử bức xạ của hệ thống khi cho trước mức bức xạ phụ hoặc cho trước độ rộng múi sang chính.



Hình 9.13.

Sau đây chúng ta sẽ khảo sát một ví dụ cụ thể về bài toán thiết lập anten có đồ thị phương hướng tối ưu. Cho hệ thống chấn tử đồng pha xếp thành dãy, với số chấn tử $M = 2N = 8 (N = 4)$, khoảng cách giữa các chấn tử $d = \dfrac{\lambda}{2}$. Hãy xác định các hệ số biên độ dòng điện của các chấn tử để nhận được đồ thị phương hướng có mức bức xạ phụ $\xi = 0,1$ (–20dB), với múi chính hẹp nhất.

Đa thức Chebyshev được chọn để biểu thị đồ thị phương hướng sẽ có bậc là $m = 2N - 1 = 7, \arg umen\, ax$, nghĩa là có thể viết dưới dạng khai triển theo (9.40):

$$T_7(ax) = 64a^7x^7 - 112a^5x^5 + 56a^3x^3 - 7ax \qquad (9.64)$$

Với mức bức xạ phụ cho trước sẽ tính được thông số a:

$$\xi = \frac{1}{T_7(a)} = 0,1 \rightarrow T_7(a) = 10$$

Từ đây xác định được $a = 1,09$

Thay giá trị của a vào (9.64) ta có:

$$T_7(1,09x) = 125x^7 - 180x^5 + 73,5x^3 - 7,7x$$

Trong khi đó, hàm phương hướng của hệ thống được biểu thị bởi tổng của các đa thức Chebyshev. Sau khi khai triển các đa thức theo (9.40) sẽ nhận được:

$$f(\theta) = I_1x + I_2(4x^3 - 3x) + I_3(16x^5 - 20x^3 + 5x) + I_4(64x^7 - 112x^5 + 56x^3 - 7x)$$

hay

$$f(\theta) = (I_1 - 3I_2 + 5I_3 - 7I_4)x + (4I_2 - 20I_3 + 56I_4)x^3 + (16I_3 - 112I_4)x^5 + 64I_4x^7 \qquad (9.65)$$

Để có dạng đồ thị phương hướng tối ưu, $f(\theta)$ cần được biểu thị dưới dạng của đa thức $T_7(1,09x)$. Cân bằng vế phải của hai phương trình (9.64) và (9.65), sau đó so sánh hệ số của các đối số x có cùng bậc, ta nhận được hệ thống phương trình sau:

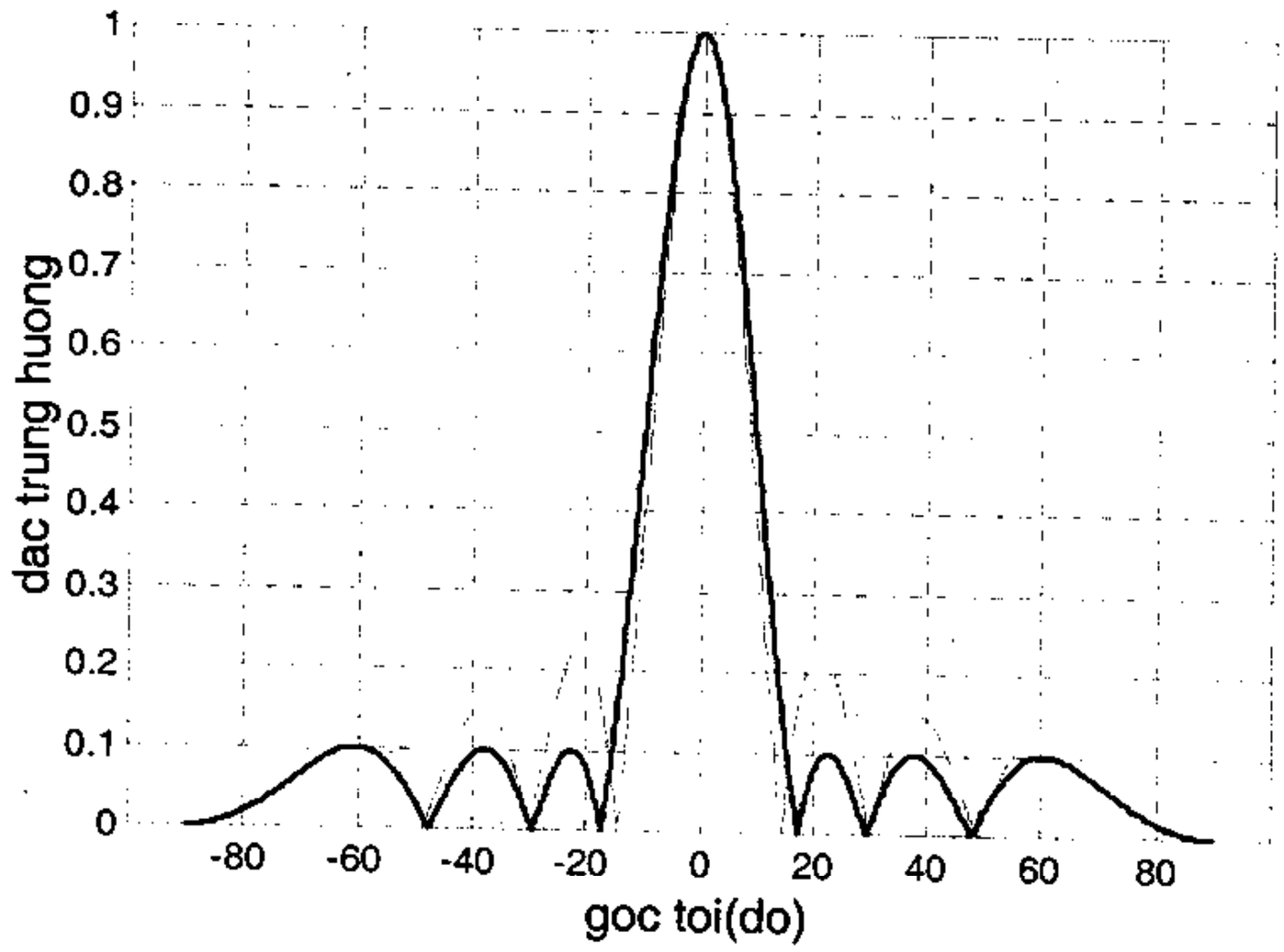
$$64I_4 = 125$$

$$16I_3 - 112I_4 = -180$$

$$4I_2 - 20I_3 + 56I_4 = 73,5$$

$$I_1 - 3I_2 + 5I_3 - 7I_4 = -7,7.$$

Giải hệ thống phương trình trên khi coi dòng chấn tử 1 có độ lớn bằng một đơn vị, ta nhận được biên độ tương đối của dòng trong các chấn tử của hệ thống:



Hình 9.14. **Đồ thị phương hướng**

Độ rộng của đồ thị phương hướng được xác định từ công thức (9.62).

$$\sin\Delta_0 = \frac{2}{kd} arc\cos\left(\frac{1}{a}\cos\frac{\pi}{2m}\right)$$

Với $d = \frac{\lambda}{2}$; $a = 1,09$; $m = 7$ ta nhận được $\Delta_0 = 18^0$

So sánh đồ thị phương hướng của anten có biên độ dòng phân bố đều (đường đứt nét, hình 9.14) và đồ thị phương hướng dạng Chebyshev (đường liền nét) ta thấy trong trường hợp thứ nhất múi phụ lớn hơn khoảng 2 lần so với trường hợp thứ hai.

§9.5. PHƯƠNG PHÁP TỔNG HỢP KẾT CẤU ANTEN

Trong phần trên chúng ta đã khảo sát bài toán kinh điển của lý thuyết tổng hợp anten. Những kết quả nhận được về qui luật phân bố dòng trên anten có thể thực hiện được khi hệ thống anten là tập hợp của các phần tử bức xạ sắp xếp trong không gian, đồng thời việc tiếp điện có thể tiến hành riêng biệt đối với từng phần tử (kích thích rời rạc). Ví dụ khi anten là hệ thống chấn tử, có thể dùng các bộ dịch pha và chia công suất để phân phối năng lượng cho các chấn tử theo yêu cầu. Trong trường hợp anten là tập hợp của các phần tử bức xạ được kích thích bởi sóng điện từ (kích thích liên tục, ví dụ

anten sóng mặt), khi ấy để thực hiện các qui luật phân bố cho trước của trường cần tiến hành tổng hợp kết cấu anten, nghĩa là xác định kết cấu cho phép biến đổi sóng trên bề mặt anten. Sóng sơ cấp và thứ cấp trong trường hợp tổng quát có thể là sóng phẳng hay sóng mặt. Sơ đồ anten được kích thích bởi nguồn liên tục thường gặp là sơ đồ anten mặt và anten sóng mặt. Sau đây chúng ta khảo sát bài toán tổng hợp kết cấu đối với hai sơ đồ anten trên.

Nhiệm vụ của bài toán tổng hợp là phải xác định được dạng hình học của bề mặt kết cấu và phân bố các thông số điện của bề mặt kết cấu ấy sao cho nó có khả năng biến đổi sóng kích thích thành sóng bức xạ thoả mãn hàm phân bố trường cho trước trên bề mặt anten.

Nếu kết cấu có các thông số đồng nhất thì sóng sơ cấp hoặc là sẽ được duy trì và truyền lan dọc theo kết cấu ấy (trường hợp kết cấu làm nhiệm vụ định hướng) hoặc là sóng sơ cấp sẽ biến đổi hướng truyền lan nhưng bảo toàn đặc tính (trường hợp kết cấu làm nhiệm vụ phản xạ).

Để có thể tạo ra bức xạ thứ cấp với đồ thị phương hướng cho trước, sóng sơ cấp cần được biến đổi thành một tổ hợp sóng thứ cấp có các thông số khác nhau.

Thật vậy, đặc tính bức xạ của anten sóng mặt về cơ bản được xác định bởi vận tốc pha của sóng mặt (hoặc bởi hằng số pha h). Khi có sự chồng chất một số sóng mặt với hằng số pha khác nhau trên anten sẽ dẫn đến sự chồng chất trường tạo bởi các sóng ấy ở khu xa, và về nguyên tắc có thể tạo thành đồ thị phương hướng bức xạ theo yêu cầu.

Ta hãy xét hàm phương hướng của anten sóng mặt biểu thị bởi một trong các thành phần của (8.80), ví dụ thành phần $f_\theta(\theta,\varphi)$. Biểu thức của $f_\theta(\theta,\varphi)$ có thể được viết dưới dạng sau:

$$\left|f_\theta(\theta,\varphi)\right| = SE_o f_o(\theta,\varphi) f_1(\theta,\varphi) f_2(\theta,\varphi) \tag{9.66}$$

trong đó, $S = aL$ là diện tích bề mặt anten;

$E_o = WH_o$ là biên độ cường độ trường trên bề mặt;

$f_o(\theta,\varphi) = \sin\varphi\sqrt{\left(\frac{h}{k}\right)^2 - \sin^2\theta}$ là hàm phương hướng riêng của một phần tử diện tích (nguyên tố Huygen) được kích thích bởi trường sóng mặt với hệ số pha h;

$f_1(\theta,\varphi) = \left|\dfrac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi}\right|$ là thành phần hàm phương hướng có quan hệ đến kích thước ngang α của anten;

$$f_2(\theta,\varphi)=\left|\frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\frac{h}{k}-\sin\theta\sin\varphi\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(\frac{h}{k}-\sin\theta\sin\varphi\right)}\right|$$ là thành phần hàm phương hướng có quan hệ đến kích thước anten và hệ số pha của sóng mặt kích thích h.

Trường hợp anten được kích thích bởi một nhóm N sóng mặt với biên độ cường độ trường khác nhau và với hệ số pha khác nhau thì (9.66) sẽ có dạng:

$$\left|f_\theta(\theta,\varphi)\right|=S\left|f_1(\theta,\varphi)\right|\sum_{v=1}^{n}E_v\left|\sqrt{\left(\frac{h_v}{k}\right)^2-\sin^2\theta\sin\varphi}\right|\times$$

$$\times\left|\frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\frac{h_v}{k}-\sin\theta\sin\varphi\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(\frac{h_v}{k}-\sin\theta\sin\varphi\right)}\right| \qquad (9.67)$$

Nhóm n sóng mặt trên anten có thể được coi tương đương với sóng mặt có biên độ và vận tốc pha biến đổi dọc theo kết cấu. Vì vậy anten thiết lập theo nguyên lý trên còn được gọi là anten sóng mặt có điều biến vận tốc pha.

Từ (9.67) có thể xác định các giá trị E_v và h_v cần thiết để tạo thành đồ thị bức xạ theo yêu cầu.

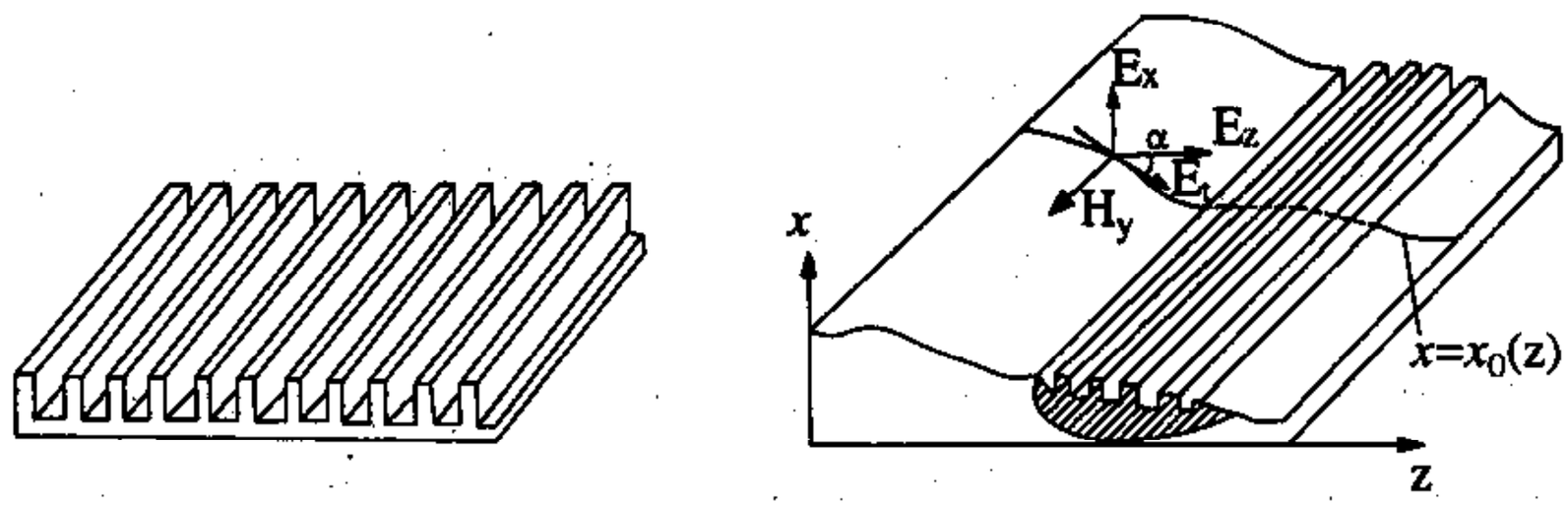
Tổ hợp sóng mặt với các thông số khác nhau có thể nhận được từ một sóng mặt sơ cấp có thông số nhất định bằng cách biến đổi một trong các thông số điện nào đó của bề mặt kết cấu, ví dụ biến đổi trở kháng bề mặt, biến đổi hệ số chậm của kết cấu v.v...

Khi giải quyết các bài toán tổng hợp kết cấu, một trong những yêu cầu đặc biệt quan trọng là lời giải tìm được phải có khả năng dễ dàng thực hiện trong thực tế, ví dụ trở kháng bề mặt anten phải tìm được dưới dạng thuần kháng $(R_s=0\rightarrow Z_s=iZ_s)$. Khi ấy việc thiết lập anten có thể được thực hiện bằng các kết cấu hình học đơn thuần.

Khảo sát bài toán tổng hợp anten sóng mặt đối với kết cấu phẳng đã cho thấy rằng điều kiện thuần kháng của trở kháng bề mặt không phải thực hiện với mọi quy luật phân bố của trường bề mặt kết cấu mà chỉ được thực hiện với một dạng phân bố nhất định. Để giảm bớt sự hạn chế này có thể thay thế kết cấu phẳng bởi kết cấu biến đổi, nghĩa là kết cấu mà toạ độ x của các điểm nằm trên bề mặt của nó sẽ là một hàm số theo z : $x = x_0(z)$, (xem chứng minh ở phần sau).

Hình 9.15 nêu ví dụ về việc thay thế kết cấu rãnh trên mặt phẳng bởi kết cấu rãnh trên mặt cong.

Ta tìm lời giải bài toán tổng hợp anten đối với trường hợp kết cấu nhị biến, nghĩa là khi điều kiện bờ cũng như phân bố nguồn trường trên kết cấu ấy chỉ phụ thuộc vào hai toạ độ (hình 9.15). Ở đây các thành phần trường được coi là không biến đổi theo ý.



a) Kết cấu rãnh trên mặt phẳng b) Kết cấu rãnh trên mặt cong

Hình 9.15.

Giả sử nguồn trường tạo ra (ở gần bề mặt kết cấu) sóng T_M có các thành phần E_x, E_z, H_y (hình 9.15b). Trở kháng bề mặt của kết cấu sẽ là một hàm số của hai toạ độ z và x = $x_0(z)$, ký hiệu là $z_s\left[z, x_o(z)\right]$.

Theo định nghĩa, trở kháng bề mặt là tỷ số của thành phần tiếp tuyến điện trường và từ trường trên bề mặt kết cấu, nghĩa là:

$$Z_s\left[z, x_o(z)\right] = \frac{E_t}{H_y} \tag{9.68}$$

trong đó, E_t là thành phần tiếp tuyến của điện trường với mặt x = $x_0(z)$. Nếu gọi α là độ dốc tiếp tuyến của đường cong x = $x_0(z)$ tại điểm khảo sát thì thành phần điện trường tiếp tuyến tại đó sẽ bằng:

$$E_t\big|_{x=x_o(z)} = E_z \cos\alpha + E_x \sin\alpha \tag{9.69}$$

ở đây $$\cos\alpha = \frac{1}{\sqrt{x'^2_o(z)+1}}; \quad \sin\alpha = \frac{x'_o(z)}{\sqrt{x'^2_o(z)+1}}$$

Ta có $$Z_s\left[z, x_o(z)\right] = \frac{E_z \cos\alpha + E_x \sin\alpha}{H_y}\Bigg|_{\text{tại } x = x_o(z)} \tag{9.70}$$

E_x và E_z có quan hệ với H_y bởi phương trình Maxwell

$$\left.\begin{aligned} E_z &= \frac{-i}{\omega\varepsilon_o}\frac{\partial H_y}{\partial x} \\ E_x &= \frac{i}{\omega\varepsilon_o}\frac{\partial H_y}{\partial z} \end{aligned}\right\} \tag{9.71}$$

Thay (9.71) vào (9.70) và chú ý rằng $\omega\varepsilon_o = \dfrac{k}{W_o}$ ta nhận được :

$$Z_s\left[z, x_o(z)\right] = i\frac{W_o}{k}\frac{\partial H_y}{\partial z}\frac{x'_o(z) - \dfrac{\partial H_y}{\partial x}}{H_y\sqrt{x'^2_o(z)+1}}\Bigg|_{\text{tại } x = x_o(z)} \tag{9.72}$$

Biểu thức của H_y trong trường hợp tổng quát là một số phức :

$$H_y\left[z, x_o(z)\right] = A\left[z, x_o(z)\right] + iB\left[z, x_o(z)\right] \tag{9.73}$$

trong đó A, B là các hàm thực, biến số z.

Thay H_y biểu thị bởi công thức trên vào (9.72) ta có:

$$Z_s\left[z, x_o(z)\right] = \frac{\left[\frac{\partial A}{\partial z} x'_o(z) - \frac{\partial A}{\partial x}\right] + i\left[\frac{\partial B}{\partial x} x'_o(z) - \frac{\partial B}{\partial x}\right]}{(A + iB)\sqrt{x'^2_o(z) + 1}} \tag{9.74}$$

Từ đây ta rút ra được điều kiện để (9.74) biểu thị một điện kháng thuần:

$$x'_o(z) = \left.\frac{\frac{\partial A}{\partial x} B - \frac{\partial B}{\partial x} A}{\frac{\partial A}{\partial z} B - \frac{\partial B}{\partial z} A}\right| \text{ tại } x = x_o(z) \tag{9.75}$$

Khi thực hiện được điều kiện (9.75) thì trở kháng bề mặt sẽ là thuần kháng và hàm phân bố của nó được xác định bởi:

$$Z_s = iX_s\left[z, x_o(z)\right] = i\frac{W_o}{k}\frac{\left[\frac{\partial A}{\partial z} A + \frac{\partial B}{\partial z} B\right] + x'_o(z) - \left[\frac{\partial A}{\partial x} A + \frac{\partial B}{\partial x} B\right]}{\left(A^2 + B^2\right)\sqrt{x'^2_o(z) + 1}} \tag{9.76}$$

Vế trái của 9.75 là đạo hàm theo z của phương trình đường cong bề mặt kết cấu. Giải phương trình vi phân này sẽ xác định được hàm biến dạng của bề mặt kết cấu (hàm số $x_o(z)$).

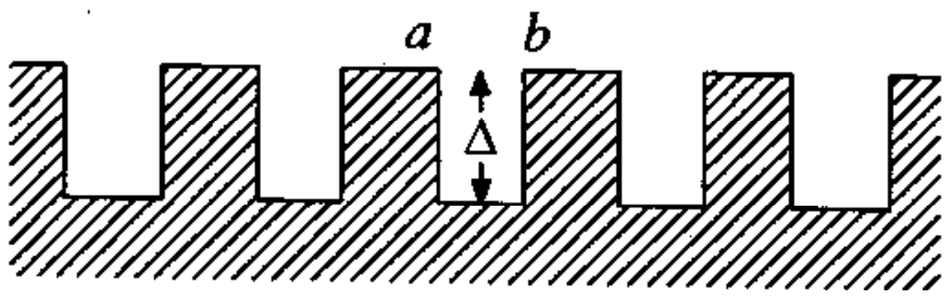
Áp dụng các công thức (9.75) và (9.76) ta có thể được giải quyết bài toán tổng hợp kết cấu, nghĩa là xác định đặc tính và các tham số hình học của kết cấu cho phép biến đổi sóng kích thích thành các sóng thứ cấp thoả mãn yêu cầu cho trước.

Sự biến đổi trở kháng bề mặt của anten trong thực tế có thể thực hiện theo nhiều cách khác nhau. Ví dụ khi dùng kết cấu kim loại có rãnh ngang (hình 9.15) có thể biến đổi trở kháng bề mặt bằng cách biến đổi độ sâu của rãnh. Điều này được giải thích nếu coi rãnh kim loại tương đương với một đoạn dây song hành ngắn mạch đầu cuối. Khi ấy trở kháng vào của rãnh sẽ là một điện kháng thuần, có giá trị phụ thuộc vào độ sâu của rãnh (hình 9.16)

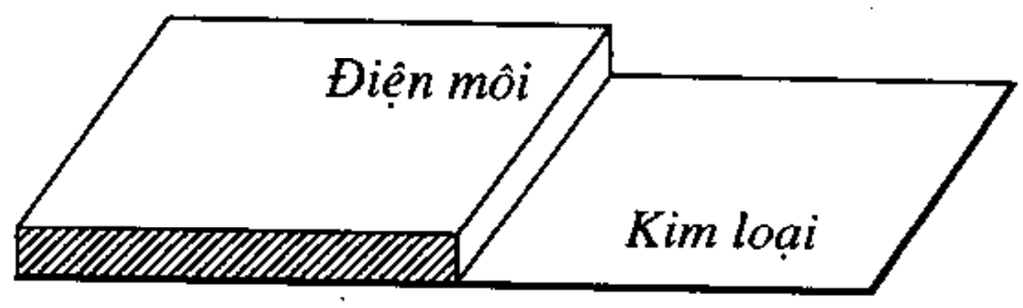
$$Z_{ab} = i\rho tgk\Delta$$

trong đó ρ là trở kháng sóng của đường dây song hành tương đương.

Trường hợp dùng kết cấu điện môi trên nền kim loại (hình 9.17) thì bằng cách biến đổi độ dày lớp điện môi sẽ biến đổi được trở kháng bề mặt của kết cấu.



Hình 9.16.



Hình 9.17

Trị số trở kháng bề mặt của kết cấu chậm có quan hệ với các thông số của sóng chậm truyền lan dọc theo nó. Ví dụ đối với kết cấu chậm phẳng có sóng T_M với thành phần từ trường.

$$H_y = H_o e^{-px - ihz} \tag{9.77}$$

Theo (9.71) ta xác định được

$$E_z = \frac{ip}{\omega\varepsilon_o} H_o e^{-px - ihz} \tag{9.78}$$

ở đây $\quad p = \sqrt{h^2 - k^2}$

h – hệ số pha của sóng chậm.

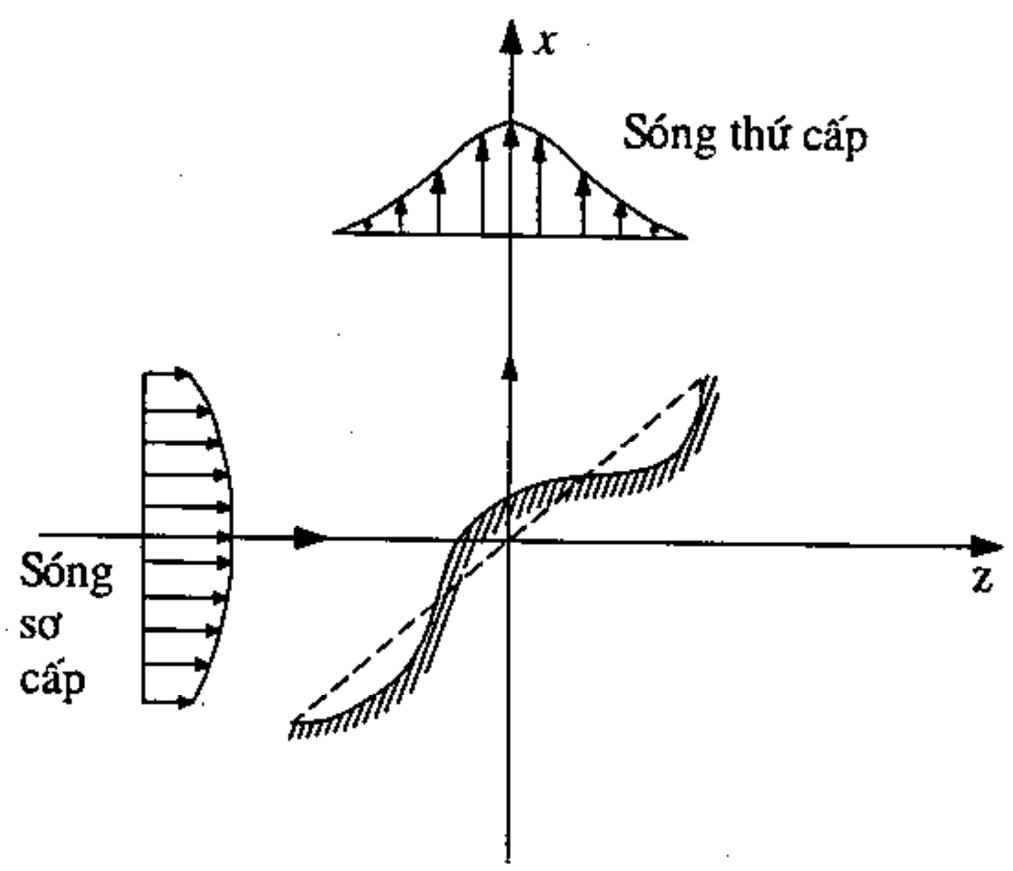
Trở kháng bề mặt của kết cấu theo định nghĩa bằng:

$$Z_s = \frac{E_z}{H_y} = i\frac{p}{\omega\varepsilon_o} = iW_o\frac{p}{k}$$

$$Z_s = iw_o\sqrt{\left(\frac{h}{k}\right)^2 - 1} \tag{9.79}$$

trong đó $\frac{h}{k}$ là hệ số chậm của sóng hay hệ số làm chậm của kết cấu.

Từ đó thấy rằng những kết quả nhận được khi giải quyết bài toán tổng hợp kết cấu nêu ở trên có thể áp dụng rộng rãi đối với các kết cấu mà điều kiện bờ của nó được xác định bởi trở kháng bề mặt, cũng như các kết cấu làm chậm nói chung mà đặc tính của nó được xác định bởi hệ số chậm của sóng truyền lan dọc theo nó. Khi ấy, qui luật biến đổi trở kháng bề mặt nhận được trong bài toán tổng hợp kết cấu theo đồ thị phương hướng cho trước sẽ được thực hiện bởi sự biến đổi hệ số làm chậm của kết cấu, nghĩa là biến đổi vận tốc



Hình 9.18.

pha của sóng chậm. Vì vậy các anten được thiết lập theo nguyên lý trên còn được gọi là *anten sóng chậm* có điều biến vận tốc pha.

Qui luật biến đổi hệ số làm chậm dọc theo kết cấu được xác định theo hàm số [rút ra từ (9.76) và (9.79)]:

$$\frac{h}{k}\left[z, x_o(z)\right] = \left\{1 + \frac{\left[\frac{\partial A}{\partial z}A + \frac{\partial B}{\partial z}B\right]x'_o(z) - \left[\frac{\partial A}{\partial x}A + \frac{\partial B}{\partial x}B\right]}{k^2\left(A^2 + B^2\right)\sqrt{x'^2_o(z) + 1}}\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{9.80}$$

Sau đây chúng ta khảo sát một số bài toán cụ thể:

Bài toán tổng hợp kết cấu biến đổi phổ không gian của sóng điện từ (hay bài toán tổng hợp anten mặt phản xạ theo phân bố trường cho trước ở gần mặt anten).

Giả sử có một sóng phẳng sơ cấp truyền lan theo trục z đập vào một *mặt hiệu chỉnh bức xạ* có tâm trùng với gốc toạ độ (hình 9.18). Mặt hiệu chỉnh bức xạ có nhiệm vụ biến đổi phổ không gian của sóng sơ cấp để tạo thành sóng bức xạ thứ cấp với phổ không gian cho trước.

Như vậy mặt hiệu chỉnh ở đây không chỉ đơn thuần phản xạ năng lượng của sóng tới mà còn biến đổi nó. Sơ đồ biến đổi dạng sóng được vẽ ở Hình 9.18.

Trường của sóng sơ cấp trong trường hợp tổng quát có thể có qui luật phân bố biên độ và pha tuỳ ý theo trục x và biểu thức của nó được viết dưới dạng tổng vô hạn của các sóng phẳng không đồng nhất theo chuỗi Fourier.

$$H_y^{(1)} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n e^{-i\varphi_n} \cos n a_1 x\, e^{-ikz} \tag{9.81}$$

Nếu phân bố biên độ trường của sóng sơ cấp không đột biến mà thay đổi từ từ theo x thì có thể biểu thị hàm phân bố biên độ bởi tổng hữu hạn các hàm điều hoà.

Khi ấy (9.81) sẽ được viết lại dưới dạng:

$$H_y^{(1)} = \sum_{n=0}^{N} C_n e^{-i\varphi_n} \cos n a_1 x\, e^{-ikz} \tag{9.82}$$

Trường của sóng thứ cấp trong trường hợp tổng quát cũng có thể được biểu thị dưới dạng tương tự (9.82). Ở đây, nếu giả thiết không có sự méo pha ($\varphi_n = 0$) thì biểu thức của nó có dạng:

$$H_y^{(2)} = \sum_{n=0}^{N} D_n \cos n a_2\, z\, e^{-ikx} \tag{9.83}$$

Biểu thức (9.83) với các quan hệ nhất định của các hệ số biên độ D_n sẽ biểu thị các qui luật phân bố biên độ khác nhau của sóng thứ cấp.

Quan hệ giữa hệ số biên độ của sóng sơ cấp và thứ cấp (C_n và D_n) được xác định từ điều kiện cân bằng công suất, nghĩa là coi năng lượng được bảo toàn khi biến đổi dạng sóng. Điều kiện này có thể được viết dưới dạng:

$$\int_{-X_1}^{X_1} \mathrm{Re}\frac{i}{\omega\varepsilon_o}\frac{\partial H_y^{(1)}}{\partial z}H_y^{(1)}\,dx = \int_{-z_1}^{z_1} \mathrm{Re}\frac{i}{\omega\varepsilon_o}\frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial x}H_y^{(2)}\,dz \tag{9.84}$$

Để ví dụ, chúng ta xét một số trường hợp riêng đối với các yêu cầu khác nhau của mặt hiệu chỉnh.

a) Mặt hiệu chỉnh đơn thuần bức xạ lại mà không hiệu chỉnh phổ

Cho $\qquad C_n = D_n\ ;\ a_1 = a_2\ ;\ \varphi_n = 0$

Từ (9.75) ta xác định được phương trình của mặt hiệu chỉnh $x_0 = z$, và từ (9.76) xác định được hàm phân bố trở kháng bề mặt $Z_s[\,z,\ x_0(z)] = 0$. Kết quả trên cho thấy rằng trong trường hợp bức xạ lại đơn thuần (phản xạ), mặt hiệu chỉnh là một mặt phẳng có độ dẫn điện cao.

b) Mặt hiệu chỉnh biến đổi phổ biên độ của sóng sơ cấp

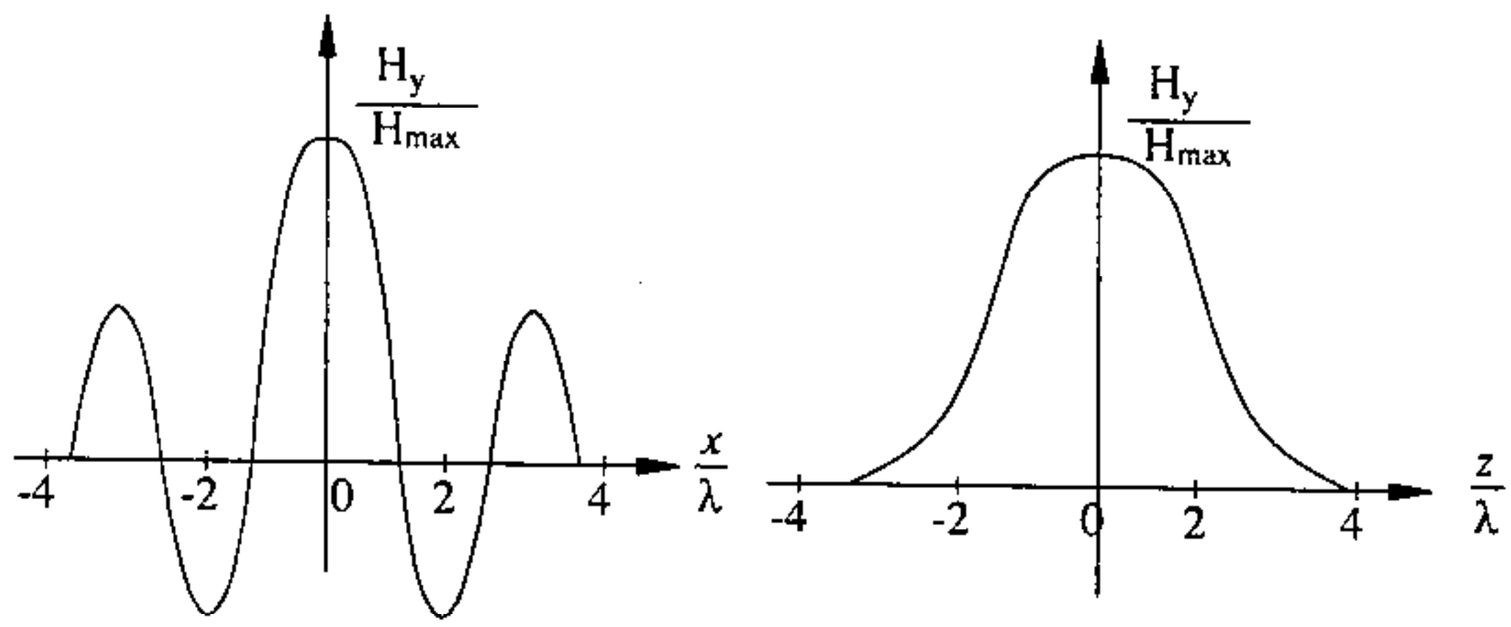
Giả sử sóng sơ cấp có trường được biểu thị bởi hàm số

$$H_y^1 = C_o\left[\cos\left(\frac{3}{4}\frac{\pi}{x_1}x\right) + \cos\left(3\frac{3}{4}\frac{\pi}{x_1}x\right)\right]e^{-ikz} \tag{9.85}$$

Mặt hiệu chỉnh cần biến đổi dạng sóng (9.85) để nhận được sóng thứ cấp có dạng.

$$H_y^1 = D_o\left(1 + \cos\frac{\pi}{z_1}z\right)e^{-ikx} \tag{9.86}$$

Đồ thị phân bố biên độ của sóng sơ cấp và thứ cấp ở gần mặt anten được vẽ ở hình 9.19.

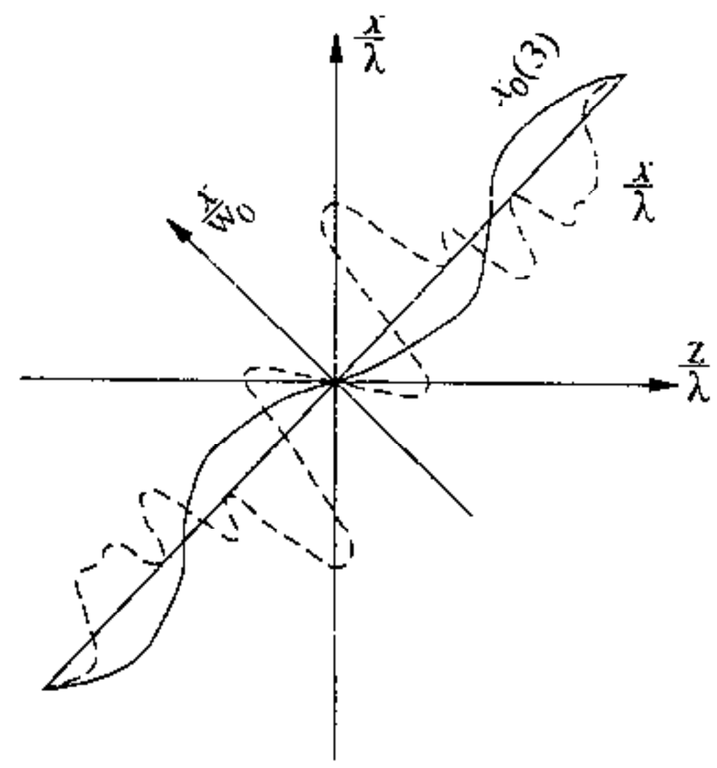


a) Phân bố trường của sóng sơ cấp $\qquad$ b) Phân bố trường của sóng thứ cấp

Hình 9.19.

Để nhận được kết cấu biến đổi phổ biên độ của sóng sơ cấp theo yêu cầu nêu ở trên cần tiến hành tính toán theo các công thức (9.74) và (9.75), trong đó H_y được thay bởi tổng của (9.82) và (9.86). Ta có phân bố trở kháng bề mặt và dạng hình học của mặt hiểu chỉnh được vẽ ở hình 9.20.

2. Bài toán tổng hợp kết cấu biến đổi sóng mặt kích thích thành các sóng bất kỳ (hay bài toán tổng hợp anten sóng mặt bức xạ tuỳ ý, bức xạ với đồ thị phương hướng dạng đặc biệt).



Hình 9.20

Giả sử sóng sơ cấp là sóng mặt có hướng truyền lan trùng với trục kết cấu hoặc làm một góc θ_1 với trục, có thành phần từ trường được biểu thị bởi công thức:

$$H_y^{(1)} = H_o^{(1)} e^{-p_1\eta} e^{-ih_1\xi} \qquad (9.87)$$

trong đó, $\eta = x\cos\theta_1 + z\sin\theta_1$;

$\xi = -x\sin\theta_1 + z\cos\theta_1$.

Nếu $\theta_1 = 0$ thì $\xi \to z; \eta \to x$.

Thông thường, anten sóng mặt là anten bức xạ trục, nghĩa là hướng bức xạ chính của anten trùng (hoặc gần trùng) với hướng trục kết cấu (hướng ban đầu của sóng kích thích). Trong phần này chúng ta sẽ khảo sát bài toán tổng hợp kết cấu anten sóng mặt mà sóng thứ cấp có thể có hướng trùng với hướng trục (anten bức xạ trục) hoặc làm một góc 90^0 với hướng trục (anten bức xạ ngang), hoặc làm một góc tuỳ ý đối với trục kết cấu. Dạng của sóng thứ cấp có thể là sóng phẳng đồng nhất hay không đồng nhất, sóng mặt với các tham số biến đổi, hoặc một tổ hợp các sóng mặt và sóng phẳng có các hướng bức xạ khác nhau đối với trục kết cấu (trường hợp thiết lập anten có đồ thị phương hướng dạng đặc biệt).

Sơ đồ biến đổi dạng sóng tương ứng với các trường hợp khác nhau nêu ở trên được vẽ ở hình 9.21.

Thành phần từ trường của sóng phẳng thứ cấp trong trường hợp biến đổi dạng sóng theo sơ đồ (a) được cho dưới dạng tổng quát:

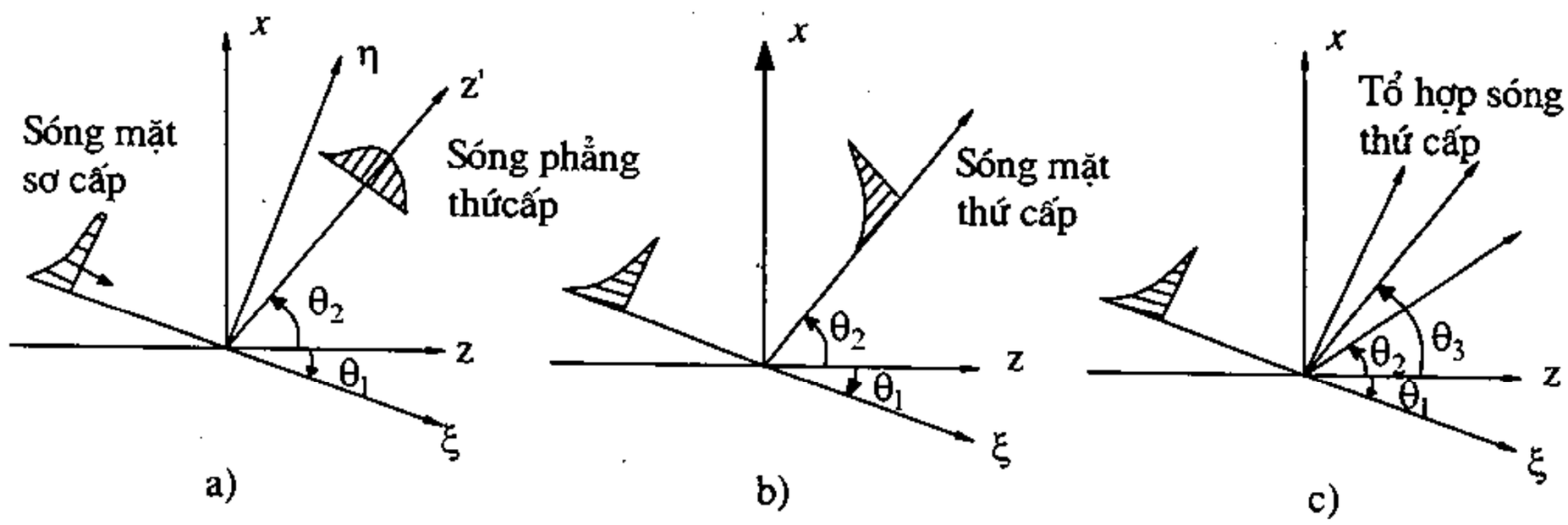
$$H_y^{(2)} = \sum_{-N}^{N} D_n\, e^{-in\frac{2\pi}{L}x'} e^{-ikz'} \qquad (9.88)$$

L – độ dài anten;

$x' = x\cos\theta_2 - z\sin\theta_2$;

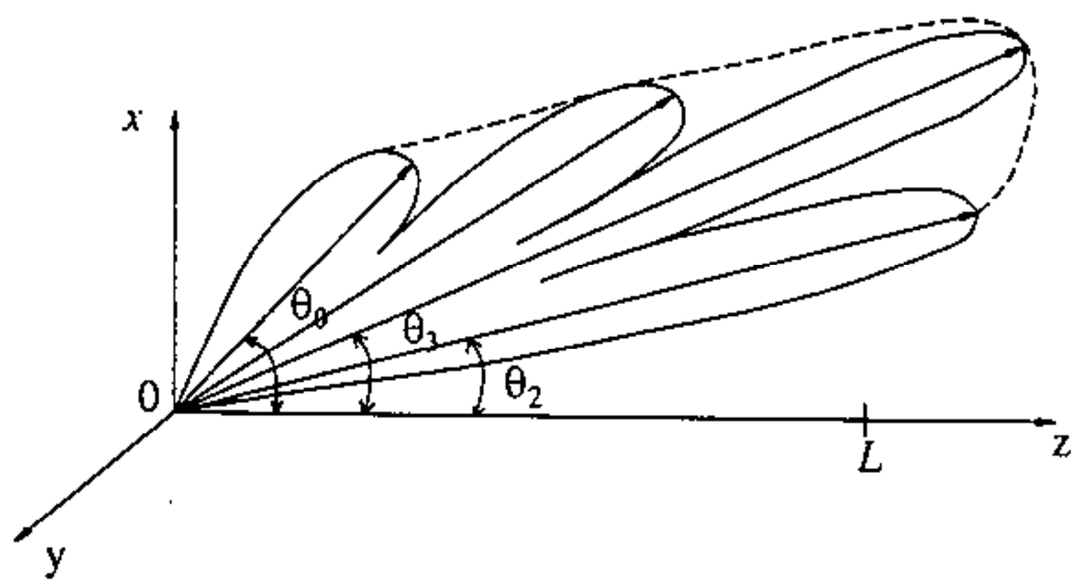
$z' = x\sin\theta_2 + z\cos\theta_2$.

Công thức (9.88) biểu thị trường của một sóng phẳng không đồng nhất.



Hình 9.21.

Phân bố biên độ của trường ở gần mặt anten tuỳ thuộc vào quan hệ của các hệ số D_n và số hạng của mỗi chuỗi. Hướng của sóng bức xạ thứ cấp θ_2 có thể là hướng bất kỳ. Khi cho $\theta_2 = 0$ ta có anten bức xạ trục; $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$ ta có anten bức xạ ngang.



Hình 9.22.

Trường hợp biến đổi dạng sóng theo sơ đồ (b) thành phần từ trường của sóng mặt thứ cấp được viết dưới dạng:

$$H_y^{(2)} = D_o e^{-p_2 x'} e^{ih_2 z'} \tag{9.89}$$

Ở đây p_2 và h_2 là hệ số suy giảm ngang và hệ số pha của sóng mặt thứ cấp. Các tham số này có thể được cho với các giá trị tuỳ ý. Hướng của sóng mặt thứ cấp θ_2 cũng có thể là hướng tuỳ ý.

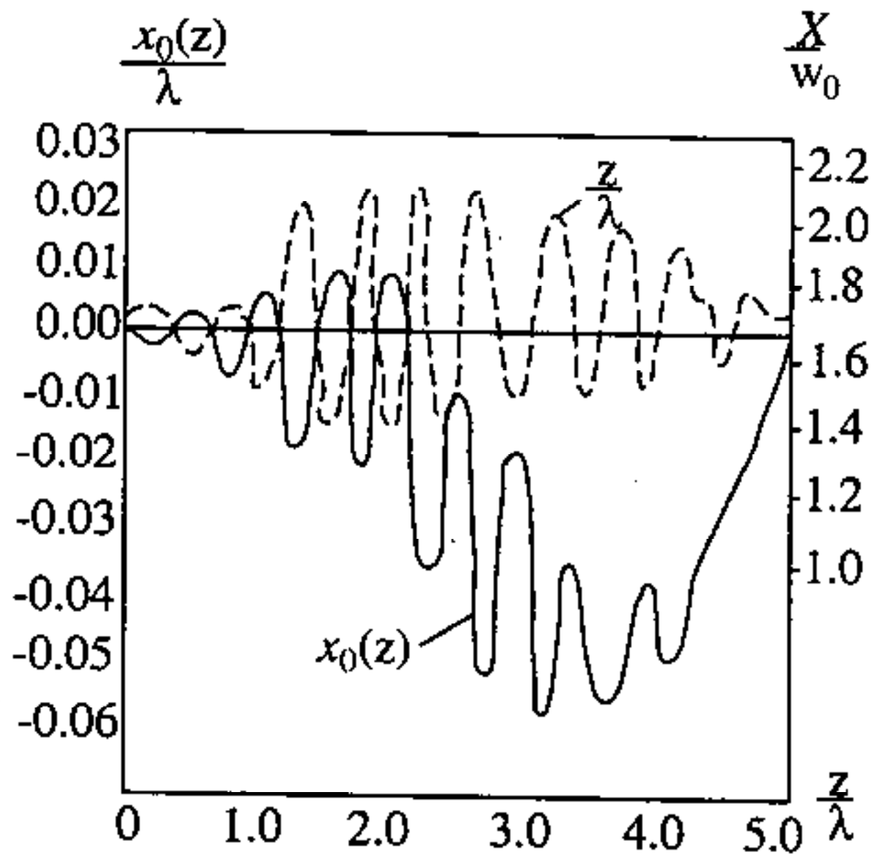
Để thiết lập anten có đồ thị phương hướng dạng đặc biệt cần tạo ra được một tổ hợp sóng thứ cấp với các thông số và hướng bức xạ khác nhau. Ví dụ, để tạo ra đồ thị phương hướng dạng cosec cần tạo ra 4 sóng thứ cấp mà biên độ và các hướng bức xạ của chúng được biểu thị ở hình 9.22.

Sau đây chúng ta khảo sát một số ví dụ:

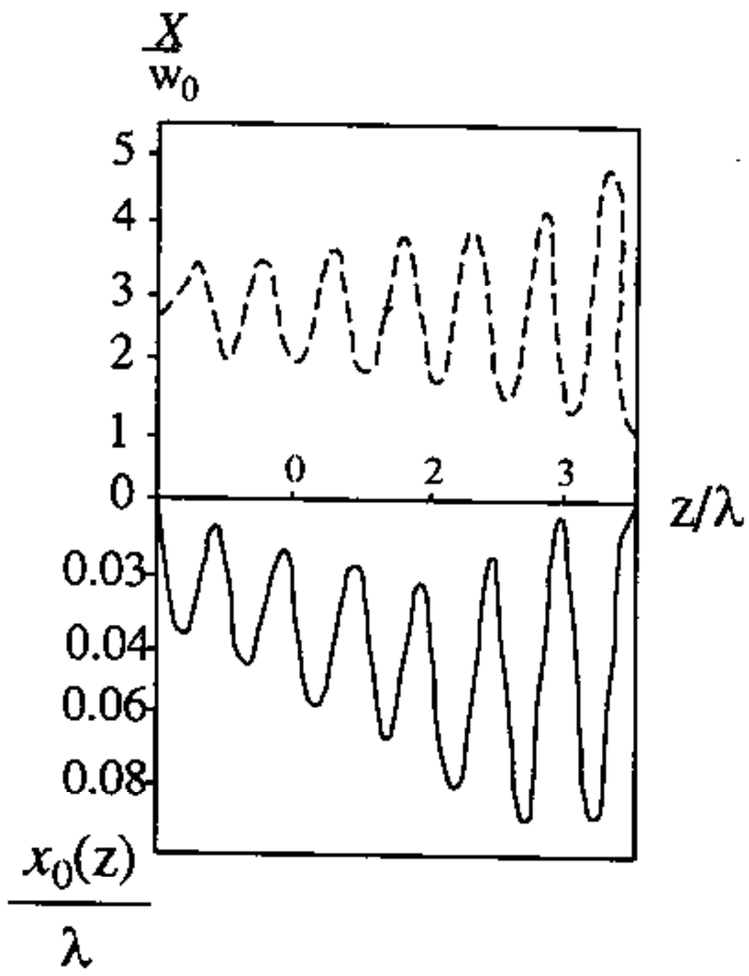
a) Tìm lời giải của bài toán tổng hợp anten sóng mặt bức xạ ngang khi cho trước các đặc tính của sóng mặt sơ cấp và sóng phẳng thứ cấp. Sóng mặt sơ cấp có phương trình được biểu thị bởi (9.87) với góc $\theta_1 = 2^0$; $\frac{h_1}{k} = 2$.

Sóng phẳng thứ cấp có phương trình được biểu thị bởi (9.88), với $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$; $N = 1$; $D_{\pm 1} = 0,25$; $D_0 = 0,5$.

Hàm số biến dạng bề mặt kết cấu và phân bố trở kháng bề mặt tính theo các công thức (9.75) và (9.76) được vẽ ở hình 9.23.



Hình 9.23.



Hình 9.24.

b) Tìm lời giải của bài toán tổng hợp *anten sóng mặt bức xạ trục* sao cho sóng mặt kích thích với hệ số chậm lớn được biến đổi thành sóng mặt *có hệ số chậm nhỏ*, hình thành một mặt đồng pha có diện tích lớn ở đầu cuối anten và giảm sóng phản xạ từ đầu cuối anten.

Giả thiết sóng mặt kích thích truyền lan dọc theo kết cấu có hệ số chậm $\frac{h_1}{k} \approx 3$. Sóng mặt thứ cấp bức xạ cực đại theo hướng $\theta_2 = 11^0$ và có hệ số chậm $\frac{h_2}{k} \approx 1,5$. Kết quả tính toán hàm số biến dạng bề mặt kết cấu và phân bố của trở kháng bề mặt được vẽ ở hình 9.24. Trong trường hợp này, tỷ số biên độ của sóng thứ cấp và sơ cấp ở đầu vào anten (tại $x = z = 0$) được chọn bằng $m = 0,3$.

Trên đây là các kết quả nhận được khi khảo sát bài toán tổng hợp kết cấu nhị biến. Những kết quả này cũng có thể áp dụng được cho kết cấu trụ. Khi ấy qui luật biến dạng bề mặt và qui luật phân bố trở kháng bề mặt của kết cấu nhị biến được áp dụng cho kết cấu trụ bằng cách sau: Sự biến dạng của bề mặt hình trụ được thực hiện bằng cách biến đổi bán kính của nó dọc theo trục. Qui luật biến đổi bán kính của kết cấu trụ được xác định theo công thức:

$$R = R_0 + x_0(z)$$

trong đó: R_0 – bán kính ban đầu của kết cấu trụ;

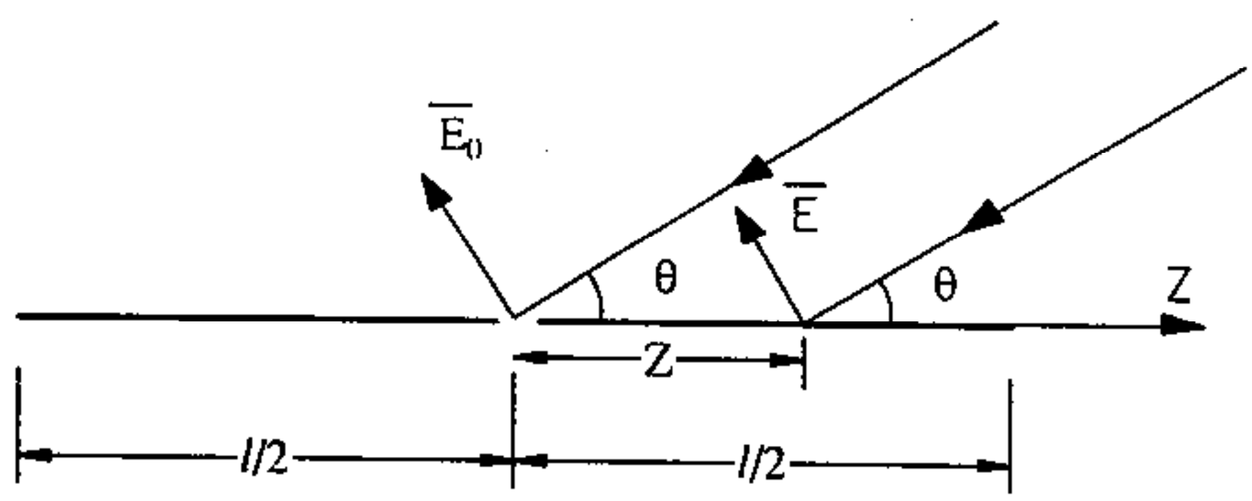
$x_0(z)$ – hàm biến dạng bề mặt kết cấu.

Qui luật biến đổi trở kháng bề mặt (hay hệ số chậm) dọc theo kết cấu được thực hiện theo phương pháp tương tự như đối với kết cấu nhị biến.

Chương X
LÝ THUYẾT ANTEN THU

§10.1. CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG LÀM VIỆC Ở CHẾ ĐỘ THU

Giả sử chấn tử có độ dài l, bán kính a rất nhỏ so với bước sóng, được đặt trong trường của một sóng truyền tới theo góc θ đối với trục chấn tử, có vectơ điện trường $\overline{E}$ nằm trong mặt phẳng tới (hình 10.1).



Hình 10.1.

Hình chiếu của vectơ điện trường lên trục chấn tử sẽ là:

$$E_z = \overline{E}.\overline{i}_z \tag{10.1}$$

$\overline{i}_z$ – vectơ đơn vị theo hướng trục z.

Nếu ký hiệu E_o là cường độ điện trường của sóng tới tại tâm chấn tử thì điện trường tiếp tuyến tại điểm có tọa độ z trên chấn tử sẽ là:

$$E_z(z) = \overline{E}_o e^{ikz\cos\theta}\overline{i}_z = E_o \sin\theta e^{ikz\cos\theta} \tag{10.2}$$

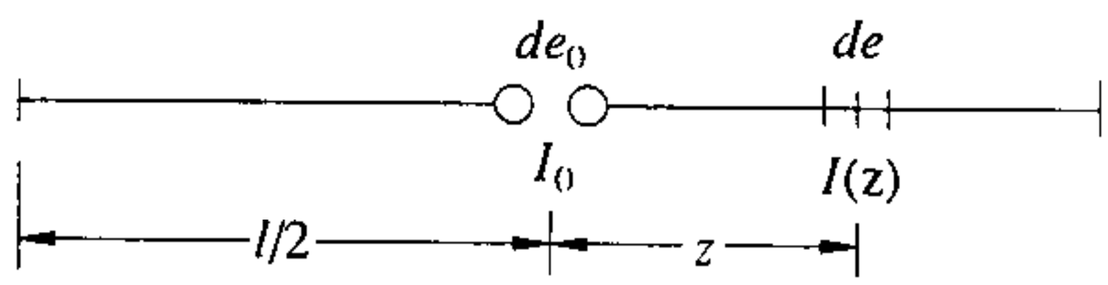
Dưới tác dụng của điện trường tiếp tuyến, trên mỗi phần tử dz sẽ phát sinh sức điện động:

$$de = -E_z dz = -E_o \sin\theta dz e^{ikz\cos\theta} \tag{10.3}$$

Như vậy sóng phẳng truyền tới chấn tử đã cảm ứng lên chấn tử sức điện động phân bố, có biên độ giống nhau ở mọi điểm (bằng $E_o\sin\theta dz$) và góc pha biến đổi theo qui luật $kz\cos\theta$.

Dưới tác dụng của sức điện động phân bố, trong chấn tử sẽ phát sinh dòng điện. Dòng điện này gây ra điện áp ở đầu vào chấn tử.

Bây giờ chúng ta xác định sức điện động ở đầu vào chấn tử khi trên chấn tử có sức điện động phân bố (10.3).



Hình 10.2.

Theo nguyên lý tương hỗ đã khảo sát ở chương 4, sức điện động ở đầu vào anten có quan hệ với sức điện động đặt ở phần tử dz (hình 10.2) bởi:

$$de_o = -E_z f(z)dz \tag{10.4}$$

ở đây: $f(z) = \dfrac{I(z)}{I_o}$ là hàm phân bố dòng điện trên chấn tử. Sức điện động ở đầu vào anten (do các S.Đ.Đ phân bố trên chấn tử gây ra) được xác định bởi:

$$e_o = -\int_{-l/2}^{l/2} E_z f(z)\,dz \tag{10.5}$$

Nếu hàm phân bố dòng điện được biểu thị theo công thức:

$$\left.\begin{aligned} f(z) &= \frac{\sin k\left(\frac{l}{2} - z\right)}{\sin\frac{kl}{2}} \quad \text{với} \quad \left(0 < z < \frac{l}{2}\right) \\ f(z) &= \frac{\sin k\left(\frac{l}{2} + z\right)}{\sin\frac{kl}{2}} \quad \text{với} \quad \left(0 > z > -\frac{l}{2}\right) \end{aligned}\right\} \tag{10.6}$$

thì tích phân (10.5) sẽ cho kết quả:

$$e_o = -E_o \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{\sin\frac{kl}{2}} \frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta} \tag{10.7}$$

Nếu ở đầu vào chấn tử được mắc tải thì trong tải sẽ xuất hiện dòng điện. Gọi dòng điện chảy trong tải là I_{thu} thì giá trị của nó sẽ bằng tỷ số của sức điện động nhận được ở đầu vào chấn tử trước khi mắc tải chia cho tổng trở gồm tải Z_t và trở kháng vào Z_v của chấn tử (theo định lý Tevênin).

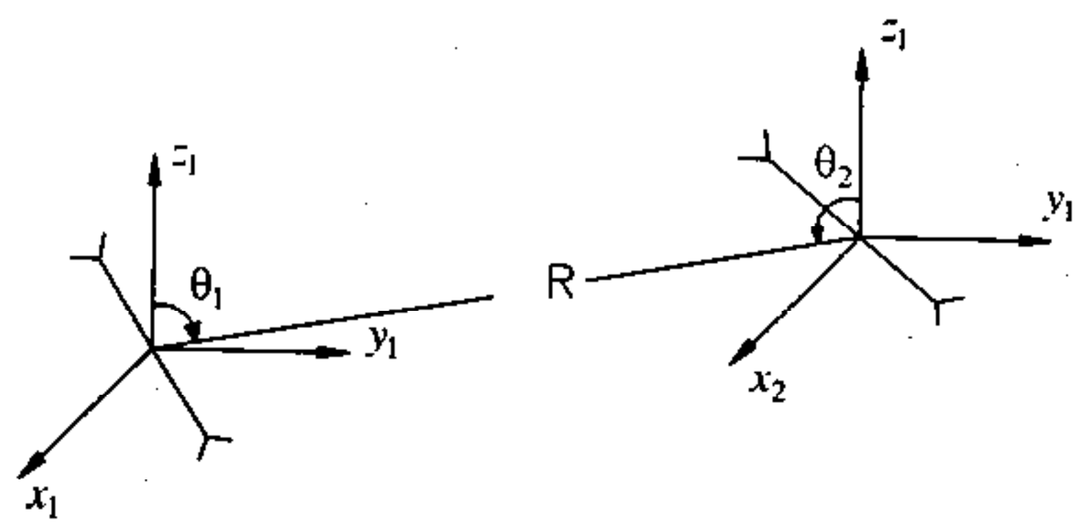
$$I_{thu} = \frac{e_o}{Z_t + Z_v} = \frac{E_o}{Z_t + Z_v} \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{\sin\frac{kl}{2}} \frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta} \tag{10.8}$$

Công thức trên biểu thị quan hệ của dòng điện trong tải anten với góc tới của sóng điện từ. Từ đây thấy rằng hàm phương hướng của chấn tử làm việc ở chế độ thu cũng giống hàm phương hướng của chấn tử ấy khi làm việc ở chế độ phát. Nói cách khác, quan hệ giữa cường độ trường bức xạ bởi anten theo hướng khảo sát cũng giống quan hệ giữa sức điện động (hay dòng điện trong tải anten) với hướng của sóng đến khi anten làm việc ở chế độ thu. Tại hướng mà khi phát, chấn tử bức xạ cường độ trường cực đại thì khi thu, cũng theo hướng ấy sẽ thu được sức điện động cực đại.

§ 10.2. ÁP DỤNG NGUYÊN LÝ TƯƠNG HỖ ĐỂ NGHIÊN CỨU TÍNH CHẤT CHUNG CỦA ANTEN THU

Ở trên, ta đã khảo sát tác dụng của sóng điện từ phẳng lên một chấn tử đối xứng làm việc ở chế độ thu, và áp dụng nguyên lý tương hỗ để xác định sức điện động nhận được ở đầu vào anten. Khi ấy để xác định dòng điện trong tải anten cần biết trở kháng vào và hàm phương hướng của chấn tử khi chấn tử làm việc ở chế độ phát. Trong trường hợp tổng quát, có thể áp dụng nguyên lý tương hỗ để nghiên cứu tính chất của một anten bất kỳ dùng ở chế độ thu.

Khảo sát hai anten 1 và 2 đặt cách xa nhau trong không gian, trong một môi trường đẳng hướng. Ký hiệu tổng trở ở các cực của hai anten là Z_1 và Z_2 (hình 10.3).



Hình 10.3.

Trường hợp tổng quát, các trở kháng này bằng tổng của trở kháng ngoài mắc vào anten và trở kháng vào bản thân của anten. Khi anten làm việc ở chế độ phát thì trở kháng ngoài là nội trở của nguồn S.Đ.Đ, còn khi anten làm việc ở chế độ thu thì trở kháng ngoài là tải của anten.

$$Z_1 = Z_{t1} + Z_{v1};$$

$$Z_2 = Z_{t2} + Z_{v2}.$$

Vì môi trường truyền sóng là đẳng hướng nên ta có thể coi hệ thống hai anten và môi trường nằm ở khoảng giữa hai anten ấy như một mạng *2* cửa mà đầu vào và ra của nó là các cực của hai anten.

Giả sử anten *1* là anten phát, anten *2* là anten thu. Gọi e_1 là S.Đ.Đ đặt vào cực của anten *1* còn I_{2thu} là dòng điện nhận được ở tải của anten *2*. Tiếp đó lại giả thiết anten *2* là anten phát, anten *1* là anten thu còn SĐĐ đặt vào anten *2* là e_2, dòng điện trong tải anten *1* là I_{1thu}.

Theo nguyên lý tương hỗ ta có thể viết:

$$\frac{e_1}{I_{2thu}} = \frac{e_2}{I_{thu}} \tag{10.9}$$

Khi anten *1* là anten phát, sức điện động e_1 sẽ tạo ra trường bức xạ $\overline{E}_{21}$ tại vị trí của anten *2*. Đồng thời điện trường $\overline{E}_{21}$ có quan hệ với dòng điện chảy trong anten *1* theo công thức tổng quát (3.29)

$$\overline{E}_{21} = \frac{-ik}{4\pi} W L_{H1} I_{01} \overline{F}_1(\theta_1, \varphi_1) \frac{e^{-ik_R}}{R} \tag{10.10}$$

trong đó, I_{01} – dòng điện ở đầu vào của anten *1*;

L_{H1} – độ dài hiệu dụng của anten *1* (khi chọn $I_c = I_o$);

$\overline{F}_1(\theta_1, \varphi_1)$ – hàm phương hướng chuẩn hóa của anten *1* tại hướng θ_1, φ_1.

Từ (10.10) ta rút ra được:

$$I_{01} = \frac{\overline{E}_{21} 4\pi R}{-ikWL_{H1}\overline{F}_1(\theta_1, \varphi_1)e^{-ik_R}} \tag{10.11}$$

Mặt khác, I_{01} có thể được xác định qua sức điện động e_1 và tổng trở Z_1

$$I_{01} = \frac{e_1}{Z_{t1} + Z_{v1}} = \frac{e_1}{Z_1} \tag{10.12}$$

So sánh (10.11) và (10.12) ta có:

$$e_1 = \frac{\overline{E}_{21} Z_1 4\pi R}{-ikWL_{H1}\overline{F}_1(\theta_1, \varphi_1)e^{-ik_R}} \tag{10.13}$$

Tương tự như trên, khi anten *2* là anten phát ta có:

$$e_2 = \frac{\overline{E}_{12} Z_2 4\pi R}{-ikWL_{H2}\overline{F}_2(\theta_2, \varphi_2)e^{-ik_R}} \tag{10.14}$$

Thay (10.13), (10.14) vào (10.9) và thực hiện phép biến đổi đơn giản sẽ nhận được:

$$\frac{I_{1\text{thu}}(Z_{t1} + Z_{v1})}{\overline{E}_{12}L_{H1}\overline{F}_1(\theta_1, \varphi_1)} = \frac{I_{2\text{thu}}(Z_{t2} + Z_{v2})}{\overline{E}_{21}L_{H2}\overline{F}_2(\theta_2, \varphi_2)} \tag{10.15}$$

Dễ dàng thấy rằng vế trái của (10.15) chỉ chứa các đại lượng có quan hệ đến anten *1* còn vế phải chỉ chứa các đại lượng có quan hệ đến anten *2*. Các anten *1* và *2* được giả thiết bất kỳ nên tỷ số của các đại lượng ở 2 vế của (10.15) phải là hằng số, không phụ thuộc vào loại anten. Do đó đối với mỗi anten bất kỳ ta có thể viết hằng đẳng thức sau:

$$\frac{I_{\text{thu}}(Z_t + Z_v)}{\overline{E}_o L_H \overline{F}(\theta, \varphi)} = C \tag{10.16}$$

trong đó, I_{thu} – dòng điện nhận được trong tải anten dưới tác dụng của trường sóng tới;

$\overline{E}_o$ – cường độ trường của sóng tới tại điểm đặt anten thu.

Các đại lượng $(Z_t + Z_v)$, L_H, $\overline{F}(\theta, \varphi)$ là tổng trở của anten, độ dài hiệu dụng và hàm phương hướng chuẩn hóa của anten làm việc ở chế độ phát.

Từ (10.15) ta tính được dòng điện trong tải anten

$$I_{\text{thu}} = C\frac{\overline{E}_o L_H \overline{F}(\theta, \varphi)}{Z_t + Z_v} \tag{10.17}$$

Vì số hạng nằm dưới mẫu số ở vế phải của (10.17) là tổng trở của anten nên hiển nhiên tử số của tỷ số này được coi là sức điện động nhận được ở cực của anten thu

$$e_o = C\bar{E}_o L_H \bar{F}(\theta, \varphi) \tag{10.18}$$

Vì hằng số C có giá trị giống nhau đối với mọi anten nên có thể dễ dàng xác định nó khi khảo sát một anten cụ thể, ví dụ chấn tử đối xứng.

Như đã khảo sát ở §3.5 chương 3, đối với chấn tử đối xứng ta có:

$$L_H \bar{F}(\theta, \varphi) = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\frac{kl}{2}\sin\theta} \tag{10.19}$$

Nếu chý ý đến (10.19) thì khi so sánh (10.18) và (10.17) sẽ nhận được $C = 1$. Dòng điện trên tải anten thu sẽ được tính theo công thức:

$$I_{\text{thu}} = \frac{\bar{E}_o L_H \bar{F}(\theta, \varphi)}{Z_t + Z_v} \tag{10.20}$$

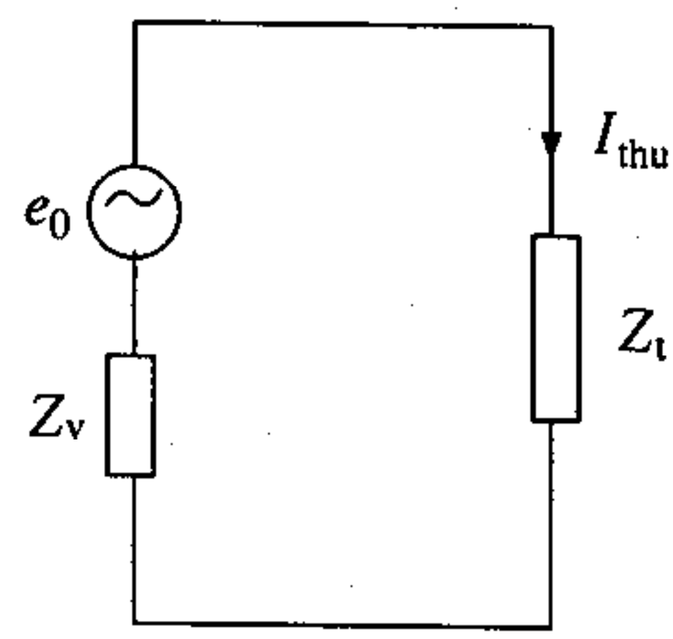
Trong công thức trên L_H, $\bar{F}(\theta, \varphi)$ và Z_v là các thông số đặc trưng của anten khi làm việc ở chế độ phát. Ta thấy rằng sự phụ thuộc của dòng điện ở trong anten với hướng của sóng đến cũng được biểu thị bởi hàm số $\bar{F}(\theta, \varphi)$. Từ đó thấy rằng hàm phương hướng của anten khi làm việc ở chế độ thu hoặc phát đều có dạng giống nhau. Tiếp tục suy luận có thể nhận thấy hệ số định hướng và hệ số tăng ích của anten khi làm việc ở chế độ thu và chế độ phát cũng giống nhau.

Trị số e_o xác định theo (10.18) với $C = 1$ được gọi là sức điện động tương đương của anten thu. Hình 10.4 vẽ sơ đồ tương đương của anten thu.

Khi anten thu cảm ứng trường của sóng tới, nó trở thành nguồn sức điện động với giá trị của SĐĐ bằng:

$$e_o = \bar{E}_o L_H \bar{F}(\theta, \varphi)$$

Sức điện động này sẽ đạt được cực đại khi sóng truyền đến theo hướng cực đại chính của đồ thị phương hướng, nghĩa là ứng với hướng có $|F(\theta, \varphi)| = 1$.



Hình 10.4.

Ta có: $|e_o|_{\max} = |E_o| L_H$

Nếu chú ý đến (3.37) thì

$$|e_o|_{\max} = |E_o| \lambda \left(\frac{D_{\max} R_{\Sigma 0}}{W\pi}\right)^{1/2} \tag{10.21}$$

§10.3. VẤN ĐỀ PHỐI HỢP CỰC TÍNH GIỮA ANTEN THU VÀ PHÁT

Giả sử có hai anten *1* và *2* bất kỳ, trong đó một anten làm việc ở chế độ phát (ví dụ anten *1*) và một anten làm việc ở chế độ thu (ví dụ anten *2*). Như đã khảo sát ở phần trên, sức điện động nhận được ở cực anten thu (hay dòng điện nhận được trên tải anten)

phụ thuộc vào tích vô hướng $\overline{E}_{21}\overline{F}_2(\theta, \varphi)$. Ở đây $\overline{E}_{21}$ là cường độ điện trường tạo bởi anten *1* tại vị trí của anten *2* (hoặc nói chính xác là ở điểm mà ta đã biết đặc tính phương hướng pha của anten *2* khi không có anten *1*), còn $\overline{F}_2(\theta, \varphi)$ là hàm phương hướng vectơ phức hợp chuẩn hóa của anten *2* khi anten làm việc ở chế độ phát. Các đại lượng này có thể được biểu thị qua biên độ phức của vectơ phân cực $\overline{p}_m(\theta, \varphi)$ (hàm phương hướng phân cực khi anten làm việc ở chế độ phát). Thực vậy theo (1,74) cường độ trường tạo bởi anten *1* ở điểm đặt anten *2*:

$$\overline{E}_{21} = A(\theta_1, \varphi_1)\overline{p}_1(\theta_1, \varphi_1)$$

ở đây
$$A(\theta_1, \varphi_1) = \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R} f_{m1}(\theta_1, \varphi_1)e^{i\Phi'_1(\theta_1, \varphi_1)}$$

trong đó $f_{m1}(\theta_1, \varphi_1)e^{i\Phi'_1(\theta_1, \varphi_1)}$ – hàm phương hướng biên độ và pha của anten *1*;
$\overline{p}_1(\theta_1, \varphi_1)$ – hàm phương hướng cực tính của anten *1*.

Theo (1.72) hàm phương hướng vectơ phức hợp chuẩn hóa của anten *2*:

$$\overline{F}_2(\theta_2, \varphi_2) = B(\theta_2, \varphi_2)\overline{p}_2(\theta_2, \varphi_2)$$

ở đây: $B(\theta_2, \varphi_2) = F_{m2}(\theta_2, \varphi_2)e^{i\Phi'_1(\theta_2, \varphi_2)}$ – hàm phương hướng biên độ và pha của anten *2*;
$\overline{p}_{m2}(\theta_2, \varphi_2)$ – hàm phương hướng cực tính của anten *2*.

Từ đó ta thấy SĐĐ nhận được trên anten thu ngoài sự phụ thuộc vào hàm phương hướng biên độ và pha của mỗi anten còn tỷ lệ với tích vô hướng $(\overline{p}_1.\overline{p}_2)$. Đại lượng này được gọi là *hệ số phối hợp cực tính ký hiệu là* ξ. Rõ ràng là *hệ số phối hợp cực tính* sẽ bằng không khi $\overline{p}_1$ và $\overline{p}_2$ có phương vuông góc nhau, và đạt cực đại với biên độ bằng 1 khi chúng có phương trùng nhau.

Đối với anten phân cực thẳng, ví dụ chấn tử, kết luận nhận được ở trên là khá hiển nhiên vì trong trường hợp này vectơ tức thời của cường độ điện trường bức xạ (cũng chính là vectơ phân cực tức thời) biến đổi theo thời gian nhưng có phương không đổi, phù hợp với phương $\overline{p}$. Do đó sự trực giao của $\overline{p}_1$ và $\overline{p}_2$ chứng tỏ: nếu chấn tử 1 làm việc ở chế độ phát, chấn tử 2 làm việc ở chế độ thu thì khi ấy vectơ điện trường bức xạ của chấn tử 1 sẽ vuông góc với trục của chấn tử 2 và tất nhiên sẽ không gây ra SĐĐ cảm ứng trong chấn tử 2. Ngược lại, trường hợp trùng phương của $\overline{p}_1$ và $\overline{p}_2$ chứng tỏ điện trường bức xạ của chấn tử 1 song song với trục của chấn tử 2 và do đó sẽ gây ra SĐĐ cảm ứng cực đại trong chấn tử 2.

Bây giờ ta cần làm sáng tỏ hơn những kết luận nhận được ở trên cho trường hợp tổng quát khi anten *1* và *2* là các anten có đặc tính phân cực elíp.

Ta biểu thị các hàm phương hướng cực tính dưới dạng (1.70)

$$\left.\begin{aligned}\overline{p}_1 &= \overline{i}_\varphi \alpha_1 + \overline{i}_\theta \sqrt{1-\alpha_1^2}\, e^{i\psi_1}\\ \overline{p}_2 &= \overline{i}_\varphi \alpha_2 + \overline{i}_\theta \sqrt{1-\alpha_2^2}\, e^{i\psi_2}\end{aligned}\right\} \tag{10.22}$$

Khi ấy, hệ số phối hợp cực tính sẽ bằng:

$$\xi = \overline{p}_1\overline{p}_2 = \alpha_1\alpha_2 + \sqrt{(1-\alpha_1^2)(1-\alpha_2^2)}\; e^{i(\psi_1+\psi_2)} \tag{10.23}$$

Ta hãy tìm điều kiện khi anten không thu sóng, nghĩa là điều kiện để (10.23) bằng không. Vì (10.23) là hàm phức nên nó sẽ chỉ bằng không khi các phần thực và ảo đều bằng không, nghĩa là:

$$\mathrm{Re}(\xi) = \alpha_1\alpha_2 + \sqrt{(1-\alpha_1^2)(1-\alpha_2^2)}\,\cos(\psi_1+\psi_2) = 0 \tag{10.24}$$

$$\mathrm{Im}(\xi) = \sqrt{(1-\alpha_1^2)(1-\alpha_2^2)}\,\sin(\psi_1+\psi_2) = 0 \tag{10.25}$$

Có thể nhận thấy (10.25) sẽ bằng không khi:

$$(\psi_1+\psi_2) = \begin{cases}0 & \text{hoặc}\\ \pi & \end{cases}$$

Nhưng vì α_1, α_2 là các đại lượng thực, dương nên có thể thấy rằng (10.24) chỉ có thể bằng không khi:

$$(\psi_1+\psi_2) = \pi \;\text{ và }\; \alpha_1 = \sqrt{1-\alpha_2^2} \tag{10.26}$$

Điều đó có nghĩa biên độ phức của các vectơ phân cực phải có dạng:

$$\left.\begin{aligned}\overline{p}_1 &= \overline{i}_\varphi \cos t + \overline{i}_\theta \sin t e^{i\psi_1}\\ \overline{p}_2 &= \overline{i}_\varphi \sin t + \overline{i}_\theta \cos t e^{i(\pi-\psi_1)}\end{aligned}\right\} \tag{10.27}$$

ở đây $\quad 0 \le t \le \dfrac{\pi}{2} \quad$ và $\quad -\dfrac{\pi}{2} \le \psi_1 \le \dfrac{\pi}{2}$

Tính toán theo công thức (1.77) và (1.78) ứng với mỗi cặp tham số t và ψ nhất định sẽ nhận thấy elip phân cực của hai anten có hệ số elip bằng nhau, còn hướng trục lớn của hai elip vuông góc nhau.

Để xác định chiều quay của vectơ phân cực ta xét dấu của các góc pha ψ_1 và ψ_2. Dễ dàng nhận thấy rằng các góc pha này luôn cùng dấu với nhau. Thật vậy, nếu ψ_1 dương thì $\psi_2 = (\pi - \psi_1) < \pi$, nghĩa là ψ_2 dương, còn nếu ψ_1 âm ta có $\psi_2 = (\pi - \psi_1) > \pi$ nghĩa là ψ_2 âm. Như vậy tại điểm khảo sát, vectơ phân cực của hai anten có chiều quay giống nhau.

Nhưng cần chú ý rằng đối với người quan sát đứng về phía mỗi anten nhìn theo hướng sóng truyền đi thì sẽ thấy vectơ phân cực quay trái chiều nhau. Thật vậy, giả sử có hai người quan sát đứng về phía hai anten và nhìn theo hướng sóng truyền tới anten kia; nếu người quan sát thứ nhất nhìn thấy vectơ $\overline{p}$ quay ngược chiều kim đồng hồ thì

người quan sát thứ hai sẽ nhìn thấy $\overline{p}$ quay thuận chiều kim đồng hồ. Vì vậy nếu như khi làm việc ở chế độ phát hai anten có elip phân cực thỏa mãn các đặc tính đã nêu ở trên thì khi làm việc ở chế độ thu phát, anten thu sẽ không có khả năng thu nhận sóng bức xạ từ anten phát truyền tới.

Ta gọi quan hệ phân cực vừa khảo sát ở trên là quan hệ phân cực trực giao.

Bây giờ ta xác định điều kiện để hệ số phối hợp cực tính có giá trị cực đại, nghĩa là khi tính $(\overline{p}_1 . \overline{p}_2)$ có môđun bằng 1.

Ta có bình phương môđun của hệ số phối hợp cực tính:

$$|\xi|^2 = \left[\alpha_1\alpha_2 + \sqrt{(1-\alpha_1^2)(1-\alpha_2^2)}\cos(\psi_1+\psi_2)\right]^2 + (1-\alpha_1^2)(1-\alpha_2^2)\sin^2(\psi_1+\psi_2) =$$

$$= \alpha_1^2\alpha_2^2 + 2\alpha_1\alpha_2\sqrt{(1-\alpha_1^2)(1-\alpha_2^2)} \times \cos(\psi_1+\psi_2) + (1-\alpha_1^2)(1-\alpha_2^2) \qquad (10.28)$$

Rõ dàng (10.28) sẽ đạt được cực đại khi $(\psi_1 + \psi_2) = 0$, nghĩa là $\psi_1 = -\psi_2$. Khi ấy (10.28) sẽ có dạng

$$|\xi|^2 = \left[\alpha_1\alpha_2 + (1-\alpha_1^2)(1-\alpha_2^2)\right]^2 \qquad (10.29)$$

Đặt $\alpha_1 = \cos t_1$; $\alpha_2 = \cos t_2$, ta sẽ viết lại (9.29) dưới dạng

$$|\xi|^2 = \left[\cos t_1 \cos t_2 + \sin t_1 \sin t_2\right]^2 = \cos^2(t_1 - t_2)$$

Biểu thức này có cực đại tuyệt đối bằng 1 khi $t_1 = t_2$. Như vậy hệ số phối hợp cực tính sẽ có cực đại bằng 1 khi biên độ phức của các vectơ phân cực có dạng:

$$\left.\begin{aligned} \overline{p}_1 &= \overline{i}_\varphi \cos t + \overline{i}_\theta \sin t e^{i\psi_1} \\ \overline{p}_2 &= \overline{i}_\varphi \cos t + \overline{i}_\theta \sin t e^{-i\psi_1} \end{aligned}\right\} \qquad (10.30)$$

ở đây $\qquad 0 \le t \le \dfrac{\pi}{2} \quad$ và $\quad -\dfrac{\pi}{2} \le \psi_1 \le \dfrac{\pi}{2}$

Điều kiện (10.30) chứng tỏ ở điểm khảo sát, hai elip phân cực có thông số hoàn toàn giống nhau (hệ số elip, phương của trục lớn) nhưng vectơ phân cực tức thời có chiều quay ngược nhau.

Cũng tương tự như đã khảo sát ở trên, nếu trên cùng một mặt phẳng ta có vectơ phân cực của hai anten quay ngược chiều nhau thì đối với mỗi người quan sát đứng về phía của mỗi anten và nhìn theo hướng sóng truyền tới anten, sẽ thấy vectơ phân cực có cùng chiều quay (thuận hoặc ngược chiều kim đồng hồ). Điều đó có nghĩa muốn đạt được hệ số phối hợp cực tính cực đại thì khi làm việc ở chế độ thu phát hai anten phải có elip cực trục nhau và chiều quay giống nhau.

§10.4. CÔNG SUẤT THU ĐƯỢC TRÊN TẢI ANTEN THU

Để xác định hiệu quả của anten thu, ta tìm công suất thu được trên tải mắc ở cực anten. Gọi trở kháng tải là $Z_t = R_t + iX_t$. Công suất hữu ích do tải thu được sẽ bằng:

$$P_{\text{thu}} = \frac{1}{2}\left|I_{\text{thu}}\right|^2 R_t \tag{10.31}$$

Trong đó, dòng điện chạy trên tải anten được xác định bởi:

$$I_{\text{thu}} = \frac{e_o}{Z_t + Z_v} \tag{10.32}$$

Thay (10.32) vào (10.31) sẽ có:

$$P_{\text{thu}} = \frac{1}{2}\frac{\left|e_o\right|^2}{\left|Z_t + Z_v\right|^2} R_t \tag{10.33}$$

Trường hợp có phối hợp trở kháng giữa anten và tải, nghĩa là khi $R_t = R_v$; $X_t = -X_v$, ta sẽ nhận được:

$$P_{\text{thu}} = \frac{1}{2}\frac{\left|e_o\right|^2}{(2R_v)^2} R_v \tag{10.34}$$

Nếu sóng truyền đến theo hướng cực đại của đồ thị phương hướng thì sức điện động nhận được ở đầu vào anten sẽ đạt cực đại và do đó công suất nhận được trên tải anten sẽ cực đại. Trong trường hợp này (10.34) sẽ bằng:

$$\left\{P_{\text{thu}}\right\}_{\max} = \frac{1}{8}\frac{\left|e_o\right|^2_{\max}}{R_v} = \frac{1}{8\pi}\frac{\left|E_o\right|^2 \lambda^2}{W} D_{\max}\frac{R_{\Sigma 0}}{R_v} \tag{10.35}$$

Nếu chú ý rằng $\frac{R_{\Sigma 0}}{R_v} = \eta$ (hiệu suất của anten)(*) và $D_{\max}\eta = G_{\max}$ (hệ số tăng ích của anten) thì có thể viết lại (10.35) dưới dạng:

$$\left\{P_{\text{thu}}\right\}_{\max} = \frac{1}{8\pi}\frac{\left|E_o\right|^2 \lambda^2}{W} G_{\text{thu}} \tag{10.36}$$

Trong đó G_{thu} là hệ số tăng ích của anten thu. Đại lượng này bằng hệ số tăng ích của chính anten nói trên khi làm việc ở chế độ phát.

Như vậy công suất cực đại thu được trên tải anten tỷ lệ thuận với hệ số tăng ích của anten. Nếu tải của anten (ví dụ máy thu) được nối với anten qua đường dây fiđe có hiệu suất nhất định thì công suất cực đại nhận được trên tải sẽ là:

(*) Thật vậy, nếu biểu thị công suất bức xạ và công suất vào qua dòng điện ở điểm cấp điện I_o: $P_\Sigma = \frac{1}{2}R_{\Sigma 0}I_o^2$; $P_v = \frac{1}{2}R_v I_o^2$ và $\eta = \frac{P_\Sigma}{P_v} = \frac{R_{\Sigma 0}}{R_v}$.

$$\{P_{\text{thu}}\}_{\max} = \frac{1}{8\pi}\frac{|E_o|^2\lambda^2}{W}G_{\text{thu}}\eta_{f.th} \tag{10.37}$$

$\eta_{f.ph}$ – hiệu suất fiđe thu.

Giả sử sóng điện từ truyền lan trong không gian tự do không tổn hao. Biên cường độ trường bức xạ bởi anten tại điểm thu sẽ được xác định theo công thức ??

$$|E_o|^2 = \frac{WP_o}{2\pi R^2}G_{\text{phát}}\eta_{f.ph} \tag{10.38}$$

trong đó, P''_o – công suất ra của máy phát và truyền vào fiđe phát;
$G_{\text{phát}}$ – hệ số tăng ích của anten phát;
$\eta_{f.ph}$ – hiệu suất của fiđe phát;
R – khoảng cách từ anten phát đến anten thu.

Thay (10.38) vào (10.37) ta nhận được:

$$\{P_{\text{thu}}\}_{\max} = \frac{1}{16\pi^2}\frac{P_o\lambda^2}{R^2}G_{\text{phát}}.G_{\text{thu}}.\eta_{f.th}.\eta_{f.th} \tag{10.39}$$

Trong thực tế, công suất nhận được trên tải anten thường nhỏ hơn (10.39) vì khi sóng truyền lan còn bị môi trường hấp thụ. Vì vậy sau khi tính cường độ trường theo (10.38) cần nhân thêm với hệ số suy giảm. Hệ số này được xác định tùy theo các điều kiện truyền sóng cụ thể.

§10.5. DIỆN TÍCH HIỆU DỤNG CỦA ANTEN THU

Để đặc trưng cho anten thu, trong thực tế còn hay dùng một thông số gọi là *diện tích hiệu dụng* của anten.

Chúng ta hãy tạm coi rằng công suất mà tải anten thu được của sóng điện từ truyền tới từ không gian bên ngoài là do được hấp thụ qua một diện tích S của mặt sóng.

Biết giá trị trung bình của vectơ mật độ công suất tại một điểm bất kỳ trên mặt sóng bằng $\frac{|E_o|^2}{2W}$ ta có công suất truyền qua s bằng.

$$P = \frac{|E_o|^2}{2W}s \tag{10.40}$$

Giả thiết điều kiện phối hợp trở kháng giữa anten và tải được thực hiện, nghĩa là thực hiện được điều kiện truyền đạt công suất cực đại. Nếu cân bằng vế phải của (10.36) và (10.40) thì diện tích S nhận được ở đây được gọi là diện tích hiệu dụng của anten thu và ký hiệu là S_{hd}

$$\frac{|E_o|^2}{2W}S_{hd} = \frac{1}{8\pi}\frac{|E_o|^2\lambda^2}{W}G$$

Từ đó:

$$S_{hd} = \frac{\lambda^2}{4\pi} G \tag{10.41}$$

Nếu hiệu suất anten bằng 1 thì:

$$S_{hd} = \frac{\lambda^2}{4\pi} D \tag{10.42}$$

Công thức (10.42) phù hợp với công thức (8.68). Điều này có nghĩa: diện tích hiệu dụng của anten khi làm việc ở chế độ thu bằng diện tích bức xạ hiệu dụng của anten khi làm việc ở chế độ phát. Trường hợp anten mặt lý tưởng thì diện tích hiệu dụng của anten chính bằng diện tích hình học của nó. Đối với chấn tử nửa sóng $\left(l = \frac{\lambda}{2}\right)$ với giả thiết $\eta = 1$, ta có diện tích hiệu dụng bằng:

$$S_{hd} = 0{,}522 l^2 \tag{10.43}$$

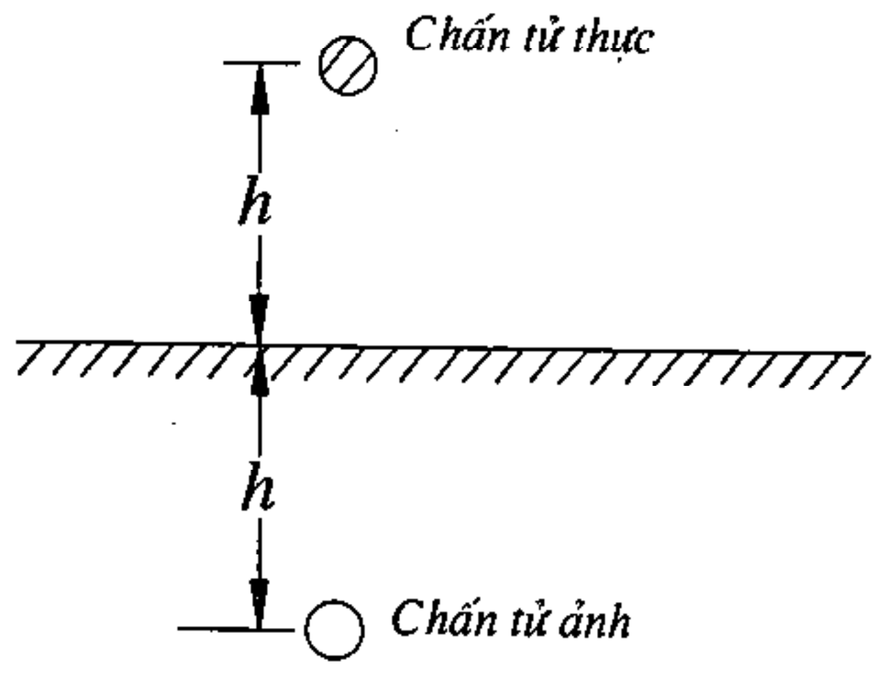
Chương XI
ẢNH HƯỞNG CỦA MẶT ĐẤT ĐẾN ĐẶC TÍNH BỨC XẠ CỦA ANTEN

§11.1. ÁP DỤNG PHƯƠNG PHÁP ẢNH GƯƠNG ĐỂ GIẢI BÀI TOÁN BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ ĐẶT TRÊN MẶT ĐẤT PHẲNG

Từ trước đến nay chúng ta mới chỉ khảo sát bài toán đối với các hệ thống bức xạ đặt trong không gian tự do. Trong thực tế, các anten thường được đặt gần mặt đất hoặc các mặt kim loại.

Dưới tác dụng của trường bức xạ bởi anten, trong mặt đất hoặc trong các vật kim loại đặt gần anten sẽ phát sinh các dòng điện dẫn và dòng điện dịch (dòng thứ cấp). Các dòng thứ cấp sẽ tạo ra trường bức xạ và do đó trường tổng trong không gian sẽ là giao thoa của trường bức xạ trực tiếp bởi anten (bức xạ sơ cấp), và trường bức xạ của các dòng thứ cấp trong mặt đất hoặc các vật kim loại ở gần (trường bức xạ thứ cấp). Do ảnh hưởng bức xạ của các dòng thứ cấp nên đồ thị phương hướng của anten trở kháng bức xạ và trở kháng vào của anten sẽ thay đổi. Ngoài ra, vì mặt đất không phải là vật dẫn lý tưởng nên việc xuất hiện các dòng trong đó sẽ kèm theo tổn hao năng lượng và làm giảm hiệu suất của anten. Tuy nhiên tính toán ảnh hưởng của mặt đất thực (mặt đất bán dẫn điện) đến các đặc tính bức xạ của anten là một bài toán phức tạp. Vì vậy, để việc khảo sát được đơn giản, trong một số trường hợp ta có thể lý tưởng hóa các điều kiện của bài toán, coi mặt đất là một mặt phẳng dẫn điện lý tưởng. Áp dụng phương pháp ảnh gương ta có thể giải quyết bài toán bức xạ của chấn tử đặt trên mặt đất một cách dễ dàng.

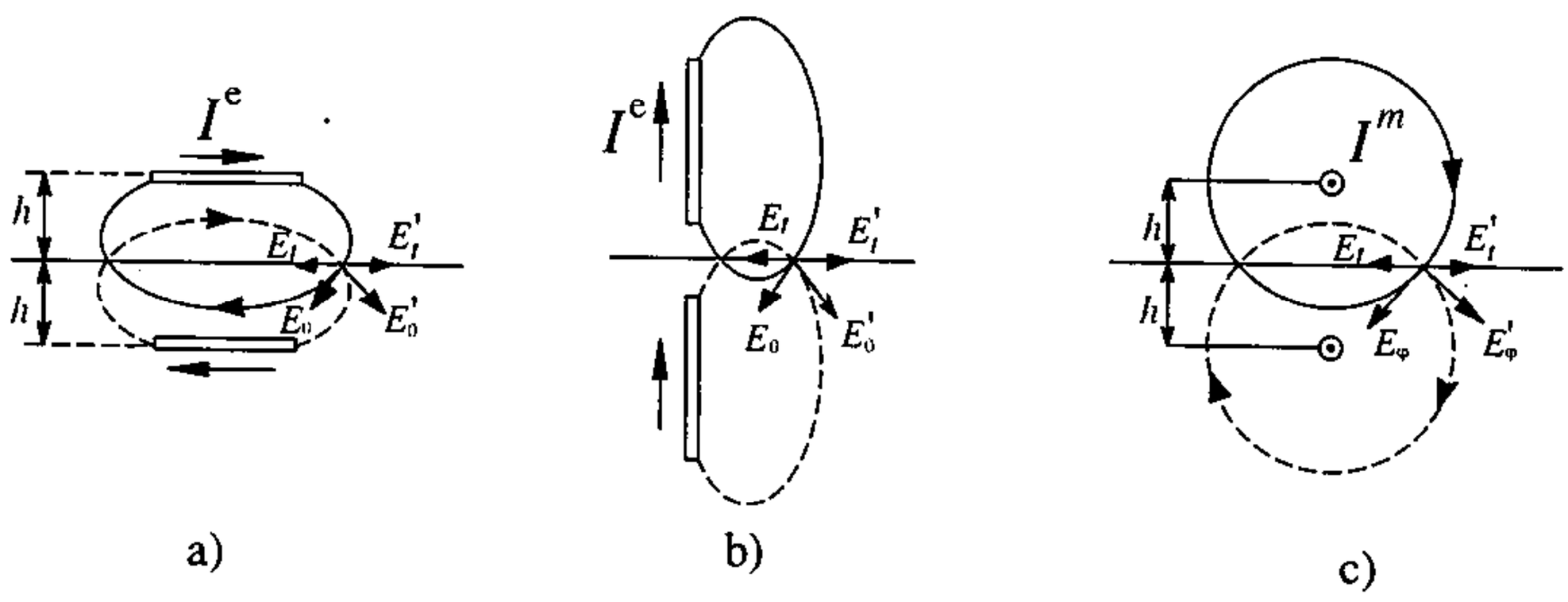
Nội dung của phương pháp ảnh gương được trình bày sau đây. Khi tính trường bức xạ tạo bởi chấn tử đặt trên mặt phẳng dẫn điện lý tưởng, tác dụng bức xạ của các dòng thứ cấp có thể được thay thế bởi tác dụng bức xạ của một chấn tử ảo, là ảnh của chấn tử thực qua mặt phẳng dẫn điện - gọi là *chấn tử ảnh* (hình 11.1).



Hình 11.1.

Dòng điện của chấn tử ảnh phải có biên độ và pha thế nào để cho trường tổng tạo bởi chấn tử thực và ảnh cũng giống như trường tổng tạo bởi chấn tử thực và các dòng thứ cấp, đồng thời các vectơ trường tổng phải thoả mãn điều kiện bờ trên mặt vật dẫn lý tưởng. Muốn vậy, dòng điện ảnh phải có biên độ bằng biên độ dòng điện của chấn tử thực còn pha của nó so với pha dòng điện của chấn tử thực sẽ tuỳ thuộc vào hướng của chất tử thực so với mặt phản xạ.

Khi chấn tử điện đặt song song với mặt đất thì dòng điện ảnh sẽ ngược pha với dòng điện của chấn tử thực, còn khi chấn tử đặt vuông góc với mặt đất thì dòng điện của chấn tử thực và ảnh đồng pha nhau. Trường hợp chấn tử từ thì sẽ có các kết quả ngược lại so với trường hợp chấn tử điện. Các kết luận trên có thể dễ dàng được chứng minh dựa vào điều kiện bờ của vật dẫn lý tưởng đối với trường bức xạ tổng của chấn tử thực và ảnh. Để ví dụ ta khảo sát trường hợp chấn tử điện đặt song song với mặt đất như vẽ ở hình (11.2). Tại giao điểm P của đường sức điện của chấn tử thực và mặt phẳng dẫn điện, vectơ $\bar{E}$ có thể được phân tích làm hai thành phần: thành phần tiếp tuyến E_t và pháp tuyến E_n với mặt phẳng ấy. Rõ ràng là nếu không có sự tham gia của trường bức xạ thứ cấp của dòng điện ảnh thì điều kiện bờ của thành phần tiếp tuyến điện trường trên mặt đất (dẫn điện lý tưởng) sẽ không được thỏa mãn. Điều kiện bờ nói trên sẽ được thoả mãn khi điện trường $E_t^{'}$ tạo bởi chấn tử ảnh tại điểm p sẽ phân bố thế nào để có $E_t = -E_t^{'}$.



Hình 11.2.

Từ đó dễ dàng thấy rằng dòng điện của chấn tử ảnh phải bằng về biên độ và ngược pha với dòng điện của chấn tử thực. Cũng chứng minh tương tự ta sẽ nhận được kết quả đối với các trường hợp chấn tử từ đặt song song với mặt đất và chấn tử điện, chấn tử *từ* đặt vuông góc mặt đất. Điều này các độc giả có thể tự thực hiện một cách dễ dàng.

Áp dụng phương pháp ảnh gương để tính trường bức xạ của chấn tử đặt trên mặt đất cho phép ta có thể thay thế mặt đất bởi một chấn tử ảo là ảnh gương của chấn tử thực. Khi đó bài toán bức xạ của một chấn tử đặt trên mặt đất ở độ cao h sẽ trở thành bài toán bức xạ của hệ hai chấn tử đặt cách nhau $2h$. Bài toán này được khảo sát ở chương 6.

Việc lý tưởng hóa mặt đất thực thành mặt phẳng dẫn điện lý tưởng cho phép ta có thể đánh giá ảnh hưởng của mặt đất lên bức xạ của anten nhưng việc đánh giá này chỉ là gần đúng và cũng chỉ có thể thực hiện được trong một số trường hợp. Thật vậy, đối với dải sóng dài tính chất của mặt đất gần giống tính chất của vật dẫn, nhưng đối với sóng ngắn mặt đất được coi là bán dẫn điện, còn đối với sóng cực ngắn thì mặt đất lại được xem như điện môi (vấn đề này đã được khảo sát trong giáo trình truyền sóng vô tuyến điện. Khi ấy trường bức xạ của chấn tử sẽ được truyền tới điểm thu dưới dạng tổ hợp 3 sóng: sóng trực tiếp, sóng phản xạ từ mặt đất và sóng mặt truyền lan dọc theo mặt đất. Thành phần sóng mặt này phụ thuộc vào độ cao đặt anten trên mặt đất, có biên độ lớn khi anten đặt thấp và giảm dần khi tăng độ cao anten.

Tính toán chính xác ảnh hưởng của mặt đất lên bức xạ của anten là một vấn đề rất phức tạp. Vì vậy chúng ta không trình bày ở đây mà sẽ chỉ đề cập đến phương pháp tính gần đúng. Khi ấy, để tính trường ở các cự ly xa (trong miền bức xạ) có thể dựa vào lý thuyết phản xạ của sóng phẳng. Sóng bức xạ tạo bởi anten khi anten đặt cao (trên mặt đất thực, có độ dẫn điện hữu hạn) được truyền tới điểm thu bằng hai thành phần: Sóng trực tiếp bức xạ từ anten và sóng phản xạ trên mặt đất theo quy luật quang hình. Sóng mặt truyền lan dọc theo mặt đất trong trường hợp này có biên độ nhỏ, có thể bỏ qua. Khi ấy trường ở điểm thu giống như được tạo thành bởi trường bức xạ của hai chấn tử đặt cách nhau $2h$ trong không gian tự do. Phương pháp dựa trên nguyên lý phản xạ nêu ở trên còn được gọi là phương pháp ảnh gương suy rộng. Dòng điện của chấn tử ảnh trong trường hợp này có giá trị bằng tích số của dòng điện trong chấn tử thực nhân với hệ số phản xạ của sóng trên mặt đất, nghĩa là:

$$I' = R_{px} I$$

trong đó: $R_{px} = |R_{px}| e^{i\psi_{px}}$

$|R_{px}|$- môđun của hệ số phản xạ

ψ_{px} – góc pha của hệ số phản xạ

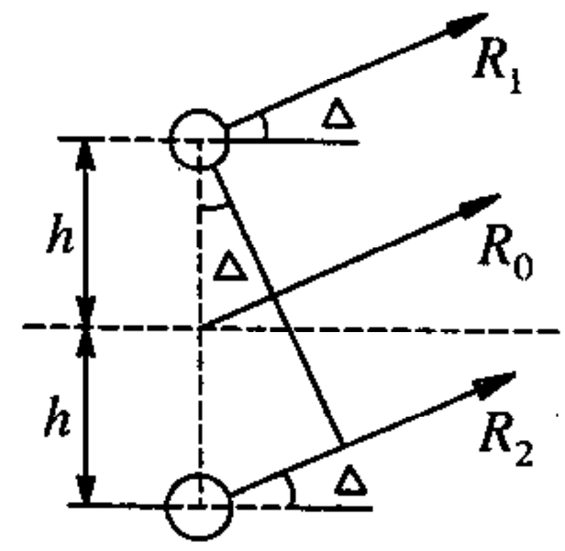
Các đại lượng này phụ thuộc vào dạng phân cực của sóng, vào góc nghiêng Δ, và các thông số điện của đất (ε,σ) và vào bước sóng λ.

§ 11.2. BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG ĐẶT TRÊN MẶT ĐẤT

Trong phần này sẽ đề cập đến trường hợp chấn tử đặt thẳng đứng và song song trên mặt đất, có tâm pha cách mặt đất một khoảng h (hình 11.3).

Ta khảo sát trường bức xạ của chấn tử trong mặt phẳng vuông góc với mặt đất. Trường hợp chấn tử đặt thẳng đứng thì mặt phẳng khảo sát đồng thời là mặt phẳng chứa chấn tử, điện trường phân cực thẳng đứng nằm trong mặt phẳng ấy. Trường hợp chấn tử nằm ngang thì mặt phẳng khảo sát là mặt phẳng vuông góc với trục và đi qua tâm chấn tử, điện trường phân cực ngang và vuông góc với mặt phẳng khảo sát.

Để tính trường bức xạ của chấn tử trong trường hợp mặt đất có thông số bất kỳ, ta áp dụng phương pháp phản xạ hay phương pháp ảnh gương suy rộng. Bài toán bây giờ trở thành bài toán bức xạ của hai chấn tử đặt cách nhau $2h$ với quan hệ dòng điện giữa hai chấn tử bằng $\left|R_{px}e^{i\psi_{px}}\right|$. Nếu coi trường tạo bởi chấn tử thực tại điểm khảo sát có góc pha gốc thì biểu thức cường độ trường tạo bởi chấn tử ảnh cũng tại điểm ấy có thể viết dưới dạng:



Hình 11.3.

$$E_2 = E_1\left|R_{px}\right|e^{i\left(\psi_{px}-2kh\sin\Delta\right)} \qquad (11.1)$$

E_1 – biên độ cường độ trường tạo bởi chấn tử đối xứng trong không gian tự do

$$E_1 = E_0F_0\left(\Delta\right) \qquad (11.2)$$

E_0 – cường độ trường của chấn tử ở hướng bức xạ cực đại.

$F_0(\Delta)$ – hàm phương hướng chuẩn hóa của chấn tử trong mặt phẳng khảo sát.

Trường hợp chấn tử đặt song song với mặt đất thì $F_0(\Delta) = 1$, còn trường hợp chấn tử đặt thẳng đứng thì:

$$F_0\left(\Delta\right) = \frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\sin\Delta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\left(1-\cos\frac{kl}{2}\right)\cos\Delta} \qquad (11.3)$$

Trường tổng tạo bởi chấn tử thực và ảnh tại điểm khảo sát sẽ bằng:

$$E = E_1 + E_2 = E_0F_0\left(\Delta\right)\left[1+\left|\dot{R}_{px}\right|e^{i\left(\psi_{px}-2kh\sin\Delta\right)}\right] \qquad (11.4)$$

Trong đó, hệ số phản xạ R_{px} đối với trường hợp chấn tử đặt thẳng đứng và nằm ngang được xác định như trong giáo trình truyền sóng.

Đối với chấn tử nằm ngang:

$$\dot{R}_{ng} = \left|\dot{R}_{ng}\right|e^{i\psi_{ng}} = \frac{\sin\Delta - \sqrt{\varepsilon'_p - \cos^2\Delta}}{\sin\Delta + \sqrt{\varepsilon'_p - \cos^2\Delta}} \qquad (11.5)$$

Đối với chấn tử thẳng đứng:

$$\dot{R}_d = \left|\dot{R}_d\right|e^{i\psi_d} = \frac{\varepsilon'_p\sin\Delta - \sqrt{\varepsilon'_p - \cos^2\Delta}}{\varepsilon'_p\sin\Delta + \sqrt{\varepsilon'_p - \cos^2\Delta}} \qquad (11.6)$$

ε'_p là hệ điện môi phức tương đối của mặt đất

$$\varepsilon'_p = \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}\left(1 - i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}\right) \tag{11.7}$$

Nếu lấy môđun biểu thức (10.4) ta có:

$$|E| = E_0 F_0(\Delta)\sqrt{1 + |\dot{R}_{px}|^2 + 2|\dot{R}_{px}|\cos(\psi_{px} - 2kh\sin\Delta)} \tag{11.8}$$

Trường hợp chấn tử đặt song song với mặt đất, $F_0(\Delta) = 1$. Khi giả thiết mặt đất là dẫn điện lý tưởng, với mọi giá trị của góc Δ đều có $|R_{ng}| = 1$; $\psi_{ng} = \pi$, ta có:

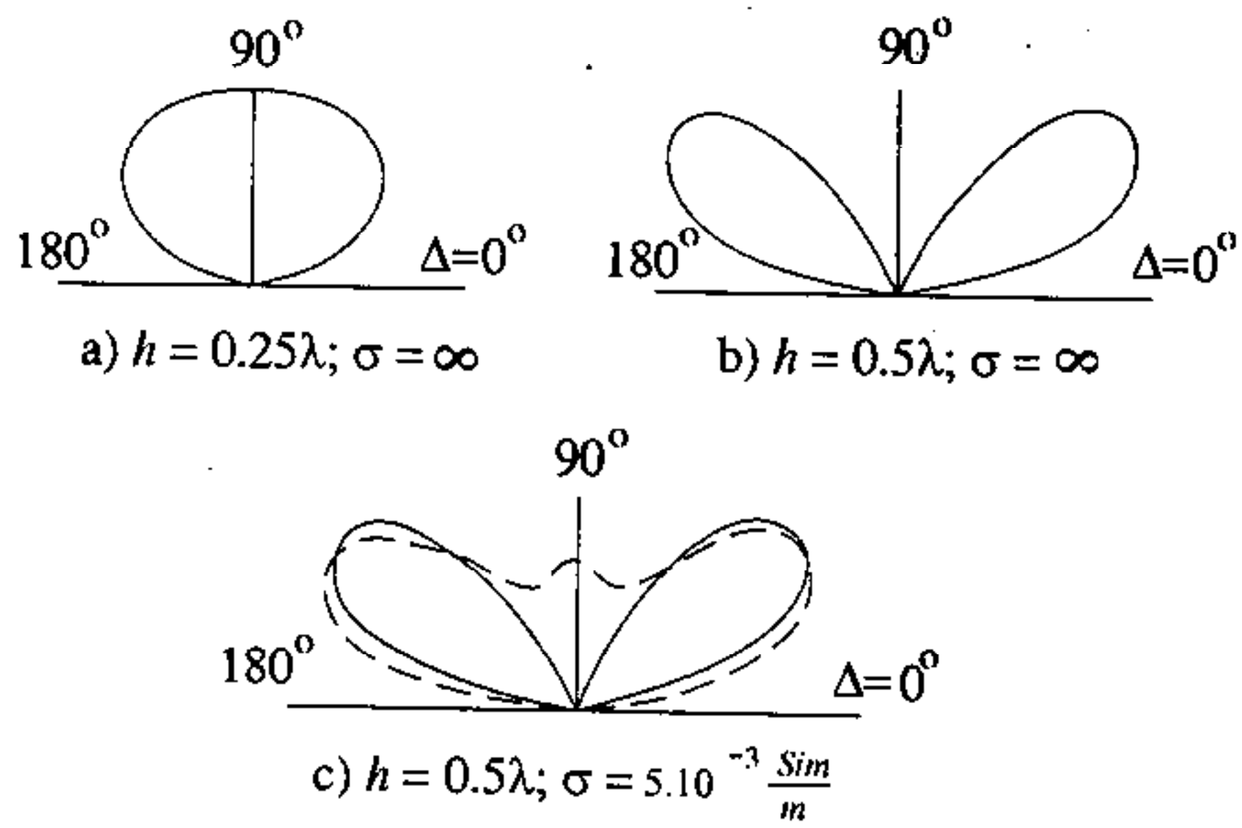
$$|E| = E_0\sqrt{2\left[1 + \cos(\pi - 2kh\sin\Delta)\right]} \tag{11.9}$$

Áp dụng công thức lượng giác $\cos\frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{1}{2}(\cos\alpha + 1)}$ ta nhận được biểu thức hàm phương hướng của chấn tử đặt song song trên mặt đất phẳng dẫn điện lý tưởng:

$$F(\Delta) = \sin(kh\sin\Delta) \tag{11.10}$$

Như vậy $\sin(kh\sin\Delta)$ chính là hàm số tổ hợp, nhận được do sự có mặt của chấn tử ảnh.

Đồ thị phương hướng của chấn tử đối xứng đặt song song trên mặt đất được vẽ ở hình 11.4, trong đó hình *(a)*, *(b)* là trường hợp mặt đất dẫn điện lý tưởng, *(c)* là trường hợp mặt đất dẫn điện hữu hạn. Trường hợp chấn tử đặt thẳng đứng trên mặt đất, $F(\Delta)$ được xác định theo (11.3). Đồng thời, với mặt đất dẫn điện lý tưởng thì ứng với hầu hết các góc Δ đều có $|R_d| = 1$; $\psi_d = 0$; công thức (11.8) sẽ nhận được:



a) $h = 0.25\lambda$; $\sigma = \infty$ b) $h = 0.5\lambda$; $\sigma = \infty$

c) $h = 0.5\lambda$; $\sigma = 5.10^{-3}\ \frac{Sim}{m}$

Hình 11.4.

$$|E| = 2E_0F_0(\Delta)\cos(kh\sin\Delta) \tag{11.11}$$

Hàm phương hướng của anten trong trường hợp này có dạng:

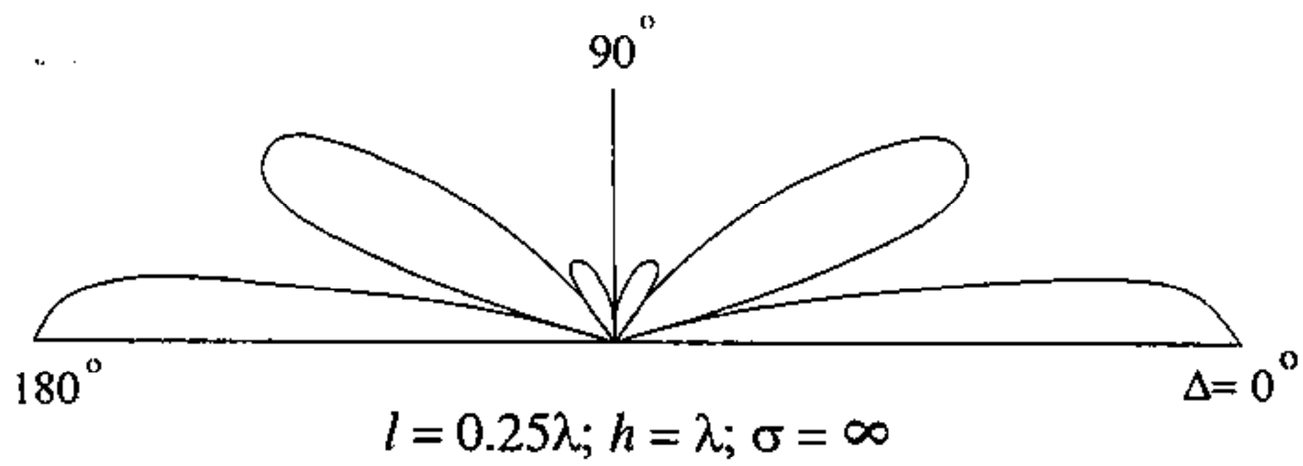
$$F(\Delta) = F_0(\Delta)\cos(kh\sin\Delta) \tag{11.12}$$

Đồ thị phương hướng của chấn tử đối xứng đặt vuông góc trên mặt đất được vẽ ở hình 11.5.

Các kết quả nêu trên hình (11.4) và (11.5) nhận được theo lý thuyết phản xạ khi coi mặt đất dẫn điện lý tưởng hoàn toàn phù hợp với các kết quả suy luận được từ phương pháp ảnh gương trực tiếp. Nếu mặt đất có độ dẫn điện hữu hạn thì khi anten đặt trên cao mặt đất có thể tính trường bức xạ theo công thức tổng quát (11.8), nhưng nếu anten đặt

gần mặt đất thì tính toán theo lý thuyết phản xạ không còn đúng nữa vì lúc ấy thành phần sóng mặt truyền lan dọc theo mặt đất có biên độ khá lớn, không thể bỏ qua.

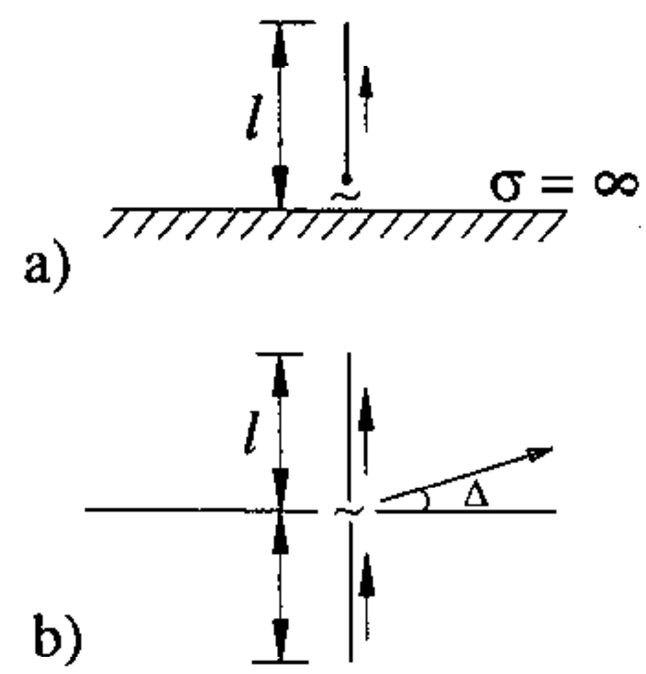
Vấn đề xác định ảnh hưởng của mặt đất lên trở kháng bức xạ và trở kháng vào khi chấn tử đối xứng đặt trên mặt đất thực có độ dẫn điện hữu hạn cũng là một bài toán rất phức tạp. Để tính toán gần đúng, ta có thể áp dụng phương pháp ảnh gương. Khi ấy tác dụng của mặt đất sẽ được thay thế bởi tác dụng của một chấn tử ảnh và bài toán sẽ có dạng của bài toán đối với hệ 2 chấn tử ghép (chương VI). Trường hợp chấn tử đặt nằm ngang, ta có bài toán của chấn tử song song đặt cách nhau $2h$, dòng điện trong 2 chấn tử bằng nhau về biên độ nhưng ngược pha; còn đối với chấn tử đặt thẳng đứng thì ta có bài toán của 2 chấn tử đặt thẳng hàng, cách nhau $2h$, có dòng điện cùng biên độ và cùng pha. Phương pháp gần đúng nêu ở trên cho ta kết quả khá phù hợp trong trường hợp chấn tử đặt nằm ngang.



Hình 11.5.

§11.3. BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ KHÔNG ĐỐI XỨNG ĐẶT TRÊN MẶT ĐẤT

Chấn tử không đối xứng được định nghĩa là chấn tử mà 2 nhánh của nó có hình dạng hoặc kích thước khác nhau. Chấn tử không đối xứng sẽ khảo sát sau đây là chấn tử mà một nhánh của nó giống như nhánh của chấn tử đối xứng thông thường, đặt thẳng đứng trên mặt đất hoặc trên một mặt kim loại nào đó, một đầu được nối với cực máy phát còn nhánh thứ 2 là chính mặt đất hoặc mặt kim loại và được nối với cực thứ 2 của máy phát (hình 11.6).

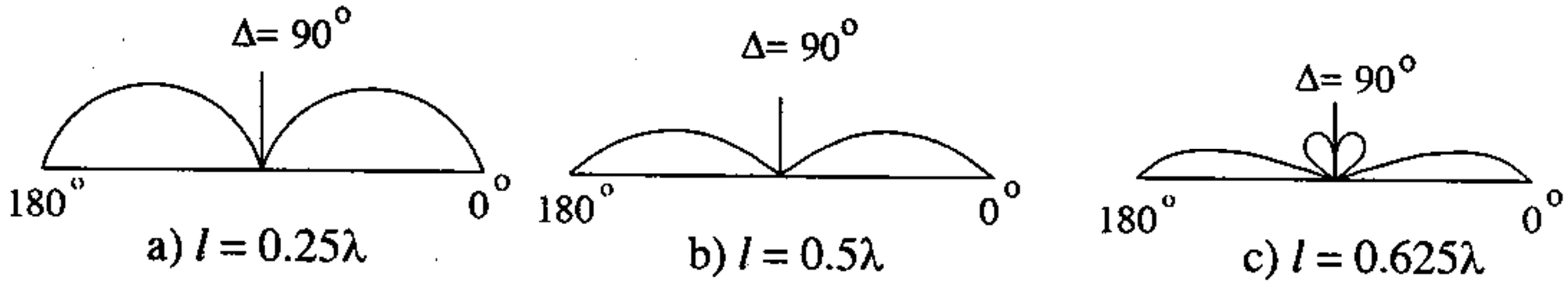


Hình 11.6.

Loại chấn tử không đối xứng nói trên được ứng dụng rộng rãi trong dải sóng dài, sóng trung, sóng ngắn và đôi khi trong dải sóng cực ngắn (anten dùng cho các máy thông tin lưu động đặt trên ôtô, máy bay..)

Tính trường bức xạ của chấn tử trong trường hợp mặt đất có độ dẫn điện lớn (hoặc khi anten làm việc trong dải sóng dài, trung) có thể được thực hiện theo phương pháp ảnh gương. Khi ấy tác dụng của mặt đất được thay thế bởi tác dụng của một nhánh chấn tử ảnh, có dòng điện bằng biên độ và cùng pha với dòng điện trong nhánh chấn tử thực. Áp dụng phương pháp ảnh gương, ta sẽ nhận được một chấn tử đối xứng dài $2l$ từ một chấn tử không đối xứng có độ dài l (hình 11,6b).

Hàm phương hướng của anten trong mặt phẳng đứng (mặt phẳng chứa chấn tử) được xác định theo công thức (11.3). Đồ thị phương hướng của anten trong mặt phẳng này ứng với các giá trị $\frac{l}{\lambda}$ khác nhau, với giả thiết mặt đất dẫn điện lý tưởng được vẽ ở hình 11.7.



Hình 11.7.

Dễ dàng thấy rằng trở kháng vào của chấn tử không đối xứng với độ dài l sẽ bằng nửa trở kháng vào của chấn tử đối xứng với độ dài $2l$. Thực vậy, nếu khảo sát trường tại một điểm nào đó tạo bởi chấn tử không đối xứng đặt trên mặt đất và trường tạo bởi chấn tử đối xứng đặt trong không gian tự do với dòng điện ở đầu vào trong hai trường hợp bằng nhau thì cường độ trường nhận được trong hai trường hợp trên sẽ giống nhau. Mật độ năng lượng $S_{tb} = \frac{E^2}{240\pi}$ trong hai trường hợp sẽ giống nhau. Nếu xác định công suất bức xạ của anten theo phương pháp vectơ Pointing thì thấy rằng vì chấn tử không đối xứng chỉ bức xạ vào một nửa không gian nên diện tích lấy tích phân sẽ chỉ bằng một nửa so với trường hợp chấn tử đối xứng đặt trong không gian tự do. Ta có công suất bức xạ của chấn tử không đối xứng bằng một nửa công suất bức xạ của chấn tử đối xứng. Do đó, điện trở bức xạ và điện trở vào của chấn tử không đối xứng bằng 1/2 điện trở bức xạ và điện trở vào của chấn tử đối xứng.

§11.4. ẢNH HƯỞNG CỦA MẶT ĐẤT LÊN BỨC XẠ CỦA HỆ ANTEN PHỨC TẠP

Phương pháp xác định ảnh hưởng của mặt đất lên bức xạ của chấn tử đối xứng có thể được áp dụng trong trường hợp anten phức tạp, ví dụ anten hệ thống chấn tử. Công thức tính trường bức xạ trong trường hợp này cũng có dạng (11.4) nhưng $F_0(\Delta)$ ở đây là hàm phương hướng chuẩn hóa của anten phức tạp, E_0 là cường độ trường của anten ở hướng khảo sát khi anten đặt trong không gian tự do, còn h là khoảng cách từ mặt đất đến tâm pha của anten.

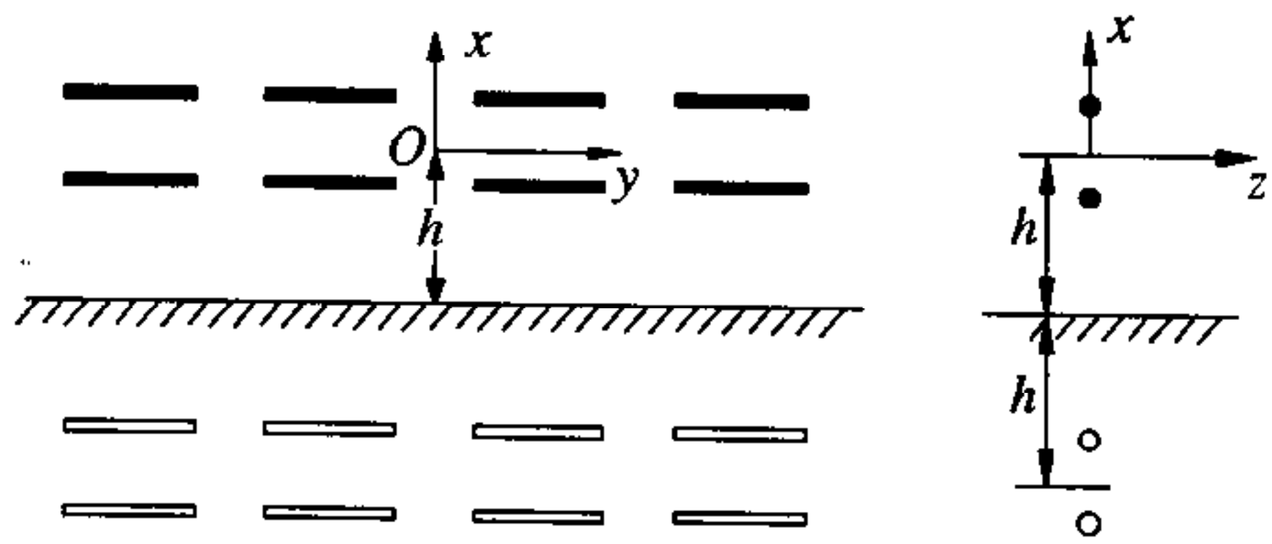
Để ví dụ, ta hãy tính trường ở hướng bức xạ cực đại của hệ thống chấn tử nửa sóng nằm ngang, đồng pha, đặt ở độ cao h trên mặt đất (hình 11.8). Nếu xét trong mặt phẳng H ta có (theo công thức 11.4):

$$E = E_0 F_0(\Delta)\left[1 + \left|\dot{R}_{ng}\right| e^{i(\psi_{ng} - 2kh\sin\Delta}\right]$$

Gọi số chấn tử xếp theo hàng, cột là M và N với các khoảng cách bằng d_1 và d_2. Trong trường hợp này E_0 và $F_0(\Delta)$ được xác định bởi

$$E_0 = MNE_1 = iMN\frac{60I_b}{R_0}e^{-ikR_0}$$

$$F_0(\Delta) = \frac{1}{N}\frac{\sin\left(\frac{Nkd_2}{2}\sin\Delta\right)}{\sin\left(\frac{kd_2}{2}\sin\Delta\right)}$$

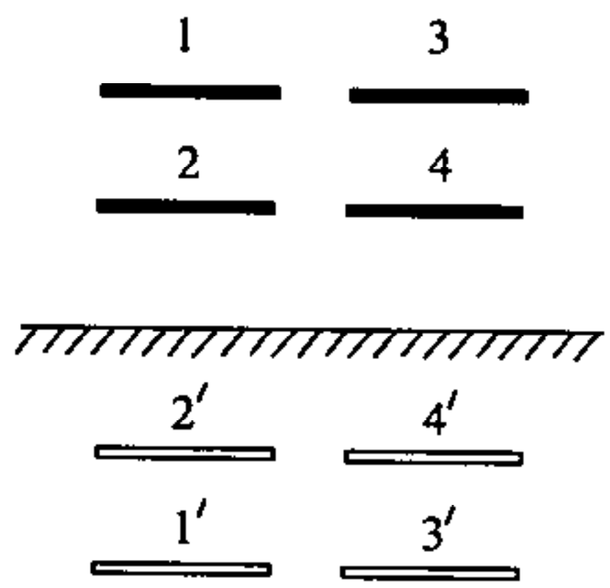


Hình 11.8.

Trong đó d_2 là khoảng cách của các chấn tử xếp theo cột.

Hệ số phản xạ $\dot{R}_{ng}$ được xác định theo công thức 11.5

Để tính trở kháng vào của mỗi chấn tử trong hệ anten có thể áp dụng công thức tổng quát (6.15), trong đó N cần được hiểu là số chấn tử của cả hệ thống bao gồm các chấn tử thực và chấn tử ảnh; Z_{nj} cần được hiểu là trở kháng tương hỗ giữa chấn tử cần khảo sát với toàn bộ các chấn tử của hệ thống thực và ảnh. Khi đó, cần chú ý đến quan hệ biên độ và pha của dòng điện trong các chấn tử khi xác định các tỷ số $\frac{I_{0j}}{I_{0n}}$ trong công thức 6.15. Với giả thiết anten là hệ chấn tử nằm ngang đồng pha, mặt đất có độ dẫn điện lý tưởng, tỷ số của dòng điện trong các chấn tử thực và chấn tử đang xét sẽ có giá trị bằng 1, còn tỷ số của dòng điện trong các chấn tử ảnh và chấn tử đang xét sẽ có giá trị bằng -1 (vì trong trường hợp này $\left|\dot{R}_{px}\right| = 1$; $\psi_{px} = \pi$).



Hình 11.9.

Ta hãy xét ví dụ bằng số khi $M = N = 2$; $d_1 = d_2 = \frac{\lambda}{2}; h = \frac{3\lambda}{4}$

Trong trường hợp này sẽ nhận được điện trở vào (hay điện trở bức xạ) của các chấn tử.

$$R_1 = R_3 = R_{11} + R_{12} + R_{13} + R_{14} - R_{11'} - R_{12'} - R_{13'} - R_{14'} =$$

$$= 73{,}1 - 12{,}36 + 26{,}4 - 11{,}8 - 1{,}18 + 1{,}77 - 3{,}76 + 5{,}75 = 77{,}92 \text{ ôm.}$$

$$R_2 = R_4 = R_{21} + R_{22} + R_{23} + R_{24} - R_{21'} - R_{22'} - R_{23'} - R_{24'} =$$

$$= -12{,}36 + 73{,}1 - 11{,}8 + 26{,}4 + 1{,}74 - 4{,}08 - 5{,}75 - 8{,}83 = 67{,}95 \text{ ôm}$$

Trị số điện trở bức xạ trung bình của các chấn tử trong hệ thống có giá trị bằng $R_{\Sigma_b} = 72{,}93\Omega$. Hệ số định hướng của hệ thống chấn tử xác định theo công thức (7.63) sẽ bằng $D_{max} = 6{,}58$.

§11.5. ẢNH HƯỞNG CỦA MẶT ĐẤT ĐẾN HIỆU SUẤT CỦA ANTEN

Thông thường công suất của máy phát đặt vào anten không phải hoàn toàn được bức xạ ra ngoài mà một phần bị mất mát do tổn hao nhiệt trên dây dẫn anten, trong chất cách điện, trong các vật kim loại hay điện môi đặt gần anten và đáng kể nhất là tổn hao trong mặt đất khi anten đặt thấp.

Trong trường hợp tổng quát ta có thể viết công suất vào của anten.

$$P_0 = P_\Sigma + P_{th} \tag{11.15}$$

Nếu biểu thị công suất bức xạ và công suất tổn hao theo bình phương dòng điện ở điểm bụng thì công thức (11.15) có dạng

$$P_0 = \frac{1}{2} I_b^2 R_{\Sigma_b} + \frac{1}{2} I_b^2 R_{th} \tag{11.16}$$

Ta có hiệu suất của anten theo định nghĩa

$$\eta = \frac{P_\Sigma}{P_0} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_{th}} \tag{11.17}$$

Nếu anten làm bằng vật dẫn điện tốt và chất cách điện có phẩm chất cao thì tổn hao năng lượng chủ yếu là tổn hao trong đất. Công suất tổn hao này phụ thuộc vào dòng điện, hoặc cường độ điện trường trong môi trường đất và điện dẫn của đất. Điện dẫn càng lớn thì công suất tổn hao càng nhỏ. Công suất tổn hao trong một đơn vị thể tích bằng:

$$dP = \frac{1}{2} E^2 \sigma = \frac{J^2}{2\sigma}$$

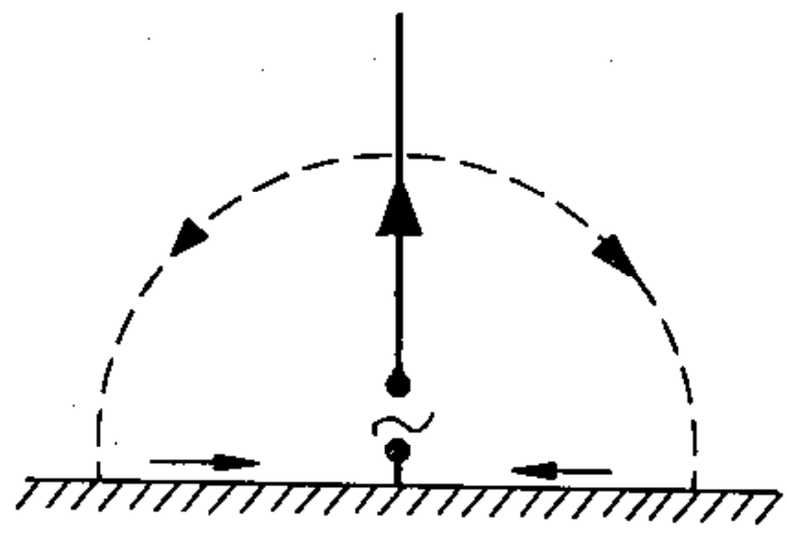
σ - điện dẫn của môi trường.

Do đó, để tính tổn hao năng lượng trong đất cần tìm phân bố dòng điện hoặc điện trường ở trên và trong môi trường đất, thuộc khu gần của anten. Đây là bài toán khá phức tạp của điện động học và chỉ có thể giải quyết trong một số trường hợp đặc biệt và đơn giản. Đối với các dải sóng khác nhau, ảnh hưởng của mặt đất đến tổn hao năng lượng cũng khác nhau.

Trong dải sóng ngắn và cực ngắn, anten thường được đặt cao trên mặt đất nên tác dụng của mặt đất chủ yếu là phản xạ sóng, tổn hao không đáng kể. Đối với dải sóng dài và sóng trung thì anten thường được đặt gần mặt đất (ví dụ chấn tử không đối xứng đặt thẳng đứng hình 11.10). Trong trường hợp này dòng điện dẫn chảy trên anten sẽ phân nhánh thành các dòng dịch, truyền về cực thứ 2 của máy phát qua môi trường đất nằm xung quanh đế anten. Khi ấy mặt đất ở quanh đế anten sẽ tham gia trực tiếp vào việc khép kín mạch của dòng điện anten.

Để giảm ảnh hưởng của tổn hao mặt đất, thông thường người ta tăng độ dẫn của mặt đất bằng cách thực hiện mặt đất giả từ hệ thống các dây dẫn đặt trên mặt đất hoặc chôn trong đất.

Hiệu suất anten có thể đạt được trong dải sóng dài khoảng 10 ÷ 40%, trong dải sóng trung khoảng 70 – 80%, trong dải sóng ngắn 90 – 95% còn trong dải sóng cực ngắn hiệu suất có thể đạt tới gần 100%.



Hình 11.10.

§11.6. ANTEN ĐẶT GẦN MẶT ĐẤT VÀ DƯỚI MẶT ĐẤT

Trong các phần trước, chúng ta đã khảo sát ảnh hưởng của mặt đất lên bức xạ của anten, đặc biệt là đối với anten chấn tử, khi tâm pha của anten đặt ở một độ cao nào đó trên mặt đất. Ảnh hưởng của mặt đất đến trường bức xạ anten trong các trường hợp này thể hiện ở sự xuất hiện thành phần sóng phản xạ từ mặt đất tại điểm thu, làm thay đổi trong một chừng mực nhất định hướng tính và các thông số của anten.

Trong thực tế có nhiều trường hợp sử dụng anten dây khi anten đặt rất gần mặt đất hay đặt dưới mặt đất. Ví dụ khi thực hiện liên lạc cơ động trong điều kiện chiến tranh phá hoại có thể căng anten dây sát mặt đất, hoặc dải anten ngay trên mặt đất. Trong quốc phòng hay trong thăm dò mỏ địa chất, có nhiều trường hợp cần đặt anten bên dưới mặt đất (chôn trong đất hoặc chìm dưới nước). Trong các trường hợp này mặt đất sẽ có ảnh hưởng quyết định đến toàn bộ đặc tính bức xạ của anten vì nó là môi trường tiếp giáp với anten và tham gia trực tiếp vào quá trình bức xạ. Vì vậy ở đây khi khảo sát ta không thể lý tưởng hóa mặt đất như khi xét anten đặt ở độ cao nhất định mà phải căn cứ vào điều kiện thực của mặt đất, coi mặt đất là môi trường bán dẫn điện, có tổn hao.

Trong phần này sẽ khảo sát chủ yếu là ảnh hưởng của mặt đất đến hướng tính của anten với hai trường hợp: anten đặt gần mặt đất và dưới đất.

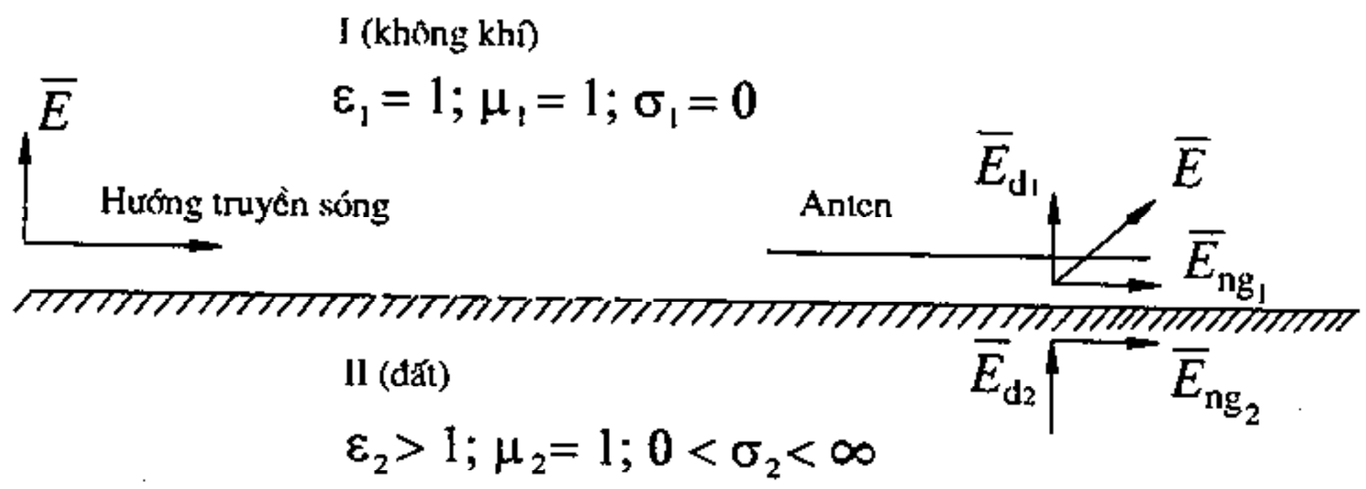
Những kết quả nghiên cứu trong lĩnh vực này đã được trình bày trong nhiều công trình. Ở đây sẽ chỉ giới thiệu một số nội dung chính.

1. Anten đặt gần mặt đất

a. Vận tốc pha và hệ số rút ngắn bước sóng

Giả sử độ cao đặt anten trên mặt đất có giá trị rất nhỏ so với bước sóng nghĩa là anten được đặt gần, hoặc đặt sát ngay trên mặt đất. Trong trường hợp này, môi trường truyền sóng bao quanh dây dẫn sẽ bao gồm hai nửa không gian bán vô tận, trong đó nửa không gian phía trên (môi trường không khí) có các thông số $\varepsilon_1' = 1; \mu_1' = 1; \sigma_1 = 0$, còn nửa không gian phía dưới (môi trường đất) có các thông số $\varepsilon_2' > 1; \mu_2' \approx 1; 0 < \sigma < \infty$ (hình 11.11).

Biết rằng sự truyền năng lượng của sóng dọc theo dây dẫn được thực hiện bởi sự dịch chuyển năng lượng điện từ trong môi trường bao quan dây dẫn. Vì vậy, vậy tốc của sóng truyền theo dây dẫn sẽ được quyết định bởi các thông số của môi trường xung quanh. Trong trường hợp đang khảo sát một bộ phận năng lượng điện từ sẽ dịch chuyển trong môi trường không khí với vận tốc bằng vận tốc sóng trong không gian tự do (vận tốc ánh sáng, bằng c), phần còn lại sẽ dịch chuyển trong môi trường đất với vận tốc nhỏ hơn vận tốc ánh sáng, phụ thuộc vào thông số ε_2'; μ_2' và σ_2 của đất và độ cao của anten. Anten càng đặt gần mặt đất thì v càng giảm nhiều. Vì vậy vậy tốc trung bình của sóng truyền lan theo dây dẫn sẽ nhỏ hơn vận tốc ánh sáng, nghĩa là anten đặt gần hoặc đặt sát mặt đất thuộc loại anten sóng chậm. Nếu gọi vận tốc pha của sóng theo dây dẫn là v, hệ số pha $h = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda'}$ (λ'- bước sóng theo dây dẫn), còn vận tốc pha và hệ số pha của sóng trong không gian tự do như ký hiệu trước đây là c và k thì hệ số chậm của sóng truyền theo dây dẫn bằng:



Hình 11.11.

$$\xi = \frac{c}{v} = \frac{h}{k} = \frac{\lambda}{\lambda'}$$

Vì $v < c$ nên $\xi > 1$ và $\lambda' < \lambda$, nghĩa là sóng truyền theo dây dẫn đặt gần mặt đất sẽ có bước sóng nhỏ hơn bước sóng của sóng truyền theo dây dẫn trong không gian tự do. Do đó, hệ số chậm ξ còn được gọi là hệ số rút ngắn bước sóng trên anten.

b. Cấu trúc của trường ở gần mặt đất

Để dễ dàng phân tích nguyên lý làm việc của anten đặt gần mặt đất, ta khảo sát anten làm việc ở chế độ thu.

Giả sử sóng điện từ bức xạ từ một nguồn phân cực thẳng đứng, truyền lan trên mặt đất thực. Do mặt đất có độ dẫn hữu hạn nên vectơ điện trường ở điểm đặt anten thu sẽ nghiêng theo hướng truyền một góc. Khi ấy, bên cạnh thành phần E thẳng đứng (E_{dl}) sẽ xuất hiện thành phần E nằm ngang dọc theo hướng truyền sóng E_{ngl} (xem hình 11.11)

Quan hệ giữa thành phần điện trường thẳng đứng và nằm ngang ở gần mặt phân giới (phía trên và phía dưới mặt đất) có thể được xác định theo điều kiện bờ gần đúng của lêôntôvich [29]. Ta có

$$E_{ng1} = \frac{E_{d1}}{\sqrt{\varepsilon'_{2p}}} \tag{11.18}$$

$$E_{ng2} = E_{ng1} \tag{11.19}$$

$$E_{d2} = \frac{E_{d1}}{\varepsilon'_{2p}} = \frac{E_{ng1}}{\sqrt{\varepsilon'_{2p}}} = \frac{E_{ng2}}{\sqrt{\varepsilon'_{2p}}} \tag{11.20}$$

Ở đây chỉ số 1 là ký hiệu đối với môi trường I (không khí), chỉ số 2 là ký hiệu với môi trường II (đất), có các thông số $\varepsilon'_2 > 1$; $\mu'_2 \approx 1$; $0 < \sigma_2 < \infty$; ε'_{2p} là số điện môi phức số tương đối của môi trường đất, bằng:

$$\varepsilon'_{2p} = \varepsilon'_2 - i\frac{\sigma_2}{\omega\varepsilon_0} = \varepsilon'_2 - i60\lambda\sigma_2 \tag{11.21}$$

λ - bước sóng trong môi trường không khí.

Từ (11.18) và (11.21) ta rút ra được quan hệ giữa các thành phần trường.

$$|E_{ng1}| = \frac{|E_{d1}|}{\sqrt{\varepsilon'_2}\sqrt[4]{1+\left(\frac{60\lambda\sigma_2}{\varepsilon'_2}\right)^2}} \tag{11.22}$$

$$|E_{d2}| = \frac{|E_{ng2}|}{\sqrt{\varepsilon'_2}\sqrt[4]{1+\left(\frac{60\lambda\sigma_2}{\varepsilon'_2}\right)^2}} \tag{11.23}$$

Cần lưu ý rằng điều kiện bờ Lêôntôvich chỉ đúng và áp dụng được khi thoả mãn điều kiện $|\varepsilon'_{2p}| \geq 1$.

Từ (11.22) ta thấy thành phần ngang của điện trường giảm khi tăng điện dẫn đất và bước sóng công tác.

Sau đây sẽ khảo sát cụ thể hai trường hợp anten dây đặt gần mặt đất: dây dẫn sóng chạy và dây dẫn sóng đứng.

* *Anten dây sóng chạy*

Anten là một dây dẫn đơn giản, một đầu được nối với tải hấp thụ có giá trị bằng trở kháng sóng của dây dẫn, còn một đầu được nối với máy thu (anten làm việc ở chế độ thu, hình 11.12).

Giả sử sóng mặt truyền tới theo hướng dây dẫn (xem hình vẽ). Do mặt đất là môi trường bán dẫn, có tổn hao nên vectơ điện trường $\overline{E}$ sẽ nghiêng một góc về phía dịch chuyển của mặt sóng.

Hình 11.12.

Thành phần nằm ngang E_{ng} sẽ cảm ứng lên mỗi phần tử dây dẫn dz một sức điện động. Sức điện động này có giá trị cực đại khi sóng truyền tới theo hướng trục dây dẫn, và

bằng không khi sóng đến theo hướng vuông góc với dây dẫn. Nếu sóng truyền đến theo một góc bất kỳ với trục dây dẫn thì sức điện động cảm ứng trên phần tử sẽ tỷ lệ với $\cos\varphi$ (φ là góc hợp bởi trục dây dẫn theo chiều từ máy thu đến tải và hướng của điểm khảo sát trong mặt phẳng ngang). Ta có hàm phương hướng của một phần tử dây dẫn:

$$F_1(\varphi) = \cos\varphi \tag{11.24}$$

Hàm phương hướng của anten dẽ là tích của hàm phương hướng riêng (11.24) và hàm tổ hợp của dây dẫn sóng chạy. Dựa vào nguyên lý tương hỗ, ta có thể nhận được biểu thức hàm phương hướng tổ hợp của anten thu từ các biểu thức đối với anten khi làm việc ở chế độ phát. Từ (3.10) ta rút ra được hàm phương hướng tổ hợp của dây dẫn sóng chạy.

$$F_k(\varphi) = \frac{\sin\left[\frac{kl}{2}(\xi - \cos\varphi)\right]}{\frac{kl}{2}(\xi - \cos\varphi)} \tag{11.25}$$

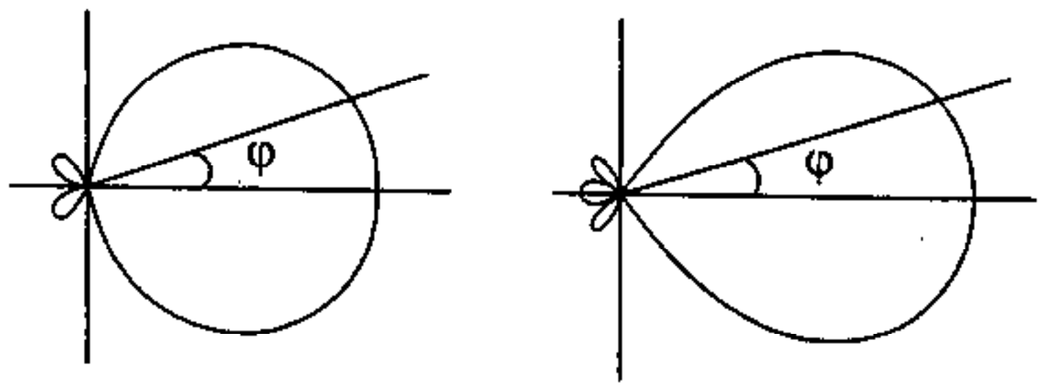
l- chiều dài dây dẫn

Hàm phương hướng của anten trong mặt phẳng ngang sẽ có dạng:

$$F(\varphi) = \cos\varphi \frac{\sin\left[\frac{kl}{2}(\xi - \cos\varphi)\right]}{\frac{kl}{2}(\xi - \cos\varphi)} \tag{11.26}$$

ở đây ξ là hệ số chậm hay hệ số rút ngắn bước sóng của anten.

Đồ thị phương hướng của anten dây sóng chạy đặt gần mặt đất được vẽ ở hình 11.13. Cực đại của đồ thị phương hướng nhận được theo phương trục dây dẫn, về phía có mắc tải phối hợp.



a) $l = \lambda$; $\xi = 1$ b) $l = \lambda$; $\xi = 1{,}2$

Hình 11.13.

* *Anten dây sóng đứng*

Anten dây sóng đứng có thể là chấn tử đối xứng hay không đối xứng đặt nằm ngang mặt đất (hình 11.14).

Hàm phương hướng riêng của một phần tử dây dẫn cũng có dạng (11.24) như đã khảo sát đối với trường hợp dây dẫn sóng chạy. Để khảo sát hàm tổ hợp, ta có thể áp dụng phương pháp đã trình bầy ở §3.3 đối với dây dẫn thẳng đứng có dòng điện sóng đứng nhưng cần chú ý rằng hệ số pha của sóng trên dây trong trường hợp này bằng h, và phân bố dòng sẽ có dạng:

$$I_{(z)} = I_b \sin h\left(\frac{l}{2} - |z|\right)$$

Từ biểu thức tổng quát của hàm phương hướng nhận được ta sẽ rút ra hàm phương hướng tổ hợp.

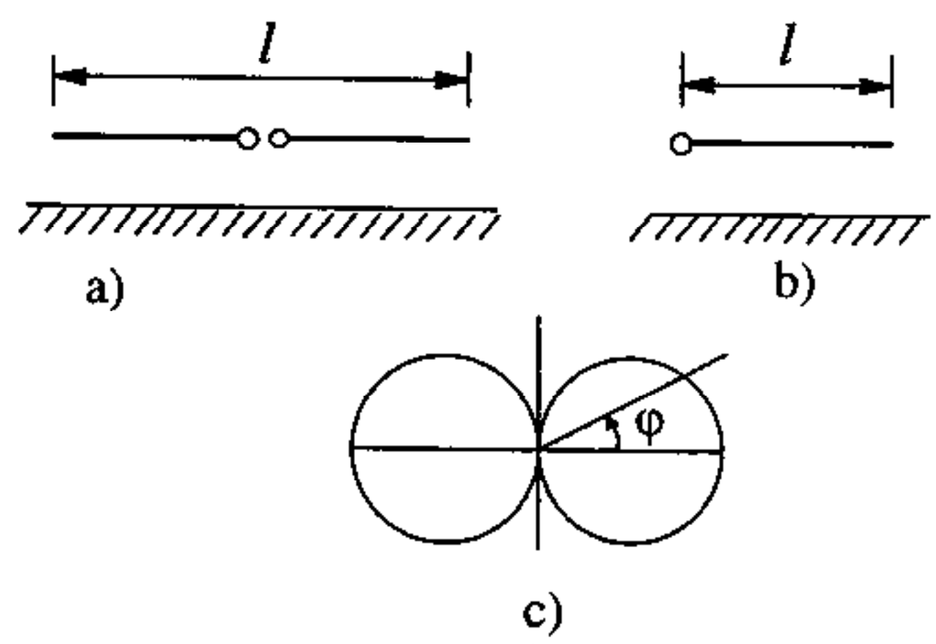
$$F_k(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\varphi\right) - \cos\frac{hl}{2}}{\left[\left(\frac{h}{k}\right)^2 - \cos^2\varphi\right]\left(1 - \cos\frac{hl}{2}\right)}$$

Kết quả sẽ nhận được:

$$F(\varphi) = \cos\varphi \frac{\cos(\frac{kl}{2}\cos\varphi) - \cos\frac{hl}{2}}{\left(\frac{h}{k}\right)^2 - \cos^2\varphi} \qquad (11.27)$$

ở đây φ là góc hợp bởi trục chấn tử và hướng khảo sát trong mặt phẳng nằm ngang.

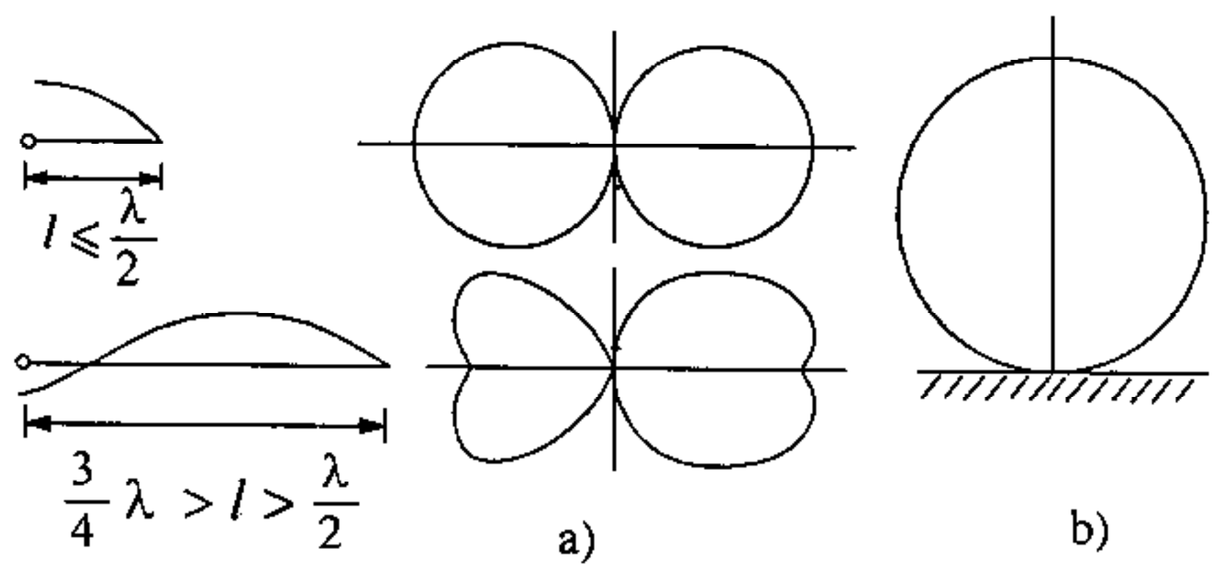
Đồ thị phương hướng của anten khi $l < \frac{\lambda}{2}$ và $\xi = \frac{h}{k} = (1 \div 1,2)$ có dạng số 8 với cực đại dọc theo trục dây dẫn, và bằng không theo hướng vuông góc với dây dẫn (hình 11.14c). Kết quả này hoàn toàn khác với kết quả nhận được trước đây khi anten đặt trong không gian tự do, hoặc đặt cao trên mặt đất. Khi anten đặt thấp gần mặt đất bán dẫn điện, hướng tính của anten đã thay đổi về cơ bản. Nếu theo hướng trục chấn tử có bức xạ bằng không khi chấn tử đặt cao thì trong trường hợp đặt thấp sẽ nhận được bức xạ cực đại và ngược lại.



Hình 11.14.

2. Anten đặt dưới mặt đất

Nếu anten chấn tử được đặt dưới mặt đất ở một độ sâu không lớn lắm thì đặc tính bức xạ của anten về cơ bản giống đặc tính bức xạ của anten đặt gần mặt đất. Tuy nhiên, trong trường hợp này cần đặc biệt chú ý là hệ số tăng ích của anten sẽ giảm rất nhiều so với anten đặt trên mặt đất do sóng bị hấp thu khi truyền qua môi trường đất bán dẫn điện. Đồ thị phương hướng của chấn tử đặt dưới mặt đất với các độ dài khác nhau của chấn tử được vẽ ở hình 11.15. Hình 11.15a là đồ thị



Hình 11.15.

phương hướng của chấn tử trong mặt phẳng ngang (mặt phẳng chưa chấn tử và song song với mặt đất), còn hình 11.15b là đồ thị phương hướng của chấn tử trong mặt phẳng đứng (mặt phẳng vuông góc với trục chấn tử và do đó vuông góc với mặt đất).

Khi truyền sóng trong môi trường đất, hệ số sóng sẽ là một số phức. Biểu thức trường của sóng có dạng:

$$E = E_0 e^{-\gamma R} \tag{11.28}$$

Trong đó $\gamma = \alpha + ih$

α - đặc trưng cho suy giảm biên độ trường theo khoảng cách, gọi là hệ số suy giảm;

h- đặc trưng cho biến đổi pha của trường theo khoảng cách, gọi là hệ số pha.

Như đã khảo sát trong giáo trình truyền sóng, các hệ số α, h được xác định theo các tham số điện của mặt đất.

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= k\sqrt{\mu' p} \\ h &= k\sqrt{\mu' n} \end{aligned}\right\} \tag{11.29}$$

Trong đó n và p là phần thực và phần ảo của căn bậc 2 của hệ số điện môi phức ($\sqrt{\varepsilon'_p} = n - ip$), được xác định bởi công thức (11.21) bằng:

$$\left.\begin{aligned} p &= \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{\varepsilon'^2 + (60\lambda\sigma)^2} - \varepsilon'\right]} \\ n &= \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{\varepsilon'^2 + (60\lambda\sigma)^2} + \varepsilon'\right]} \end{aligned}\right\} \tag{11.30}$$

Vì dây dẫn anten nằm trong môi trường đất nên hệ số pha của dòng điện chảy trong dây dẫn cũng bằng h.

Hệ số rút ngắn bước sóng trên anten (hay hệ số rút ngắn anten) trong trường hợp này bằng:

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{h}{k} = \sqrt{\mu' n} \tag{11.31}$$

PHẦN II
KỸ THUẬT ANTEN

Chương XII
HỆ ANTEN CÓ XỬ LÝ TÍN HIỆU – ANTEN THÔNG MINH

§ 12.1. MỞ ĐẦU

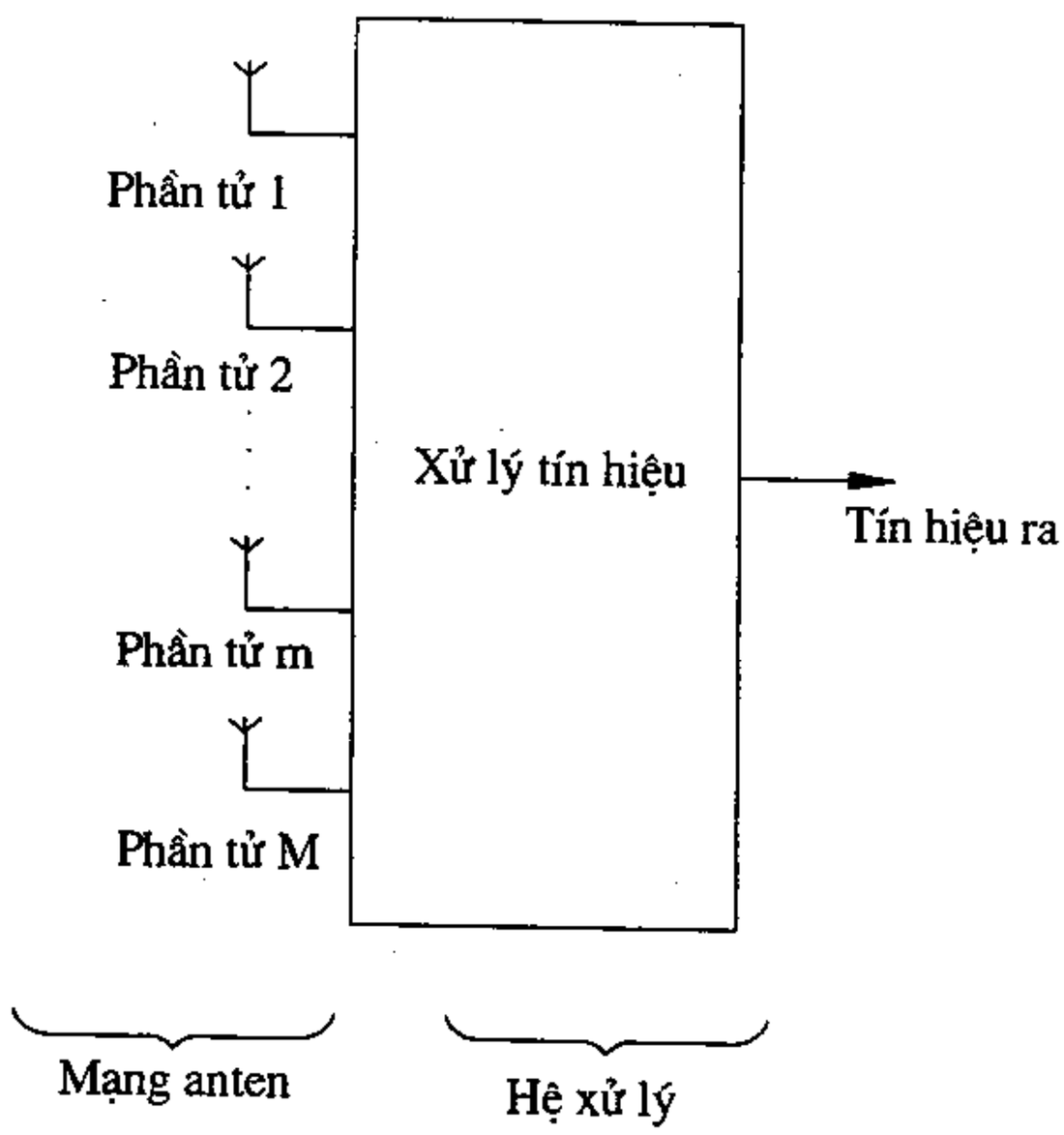
Sóng điện từ truyền trong không gian tới điểm thu, ngoài các thông tin chứa đựng trong sự biến đổi theo thời gian còn mang các thông tin về đặc tính không gian, vì thế ta có thể coi đó là dạng *tín hiệu không gian – thời gian.*

Khi sử dụng một anten thu đơn giản, ví dụ một phần tử thu đơn độc, thì bản thân tín hiệu nhận được ở đầu ra anten sẽ không phản ánh được đặc tính không gian của sóng tới. Còn khi sử dụng một hệ anten gồm nhiều phần tử sắp xếp trong không gian thì việc xử lý các tín hiệu nhận được từ mỗi phần tử sẽ cho phép khai thác được cả lượng tin tức mang đặc tính không gian của các sóng đó.

Hệ anten, trong đó có kết hợp sử dụng các phương thức xử lý tín hiệu sẽ làm tăng khả năng của hệ trong việc thu nhận thông tin, và ở mức độ cao hơn có thể đáp ứng một cách linh hoạt những biến động có thể xảy ra để duy trì các mục tiêu đã đặt ra cho hệ thống. Ta gọi đó là *Hệ anten có xử lý tín hiệu*, hay ở mức độ cao hơn – *Anten thông minh.*

Ngày nay, thuật ngữ *Anten thông minh* được sử dụng khá rộng rãi để chỉ cho các hệ anten có xử lý tín hiệu do các phương thức và các thuật toán xử lý tín hiệu đã đạt tới trình độ cao và đạt được hiệu quả rõ rệt.

Hình 12–1 là sơ đồ khối đơn giản của một anten thông minh.



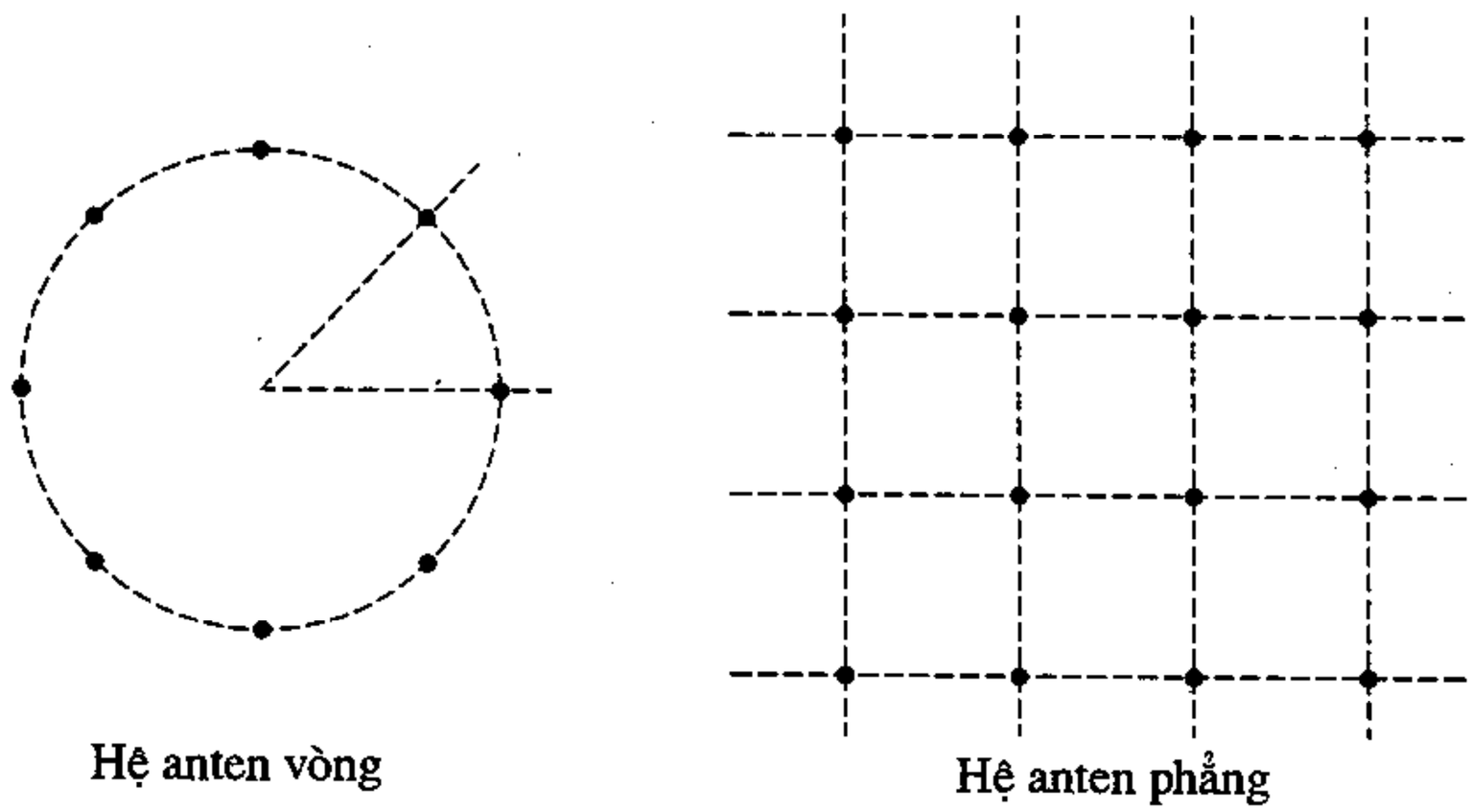
Hình 12.1.

Anten thông minh là một trong những xu hướng được quan tâm nhiều trong những năm gần đây. Với ứng dụng trong các hệ thống thông tin vô tuyến, nó có thể cải thiện chất lượng tín hiệu, tăng dung lượng, mở rộng phạm vi hoạt động của hệ

thống. Với ứng dụng trong các hệ thống rađa, định vị, anten thông minh cho phép nâng cao khả năng phát hiện mục tiêu, nâng cao độ chính xác xác định toạ độ và tạo thêm những khả năng mới mà các hệ thống bình thường không có được.

§12.2. XÂY DỰNG CÁC HỆ THỨC TOÁN HỌC

Hệ anten có xử lý tín hiệu là một hệ gồm nhiều phần tử, trong đó mỗi phần tử thường là loại có tính định hướng thấp, được sắp xếp tuỳ ý trong không gian. Các dạng thường gặp là sắp xếp theo đường thẳng, đường tròn, trên mặt phẳng hoặc mặt cong (hình 12.2). Để thuận tiện cho việc trình bầy, sau này ở một số chỗ chúng ta sẽ dùng thuật ngữ *dàn anten* (thuật ngữ tiếng Anh: *antenna array* hay chỉ đơn giản là *array*) để chỉ chung cho một hệ anten gồm nhiều phần tử.



Hình 12.2.

Mặc dù dạng hình học của hệ anten có thể khác nhau, nhưng nguyên lý xử lý tín hiệu thì có những điểm chung nên trong chương này, để đơn giản ta sẽ đề cập chủ yếu là hệ anten thẳng.

1. Các quan hệ hình học

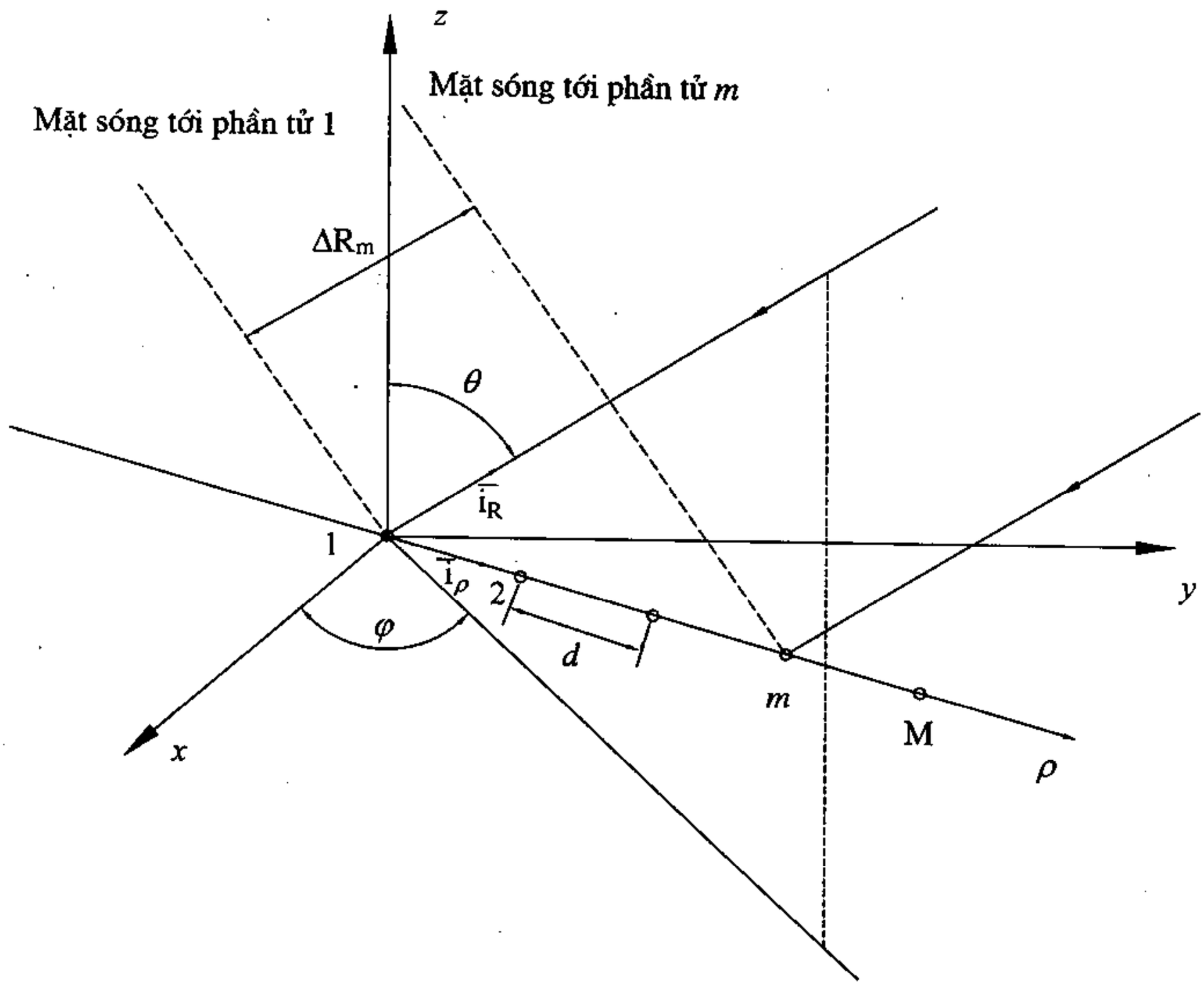
Sơ đồ một hệ anten thẳng và hệ toạ độ lựa chọn để khảo sát được vẽ ở hình 12.3.

Trên hình vẽ, các phần tử được đặt dọc theo trục ρ với khoảng cách đều nhau bằng d, phần tử thứ nhất được đặt tại gốc toạ độ. Hướng của sóng tới được xác định bởi các góc θ và φ của hệ toạ độ cầu. Để đơn giản khi phân tích, ta giả thiết:

– Khoảng cách giữa các phần tử đủ nhỏ để không có sự khác biệt về biên độ của các sóng tới và do đó không có sự khác biệt về biên độ của các tín hiệu cảm ứng trên các phần tử khác nhau.

– Bỏ qua sự ghép tương hỗ giữa các phần tử.

– Sóng tới trên mỗi phần tử tương ứng với một mặt sóng nhất định được coi là một *tín hiệu tần số radio* (tín hiệu cao tần) và như vậy coi như có một số hữu hạn tín hiệu tác động vào hệ anten.



Hình 12.3.

Ký hiệu toạ độ của phần tử thứ m trên trục ρ là x_m, y_m, z_m, như vậy véctơ khoảng cách từ gốc toạ độ đến phần tử thứ m là

$$\vec{d}_m = x_m\vec{i}_x + y_m\vec{i}_y + z_m\vec{i}_z \tag{12.1}$$

Ký hiệu $\vec{i}_R$ là véctơ đơn vị trên hướng sóng đến tại phần tử đặt tại gốc toạ độ, ta có

$$\vec{i}_R = \sin\theta\cos\varphi\vec{i}_x + \sin\theta\sin\varphi\vec{i}_y + \cos\theta\vec{i}_z \tag{12.2}$$

Sai lệch đường đi của sóng đến phần tử thứ m so với sóng đến phần tử thứ nhất :

$$\Delta R_m = (\vec{i}_R.\vec{d}_m) = x_m \sin\theta\cos\varphi + y_m \sin\theta\sin\varphi + z_m\cos\theta \tag{12.3}$$

Do đó, sai pha giữa tín hiệu đến phần tử thứ m và phần tử thứ nhất sẽ là :

$$\Delta\Phi_m = k\,\Delta r_m = k\,(x_m \sin\theta\cos\varphi + y_m \sin\theta\sin\varphi + z_m\cos\theta) \tag{12.4}$$

ở đây, $k = 2\pi/\lambda$ là hê số pha của sóng.

2. Phân tích tín hiệu thu. Khái niệm tín hiệu đường bao phức

Hình 12.4 là sơ đồ thu tín hiệu của một phần tử anten.

Giả sử có một sóng phẳng truyền tới phần tử anten thu, ký hiệu là x*(t)*. Ta biểu thị x*(t)* dưới dạng hàm lượng giác:

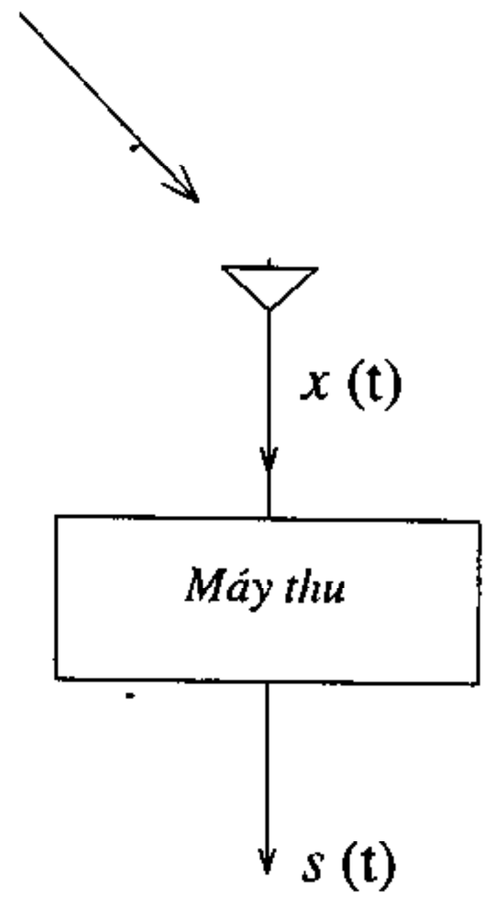
$$x(t) = A(t)\cos[\omega t + \varphi(t)], \qquad (12.5)$$

Hoặc biểu thị dưới dạng phức:

$$x(t) = A(t)e^{j[\omega t+\varphi(t)]} = A(t)e^{j\omega t}e^{j\varphi(t)} \qquad (12.6)$$

Đây là tín hiệu ở tần số radio, trong đó ω là tần số sóng mang, *A(t)* là biên độ tức thời, còn φ(t) là pha tức thời của tín hiệu.

Chú ý rằng trong biểu thức trên $e^{j\omega t}$ là số hạng biểu thị sóng mang dưới dạng phức.



Hình 12.3.

Sau khi qua máy thu, sóng mang được tách khỏi, ta nhận được tín hiệu ở đầu ra là tín hiệu băng tần gốc, có dạng đường bao, ký hiệu là s*(t)*.

$$s(t) = A(t)\,e^{j\varphi(t)} = A(t)\cos\varphi(t) + j\,A(t)\sin\varphi(t) \qquad (12.7a)$$

hay $$s(t) = I(t) + j\,Q(t) \qquad (12.7b)$$

trong đó $$I(t) = A(t)\cos\varphi(t)$$

$$Q(t) = A(t)\sin\varphi(t)$$

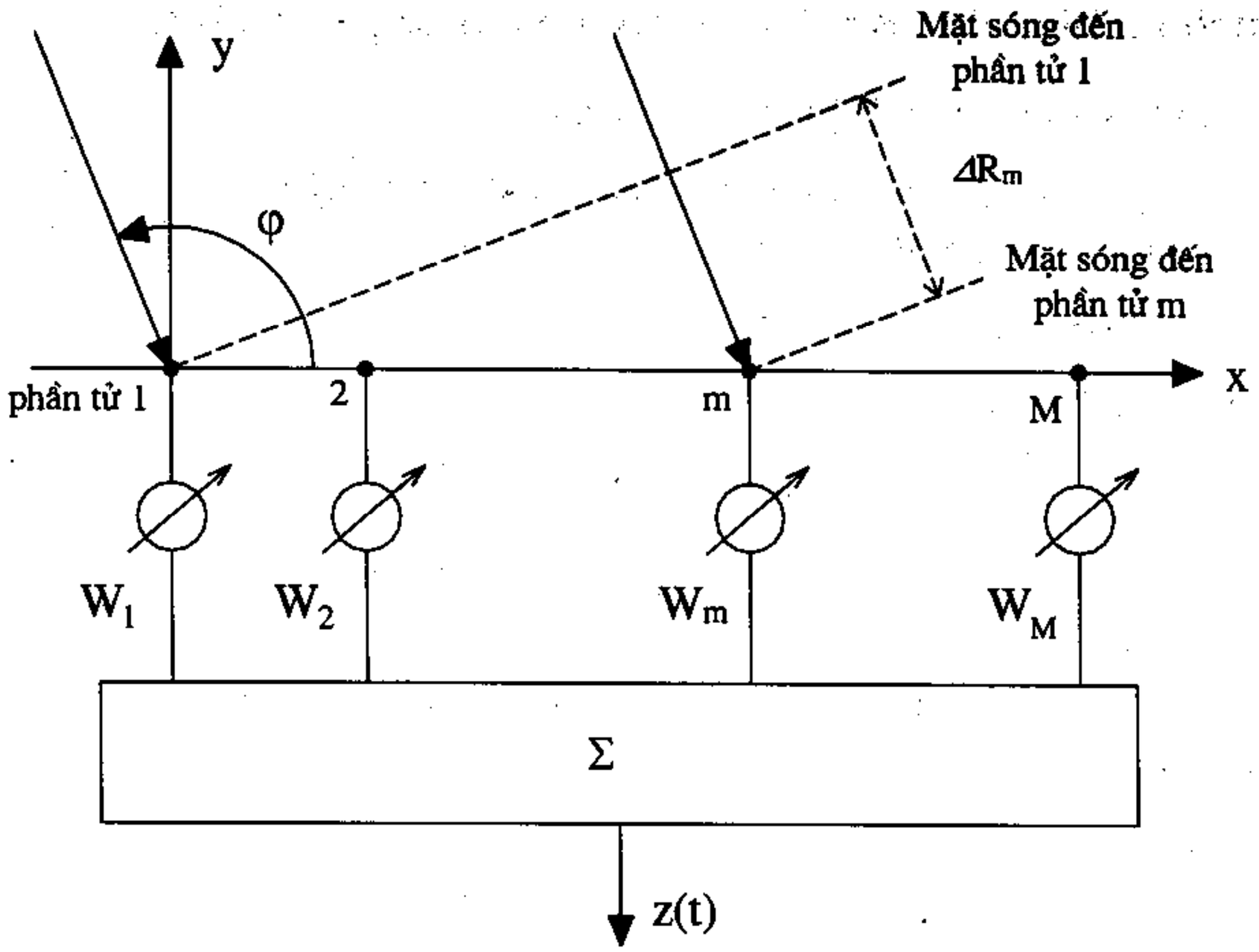
s*(t)* được gọi là *tín hiệu đường bao phức*. Biên độ của tín hiệu đường bao phức phản ảnh biên độ của sóng tới còn pha của tín hiệu đường bao phức phản ảnh pha của sóng tới.

Như vậy có thể thấy rằng tín hiệu đường bao phức nhận được ở đầu ra máy thu phản ảnh đầy đủ thông tin về biên độ và pha của sóng tới. Do đó việc xử lý tín hiệu đối với một hệ anten có thể được thực hiện hoặc là ở tín hiệu tần số radio (tín hiệu tần số sóng mang, nhận được trực tiếp từ anten) hoặc là ở tín hiệu đường bao phức sau máy thu.

3. Mô hình của hệ anten tuyến tính có xử lý tín hiệu

Hình 12.5 là sơ đồ của hệ anten tuyến tính, thực hiện việc xử lý đối với tín hiệu đường bao phức. Tín hiệu đường bao phức ở đầu ra của mỗi nhánh được đưa tới các bộ điều chỉnh có trọng số phức w_m. Các trọng số này có thể thay đổi được nhằm biến đổi cả biên độ và pha trước khi thực hiện phép tổ hợp.

Để đơn giản, ta chọn trục của hệ anten trùng với trục *x*. Khi ấy toạ độ của phần tử thứ *m* sẽ là $(0, x_m, 0)$, với $x_m = (m-1)d$.



Hình 12.5.

Áp dụng (12.1) ta xác định được sai pha của tín hiệu đến phần tử thứ *m* so với tín hiệu đến phần tử thứ nhất là:

$$\Delta\Phi_m = (m-1)d\sin\theta\cos\varphi$$

Tín hiệu thu được tại phần tử thứ *m* có tính đến sai pha so với tín hiệu thu được tại phần tử thứ nhất:

$$u_m(t) = a_0 s(t) e^{-j\Delta\phi_m}$$

hay

$$u_m(t) = a_0 s(t) e^{-jk(m-1)d\sin\theta\cos\varphi} \qquad (12.8)$$

trong đó *s(t)* là tín hiệu đường bao phức nhận được từ nhánh thứ nhất, a_0 là một hằng số.

Tín hiệu tổ hợp ở đầu ra của hệ anten sau khi có tác động trọng số w_m:

$$z(t) = \sum_{m=1}^{M} u_m(t) = a_0 s(t) \sum_{m=1}^{M} w_m e^{-jk(m-1)d\sin\theta\cos\varphi}$$

hay

$$z(t) = a_0 s(t) f_k(\theta, \varphi) \qquad (12.9)$$

trong đó

$$f_k(\theta,\varphi) = \sum_{m=1}^{M} w_m e^{-j(m-1)d\sin\theta\cos\varphi} \qquad (12.10)$$

là một hàm biểu diễn sự phụ thuộc của tín hiệu tổng nhận được tại đầu ra của hệ anten với hướng của sóng tới nên được coi là hàm phương hướng của hệ anten. Khái niệm này trùng với khái niệm hàm phương hướng tổ hợp của hệ thống bức xạ tuyến tính đã được

xét ở chương 7, thay vì trong hệ thống bức xạ ta ký hiệu a_m là tỷ số của biên độ phức của dòng kích thích trong phần tử thứ m, còn ở đây w_m là trọng số phức tại nhánh thứ m.

Theo một cách gọi khác, (12.10) còn được coi là *hệ số mạng*.

Như vậy, hệ số mạng xác định tỷ số của tín hiệu thu được tại đầu ra của hệ anten (có xử lý tín hiệu) trên tín hiệu thu được ở phần tử gốc, tại hướng sóng tới (θ,φ) ứng với một bộ trọng số cho trước. Bằng việc điều chỉnh các trọng số sẽ điều khiển được búp sóng của hệ anten.

Nếu bản thân mỗi phần tử là loại có hướng tính, với hàm phương hướng giống nhau $f_0(\theta, \varphi)$ thì hàm phương hướng của hệ anten sẽ được xác định theo lý thuyết nhân đồ thị phương hướng, bằng

$$f(\theta, \varphi) = f_0(\theta, \varphi) f_k(\theta, \varphi) \tag{12.11}$$

Công suất thu được tại đầu ra :

$$P_{thu} = \frac{1}{2}\left|z^2(t)\right| = \frac{1}{2}\left|a_0 s(t)\right|^2 \left|f(\theta,\varphi)\right|^2 \tag{12.12}$$

4. Biểu diễn các véctơ

Khi phân tích, tính toán hệ anten có xử lý tín hiệu, nếu sử dụng khái niệm véctơ sẽ rất tiện lợi.

Ta định nghĩa *véctơ trọng số* **w** là tập hợp theo thứ tự của M trọng số tại các nhánh:

$$\mathbf{w} = [\, w_1 \quad w_2 \quad \dots \quad w_M \,]^{\mathrm{H}} \tag{12.13}$$

Tương tự, ta có véctơ tín hiệu **u** :

$$\mathbf{u}(t) = [\, u_1(t) \quad u_2(t) \quad \dots \quad u_M(t) \,]^{\mathrm{T}} \tag{12.14}$$

Khi đó, tín hiệu tổ hợp tại đầu ra của hệ anten được biểu diễn bởi tích của 2 véctơ **w** và $\mathbf{u}(t)$:

$$z(t) = \mathbf{w}^{\mathrm{H}}\mathbf{u}(t) \tag{12.15}$$

Tiếp theo, ta định nghĩa véctơ hướng $\mathbf{e}(\theta, \varphi)$ (thuật ngữ tiếng Anh : steering vector) là tập hợp M số hạng hàm mũ xác định góc lệch pha của tín hiệu tới trên mỗi phần tử so với tín hiệu tới trên phần tử gốc, tại hướng sóng tới (θ, φ).

$$\mathbf{e}(\theta, \varphi) = [1 \quad e^{-jkd\sin\theta\cos\varphi} \quad \dots \quad e^{-jk(M-1)d\sin\theta\cos\varphi}] \tag{12.16}$$

Nếu đưa vào ký hiệu $e_m(\theta, \varphi) = e^{-jk(m-1)d\sin\theta\cos\varphi}$ thì (13.16) được viết lại dưới dạng:

$$\mathbf{e}(\theta, \varphi) = [e_1(\theta, \varphi) \quad e_2(\theta, \varphi) \quad \dots \; e_M(\theta, \varphi)] \tag{12.17}$$

Khi ấy hệ số mạng theo hướng (θ, φ) được biểu diễn bởi tích của 2 véctơ w và $\mathbf{e}(\theta, \varphi)$:

$$f_k(\theta, \varphi) = \mathbf{w}^{\mathrm{H}}\mathbf{e}(\theta, \varphi) \tag{12.18}$$

Một tập hợp các véctơ hướng (có được từ tính toán hoặc đo đạc) theo tất cả các giá trị của θ, φ được gọi là tập số liệu của dàn anten, (thuật ngữ tiếng Anh: *array manifold*). Khái niệm này được sử dụng khá phổ biến trong các bài toán về hệ anten có xử lý tín hiệu như anten tự thích nghi và một số dạng khác như bài toán xác định hướng sóng đến, định dạng búp sóng, v.v.

§ 12.3. PHÂN LOẠI HỆ ANTEN CÓ XỬ LÝ TÍN HIỆU

Tuỳ theo mục tiêu, phương thức xử lý tín hiệu và mức độ phức tạp của thuật toán xử lý mà có các khái niệm khác nhau, tên gọi khác nhau đối với các hệ anten có xử lý tín hiệu.

Thông thường, người ta phân biệt hệ anten có xử lý tín hiệu theo 3 loại chính:

– Anten định dạng búp sóng băng hẹp

– Anten thích nghi

– Anten thích nghi băng rộng

Anten định dạng búp sóng băng hẹp thuộc nhóm các hệ anten có xử lý tín hiệu với thuật toán không phức tạp, chủ yếu là dùng các bộ quay pha ở tần số sóng mang (xử lý tín hiệu ở tần số radio) để tạo sự lệch pha cần thiết giữa các phần tử anten (thuật ngữ tiếng Anh: phased array antenna) nhằm tạo ra giản đồ hướng hoặc là có búp sóng hẹp, hoặc là búp sóng có hình dạng đặc biệt, hoặc là tạo ra các búp sóng có thể thay đổi được trong không gian mà không cần xoay dàn anten về mặt cơ học (điều khiển đồ thị phương hướng bằng phương pháp điện tử). Các kỹ thuật định dạng búp sóng băng hẹp đã được nghiên cứu từ đầu những năm 60, chính là bước mở đầu cho những nghiên cứu về các hệ anten có xử lý tín hiệu phức tạp hơn sau này.

Anten thích nghi (thuật ngữ tiếng Anh: adaptive array antenna) thuộc nhóm các hệ anten có xử lý tín hiệu vẫn ở băng tần hẹp nhưng sử dụng các phương thức cũng như các thuật toán phức tạp hơn nhằm đạt được tốc độ xử lý cao và linh hoạt, đáp ứng mục tiêu đã đề ra. Mục tiêu của anten thích nghi thường là thực hiện việc điều khiển tự động giản đồ hướng sao cho cực đại của búp sóng luôn hướng về phía nguồn tín hiệu hữu ích, đồng thời biến đổi giản đồ hướng sao cho các hướng *không* (hoặc các hướng cực tiểu) hướng về phía các nguồn nhiễu để triệt tiêu hoặc giảm thiểu nhiễu. Anten gồm một dàn các phần tử, liên kết với một bộ xử lý thích nghi thời gian thực. Bộ xử lý thích nghi sẽ tự động điều chỉnh các trọng số để đạt được một bộ trọng số tối ưu theo một tiêu chuẩn nào đó, phù hợp với thuật toán đã lựa chọn.

Anten thích nghi băng rộng là hệ anten có xử lý tín hiệu theo phương thức xử lý thích nghi với băng tần rộng và thuật toán phức tạp, là bước phát triển cao của hệ anten có xử lý tín hiệu nói chung. Bộ xử lý tín hiệu trong anten thường là bộ xử lý không gian – thời gian, không chỉ xử lý tín hiệu rời rạc, lấy mẫu trong miền không gian (như anten thích nghi băng hẹp) mà cả tín hiệu rời rạc, lấy mẫu trong miền thời gian. Đây là bước

phát triển cao của hệ anten có xử lý tín hiệu Nhiều nghiên cứu về anten thông minh những năm gần đây đã đạt những kết qủa rất khả quan, giúp nâng cao khả năng chống nhiễu trong thông tin di động, nâng cao dung lượng và hiệu quả kênh thông tin.

§12.4. ANTEN ĐỊNH DẠNG BÚP SÓNG BĂNG HẸP

1. Định dạng búp sóng

Trong các ứng dụng thực tế, việc định dạng búp sóng thường là việc tạo ra giản đồ hướng của hệ anten có búp sóng với độ rộng trong giới hạn cho phép và có thể thay đổi được trong không gian.

Để minh hoạ, ta hãy khảo sát bài toán đơn giản đối với một hệ anten tuyến tính như biểu thị trên hình 12.3 và giả thiết sóng đến nằm trong mặt phẳng *xy*, nghĩa là hướng sóng đến chỉ phụ thuộc φ, còn $\theta = \pi/2$. Đây là trường hợp thường gặp trong các hệ thống thông tin mặt đất, các hệ thông tin – định vị trên biển. Khi ấy sóng đến nằm trong mặt phẳng song song với mặt đất và hướng sóng đến được xác định chỉ bởi góc phương vị.

Giả sử hệ anten làm việc ở chế độ thu và chúng ta cần tạo giản đồ hướng có búp sóng cực đại theo hướng $\varphi = \alpha_i$.

Coi các phần tử anten là vô hướng trong mặt phẳng khảo sát, ta có giản đồ hướng của hệ anten được xác định theo (12.18)

$$f(\theta, \varphi) = \mathbf{w}^H \mathbf{e}(\theta, \varphi)$$

trong đó véctơ hướng

$$\mathbf{e}(\theta, \varphi) = [1 \quad e^{-jkd\cos\varphi} \quad \dots \quad e^{-jk(M-1)d\cos\varphi}], \tag{12.19}$$

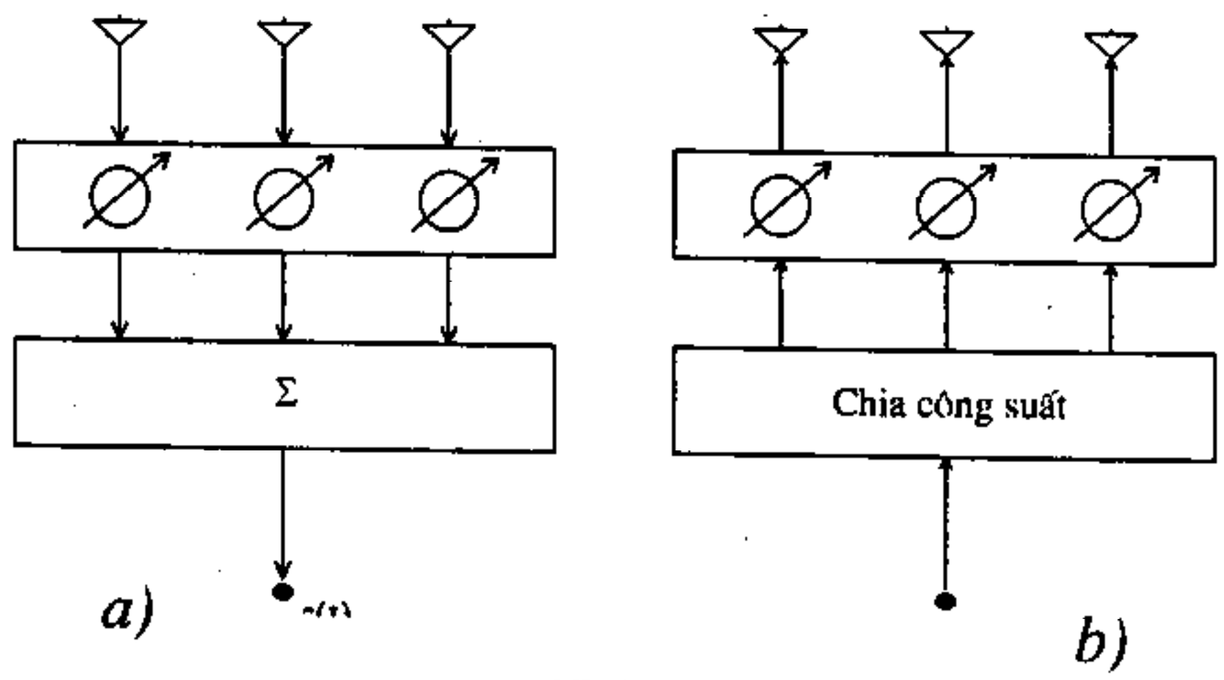
véctơ trọng số **w** là tập các số phức w_m có biên độ giống nhau, bằng 1, còn pha có giá trị tuỳ thuộc vào *m* và góc hướng tương ứng α_i.

$$|w_m| = 1; Argument(w_m) = \psi_m = k(m-1)d\cos\alpha_i \tag{12.20}$$

Kết quả này dễ dàng nhận được từ khảo sát lý thuyết của *Hệ thống bức xạ tuyến tính* trong chương 7. Vấn đề này sẽ còn được đề cập đến ở một chương riêng, chương 13).

Các trọng số w_m sẽ không làm thay đổi biên độ của tín hiệu thu nhưng tạo ra góc dịch pha của các tín hiệu trên các nhánh trước khi tổng hợp chúng và do đó tạo thành búp sóng có hướng cực đại mong muốn.

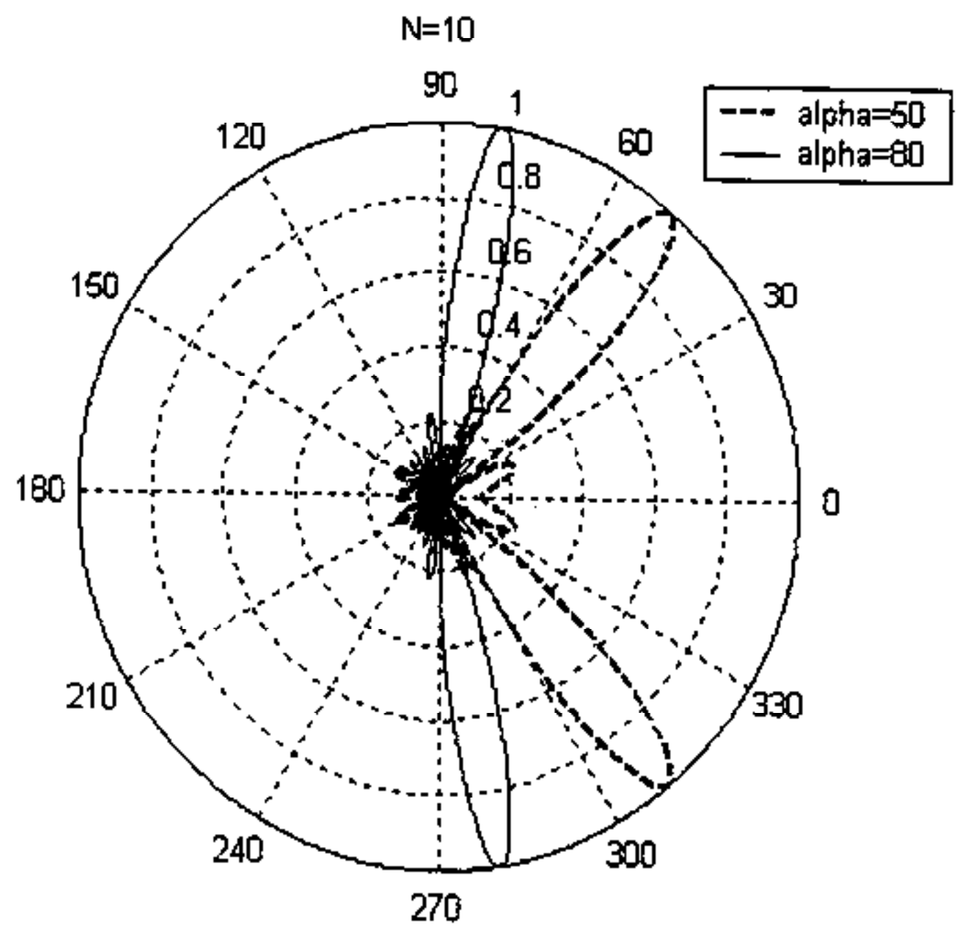
Sơ đồ khối của mạng định dạng búp sóng trong chế độ thu và phát được vẽ tương ứng ở hình 12.6a và 12.6b .



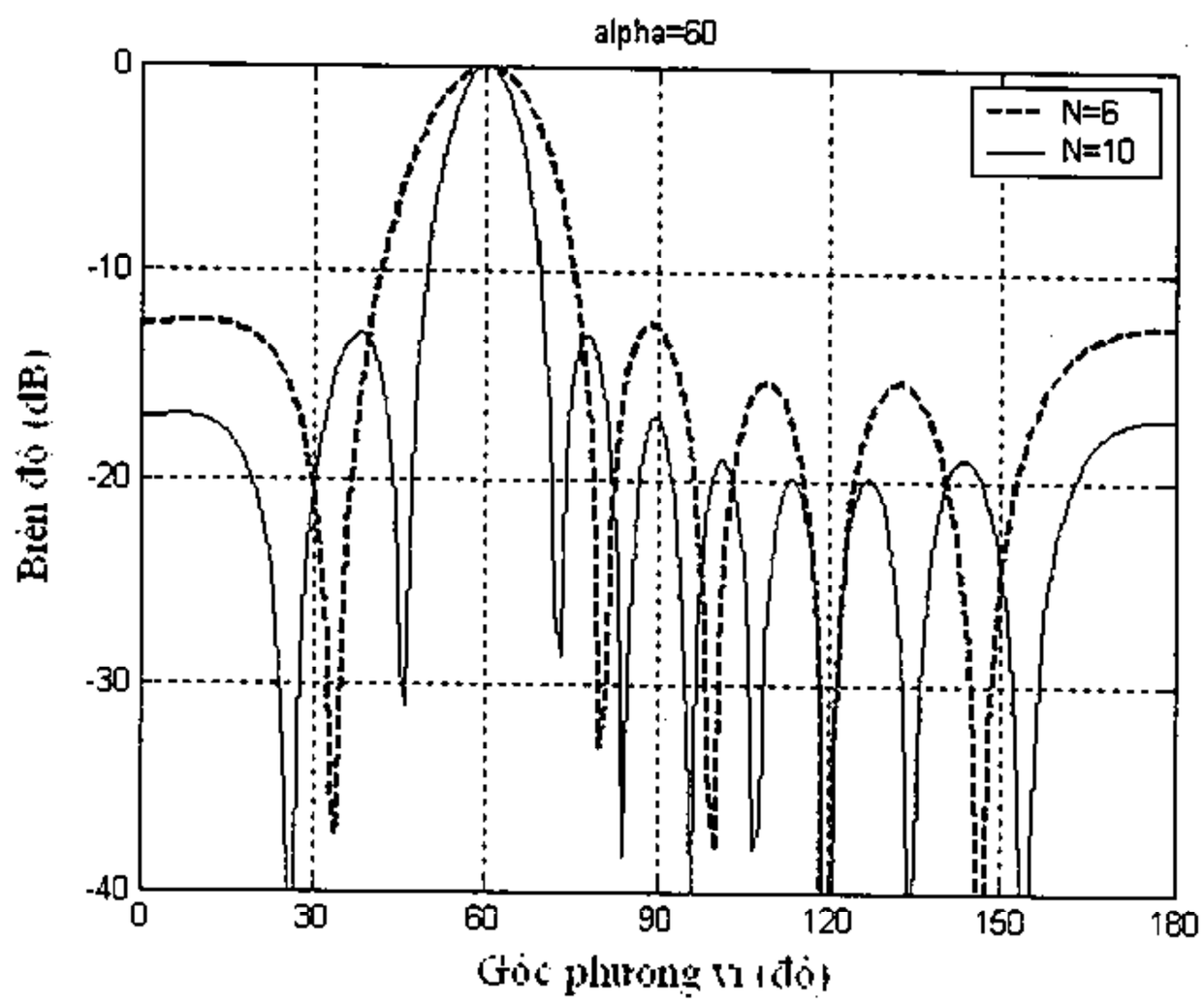
Hình 12.6.

Hình 12.7 là giản đồ hướng trong hệ toạ độ cực của một hệ anten tuyến tính với số phần tử $M = 8$, khoảng cách giữa các phần tử $d = \lambda/2$, hướng cực đại của búp sóng được tạo thành tại các hướng $\alpha_1 = 50^0$ và $\alpha_2 = 80^0$.

Hình 12.8 là giản đồ hướng trong hệ toạ độ vuông góc của hệ anten tương tự như trên, với hướng cực đại của búp sóng $\alpha_1 = 60°$. số phần tử $M = 6$ (đường đứt nét) và số phần tử $M = 10$ (đường liền nét). Ta nhận thấy khi tăng khẩu độ anten thì búp sóng hẹp lại



Hình 12.7.



Hình 12.8.

2. Mạng ấn định búp sóng

Một mạng dùng để tạo các búp sóng cố định, cho phép tạo ra tại mỗi thời điểm một búp sóng có hướng xác định trong không gian, sau đây được gọi là *mạng ấn định búp sóng*. Đây chính là một dạng của anten quét điện tử nhưng thực hiện việc quét một cách gián đoạn, hoặc một loại anten chuyển mạch búp sóng, phụ thuộc vào tín hiệu điều khiển đầu vào. Thường thì mạng cho phép tạo ra M búp sóng từ M phần tử anten.

Mạng được đặc trưng bởi một ma trận **T** có M hàng, M cột, là ma trận chuyển đổi tín hiệu đầu vào $\mathbf{u}(t)$ thành tín hiệu đầu ra $y(t)$:

$$y(t) = \mathbf{T}^H\mathbf{u}(t) \tag{12.21}$$

Véctơ tín hiệu ra ứng với việc hình thành búp sóng thứ m

$$[y_1(t) \quad y_2(t) \quad \dots \quad y_M(t)]$$

sẽ được xác định tương ứng với véctơ trọng số là cột thứ m của ma trận **T**

$$\begin{matrix} w_{1m} \\ w_{2m} \\ . \\ . \\ . \\ w_{Mm} \end{matrix}$$

Như vậy, **T** là ma trận bậc $M \times M$:

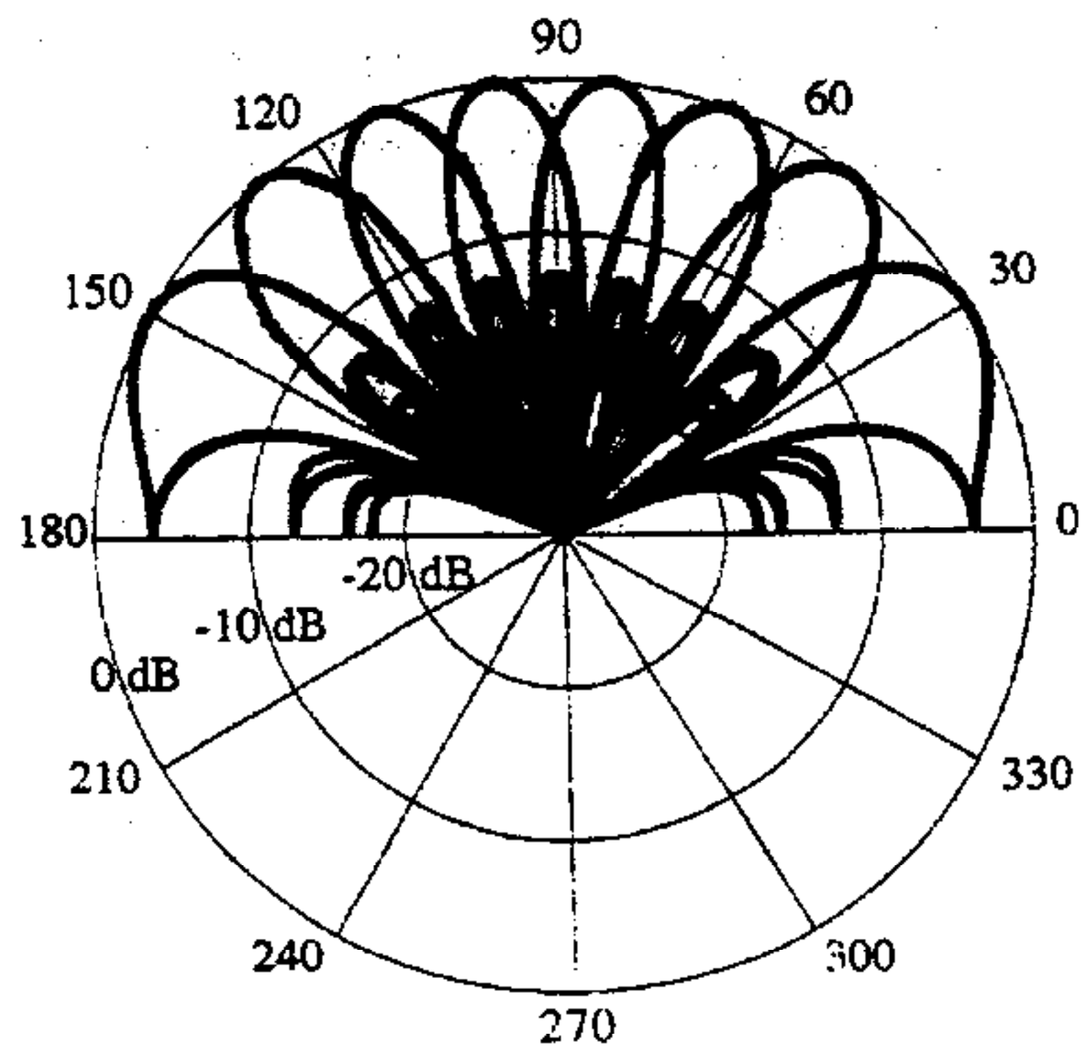
$$\begin{pmatrix} w_{11} & w_{12} & \cdots & w_{1m} & \cdots & w_{1M} \\ w_{21} & w_{22} & \cdots & w_{2m} & \cdots & w_{2M} \\ . & . & \cdots & . & \cdots & . \\ . & . & \cdots & . & \cdots & . \\ . & . & \cdots & . & \cdots & . \\ w_{M1} & w_{M2} & \cdots & w_{Mm} & \cdots & w_{MM} \end{pmatrix} \tag{12.22}$$

hoặc viết dưới dạng ký hiệu

$$\mathbf{T} = [\, w_1 \quad w_2 \quad \dots \quad w_m \quad \dots \quad w_M] \tag{12.23}$$

Các búp sóng sẽ là trực giao nếu các véctơ trọng số tương ứng với chúng là trực giao với nhau. Nếu ma trận T có các cột trực giao thì mạng ấn định búp sóng sẽ có một số tính chất đặc biệt, được ứng dụng trong cả hệ thống chuyển mạch búp sóng và hệ thống ấn định búp sóng kết hợp với xử lý thích nghi.

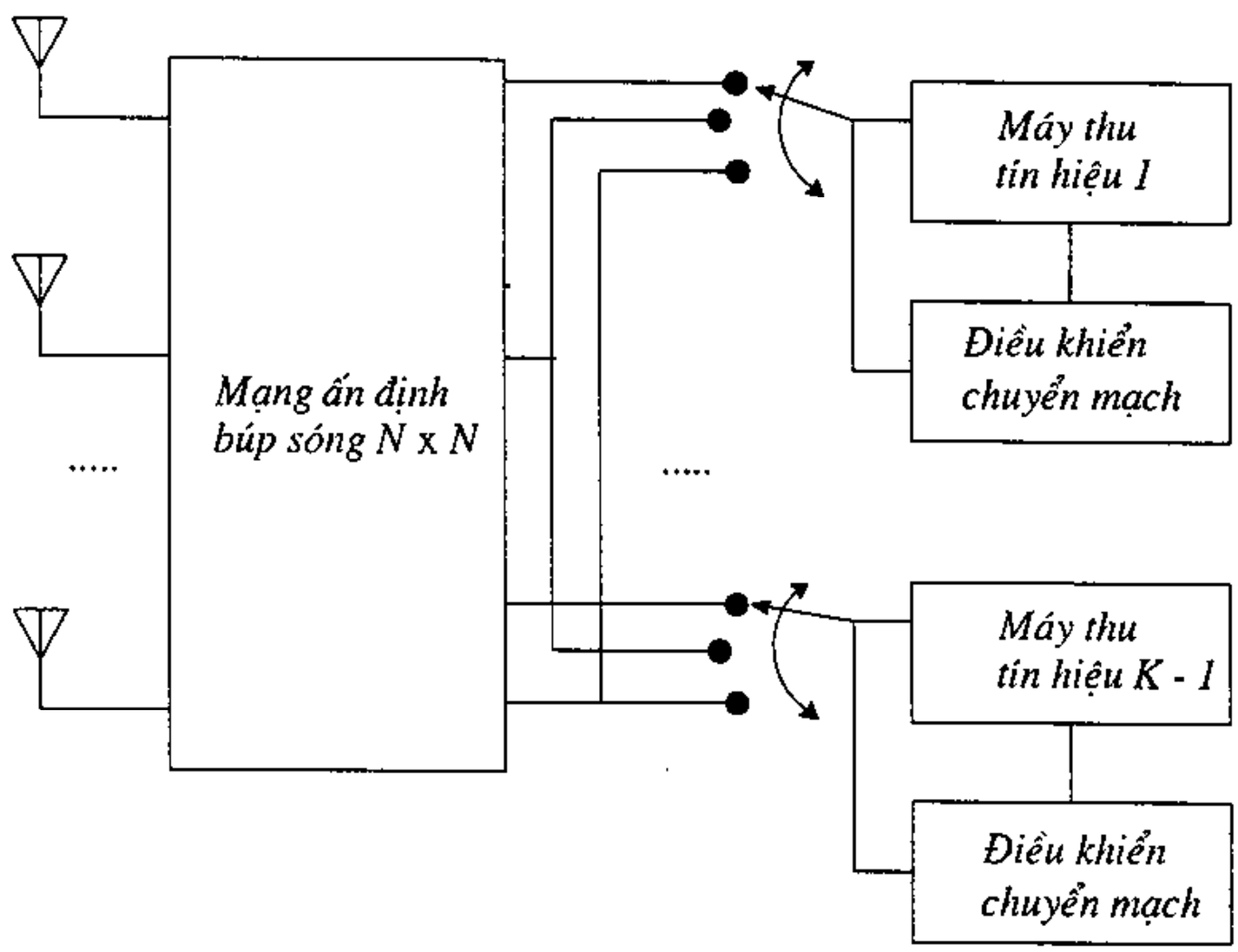
Hình 12.9 là một ví dụ của tập hợp 8 búp sóng được tạo ra bởi một mạng ấn định búp sóng với ma trận 8x8. Một trong các sơ đồ của của mạng ấn định búp sóng loại này được giới thiệu ở chương 13, hình 13.7.



Hình 12.9.

3. Hệ thống chuyển mạch chọn búp sóng

Đây là hệ thống, trong đó sử dụng mạng anten ấn định búp sóng cùng với một chuyển mạch nhằm lựa chọn búp sóng tốt nhất để thu một tín hiệu xác định. Hệ thống chuyển mạch chọn búp sóng biểu diễn trên hình 12.10 là một mô hình đơn giản, nó chỉ gồm một mạng ấn định búp sóng, một chuyển mạch cao tần và bộ điều khiển logic để lựa chọn búp sóng xác định. Với việc lựa chọn một đầu ra, một trong M véctơ trọng số định tước như biểu diễn theo (12.23) sẽ được sử dụng.



Hình 12.10.

Các hệ thống chuyển mạch chọn búp sóng có nhiều lợi thế so với các hệ anten khác ở chỗ ít phức tạp và do đó giá thành hạ. Tuy nhiên nó cũng có một số hạn chế. Trước hết, hệ thống này không thể khử được các thành phần đa đường có hướng sóng đến gần

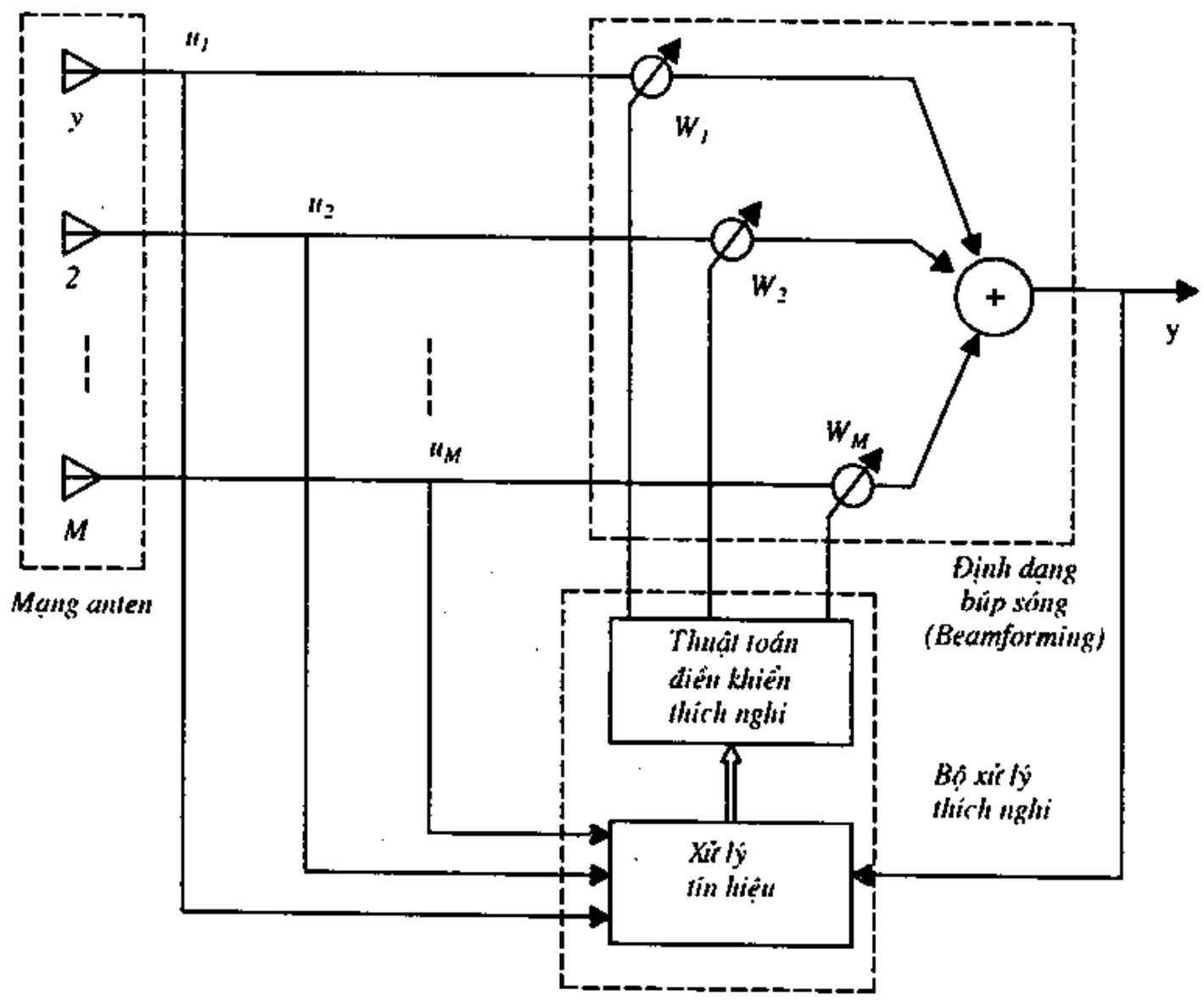
với hướng sóng mong muốn. Nhược điểm thứ hai là nó không thể tận dụng được lợi thế của đặc tính đa dạng đường truyền bằng cách kết hợp các thành phần đa đường có tương quan. Mặc dù có những nhược điểm nhất định, các hệ thống chuyển mạch chọn búp sóng vẫn được sử dụng do có một số lợi thế so với các hệ anten có xử lý tín hiệu phức tạp. Hệ thống này chỉ yêu cầu sự tương thích vừa phải với máy thu của trạm gốc so với các hệ thống anten thích nghi.

§12.5. ANTEN THÍCH NGHI

1. Các hệ thức toán học

Một trong các mô hình của anten thích nghi được vẽ ở hình 12.11.

Anten là một hệ thống bao gồm một dàn các anten phần tử với giả thiết là dàn thẳng gồm N phần tử và một bộ xử lý thích nghi thời gian thực. Bô xử lý thích nghi tiếp nhận liên tục các thông tin từ đầu vào của dàn rồi tự động điều khiển các trọng số của bộ định dạng búp sóng nhằm điều khiển liên tục đồ thị phương hướng của dàn sao cho thoả mãn yêu cầu đề ra với các chỉ tiêu nhất định. Các trọng số được điều chỉnh để đạt bộ trọng số tối ưu theo một tiêu chuẩn nào đó, phù hợp với thuật toán được lựa chọn.



Hình 12.11.

Ta quy ước các tín hiệu thu được trên các phần tử là tín hiệu đường bao phức (để đơn giản, không vẽ các máy thu trong sơ đồ), do đó véctơ tín hiệu đầu vào của dàn anten được biểu thị theo (12.14):

$$\mathbf{u}(t) = [u_1(t) \quad u_2(t) \ \dots \ u_m(t) \ \dots \ u_M(t)]^T \tag{12.24}$$

trong đó, $u_m(t)$ là tín hiệu thu được trên phần tử thứ m (công thức 12.8)

$$u_m(t) = s(t)e^{-jk(m-1)d\sin\theta\cos\varphi} \tag{12.25}$$

trong đó $s(t)$ là tín hiệu đường bao phức nhận được từ nhánh thứ nhất. Ở đây, khi áp dụng (12.8) ta đã cho a_0 giá trị bằng 1.

Nếu áp dụng khái niệm véctơ hướng (12.16) và chú ý rằng trong trường hợp này ta đưa vào ký hiệu tổ hợp góc $(\theta, \varphi) = \psi$ thì có thể viết

$$\mathbf{e}(\psi) = [1 \quad e^{-jkd\sin\theta\cos\varphi} \quad \ldots \quad e^{-jk(M-1)d\sin\theta\cos\varphi}]^T \tag{12.26}$$

Bây giờ ta có thể viết lại (12.24) dưới dạng:

$$\mathbf{u}(t) = s(t)\mathbf{e}(\psi) \tag{12.27}$$

Như vậy, véctơ tín hiệu đầu vào $\mathbf{u}(t)$ được xác định bởi tín hiệu nhận được tại phần tử thứ nhất $s(t)$ và véctơ hướng $\mathbf{e}(\psi)$. Véctơ hướng được xác định tại mỗi hướng của không gian khảo sát và tại mỗi tần số nhất định. Tập hợp tất cả các véctơ hướng nói trên được gọi là tập dữ liệu của dàn anten thích nghi. Quá trình xác định tập dữ liệu nói trên còn được gọi là quá trình lấy chuẩn cho dàn anten.

Nếu hệ anten làm việc trong môi trường thực tế có bao gồm cả tạp nhiễu thì véctơ số liệu đầu vào cần được bổ sung thêm véctơ nhiễu $\mathbf{n}(t)$, biểu thức 12.27 sẽ trở thành :

$$\mathbf{u}(t) = s(t)\mathbf{e}(\psi) + \mathbf{n}(t) \tag{12.28}$$

trong đó:

$$\mathbf{n}(t) = [n_1(t) \quad n_2(t) \quad \ldots \quad n_m(t) \quad \ldots \quad n_M(t)] \tag{12.29}$$

Cần chú ý rằng, biểu thức (12.27) chỉ phù hợp với các tín hiệu băng hẹp vì trong đó các thành phần của *véctơ hướng* được xác định ứng với một tần số nhất định. Băng thông của tín hiệu có liên quan đến sự khác biệt pha giữa các phần tử nằm trong dải sai số cho phép.

Bây giờ ta khảo sát mô hình tín hiệu cho trường hợp tổng quát hơn khi có xảy ra hiệu ứng đa đường (tín hiệu từ nguồn truyền tới điểm thu theo một số đường khác nhau, gây ra phading đa đường) và có tác động của nhiều đối tượng tham gia vào hệ thống thông tin. Gọi K là số đối tượng có phát tín hiệu tác động vào dàn anten và ký hiệu tín hiệu của đối tượng thứ i là $s_i(t)$ bao gồm P đường tới, với biên độ phức là α_{ip}, góc tới ψ_{ip} và trễ đường truyền là τ_{ip}, trong đó p là chỉ số ký hiệu đường tới.

Véctơ tín hiệu thu được của đối tượng thứ i được biểu diễn bởi:

$$\mathbf{u}(t) = \sum_{p=1}^{P} \alpha_{ip}\, e(\psi_{ip})\, s_{ip}(t-\tau_{ip}) \tag{12.30}$$

Khi có tác động đồng thời của K đối tượng và có tính đến cả tạp nhiễu, véctơ tín hiệu đầu vào sẽ có dạng như sau:

$$\mathbf{u}(t) = \sum_{i=1}^{K}\sum_{p=1}^{P} \alpha_{ip}\, e(\psi_{ip})\, s_{ip}(t-\tau_{ip}) \tag{12.31}$$

Trong các biểu thức trên, số hạng $\sum_{p=1}^{P} \alpha_{ip}\, e(\psi_{ip})$ được gọi là véctơ đặc trưng không gian của đối tượng thứ i.

Trong hệ anten xử lý tín hiệu thích nghi, thường ta sử dụng phép định dạng búp sóng của dàn anten sao cho đồ thị phương hướng có cực đại của búp sóng hướng theo phía nguồn tín hiệu có ích, còn các hướng không hoặc hướng cực tiểu hướng theo các nguồn nhiễu để triệt tiêu hoặc giảm thiểu nhiễu.

Quá trình này được thực hiện với sự phân biệt từng đối tượng tham gia thông tin trong tập hợp các nguồn nhiễu, dựa trên đặc tính không gian của các tín hiệu hữu ích nên còn được gọi là sự "lọc không gian". Như vậy, một hệ anten xử lý thích nghi sẽ còn bao gồm trong đó một khâu được gọi là khâu lọc không gian thích nghi.

Có hai phương thức là xử lý thích nghi băng hẹp và xử lý thích nghi băng rộng. Xử lý thích nghi băng hẹp chỉ thực hiện việc lấy mẫu tín hiệu trong miền không gian, với tín hiệu có dải thông hẹp, còn xử lý thích nghi băng rộng thực hiện việc lấy mẫu cả trong miền không gian và thời gian, cho phép thực hiện xử lý đối với tín hiệu băng rộng.

Hình 12.11 là ví dụ thuộc hệ xử lý thích nghi băng hẹp

Tín hiệu ở đầu ra của bộ xử lý thích nghi $y(t)$ là tổ hợp tuyến tính của các trọng số và các tín hiệu đầu vào:

$$y(t) = \mathbf{w}^H \mathbf{u}(t) \tag{12.32}$$

2. Các tiêu chuẩn tối ưu trong điều khiển thích nghi

Trong điều khiển thích nghi, các bộ trọng số dùng để định dạng búp sóng cần được lựa chọn một cách tối ưu.

Thông thường có 4 tiêu chuẩn được sử dụng để nhận được các bộ trọng số tối ưu, đó là:

– Tiêu chuẩn sai số trung bình bình phương nhỏ nhất (thuật ngữ tiếng Anh: minimum mean square error, viết tắt MMSE)

– Tiêu chuẩn tỷ số tín hiệu trên tạp nhiễu cực đại (thuật ngữ tiếng Anh: maximum signal to interference plus noise ratio, viết tắt MSINR)

– Tiêu chuẩn phương sai cực tiểu (thuật ngữ tiếng Anh: minimum variance, viết tắt MV)

– Tiêu chuẩn khả năng cực đại (thuật ngữ tiếng Anh: maximum likelihood, viết tắt ML)

Sau đây sẽ giới thiệu về một số tiêu chuẩn điển hình và một vài thuật toán thường được sử dụng để xác định trọng số tối ưu cho hệ anten thích nghi.

Tiêu chuẩn sai số trung bình bình phương nhỏ nhất

Tiêu chuẩn này nhằm đạt được tín hiệu đầu ra thực tế của mạng anten $y(t)$ và tín hiệu mà ta mong muốn $z(t)$ có sai số nhỏ nhất. Tín hiệu mong muốn $z(t)$ tất nhiên là

chưa biết, nhưng ta có thể ước lượng trên cơ sở tạo ra một tín hiệu tham khảo $r(t)$ gần đúng, với một mức sai lệch chấp nhận được.

Ta viết lại véctơ tín hiệu vào (12.28) dưới dạng:

$$\mathbf{u}(t) = s(t)\mathbf{e}(\psi) + \mathbf{n}(t) = \mathbf{s}(t) + \mathbf{n}(t) \tag{12.33}$$

trong đó $\mathbf{s}(t) = s(t)\mathbf{e}(\psi)$, còn $\mathrm{n}(t)$ là véctơ tạp nhiễu, được hiểu bao gồm cả nhiễu trung bình 0 và nhiễu không tương quan.

Tín hiệu đầu ra của hệ xử lý thích nghi được xác định theo (12.32):

$$y(t) = \mathbf{w}^{\mathrm{H}}\mathbf{u}(t)$$

với $\mathbf{w}^{\mathrm{H}}$ là véctơ trọng số

Sai số tín hiệu được định nghĩa là:

$$E(t) = r(t) \ldots\ y(t) = r(t) - \mathbf{w}^{\mathrm{H}}\mathbf{u}(t) \tag{12.34}$$

Còn sai số trung bình bình phương :

$$\varepsilon\{|E(t)|^2\} = \varepsilon\{|r(t) - \mathbf{w}^{\mathrm{H}}\mathbf{u}(t)|^2\} \tag{12.35}$$

trong đó $\varepsilon\{..\}$ là ký hiệu kỳ vọng toán học.

Khai triển (12.35) ta nhận được:

$$\begin{aligned}\varepsilon\{|E(t)|^2\} &= \varepsilon\{|r(t)|^2\} - \mathbf{w}^{\mathrm{T}}\varepsilon\{\mathbf{u}^*(t)r(t)\} - \mathbf{w}^{\mathrm{H}}\varepsilon\{\mathbf{u}(t)r^*(t)\} + \mathbf{w}^{\mathrm{H}}\varepsilon\{\mathbf{u}(t)\mathbf{u}^{\mathrm{H}}(t)\}\mathbf{w} \\ &= \varepsilon\{|r(t)|^2\} - \mathbf{w}^{\mathrm{T}}\mathbf{r}^*_{ur} - \mathbf{w}^{\mathrm{H}}\mathbf{r}_{ur} + \mathbf{w}^{\mathrm{H}}\mathbf{R}_{uu}\mathbf{w}\end{aligned} \tag{12.36}$$

ở đây $\mathbf{r}_{ur} = \varepsilon\{\mathbf{u}(t)\, r(t)\}$ được gọi là véc tơ tương quan giữa tín hiệu đầu vào và tín hiệu tham khảo.

$\mathbf{R}_{uu} = \varepsilon\{\mathbf{u}(t)\, \mathbf{u}^{\mathrm{H}}(t)\}$ được gọi là ma trận hiệp phương sai (covariance matrix) của tín hiệu đầu vào.

Trong đó $\mathbf{u}^{\mathrm{H}}(t)$ là phép biến đổi Hermitien (phép chuyển vị và lấy liên hiệp phức) của véctơ $\mathrm{u}(t)$

Véctơ trọng số tối ưu có thể được xác dịnh khi cho *gradient* theo w của $\varepsilon\{|E(t)|^2\}$ bằng không, nghĩa là :

$$Grad_{\mathrm{w}}(\varepsilon\{|E(t)|^2\}) = -2\mathbf{r}_{ur} + 2\mathbf{R}_{uu}\mathbf{w} = 0 \tag{12.37}$$

Từ (12.37) ta nhận được:

$$\mathbf{w}_{\mathrm{opt}} = \mathbf{R}^{-1}_{uu}\mathbf{r}_{ur} \tag{12.38}$$

Thay (12.38) vào (12.36) ta nhận được giá trị của sai số trung bình bình phương cực tiểu (MMSE), bằng:

$$\mathrm{MMSE} = \varepsilon\{|E(t)|^2\} = \varepsilon\{|r(t)|^2\} - \mathbf{r}^H_{ur}\mathbf{R}^{-1}_{uu}\mathbf{r}_{ur} \tag{12.39}$$

Công thức (12.38) còn có tên gọi là công thức Wiener–Hopf và thuật toán này được gọi là thuật toán tối ưu Wiener.

Tiêu chuẩn phương sai cực tiểu

Tiêu chuẩn phương sai cực tiểu được dùng trong thuật toán thích nghi khi tín hiệu mong muốn và hướng của nó đều được biết. Ta viết lại biểu thức tín hiệu đầu ra của bộ xử lý thích nghi theo (12.32):

$$y(t) = \mathbf{w}^H x(t) = \mathbf{w}^H \mathbf{s}(t) + \mathbf{w}^H \mathbf{u}(t) = \mathbf{w}^H \mathbf{a}(\phi) s(t) + \mathbf{w}^H \mathbf{u}(t) \qquad (12.40)$$

Để nhận được tín hiệu mong muốn với một độ lợi riêng biệt ở hướng đã cho, ta cần cưỡng bức:

$$\mathbf{w}^H \mathbf{a}(\phi) = g \qquad (12.41)$$

Thay (12.41) vào (12.40), ta nhận được biểu thức tín hiệu đầu ra cưỡng bức:

$$y(t) = gs(t) + \mathbf{w}^H \mathbf{u}(t) \qquad (12.42)$$

Vì *n(t)* được giả thiết là không tương quan và có phân bố *Gaussian* với trung bình 0, ta có $\varepsilon\{y(t)\} = gs(t)$. Phương sai của tín hiệu đầu ra viết được:

$$\begin{aligned} \operatorname{var}\{y(t)\} &= \varepsilon\left\{[y(t) - gs(t)][y(t) - gs(t)]^*\right\} \\ &= \varepsilon\left\{\mathbf{w}^H \mathbf{u}(t)\left[\mathbf{w}^H \mathbf{u}(t)\right]^H\right\} = \mathbf{w}^H \mathbf{R}_{uu} \mathbf{w} \end{aligned} \qquad (12.43)$$

Sử dụng phương pháp *Lagrange*, ta có:

$$\nabla_w \left\{\mathbf{w}^H \mathbf{R}_{uu} \mathbf{w} - \beta\left[g - \mathbf{w}^H \mathbf{a}(\phi)\right]\right\} = 0 \qquad (12.44)$$

tương đương với:

$$\mathbf{R}_{uu} \mathbf{w} - \beta \mathbf{a}(\phi) = 0 \qquad (12.45)$$

Nếu $\mathbf{R}_{uu}$ khả đảo thì véctơ trọng số tối ưu sử dụng tiêu chuẩn MV có thể biểu diễn:

$$\mathbf{w}_{MV} = \beta \mathbf{R}_{uu}^{-1} \mathbf{a}(\phi) \qquad (12.46)$$

trong đó:

$$\beta = \frac{1}{\mathbf{a}^H(\phi) \mathbf{R}_{uu}^{-1} \mathbf{a}(\phi)} \qquad (12.47)$$

Khi $g = 1$, thì xử lý thích nghi theo tiêu chuẩn phương sai cực tiểu thường được coi là xử lý đáp ứng phương sai cực tiểu không méo, hoặc xử lý thích nghi Capon.

Thuật toán thích nghi

Có một số thuật toán giúp cho việc xác định các trọng số tối ưu theo các tiêu chuẩn đã nêu ở trên, có thể kể đến như :

– Thuật toán nghịch đảo ma trận lấy mẫu (thuật ngữ tiếng Anh: Sample matrix inversion, viết tắt SMI)

– Thuật toán trung bình bình phương nhỏ nhất (thuật ngữ tiếng Anh: Least mean square. viết tắt LMS)

– Thuật toán đệ quy bình phương nhỏ nhất (thuật ngữ tiếng Anh: Recursive least square, viết tắt RLS)

Thuật toán nghịch đảo ma trận lấy mẫu

Nếu tín hiệu mong muốn và tín hiệu tham chiếu đều được biết trước, thì trọng số tối ưu có thể được tính toán bằng cách nghịch đảo trực tiếp ma trận hiệp phương sai R_{xx} theo (12.38).

Vì tín hiệu mong muốn và tín hiệu tham chiếu không được biết trong thực tế, nên có thể sử dụng các ước lượng của chúng từ véctơ số liệu đầu vào :

$$\mathbf{R}_{xx}(n) = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\mathbf{x}(i)\mathbf{x}^H(i)$$
$$\mathbf{r}_{xr}(n) = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\mathbf{x}(i)r^*(i) \qquad (12.48)$$

trong đó i là thời điểm lấy mẫu, n là số mẫu.

Từ (12.38), kéo theo ước lượng véctơ trọng số sử dụng thuật toán SMI cho bởi:

$$\mathbf{w}(n) = \mathbf{R}_{xx}^{-1}(n)\mathbf{r}_{xr}(n) \qquad (12.49)$$

Cần chú ý là SMI là một thuật toán thích nghi khối và được xem là thuật toán nhanh nhất để xác định véctơ trọng số tối ưu. Tuy nhiên, phải chấp nhận khối lượng tính toán lớn và sự không ổn định số liệu do phải tính ma trận nghịch đảo có kích cỡ lớn.

Thuật toán trung bình bình phương nhỏ nhất

LMS là thuật toán thích nghi phổ biến nhất cho các quá trình thích nghi liên tục. Thuật toán này cho phép chọn véctơ trọng số để đạt cực tiểu giá trị trung bình chung của sai số bình phương. Sử dụng phương pháp giảm với độ dốc lớn nhất, ta thay thế véc tơ trọng số ở thời điểm *(n+1)*. nghĩa là w(*n+1*), bằng:

$$\mathbf{w}(n+1) = \mathbf{w}(n) - \frac{\mu}{2}\nabla\varepsilon\left\{e^2(n)\right\} \qquad (12.50)$$

ở đây μ là bước điều khiển đặc trưng khả năng hội tụ của w(n):

$$0 < \mu < \frac{1}{\lambda_{\max}}\mathbf{w}_{MV} = \beta\mathbf{R}_{uu}^{-1}\mathbf{a}(\phi) \qquad (12.51)$$

trong đó $\lambda_{\max}$ là giá trị riêng lớn nhất của ma trận hiệp phương sai R_{xx}.

Theo (12.37) ta có:

$$\nabla\varepsilon\left\{e^2(n)\right\} = -2\mathbf{r}_{xr} + 2\mathbf{R}_{xx}\mathbf{w}(n) \qquad (12.52)$$

Thay thế (12.52) vào (12.50), ta nhận được:

$$\mathbf{w}(n+1) = \mathbf{w}(n) + \mu\left[\mathbf{r}_{xr} - \mathbf{R}_{xx}\mathbf{w}(n)\right] \tag{12.53}$$

Công thức (12.53) được sử dụng để thay thế mới trọng số tối ưu, điều đó là cần thiết để hoàn thiện đối với cả R_{xx} và r_{xr}, và sẽ là tốt hơn khi sử dụng các giá trị tức thời của chúng:

$$\mathbf{R}_{xx}(n) = \mathbf{x}(n)\mathbf{x}^H(n)$$

$$\mathbf{r}_{xr}(n) = \mathbf{x}(n)r^*(n) \tag{12.54}$$

Như vậy (12.53) sẽ trở thành:

$$\begin{aligned}\mathbf{w}(n+1) &= \mathbf{w}(n) + \mu x(n)\left[r^*(n) - \mathbf{x}^H(n)\mathbf{w}(n)\right] \\ &= \mathbf{w}(n) + \mu x(n)\left[r^*(n) - y^*(n)\right] \\ &= \mathbf{w}(n) + \mu x(n)e^*(n)\end{aligned} \tag{12.55}$$

Chú ý là tốc độ hội tụ của thuật toán LMS phụ thuộc vào cỡ bước μ và do đó phụ thuộc vào giá trị riêng căng trên ma trận hiệp phương sai R_{xx}.

Thuật toán đệ quy bình phương nhỏ nhất

Thuật toán RLS sử dụng giá trị bình phương nhỏ nhất để ước lượng véctơ trọng số, nó chọn véctơ trọng số đạt cực tiểu hàm giá trị của tổng sai số bình phương trong một cửa sổ thời gian:

$$Q(n) = \sum_{i=1}^{n} \Upsilon^{n-i}\left|e(i)\right|^2 \tag{12.56}$$

ở đây hàm sai số *E(i)* được định nghĩa theo (12.34) và $0 < \Upsilon < 1$.

Sử dụng phương pháp bình phương nhỏ nhất, ta có ma trận hiệp phương sai và véctơ tương quan được viết dưới dạng :

$$\mathbf{R}_{xx}(n) = \sum_{i=1}^{n} \Upsilon^{n-i}\mathbf{x}(i)\mathbf{x}^H(i) \tag{12.57}$$

$$\mathbf{r}_{xr}(n) = \sum_{i=1}^{n} \Upsilon^{n-i}\mathbf{x}(i)r^*(i) \tag{12.58}$$

Trải ra thành các thành phần tương ứng với $i=n$, thì (12.57) và (12.58) trở thành:

$$\mathbf{R}_{xx}(n) = \sum_{i=1}^{n-1} \Upsilon^{(n-1)-i}\Upsilon\mathbf{x}(i)\mathbf{x}^H(i) + \mathbf{x}(n)\mathbf{x}^H(n) = \Upsilon\mathbf{R}_{xx}(n-1) + \mathbf{x}(i)\mathbf{x}^H(i) \tag{12.59}$$

$$\mathbf{r}_{xr}(n) = \sum_{i=1}^{n-1} \Upsilon^{(n-1)-i}\Upsilon x(i)r^*(i) + x(n)r^*(n) = \Upsilon\mathbf{r}(n-1) + \mathbf{x}(i)r^*(i) \tag{12.60}$$

Sử dụng đồng nhất thức Woodbury, ta nhận được ma trận nghịch đảo của ma trận hiệp phương sai như sau:

$$\mathbf{R}_{xx}^{-1}(n) = \Upsilon^{-1}\left[\mathbf{R}_{xx}^{-1}(n-1) - q(n)\mathbf{x}(n)\mathbf{R}_{xx}^{-1}(n-1)\right] \tag{12.61}$$

ở đây:

$$\mathbf{q}(n) = \frac{\Upsilon^{-1}\mathbf{R}_{xx}^{-1}(n-1)\mathbf{x}(n)}{1 + \Upsilon^{-1}\mathbf{x}^{H}(n)\mathbf{R}_{xx}^{-1}(n-1)\mathbf{x}(n)} \tag{12.62}$$

Véctơ trọng số ước lượng có thể thay thế mới sử dụng (12.38) là:

$$\begin{aligned}\mathbf{w}(n) &= \mathbf{R}_{xx}^{-1}(n)\mathbf{r}_{xr}(n)\\ &= \Upsilon^{-1}\left[\mathbf{R}_{xx}^{-1}(n-1) - \mathbf{q}(n)\mathbf{x}(n)\mathbf{R}_{xx}^{-1}(n-1)\right]\left[\Upsilon\mathbf{r}(n-1) + \mathbf{x}(n)r^{*}(n)\right]\end{aligned} \tag{12.63}$$

cho kết quả cuối cùng :

$$\mathbf{w}(n) = \mathbf{w}(n-1) + \mathbf{q}(n)\left[r^{*}(n) - \mathbf{w}^{H}(n-1)\mathbf{x}(n)\right] \tag{12.64}$$

Vì thuật toán RLS sử dụng thông tin từ việc lấy mẫu ban đầu để ước lượng trọng số, nên nó có tầm quan trọng hơn so với thuật toán LMS. Tuy nhiên, để cải thiện khả năng hội tụ phải trả giá bằng việc gia tăng khối lượng tính toán.

§ 12.6. ANTEN THÍCH NGHI BĂNG RỘNG

Anten thích nghi dùng dây trễ

Khác với anten thích nghi băng hẹp, anten thích nghi băng rộng lấy mẫu tín hiệu trong cả hai miền không gian và thời gian và dùng để xử lý tín hiệu băng rộng.

Một hệ xử lý thích nghi băng rộng được gọi là bộ xử lý không gian – thời gian. Cấu trúc của một hệ xử lý thích nghi băng rộng thường bao gồm một dây trễ, hoặc còn gọi là bộ lọc ngang cấp đối với mỗi phần tử của hệ anten.

Một cấu hình hệ xử lý thích nghi băng rộng điển hình sử dụng dây trễ được vẽ trên hình 12.12.

Nếu cấu trúc dây trễ đủ dài và số khâu đủ rộng thì nó gần tới một bộ lọc lý tưởng, cho phép điều khiển chính xác độ lợi và pha của từng tần số trong dải tần được xem xét.

Đối với mô hình hệ xử lý thích nghi băng rộng nh ư ở h ình 12.12, dãy tín hiệu và trọng số phức tại dây trễ có K khâu mắc vào phần tử anten thứ m được biểu diễn bởi:

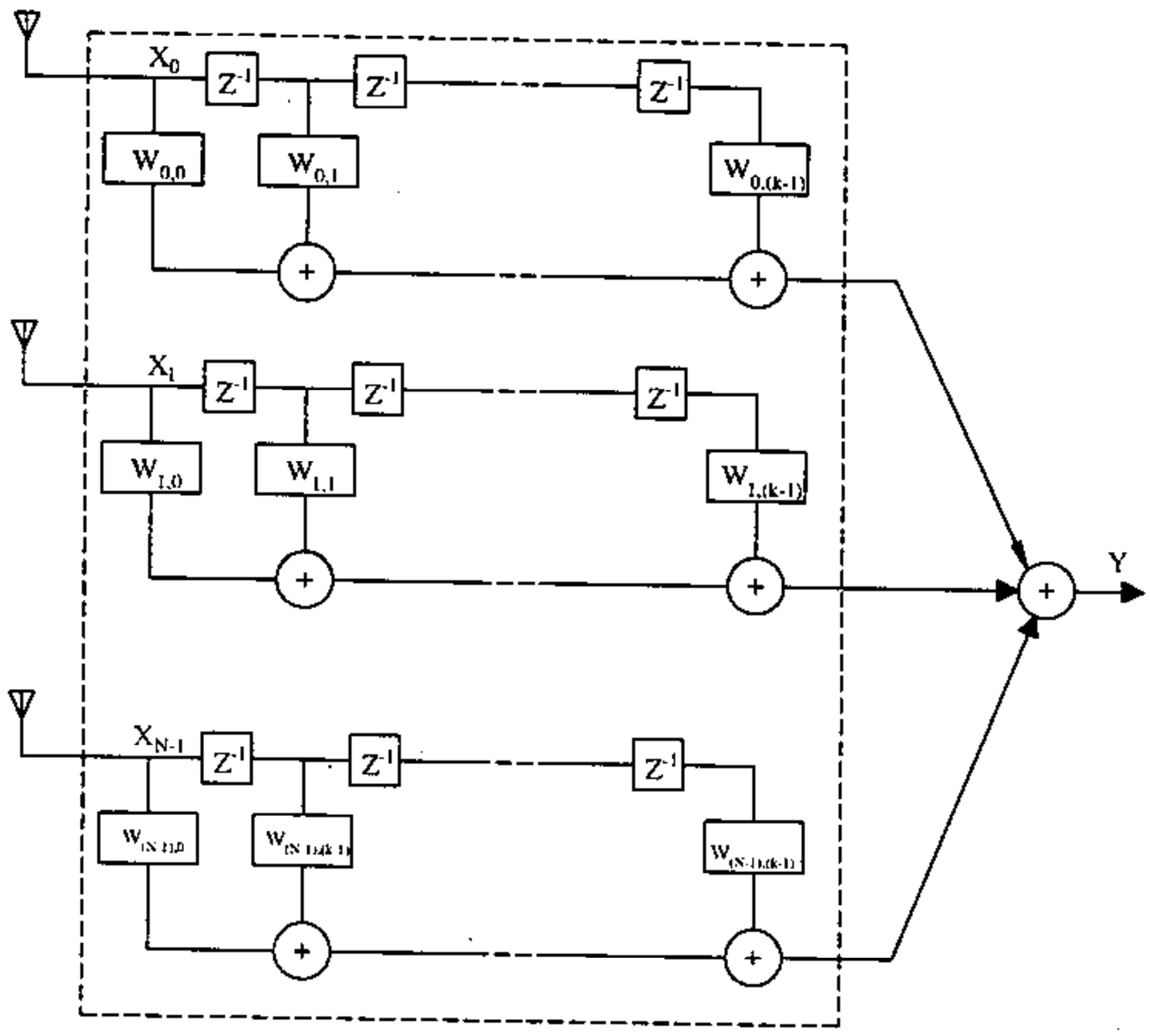
$$x_m'(t) = \left[x_m(t) \quad x_m(t-T_s) \quad \dots \quad x_m(t-(K-1)T_s)\right]^T \tag{12.65}$$

$$\mathbf{w}_m' = \left[w_{m1} \quad w_{m2} \quad \dots \quad w_{mK}\right]^T \tag{12.66}$$

Nếu đưa vào ký hiệu :

$$\mathbf{x}(t) = \left[\mathbf{x}_1'^T \quad \mathbf{x}_2'^T \quad \dots \quad \mathbf{x}_M'^T\right]^T \tag{12.67}$$

$$\mathbf{w} = \left[\mathbf{w}_1'^T \quad \mathbf{w}_2'^T \quad \dots \quad \mathbf{w}_M'^T\right]^T \tag{12.68}$$



Hình 12.12.

Thì tín hiệu đầu ra của hệ xử lý thích nghi băng rộng cũng có thể được biểu diễn theo công thức có cùng dạng như công thức của hệ xử lý thích nghi băng hẹp, tức là:

$$y(t) = \mathbf{w}^H \mathbf{x}(t) \tag{12.69}$$

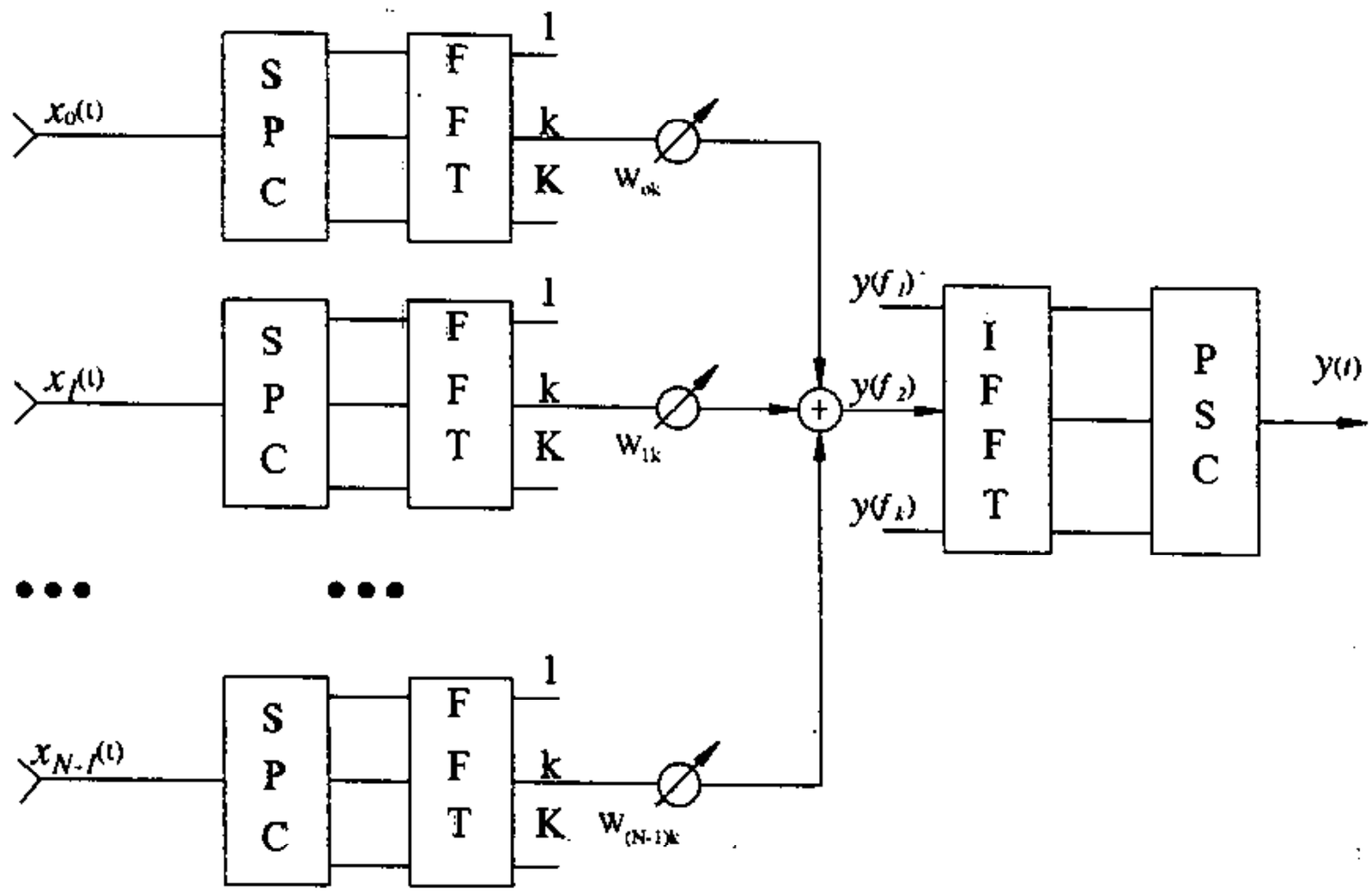
Gần đây, xử lý thích nghi ứng dụng FFT (biến đổi Fourier nhanh) được ứng dụng để thay thế dây trễ. Sơ đồ của một hệ xử lý thích nghi ứng dụng FFT được biểu diễn trên hình 12.13.

Ưu điểm của giải pháp trong miền tần số là giảm nhỏ khối lượng tính toán và tăng nhanh tốc độ hội tụ. Vì trọng số phụ thuộc vào mỗi băng tần con (miền tần số), việc xử lý lựa chọn trọng số cần phải thực hiện song song, dẫn tới trọng số được cập nhật nhanh. Hơn nữa, khi sử dụng thuật toán thích nghi LMS, bước tính khác nhau có thể áp dụng cho mỗi băng tần con, kết quả là sẽ hội tụ nhanh hơn.

Anten thích nghi băng tần con

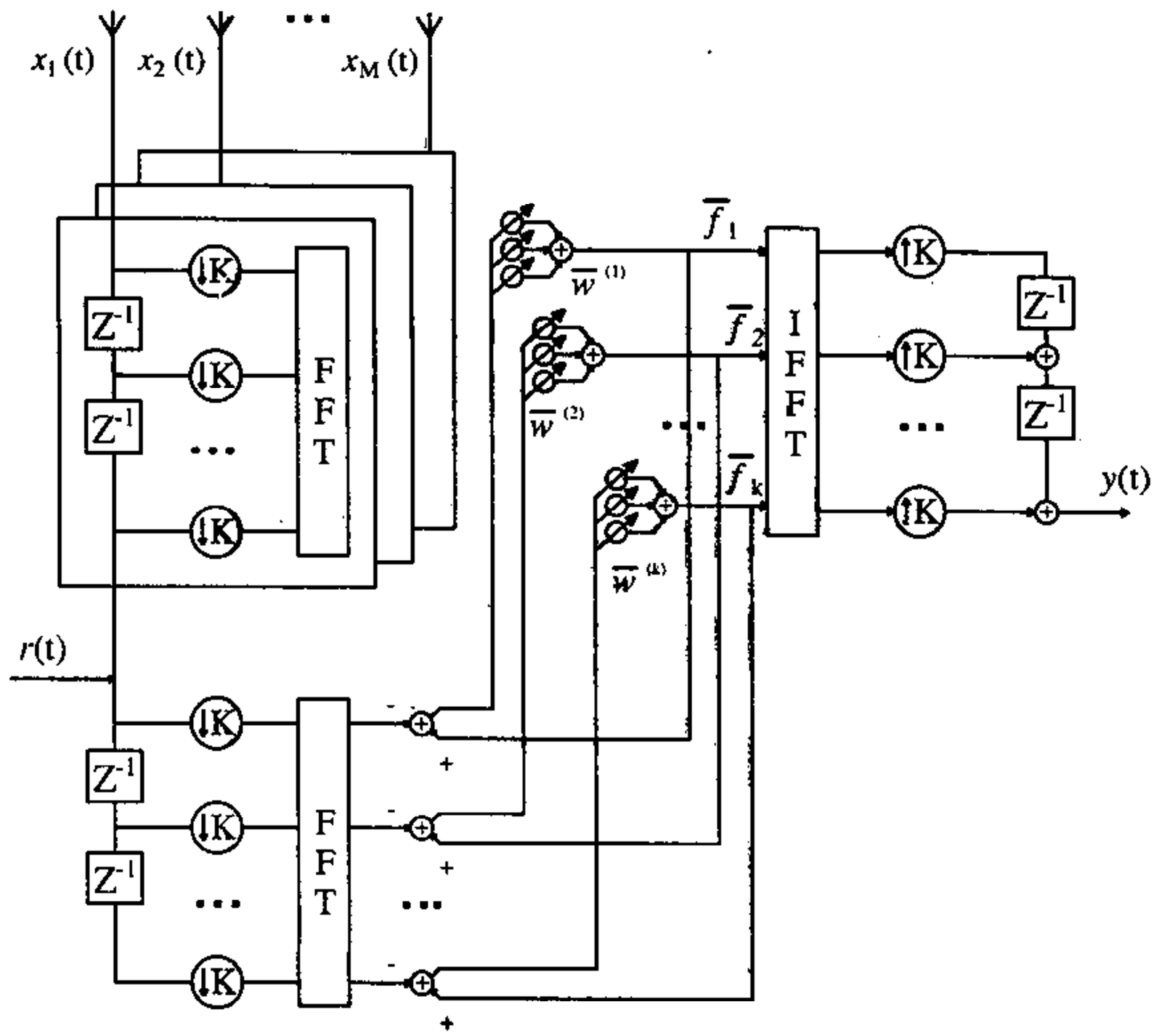
Một ví dụ về cấu hình anten thích nghi băng tần con được vẽ trên hình 12.14. Tín hiệu thu được từ mỗi phần tử trước hết đưa qua khối thu để biến đổi thành tín hiệu băng gốc và tiếp theo lấy mẫu sử dụng bộ biến đổi A/D. Để đơn giản, ta bỏ qua khối thu và bộ biến đổi A/D trong cấu hình trên. Mặt khác, để biểu diễn mô hình tín hiệu ta sử dụng t như là kí hiệu thời gian rời rạc. Mỗi tín hiệu thu được trên phần tử thứ m ở thời điểm t được phân chia thành K tín hiệu băng tần con và được biến đổi sang miền tần số nhờ sử dụng tập hợp bộ lọc FFT. Việc xử lý tín hiệu thích nghi sẽ cho một véctơ trọng số tối ưu ứng với từng băng tần con $\tilde{w}^{(k)}$. Tương tự như vậy, tín hiệu tham chiếu cũng được biến đổi sang miền tần số băng tần con với cùng phương pháp trên. Sau đó nhân với trọng số

tối ưu, các mẫu trọng số được tổ hợp tương ứng với từng băng tần con. Các mẫu phức hợp được biến đổi trở lại miền thời gian dùng bộ lọc IFFT. Cuối cùng, thực hiện nội suy với hệ số tăng tốc K sẽ thu được tín hiệu ra *y(t)*.



SPC : Biến đổi nối tiếp - song song
PSC : Biến đổi song song - nối tiếp

Hình 12.13.



Hình 12.14.

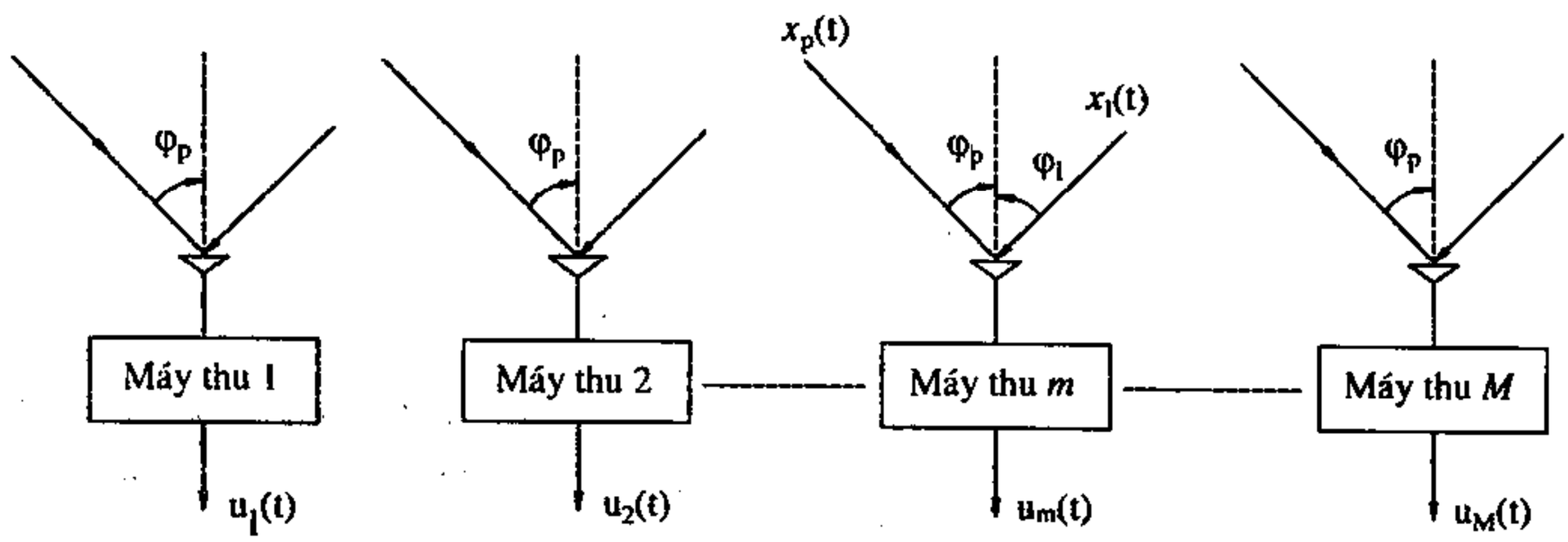
§12.7. PHƯƠNG PHÁP XÁC ĐỊNH "HƯỚNG SÓNG TỚI"
(thuật ngữ tiếng Anh: Direction of arrival, viết tắt DOA)

Đối với các hệ anten có xử lý tín hiệu thì "hướng sóng tới" là một thông tin rất quan trọng. Khi biết chính xác thông tin này thì việc xử lý tín hiệu để có thể nhận được tín hiệu mong muốn một cách tốt nhất và loại trừ các tín hiệu không mong muốn (can nhiễu) sẽ có thể được thực hiện một cách thuận lợi và hiệu quả cao.

Ngoài ra, trong nhiều trường hợp thực tế thì việc xác định hướng sóng đến còn là một nhiệm vụ chức năng của hệ thống vô tuyến điện, ví dụ hệ thống vô tuyến tìm phương trong quản lý tần số, hệ thống rađa cảnh giới, hệ thống thông tin và định vị tầu thuyền trên bển v.v.

Hệ thống anten cho phép xác định đồng thời hướng sóng đến từ P nguồn phát sóng độc lập về thực chất cũng chính là một hệ anten có xử lý tín hiệu, cho phép xác định được hướng sóng đến một cách chính xác trong điều kiện có nhiễu. Phương pháp phân tích hệ anten này cũng dựa trên mô hình của hệ anten có xử lý tín hiệu đã xét ở trên.

Ta xét một hệ anten tuyến tính như vẽ ở hình (12.15) gồm có M phần tử dùng để phân biệt và xác định P sóng tới có hướng đến khác nhau, với P<M. Để đơn giản, ta giả thiết các hướng sóng đến nằm trong mặt phẳng $\theta = \pi/2$ với các góc phương vị φ_p khác nhau.



Hình 12.15.

Trên mỗi máy thu ta đều nhận được P tín hiệu sóng tới cùng với tạp nhiễu. Ta có thể viết viết biểu thức tín hiệu nhận được ở đầu ra của máy thu thứ m, áp dụng công thức (12.25) nhưng trong đó thay $\sin\theta = 1$, sẽ có dạng :

$$u_m(t) = \sum_{p=1}^{P} s_p(t) e^{-jk(m-1)d\cos\varphi_p} + n_m(t) \qquad (12.70)$$

Khi đưa vào ký hiệu $e_m(\varphi_p) = e^{-jk(m-1)d\cos\varphi_p}$, (12.70) sẽ được viết lại dưới dạng:

$$u_m(t) = \sum_{p=1}^{P} s_p(t) e_m(\varphi_p) + n_m(t) \qquad (12.71)$$

Ta có véctơ tín hiệu đầu ra tại M cổng máy thu

$$u(t) = [\, u_1(t)\ u_2(t) \ldots u_m(t) \ldots u_M(t)\,]^T \tag{12.72}$$

Áp dụng (12.71), ta viết lại (12.72) dưới dạng:

$$u(t) = \sum_{p=1}^{P} s_p(t)\, e(\varphi_p) + n(t) \tag{12.73}$$

trong đó $e(\varphi_p)$ là véctơ hướng của sóng tới tại hướng φ_p

$$e(\varphi_p) = [\, 1 \quad e^{-jkd\cos\varphi_p} \quad e^{-j2kd\cos\varphi_p} \ldots e^{-jk(m-1)d\cos\varphi_p} \ldots e^{-jk(M-1)d\cos\varphi_p}\,]^T \tag{12.74}$$

còn n(t) là véctơ nhiễu, hay có thể viết (12.73) dưới dạng rút gọn:

$$u(t) = e(\varphi)s(t) + n(t) \tag{12.75}$$

trong đó $e(\varphi)$ là véctơ có thành phần là các véctơ hướng $e(\varphi_p)$:

$$e(\varphi) = [e(\varphi_1)\ e(\varphi_2) \ldots e(\varphi_p) \ldots e(\varphi_P)\,] \tag{12.76}$$

còn *s(t)* là véctơ có thành phần là các biên độ đường bao phức của P sóng tới

$$s(t) = [\, s_1(t)\ s_2(t) \ldots s_p(t) \ldots s_P(t)\,]^T \tag{12.77}$$

n(t) là véctơ nhiễu nhận được trên M cổng máy thu

$$n(t) = [\, n_1(t)\ n_2(t) \ldots n_m(t) \ldots n_M(t)\,]^T \tag{12.78}$$

Thuật toán xác định hướng sóng tới

Có một số thuật toán cho phép xác định hướng sóng tới, trong đó khá hiệu quả là thuật toán MUSIC (từ viết tắt của thuật ngữ tiếng Anh : Multiple Signal Classification algorithm). Thuật toán này do Schmidt đề xuất từ 1979, đạt được độ phân giải cao khi phát hiện và phân loại nhiều sóng đến đồng thời.

Thuật toán MUSIC dựa trên việc khai thác cấu trúc riêng (các giá trị riêng, véctơ riêng) của ma trận hiệp phương sai R_{uu} của véctơ tín hiệu thu u(t):

$$R_{uu} = \varepsilon\, \{\, u(t)\, u^H(t)\, \} = \frac{1}{L}\sum_{t=1}^{L} [\, u(t)\, u^H(t)] \tag{12.79}$$

Trong đó, L là số mẫu quan sát.

Áp dụng (12.75) vào (12.79) ta có:

$$\begin{aligned} R_{uu} &= \varepsilon\, \{(e(\varphi)\, s(t) + n(t))\, (e(\varphi)\, s(t) + n(t))^H\, \} = \\ &= e(\varphi)\, \varepsilon\{\, s(t)\, s^H(t)\}\, e^H(\varphi) + \varepsilon\{\, n(t)\, n^H(t)\} \end{aligned} \tag{12.80}$$

Nếu coi nhiễu n(t) là tạp âm trắng thì

$$\varepsilon\{\, n(t)\, n^H(t)\} = \sigma^2.I$$

trong đó σ^2 là năng lượng tạp âm, còn I là ma trận đơn vị

Nếu chú ý rằng $\varepsilon\{\, s(t)\, s^H(t)\} = R_{ss}$, ta viết lại được (12.80) như sau:

$$R_{uu} = e(\varphi)\, R_{ss}\, e^{H}(\varphi) + \sigma^2.I \qquad (12.81)$$

Từ (12.81) ta tính được các giá trị riêng λ_m của ma trận hiệp phương sai R_{uu} thoả mãn :

$$\left|R_{uu} - \lambda_m I\right| = 0 \qquad (12.82)$$

Có P giá trị riêng biểu thị cho công suất thu P sóng tới, được sắp xếp theo thứ tự biên độ giảm dần :

$$\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3 \ldots \ \ldots > \lambda_p \ldots > \lambda_P$$

vi nhiễu được coi là tạp âm trắng nên năng lượng nhận trên các máy thu sẽ đều là σ^2. Do vậy ta có thể biểu thị năng lượng nhận được ở đầu ra các máy thu kể cả nhiễu :

$$\left.\begin{array}{l} \lambda_1 = \nu_1 + \sigma^2 \\ \lambda_2 = \nu_2 + \sigma^2 \\ \ldots\ \ldots\ \ldots\ \ldots\ \ldots \\ \lambda_p = \nu_p + \sigma^2 \end{array}\right\} \qquad (12.83)$$

ν_p chính là các giá trị riêng của $e(\varphi)\, R_{ss}\, e^{H}(\varphi)$

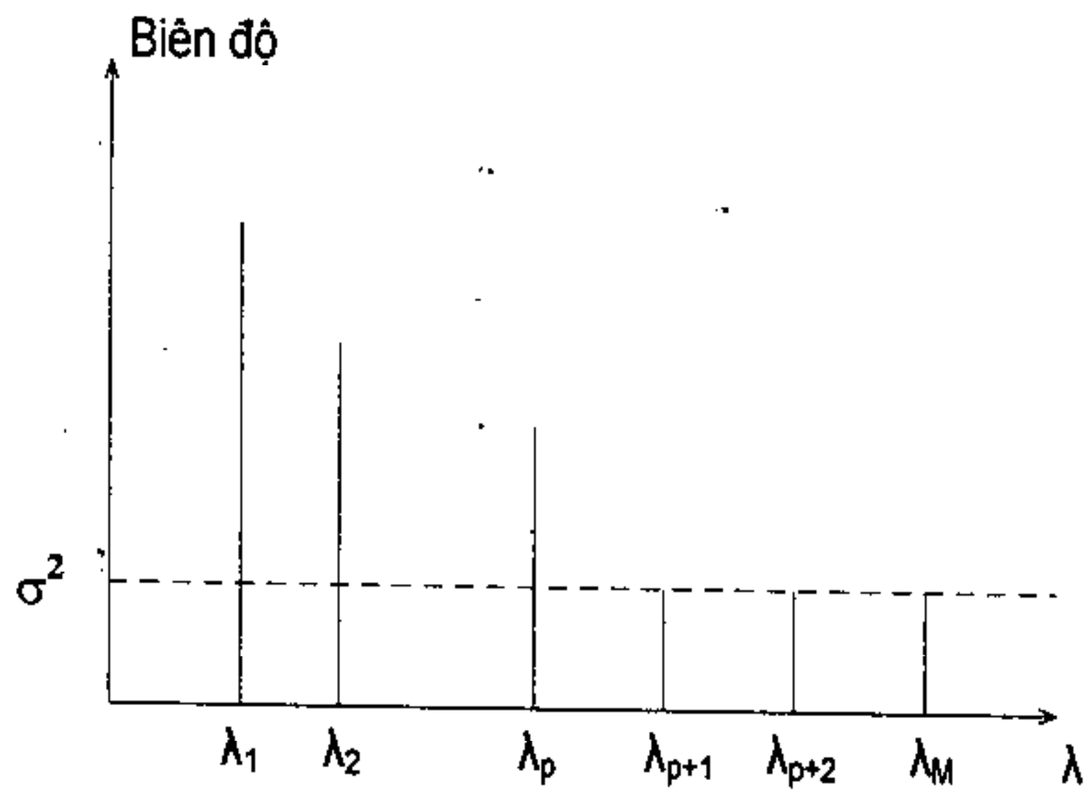
Các giá trị riêng từ P +1 đến M sẽ có giá trị đều nhau, bằng σ^2.

$$\lambda_{P+1} = \lambda_{P+2} \ldots \ \ldots = \lambda_M = \sigma^2 \qquad (12.84)$$

Do đó :

$$\lambda_1 > \lambda_2 > \ldots \ \ldots > \lambda_P > \lambda_{P+1} \ \ldots \lambda_M = \sigma^2 \qquad (12.85)$$

Hình 12.16 là đồ thị sắp xếp mức công suất tín hiệu nhận được ở cổng ra của các máy thu theo thứ tự biên độ giảm dần.



Hình 12.16

Như vậy, sau khi tính ma trận hiệp phương sai để xác định các giá trị riêng, ta đã phân tách được tín hiệu và nhiễu thành 2 không gian con:

– Không gian con "tín hiệu" có kích thước *P*, tương ứng với P tín hiệu nhận được, sắp xếp theo thứ tự biên độ giảm dần.

– Không gian con "nhiễu" có kích thước $M-P$ với cùng mức biên độ σ^2.

Như vậy, để tồn tại không gian con "nhiễu" thì phải có điều kiện $M>P$, nghĩa là số tín hiệu có thể phát hiện được nhỏ hơn số phần tử anten của hệ thống.

Vấn đề tiếp theo là xác định hướng của các tín hiệu đã được phân loại.

Từ M giá trị riêng, ta tìm được M véctơ riêng q_m của ma trận R_{uu} thoả mãn :

$$\left(R_{uu}-\lambda_m I\right)q_m = 0 \tag{12.86}$$

Đối với các véctơ riêng có liên quan đến $M-P$ giá trị riêng nhỏ nhất, ta có :

$$\left(R_{uu}-\sigma^2 I\right)q_m = e(\varphi)R_{ss}e^H(\varphi)q_m + \sigma^2 I - \sigma^2 I = 0 \tag{12.87}$$

Vì $e(\varphi)R_{ss} \neq 0$ nên từ đây suy ra

$$e^H(\varphi)q_m = 0 \tag{12.88}$$

hoặc viết dưới dạng :

$$\begin{bmatrix} e^H(\varphi_1)q_m \\ e^H(\varphi_2)q_m \\ . \\ . \\ . \\ e^H(\varphi_P)q_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ . \\ . \\ . \\ 0 \end{bmatrix} \tag{12.88a}$$

Điều này có nghĩa các véctơ riêng có liên quan đến $M-P$ giá trị riêng nhỏ nhất sẽ trực giao với P véctơ hướng tạo nên ma trận e(φ) :

$$\left\{e(\varphi_1), e(\varphi_2)...e(\varphi_P)\right\} \perp \left\{q_{P+1}, q_{P+2}...q_M\right\} \tag{12.89}$$

Như vậy, cách tiếp cận của thuật toán MUSIC là hãy đi tìm các véctơ hướng mà chúng gần trực giao nhất với các véctơ riêng có liên quan đến các giá trị riêng xấp xỉ bằng σ^2của ma trận hiệp phương sai R_{uu}. Đó chính là các *véctơ hướng* của các tín hiệu thu mà ta muốn xác định, cũng có nghĩa là khi đó sẽ xác định được các hướng sóng đến.

Sự phân tích cũng cho thấy các véctơ riêng của ma trận hiệp phương sai R_{uu} sẽ thuộc về 2 không gian con trực giao nhau: *không gian tín hiệu* và *không gian nhiễu*. Các *véctơ hướng* tương ứng với các hướng sóng đến rõ ràng là nằm trong không gian tín hiệu và do đó trực giao với không gian nhiễu.

Ta thiết lập ma trận V_n gồm các véctơ riêng nhiễu :

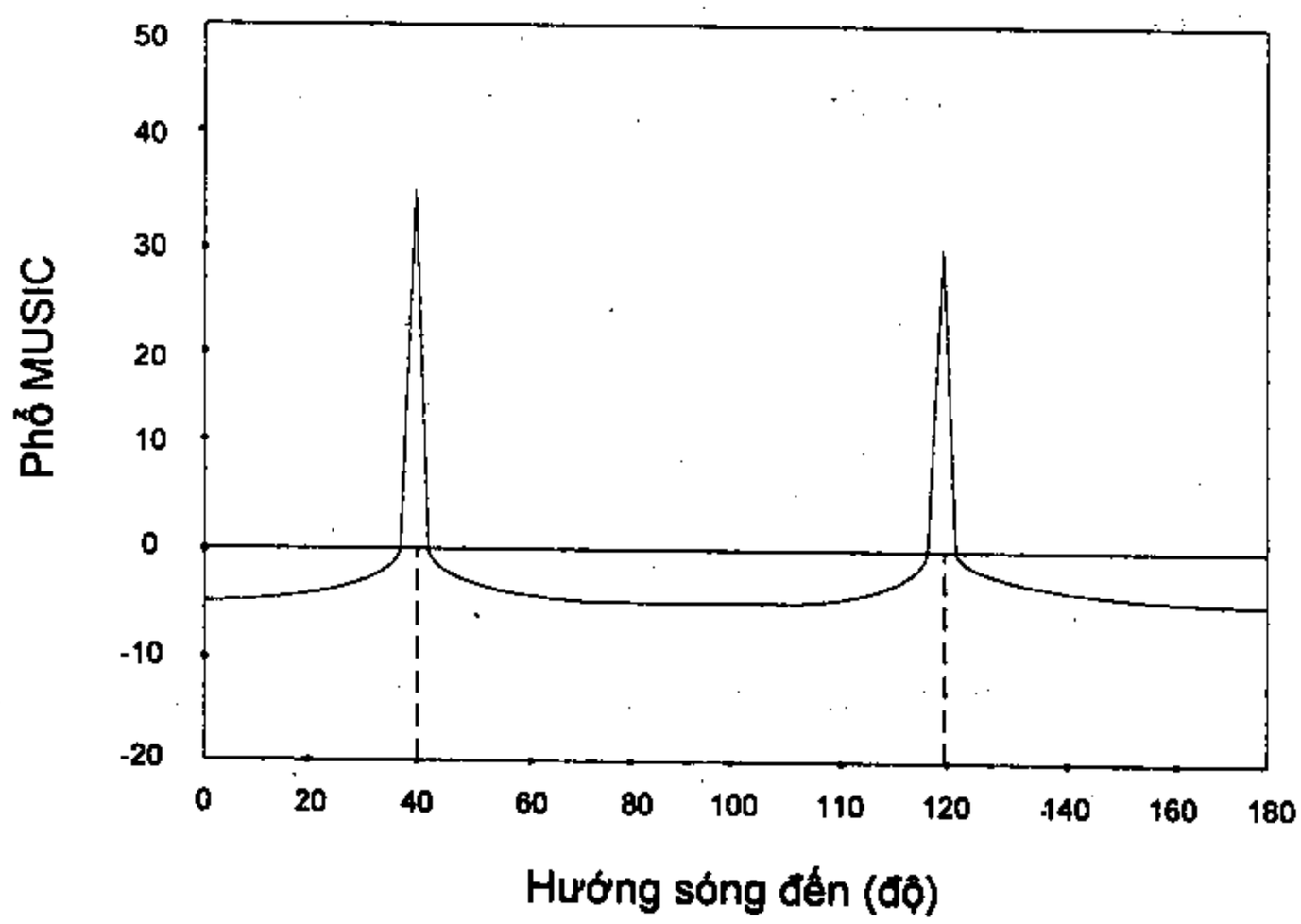
$$V_n = \left[q_{P+1}, q_{P+2}...q_M\right] \tag{12.90}$$

Bởi vì các *véctơ hướng* ứng với các tín hiệu đến luôn là trực giao vói các véctơ riêng của không gian nhiễu, nên $e^H(\varphi)V_n V_n^H e(\varphi) = 0$ khi φ trùng với một hướng sóng đến.

Do đó, các hướng sóng đến sẽ có thể được xác định tại các đỉnh của phổ MUSIC nhận được từ :

$$P_{MUSIC}(\varphi) = \frac{1}{e^H(\varphi)V_n V_n^H e(\varphi)} \tag{12.91}$$

Do tính trực giao giữa $e(\varphi)$ và V_n nên mẫu số của (12.91) sẽ trở nên cực tiểu tại các hướng sóng tới và sẽ cho ta các đỉnh trong phổ MUSIC tại các hướng đó.



Hình 12.17. **Cho một ví dụ minh hoạ có 2 hướng sóng đến xác định được tại 40° và 120°nhờ phổ MUSIC.**

Chương XIII

PHƯƠNG PHÁP ĐIỀU KHIỂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG ANTEN

§13.1. KHÁI NIỆM CHUNG

Anten là thiết bị được ứng dụng trong nhiều lĩnh vực khác nhau của kỹ thuật vô tuyến điện. Tùy theo nhiệm vụ của hệ thống vô tuyến mà có các yêu cầu khác nhau đối với thiết bị anten. Ví dụ trong kỹ thuật vô tuyến định vị cần sử dụng anten có búp sóng nhọn (đồ thị phương hướng hẹp), và búp sóng phải có khả năng quét trong không gian để phát hiện và bám theo các mục tiêu di động, xác định tọa độ của các mục tiêu ấy (anten rađa).

Để quét búp sóng trong không gian có thể áp dụng ba phương pháp : phương pháp cơ học, phương pháp cơ -điện, và phương pháp điện-điện tử.

Phương pháp cơ học điều khiển đồ thị phương hướng được thực hiện bằng cách quay toàn bộ anten trong không gian, hay xê dịch một hoặc một số phần tử của anten, làm thay đổi mặt đẳng pha của trường ở miệng anten. Đặc điểm của phương pháp này là quán tính điều khiển lớn và vận tốc quét búp sóng bị hạn chế rất nhiều.

Ngày nay, với các thành tựu đã đạt được về tốc độ của các vật bay (máy bay siêu âm, tên lửa, v.v...) thì vận tốc quét của búp sóng trong không gian theo phương pháp cơ, hoặc cơ-điện chưa đáp ứng được đầy đủ. Vì vậy đã nảy sinh yêu cầu phải nghiên cứu các loại anten mới, đáp ứng được cao hơn các yêu cầu về quét búp sóng trong không gian (anten quét bằng phương pháp điện).

Phương pháp điện học để điều khiển đồ thị phương hướng anten đã tỏ ra có nhiều triển vọng, có thể đáp ứng được các đòi hỏi ngày càng cao của kỹ thuật. Điều khiển đồ thị phương hướng bằng phương pháp điện học cho phép tăng vận tốc kiểm soát không gian, nghĩa là tăng được lượng tin tức về các nguồn bức xạ hoặc phản xạ sóng điện từ trong không gian. Điều này có ý nghĩa đặc biệt trong kỹ thuật quân sự.

Ngoài ra, với sự phát triển của kỹ thuật điện tử, đặc biệt là việc sử dụng các mạch vi điện tử, có thể thiết lập những anten không chỉ cho phép quét đồ thị phương hướng bằng phương pháp điện mà còn có thể kết hợp thực hiện việc xử lý tín hiệu.

Trong chương này chúng ta sẽ khảo sát nguyên lý và những phương pháp cơ bản điều khiển đồ thị phương hướng của anten bằng phương pháp điện học.

Trong trường hợp tổng quát, anten là tập hợp của các phần tử bức xạ được sắp xếp theo đường thẳng, mặt phẳng, mặt cầu, mặt trụ hay mặt nón, v.v...

Đối với hệ anten thẳng, một dạng kết cấu điển hình của hệ anten nhiều phần tử, hướng bức xạ cực đại của búp sóng anten được xác định bởi (công thức 7.14):

$$\cos\theta_M = -\frac{\psi}{kd} \tag{13.1}$$

trong đó, ψ – góc lệch pha của dòng điện giữa hai phần tử kề nhau;

d – khoảng cách giữa các phần tử;

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Nếu phần tử bức xạ của hệ thống không phải là chấn tử mà là các phần tử bức xạ mặt thì ψ là góc lệch pha của trường trên mặt bức xạ của hai phần tử kề nhau.

Công thức (13.1) cho thấy rằng hướng bức xạ cực đại của hệ thống phụ thuộc vào ba thông số cơ bản là khoảng cách d, bước sóng λ và góc lệch pha ψ. Do đó, việc điều khiển đồ thị phương hướng anten trong không gian có thể được thực hiện bằng cách biến đổi một trong các thông số trên. Thực tế ít sử dụng phương pháp biến đổi khoảng cách giữa các phần tử vì thường gặp nhiều khó khăn về kỹ thuật.

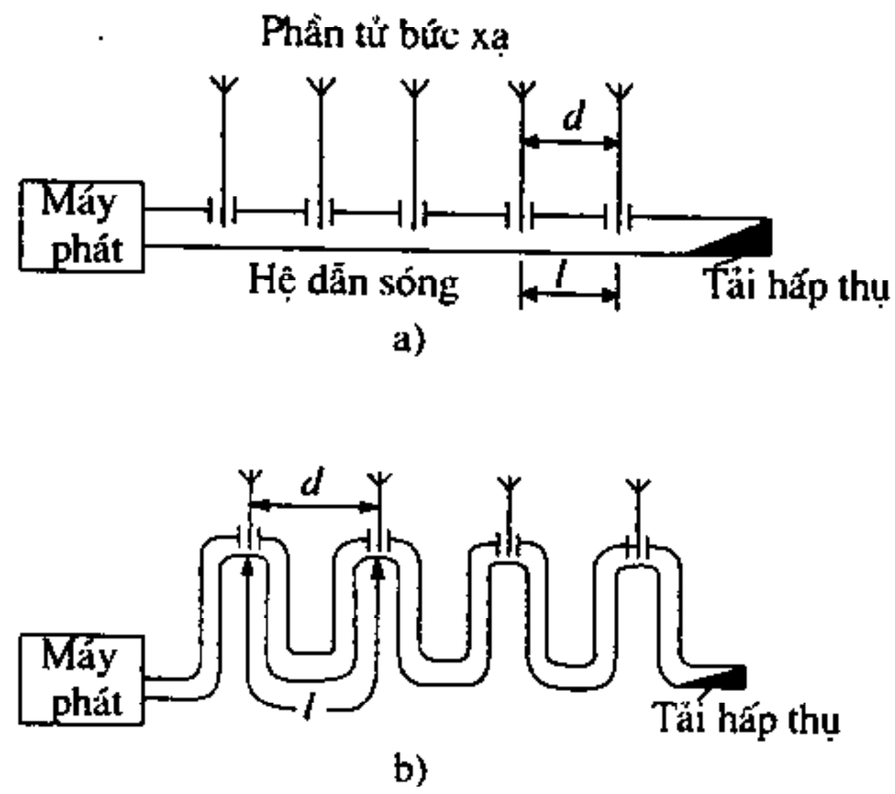
Khi dùng phương pháp biến đổi bước sóng (thay đổi tần số máy phát) để điều khiển đồ thị phương hướng ta nhận được *anten điều khiển tần số*, còn khi điều khiển phân bố pha giữa các phần tử để điều khiển đồ thị phương hướng, ta nhận được *anten điều khiển pha*. Trong thực tế còn dùng phương pháp biến đổi phân bố biên độ-pha. Khi ấy, có thể điều khiển không những vị trí của búp sóng trong không gian mà còn có thể điều khiển cả các thông số khác của đồ thị phương hướng như mức nén cực đại phụ ... Việc điều khiển phân bố pha của anten có thể được thực hiện theo phương pháp cơ-điện, hoặc phương pháp điện, trong đó có phương pháp xử lý tín hiệu.

Sau đây chúng ta sẽ khảo sát nguyên lý và đặc điểm của các phương pháp nêu ở trên.

§ 13.2. ĐIỀU KHIỂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG ANTEN THEO PHƯƠNG PHÁP TẦN SỐ

Để đơn giản, ta khảo sát hệ bức xạ thẳng tiếp điện liên tiếp, trong đó có các phần tử bức xạ được mắc liên tiếp vào cùng một đường dẫn sóng (fiđe) có đặc tính tán sóng (ví dụ ống dẫn sóng, hệ thống sóng chậm, v.v...). Nếu ký hiệu l là độ dài của đoạn fiđe nối giữa hai phần tử thì pha của dòng điện hay trường kích thích tại các phần tử bức xạ phụ

thuộc vào độ dài điện l/λ_s (trong đó λ_s là bước sóng của sóng trong hệ dẫn sóng). Sơ đồ của anten điều khiển tần số, tiếp điện liên tiếp được vẽ ở hình 13.1.



Hình 13.1.

Bước sóng riêng λ_s trong mỗi đường truyền sóng có quan hệ với vận tốc pha của sóng trong hệ thống, đồng thời vận tốc pha lại là hàm số của tần số và phụ thuộc vào đặc tính tán tần của hệ thống ấy. Ví dụ về đặc tính tán tần của một hệ thống chu kỳ chậm được vẽ ở hình 13.2.

Hệ số ξ của đường dẫn sóng phụ thuộc vào đặc điểm cấu trúc của mỗi loại hệ dẫn sóng cụ thể và có giới hạn biến đổi khác nhau tuỳ theo từng loại. Ví dụ, với ống dẫn sóng chữ nhật ta có :

$$\xi = \frac{c}{v} = \sqrt{1-(\frac{\lambda}{2a})^2}$$

và giới hạn biến đổi của ξ trong khoảng $\xi = (0 \div 1)$.

Trong sơ đồ của anten điều khiển tần số vẽ ở hình 13.1 ta ký hiệu d là khoảng cách giữa các phần tử còn l là độ dài của đoạn fiđe mắc giữa hai phần tử. ở hình 13.1a có $l = d$, còn ở hình 13.1b có $l > d$.

Nếu d khá lớn khiến có thể bỏ qua tác dụng tương hỗ của các phần tử gần nhau thì hàm phương hướng tổ hợp của dãy N phần tử bức xạ được viết dưới dạng :

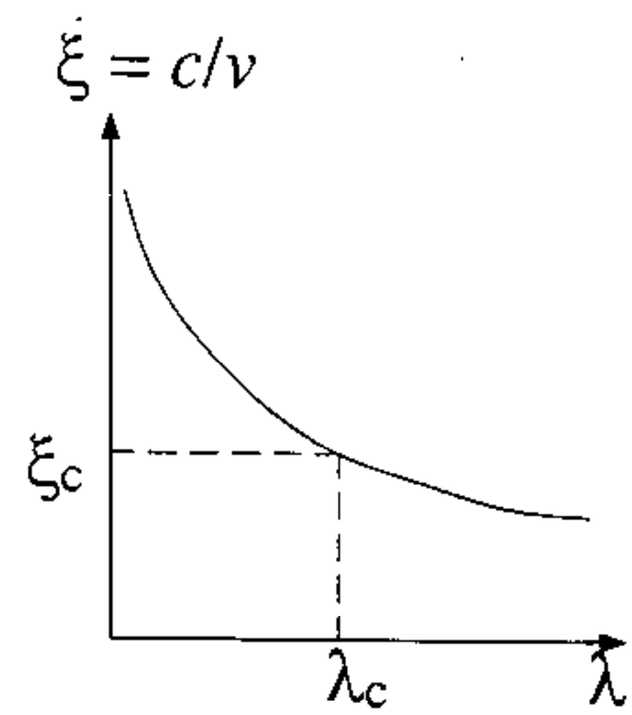
$$F_{KN}(\theta) = \frac{\left|\sin(\frac{N\alpha}{2})\right|}{N\left|\sin(\frac{\alpha}{2})\right|} \tag{13.2}$$

trong đó, $\alpha = kd\cos\theta + \psi$

ψ là góc dịch pha giữa hai phần tử kế nhau.

Góc lệch pha này, trong trường hợp tổng quát bằng tổng của góc lệch pha cố định ψ_0 (nếu có) và góc lệch pha phụ do đoạn fiđe mắc giữa hai phần tử gây ra :

$$\psi = -\psi_0 - \frac{2\pi}{\lambda_s} l$$



Hình 13.2.

Biết ψ sẽ xác định được hướng bức xạ cực đại của đồ thị phương hướng. Hàm (13.2) sẽ có giá trị cực đại bằng 1 khi $\alpha = 2n\pi$. Từ đây rút ra được :

$$\cos\theta_M = \frac{\lambda}{d}(n + \frac{\psi_0}{2\pi}) + \frac{\lambda}{\lambda_s}\frac{l}{d} \qquad (13.3a)$$

trong đó, $n = 0, \pm 1, \pm 2, ...$

Nếu sóng bức xạ và sóng truyền trong fiđe có cùng tần số với máy phát như trong các hệ thống ở hình 13.1. thì :

$$\frac{2\pi}{\lambda_s} = k\xi; \frac{\lambda}{\lambda_s} = \xi$$

Công thức (13.3a) được viết lại dưới dạng :

$$\cos\theta_M = \frac{\lambda}{d}(n + \frac{\psi_0}{2\pi}) + \frac{\lambda}{\lambda_s}\frac{l}{d} \qquad (13.3b)$$

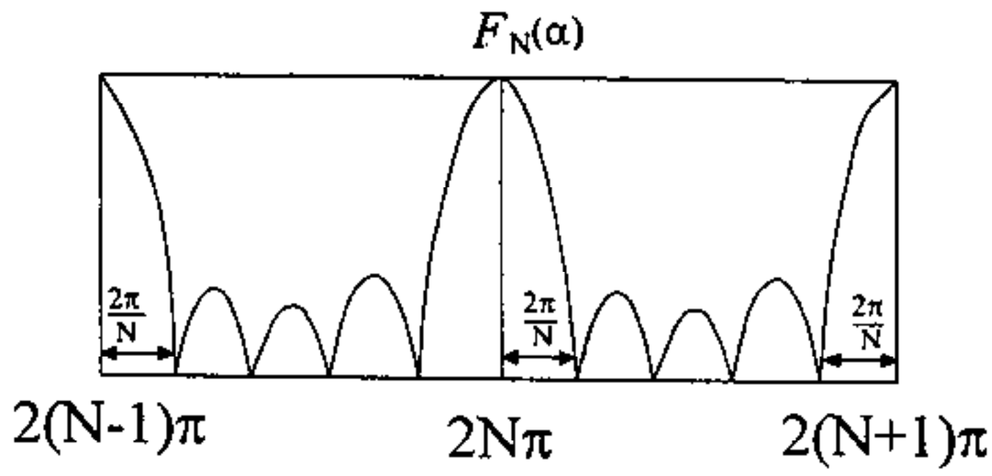
Khi thay đổi tần số máy phát thì λ và ξ thay đổi. Do đó hướng bức xạ cực đại của đồ thị phương hướng sẽ thay đổi. Như vậy bằng cách thay đổi tần số máy phát có thể điều khiển được đồ thị phương hướng anten trong không gian.

Tốc độ biến đổi của vị trí búp sóng trong không gian khi biến đổi tần số (hay bước sóng) được gọi là độ nhạy *góc-tần số* của anten. Độ nhạy góc-tần số được biểu thị bằng tỷ số của độ dịch chuyển búp sóng trên phần trăm biến đổi tần số (hay bước sóng). Từ công thức 13.3 ta rút ra được :

$$A = \frac{\partial\theta}{\partial\lambda} = \frac{0,573}{\sin\theta}(\frac{l}{\xi d} - \cos\theta) \qquad (13.4)$$

Hệ số 0,573 đưa vào công thức trên là do chuyển đổi đơn vị từ radian sang độ.

Ta thấy khi $\frac{d}{\lambda} = \text{const}$ thì độ nhạy góc-tần số phụ thuộc vào θ và hệ số chậm ξ. Độ nhạy góc-tần số sẽ càng lớn khi θ và ξ càng nhỏ. Hệ số chậm ξ có quan hệ với tần số công tác, tuỳ thuộc vào đặc tính tán tần của hệ thống dẫn sóng. Do đó, khi cho trước giới hạn quét của đồ thị phương hướng sẽ xác định được giới hạn biến đổi tần số của máy phát ứng với mỗi loại hệ dẫn sóng đã cho.



Hình 13.3.

Nếu lựa chọn khoảng cách d giữa các phần tử không quá lớn thì trong quá trình điều khiển quét búp sóng, đồ thị phương hướng anten sẽ chỉ có một búp sóng chính. Điều này có thể nhận thấy rõ khi xét đồ thị của hàm số $F_N(\theta)$ (hình 13.3). Đồ thị này có nhiều cực đại chính với biên độ bằng nhau và chu kỳ xuất hiện bằng 2π.

Mặt khác, nếu xét theo quan điểm giảm nhỏ ảnh hưởng tương hỗ giữa các phần tử thì khoảng cách d càng lớn càng tốt. Vì vậy ở đây cần xác định khoảng cách lớn nhất

giữa các phần tử để sao cho trong quá trình điều khiển đồ thị phương hướng sẽ chỉ có một cực đại chính.

Để xác định khoảng cách cực đại, ta khảo sát hàm phương hướng (13.2). Khi θ biến đổi từ $0 \to \pi$ thì α biến đổi trong giới hạn :

$$\alpha_{\max} = kd + \psi \text{ đến } \alpha_{\min} = -kd + \psi \tag{13.5}$$

Các cực đại chính của đồ thị sẽ ứng với $\alpha_M = 2n\pi$ (với n=0, 1, 2,...) đồng thời độ rộng của cực đại chính (tính từ điểm cực đại đến điểm không đầu tiên) có giá trị bằng $\frac{2\pi}{N}$.

Trong quá trình *điều khiển quét búp sóng*, muốn cho đồ thị phương hướng chỉ có một cực đại chính thì khoảng cách d phải được chọn thế nào để khi thay đổi tần số, phạm vi biến đổi của α không vượt ra ngoài giới hạn vẽ bởi đoạn đậm nét trên trục α, nghĩa là :

$$\alpha_{\min} = -kd + \psi \geq 2(n-1)\pi + \frac{2\pi}{N} \tag{13.6}$$

$$\alpha_{\max} = kd + \psi \leq 2(n+1)\pi - \frac{2\pi}{N} \tag{13.7}$$

Giá trị lớn nhất của d cần được xác định từ hai điều kiện (13.6) và (13.7). Đối với hướng cực đại chính ta có :

$$\alpha_M = kd\cos\theta_M + \psi = 2n\pi$$

Từ đây rút ra được :

$$\psi = 2n\pi - kd\cos\theta_M \tag{13.8}$$

Thay (13.8) vào (13.6) ta xác định được :

$$\frac{d}{\lambda_{\min}} \leq \frac{1 - \frac{1}{N}}{1 + \cos\theta_M} \tag{13.9a}$$

Thay (13.8) vào (13.7) ta xác định được :

$$\frac{d}{\lambda_{\min}} \leq \frac{1 - \frac{1}{N}}{1 - \cos\theta_M} \tag{13.9b}$$

Vì $\cos\theta_M$ có thể mang giá trị dương hay âm, ta có điều kiện tổng quát thoả mãn cả (13.9a) và (13.9b) sẽ được viết dưới dạng :

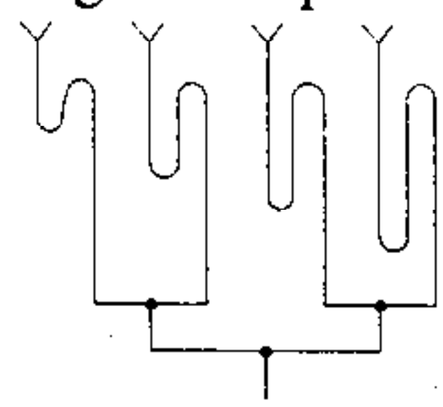
$$\frac{d}{\lambda_{\min}} \leq \frac{1 - \frac{1}{N}}{1 + |\cos\theta_M|} \tag{13.10}$$

Nếu búp sóng được điều khiển ở quanh giá trị $\theta_M = \frac{\pi}{2}$ thì khoảng cách cực đại giữa các phần tử sẽ bằng cỡ một bước sóng ($d \leq \lambda_{min}$).

Sơ đồ anten điều khiển tần số vẽ ở hình 13.1 là sơ đồ tiếp điện liên tiếp. Khuyết điểm của sơ đồ này là công suất của anten bị hạn chế do bị hạn chế công suất truyền theo hệ dẫn sóng. Ngoài ra, tổn hao trong hệ dẫn sóng cũng khá lớn.

Để khắc phục các nhược điểm nêu trên của sơ đồ tiếp điện liên tiếp, có thể dùng sơ đồ tiếp điện song song (hình 13.4).

Khi thiết lập anten theo sơ đồ tiếp điện song song, công suất của hệ thống sẽ được phân chia theo các nhánh nên công suất bức xạ tổng cộng có thể cho phép lớn hơn so với trường hợp dùng sơ đồ liên tiếp. Việc điều khiển quét búp sóng trong trường hợp này được thực hiện bằng cách thay đổi tần số máy phát, còn phân bố pha giữa các phần tử được thực hiện bằng cách thay đổi độ dài của đoạn fiđe tiếp điện nối từ đường dẫn sóng chung đến các phần tử. Vì công suất truyền trong mỗi đoạn fiđe tiếp điện giảm đi nên tổn hao của hệ thống truyền sóng sẽ giảm, do đó công suất bức xạ tổng cộng sẽ tăng.



Hình 13.4.

Bên cạnh các ưu điểm nêu ở trên thì sơ đồ tiếp điện song song cũng có một số nhược điểm, chủ yếu là kết cấu anten trở nên phức tạp.

§ 13.3. ĐIỀU KHIỂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG ANTEN THEO PHƯƠNG PHÁP PHA

Khi điều khiển đồ thị phương hướng theo phương pháp pha, tần số máy phát được giữ cố định, còn quan hệ pha của dòng kích thích cho các phần tử sẽ thay đổi. Việc thay đổi này có thể thực hiện theo nhiều cách khác nhau.

Mỗi anten điều khiển pha thường bao gồm hai phần chính :

– Hệ thống Phân phối - Định pha ;

– Hệ thống bức xạ.

Hệ thống Phân phối - Định pha (viết tắt là *PPĐF*) có nhiệm vụ phân chia công suất của máy phát để cung cấp cho các phần tử bức xạ, đồng thời đảm bảo phân bố pha trên anten theo yêu cầu để tạo và điều khiển đồ thị phương hướng.

13.3.1. Phân loại hệ thống Phân phối - Định pha (PPĐF)

Theo nguyên lý làm việc có thể chia hệ thống *PPĐF* làm hai loại :

1. Hệ thống *PPĐF* loại 1 là hệ thống gồm có nhiều đầu vào độc lập nhau và một số đầu ra. Sơ đồ khối của anten được vẽ ở hình 13.5. Hệ thống *PPĐF* có nhiệm vụ đảm bảo

việc tiếp điện độc lập cho các phần tử bức xạ khi tiếp điện cho anten qua từng đầu vào riêng biệt. Như vậy số đầu vào sẽ tương ứng với số trạng thái phân bố pha có thể thiết lập được, nghĩa là tương ứng với số đồ thị phương hướng hay búp sóng (gọi tắt là số tia) có thể tạo được bởi anten. Số đầu ra tương ứng với số phần tử bức xạ của hệ thống. Việc điều khiển đồ thị phương hướng trong trường hợp này sẽ được thực hiện bằng cách thay đổi vị trí tiếp điện lần lượt cho các đầu vào.

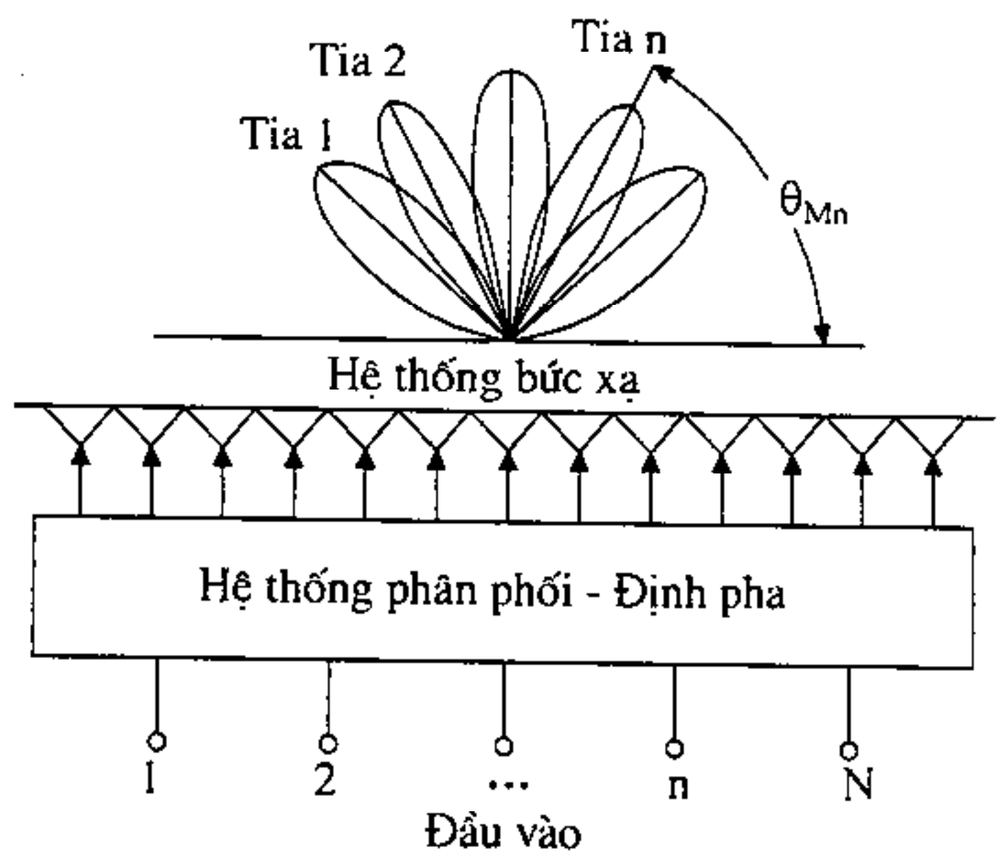
Khi mắc máy phát vào một trong các đầu vào sẽ nhận được phân bố biên độ và pha của dòng điện trên các phần tử tuân theo một quy định xác định, bảo đảm việc hình thành một búp sóng (tia) có hướng xác định trong không gian. Giả sử khi tiếp điện cho đầu vào thứ n, góc lệch pha của dòng điện trên các phần tử kề nhau là ψ_n, ta có hướng cực đại của búp sóng thứ n được xác định từ (13.1) :

$$\cos\theta_{M_n} = \frac{-\psi_n}{kd}$$

Khi chuyển vị trí tiếp điện cho đầu vào khác, quy luật phân bố biên độ, pha của dòng điện trên các phần tử sẽ biến đổi tương ứng với điều kiện để tạo thành búp sóng có hướng khác trong không gian. Anten thiết lập theo nguyên lý trên còn được gọi là anten nhiều tia. Nếu yêu cầu anten phải bao quát được một không gian nhất định thì cần làm sao để các búp sóng giao nhau ở mức nửa công suất.

Hệ thống *PPĐF* loại này có thể được thực hiện theo sơ đồ liên tiếp hoặc song song.

Sơ đồ *PPĐF* liên tiếp gồm hai dãy fiđe đan chéo nhau. Dãy thẳng đứng nối với các phần tử bức xạ (các đầu ra), còn dãy ngang (hay xiên) nối với các đầu vào (hình 13.6). Hai dãy ngang và đứng được ghép với nhau bằng các bộ ghép định hướng tại chỗ giao nhau của chúng. Để đạt được chế độ sóng chạy, ở đầu cuối các dãy được nối với tải phối hợp.



Hình 13.5.

Năng lượng từ mỗi đầu vào được truyền theo fiđe và lần lượt tiếp cho các phần tử qua các nhánh fiđe thẳng đứng. Sai pha của dòng tiếp cho các phần tử được xác định bởi góc chậm pha của sóng truyền theo đoạn fiđe xiên và một phần đoạn fiđe thẳng đứng.

Góc sai pha của dòng giữa hai phần tử kề nhau khi tiếp điện cho đầu vào thứ n bằng :

$$\psi_n = k\xi l_n$$

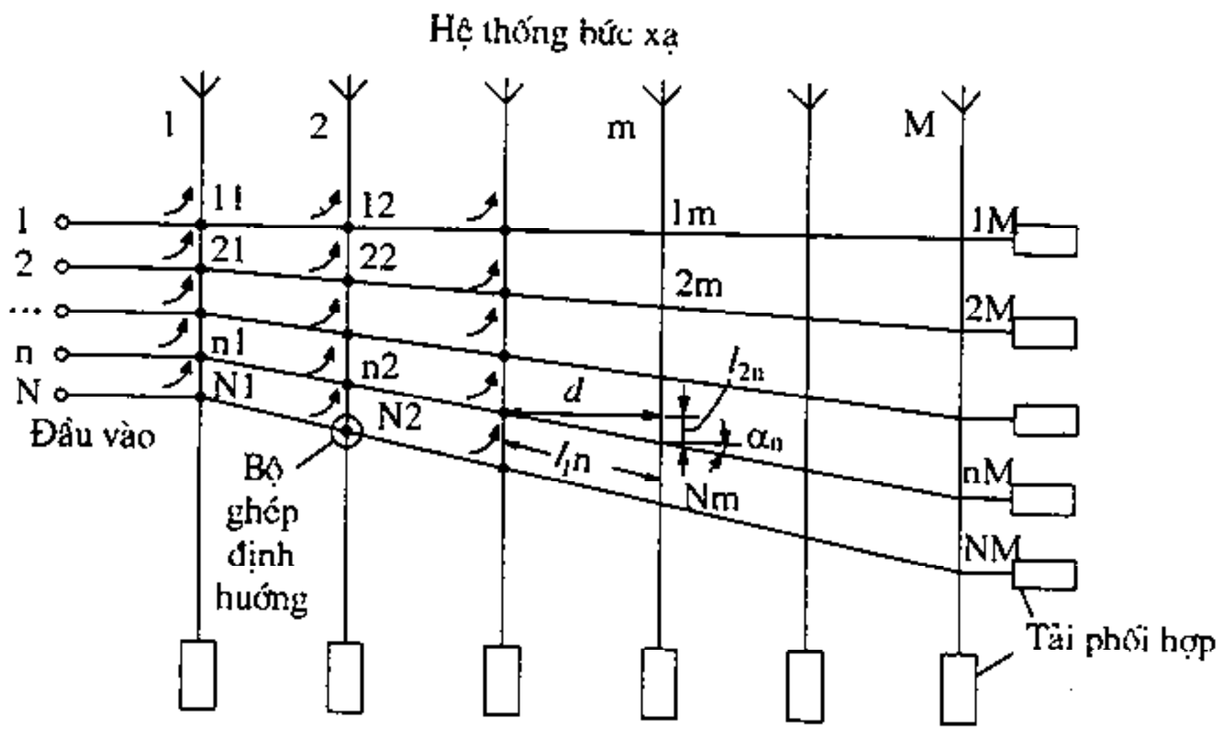
trong đó, $\xi = \dfrac{\lambda}{\lambda_s}$; λ_s là bước sóng trong fiđe.

l_n là độ dài chênh lệch của đường fiđe tiếp điện cho hai phần tử kề nhau khi tiếp điện vào đầu vào thứ n.

Theo hình 13.6 ta có :

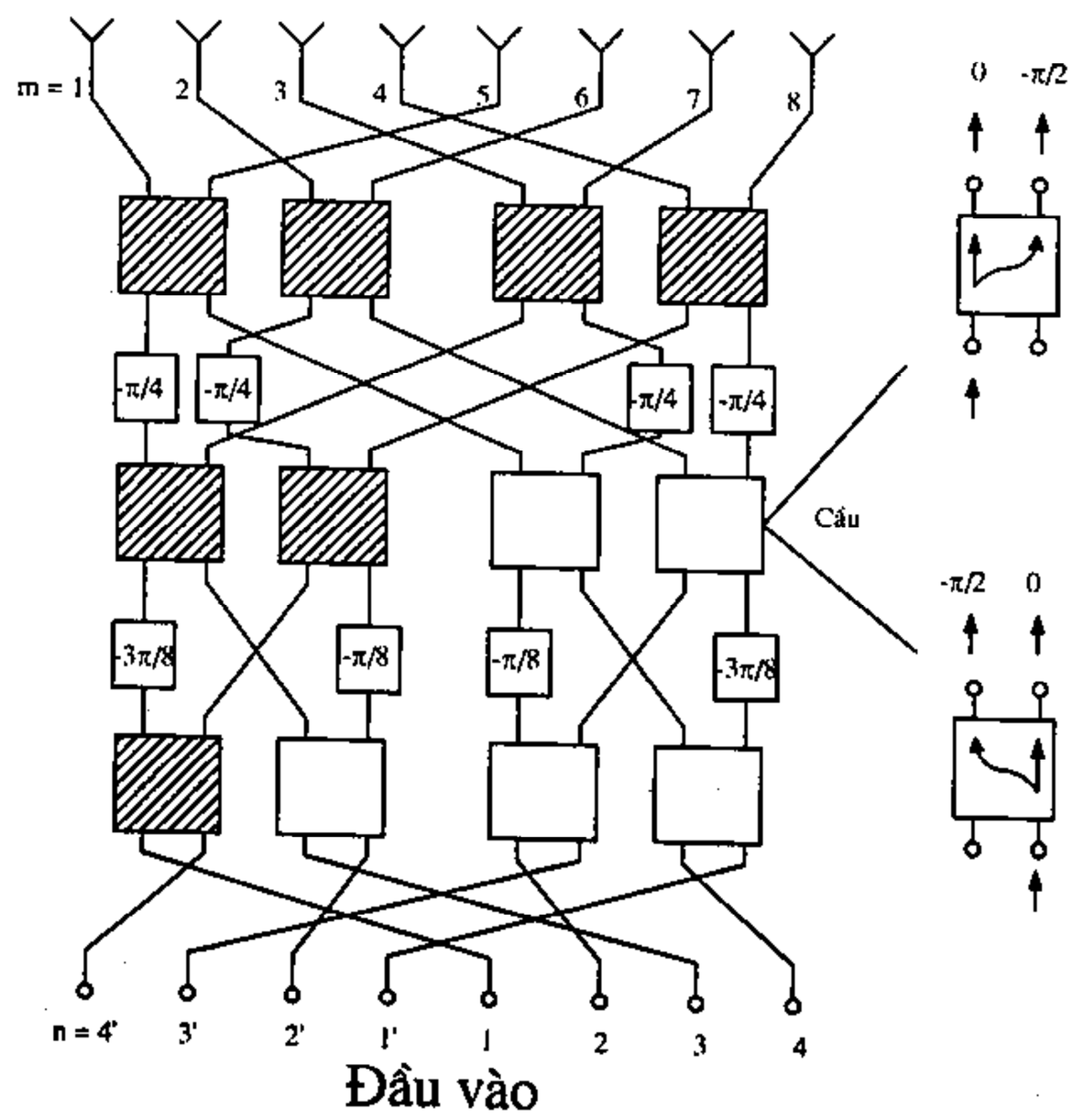
$$l_n = l_{n1} + l_{n2} = d(\frac{1}{\cos\alpha_n} + tg\alpha_n)$$

Khuyết điểm của sơ đồ này là các bộ ghép định hướng không thể đảm bảo cách ly hoàn toàn các đầu vào của hệ thống *PPĐF*, nghĩa là khi tiếp điện vào một đầu này sẽ không tránh khỏi có sự dò năng lượng sang các đường khác, dẫn đến méo dạng đồ thị phương hướng. Ví dụ khi tiếp điện cho đầu 2, năng lượng qua bộ ghép định hướng *21* sẽ truyền tới bộ ghép *11* để tiếp cho phần tử *1*. Nhưng ở bộ ghép *11* không thể tránh khỏi có một phần năng lượng truyền theo đường dây ngang tới các bộ ghép *12, 13,...* để tiếp cho các phần tử *2, 3,...*



Hình 13.6.

Sơ đồ *PPĐF* song song. Để tìm hiểu nguyên lý làm việc của sơ đồ này, ta hãy làm quen với một ví dụ cụ thể vẽ ở hình 13.7. ở sơ đồ này năng lượng cao tần từ mỗi đầu vào được phân phối cho các phần tử bức xạ nhờ các mạch cầu và các bộ quay pha cố định. Mỗi mạch cầu có hai đầu vào và hai đầu ra độc lập với nhau. Khi đưa công suất cao tần vào một trong các đầu vào của cầu, ở đầu ra sẽ nhận được công suất ra đều nhau nhưng góc dịch pha khác nhau (so với tín hiệu vào). Quan hệ pha của tín hiệu đầu ra khi đặt tín hiệu vào ở các đầu vào khác nhau được vẽ ở hình 13.7b. Các bộ quay pha cố định dùng để thiết lập phân bố pha tuyến tính dọc theo hệ thống. Phân bố pha



Hình 13.7.

trên anten khi tiếp điện cho các đầu vào khác nhau được nêu ở bảng 13.1 (trong đó, ψ_n là góc lệch pha giữa hai phần tử).

Bảng 13.1

n- số đầu vào	m - số phần tử bức xạ								ψ_n
	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	$-\frac{5}{8}\pi$	$-\frac{6}{8}\pi$	$-\frac{7}{8}\pi$	$-\frac{8}{8}\pi$	$-\frac{9}{8}\pi$	$-\frac{10}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{12}{8}\pi$	$\frac{1}{8}\pi$
2	$-\frac{5}{8}\pi$	$-\frac{8}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{14}{8}\pi$	$-\frac{1}{8}\pi$	$-\frac{4}{8}\pi$	$-\frac{7}{8}\pi$	$-\frac{10}{8}\pi$	$\frac{3}{8}\pi$
3	$-\frac{6}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{16}{8}\pi$	$-\frac{5}{8}\pi$	$-\frac{10}{8}\pi$	$-\frac{15}{8}\pi$	$-\frac{4}{8}\pi$	$-\frac{9}{8}\pi$	$\frac{5}{8}\pi$
4	$-\frac{8}{8}\pi$	$-\frac{15}{8}\pi$	$-\frac{6}{8}\pi$	$-\frac{13}{8}\pi$	$-\frac{4}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{2}{8}\pi$	$-\frac{9}{8}\pi$	$\frac{7}{8}\pi$

Ưu điểm của sơ đồ *PPĐF* song song là không cần dùng các tải phối hợp như ở sơ đồ *PPĐF* liên tiếp nên hiệu suất đạt được cao hơn. Sơ đồ này cho phép thiết lập phân bố biên độ và pha trên anten với độ tuyến tính cao và số cầu ghép cần ít hơn so với sơ đồ liên tiếp. Khuyết điểm của sơ đồ này là dải tần hẹp.

2. Hệ thống *PPĐF* loại 2 là hệ thống gồm có một đầu vào (đầu tiếp điện) và một số đầu ra (tương ứng với số phần tử bức xạ). Trong hệ thống này, việc điều khiển phân bố pha được thực hiện nhờ các bộ quay pha riêng rẽ có lượng dịch pha cố định hoặc biến đổi được, mắc trên fiđe tiếp điện cho các phần tử để thay đổi pha của dòng tiếp cho các phần tử theo yêu cầu. Hệ thống phân phối loại 2 có thể được thực hiện theo kiểu mạch kín hoặc hở.

Hệ thống *PPĐF* kiểu mạch kín. Trong hệ thống này, việc truyền dẫn năng lượng từ nguồn tới các phần tử bức xạ được thực hiện nhờ các hệ thống dẫn sóng (fiđe). Hình 13.8 vẽ các sơ đồ mắc liên tiếp, song song, hoặc hỗn hợp song song - nối tiếp.

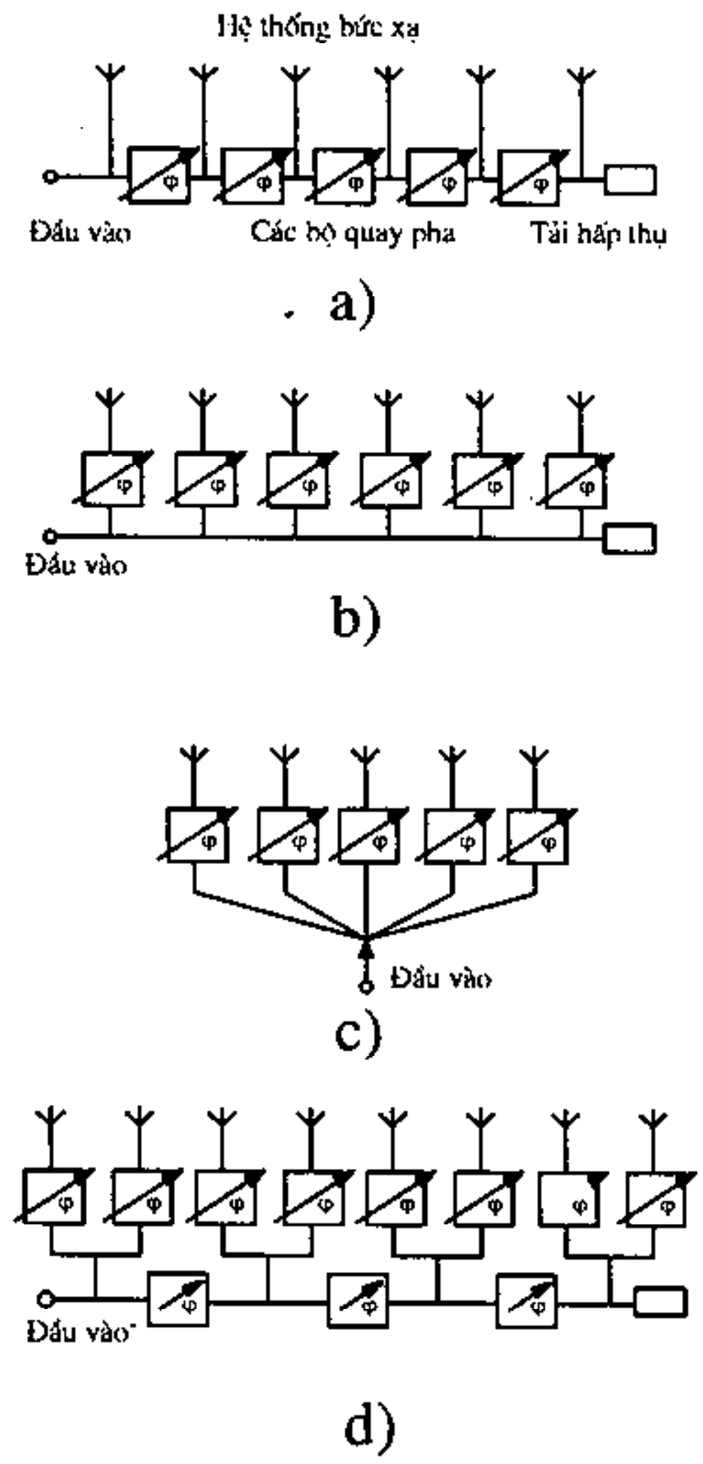
Trong sơ đồ tiếp điện liên tiếp, tất cả các phần tử bức xạ được mắc vào cùng một đường truyền sóng qua các khoảng cách bằng nhau. Nếu độ dài của đoạn fiđe mắc giữa hai phần tử bằng d thì góc chậm pha của dòng trong phần tử tiếp sau bằng ξkd. Để có được phân bố pha cần thiết giữa các phần tử, cần dùng các bộ quay pha mắc liên tiếp hoặc song song theo sơ đồ (a) hoặc (b) hình 13.8.

Giả sử cần thực hiện phân bố pha đồng đều dọc theo hệ thống. Khi ấy, mỗi bộ quay pha cần biến đổi pha theo chiều dương một góc bằng ξkd để bù lại góc chậm pha do

đoạn dây fiđe gây ra. Khi ấy, bức xạ cực đại của anten sẽ đạt được ở hướng vuông góc với trục của hệ thống. Để điều khiển quét búp sóng trong không gian, các bộ quay pha cần được điều khiển để biến đổi pha theo một quy luật nhất định.

Sơ đồ mắc nối tiếp (hình 13.8a) được thực hiện tương đối đơn giản nhưng cũng có một số nhược điểm hạn chế việc ứng dụng. Nhược điểm cần nói đến trước hết là sự tổn hao năng lượng trong các bộ quay pha khá lớn, đồng thời các bộ quay pha này hạn chế công suất bức xạ của anten. Ngoài ra, ở sơ đồ trên các bộ quay pha phải có độ chính xác khá lớn vì sai số của một bộ sẽ ảnh hưởng đến toàn bộ hệ thống.

Sơ đồ hình 13.8b có nhiều ưu điểm hơn vì các bộ quay pha được mắc song song nên mỗi bộ sẽ chỉ cho qua một phần công suất của hệ thống. Để điều khiển quét búp sóng, mỗi bộ quay pha cần biến đổi pha theo một quy luật nhất định. Ví dụ, để nhận được phân bố pha đều, các bộ quay pha nằm dọc theo hướng truyền sóng cần biến đổi các góc pha lần lượt bằng ξkd, $2\xi kd$, $3\xi kd$, v.v...



Hình 13.8.

Nếu yêu cầu góc quay pha lớn hơn 2π thì bộ quay pha thực tế chỉ cần biến đổi một góc pha bằng hiệu của góc pha yêu cầu trừ đi 2π. Trường hợp cần có góc chậm pha bằng ψ thì có thể thực hiện quay pha theo chiều dương một góc $2\pi - \psi$. Do đó, mỗi bộ quay pha cần phải biến đổi được góc pha trong giới hạn từ $0 \div 2\pi$.

Vận tốc quét búp sóng trong không gian được quyết định bởi vận tốc điều khiển pha của các bộ quay pha.

Sơ đồ mắc song song hình 13.8c cũng có các ưu điểm tương tự như sơ đồ hình 13.8b, ở đây chỉ cần lưu ý là nếu độ dài của đoạn fiđe mắc từ fiđe chính đến các phần tử đều bằng nhau thì khi các bộ quay pha làm việc giống nhau sẽ nhận được phân bố đồng pha trên anten.

Sơ đồ hỗn hợp hình 13.8d là sự kết hợp giữa sơ đồ mắc liên tiếp và song song nhưng ở đây số bộ quay pha mắc liên tiếp ít hơn so với sơ đồ hình 13.8a. Vì vậy, nếu sử dụng sơ đồ này sẽ giảm nhỏ được phạm vi biến đổi pha mà các bộ quay pha trong sơ đồ song song phải đảm bảo. Việc giảm số bộ quay pha mắc liên tiếp sẽ giảm sai số điều khiển đồ thị phương hướng. Điều này có ý nghĩa quan trọng khi hệ thống bức xạ gồm nhiều phần tử.

So sánh các sơ đồ anten nêu ở trên có thể rút ra kết luận là sơ đồ phân phối liên tiếp, định pha liên liếp có thể sử dụng được khi số phần tử bức xạ tương đối ít, công suất bức xạ của hệ anten không lớn và khi không yêu cầu anten có hiệu suất thật cao.

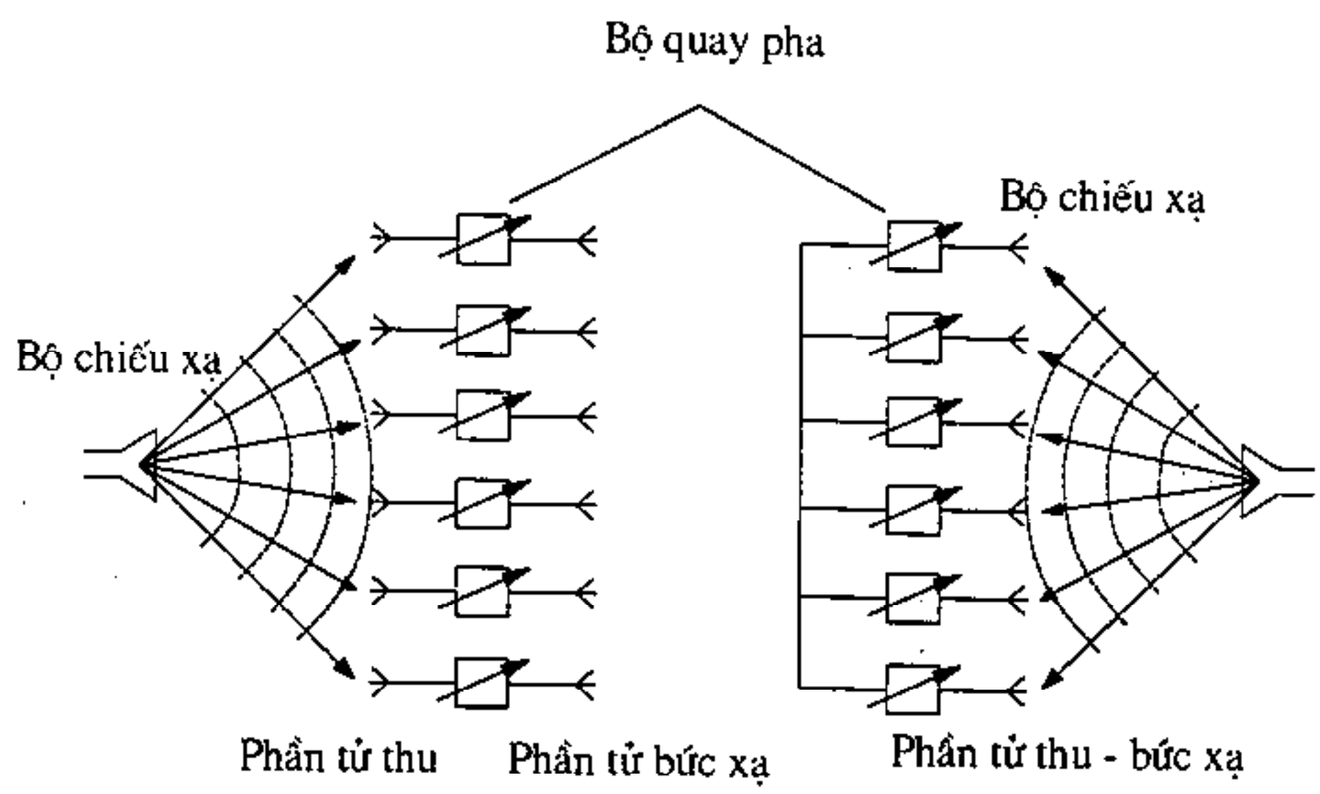
Sơ đồ phân phối liên tiếp - định pha song song và sơ đồ song song có thể sử dụng được cho hệ anten với công suất lớn, đồng thời cũng đảm bảo được hiệu suất cao cho anten.

Sơ đồ hỗn hợp dung hoà được ưu, khuyết điểm của các loại sơ đồ trên.

Hệ thống phân phối hở (hay phân phối kiểu quang học – hình 13.9). Trong các hệ thống này, năng lượng điện từ được đưa tới các phần tử bức xạ sơ cấp (bộ chiếu xạ) và một hệ thống thu. ở sơ đồ hình 13.9a năng lượng từ mỗi phần tử thu được đưa qua bộ quay pha để tạo góc dịch pha cần thiết rồi gửi tới phần tử anten tương ứng của hệ thống bức xạ. ở sơ đồ hình 13.9b, các phần tử anten của hệ thống bức xạ cũng đồng thời được sử dụng làm phần tử thu của hệ thống phân phối. Trong trường hợp này, năng lượng nhận được từ mỗi phần tử thu được đưa tới bộ quay pha, sau đó phản xạ trở lại và bức xạ ra không gian theo hướng cần thiết.

Ưu điểm của hệ thống phân phối theo kiểu hở là có thể thực hiện tương đối đơn giản cả khi hệ thống bức xạ gồm nhiều phần tử, ngoài ra còn có thể điều khiển cả phân bố biên độ trên hệ thống một cách dễ dàng bằng cách chọn đồ thị phương hướng biên độ của bộ chiếu xạ thích hợp.

Đối với các anten dùng hệ thống *PPĐF* loại 2 thì một trong những khâu quan trọng nhất là hệ thống điều khiển pha bao gồm các bộ quay pha và thiết bị điều khiển để các bộ quay pha thực hiện các góc dịch pha theo yêu cầu. Hệ thống này có thể được phân loại theo đặc tính làm việc của chúng : liên tục và rời rạc.



Hình 13.9.

Trong hệ thống liên tục, việc điều khiển pha được thực hiện một cách đều đặn, nghĩa là pha của dòng kích thích cho các phần tử do các bộ quay pha thiết lập có thể thay đổi tuỳ ý để có được phân bố pha trên anten theo các quy luật cần thiết cho việc điều khiển đồ thị phương hướng. Trong trường hợp này, các bộ quay pha phải có khả năng biến đổi liên tục góc pha trong giới hạn cần thiết. Khi ấy, việc điều khiển quét búp sóng có thể thực hiện một cách liên tục và đều trong giới hạn của góc quét cho trước. Tuy vậy, phương pháp này cũng có nhược điểm là khi số bộ quay pha lớn thì sai số trong việc điều khiển pha sẽ dẫn đến méo dạng đồ thị phương hướng, hoặc làm sai lệch quy luật điều khiển búp sóng đã định

trước. Vì vậy, tốt hơn là nên dùng hệ thống điều khiển gián đoạn hoặc chuyển mạch. Trong hệ thống điều khiển gián đoạn thì mỗi bộ quay pha có thể biến đổi góc pha ở một mức nhất định trong khoảng từ $0 \div 2\pi$, ví dụ 0, $\frac{\pi}{2}$, π, $\frac{3\pi}{2}$. Khi ấy, việc điều khiển các bộ quay pha sẽ đơn giản hơn so với hệ thống liên tục. Tuy nhiên, trong trường hợp này phân bố pha trên anten sẽ có sai số. Sai số này bằng một nửa lượng đột biến pha của các bộ quay pha. Nếu theo ví dụ trên, lượng đột biến pha là $\frac{\pi}{2}$ thì sai pha sẽ $\leq \frac{\pi}{4}$. Sai số pha trên anten sẽ gây ra méo dạng đồ thị phương hướng và làm cho việc quét búp sóng trở nên kém liên tục. Phương pháp điều khiển pha bằng chuyển mạch về nguyên tắc cũng gần như phương pháp điều khiển gián đoạn, nhưng ở đây, thay vì mỗi bộ quay pha có số mức dịch pha nhất định là một số bộ quay pha cố định. Các bộ quay pha này được nối với phần tử bức xạ bằng các chuyển mạch. Khi ấy, tuỳ theo phần tử bức xạ cần có góc lệch pha bao nhiêu mà bộ chuyển mạch sẽ mắc vào bộ quay pha có góc dịch pha bấy nhiêu.

13.3.2. Điều khiển pha bằng chuyển mạch

Có hai phương pháp chính để thiết lập điều khiển pha bằng chuyển mạch. Theo phương pháp thứ nhất (hình 13.10), mỗi phần tử bức xạ được mắc với một nhóm gồm một số bộ quay pha cố định. Pha của phần tử bức xạ có thể được lựa chọn trong số các pha của nhóm pha ấy bằng cách dùng chuyển mạch để nối phần tử bức xạ với bộ quay pha cần thiết và ngắt liên hệ với các bộ quay pha khác. Góc dịch pha của các bộ quay pha cố định có các giá trị bằng $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \Delta\psi$, $\varphi_3 = 2\Delta\psi, \ldots$ (với $\Delta\psi = \frac{2\pi}{m}$, trong đó m là một số nguyên). Như vậy pha của các phần tử bức xạ có thể biến đổi nhảy vọt các đại lượng bằng bội số của $\Delta\psi$. ở hình 13.10a việc đổi pha cho các phần tử được thực hiện bởi các chuyển mạch, còn ở hình 13.10b được thực hiện bởi các bộ quay pha và chuyển mạch.

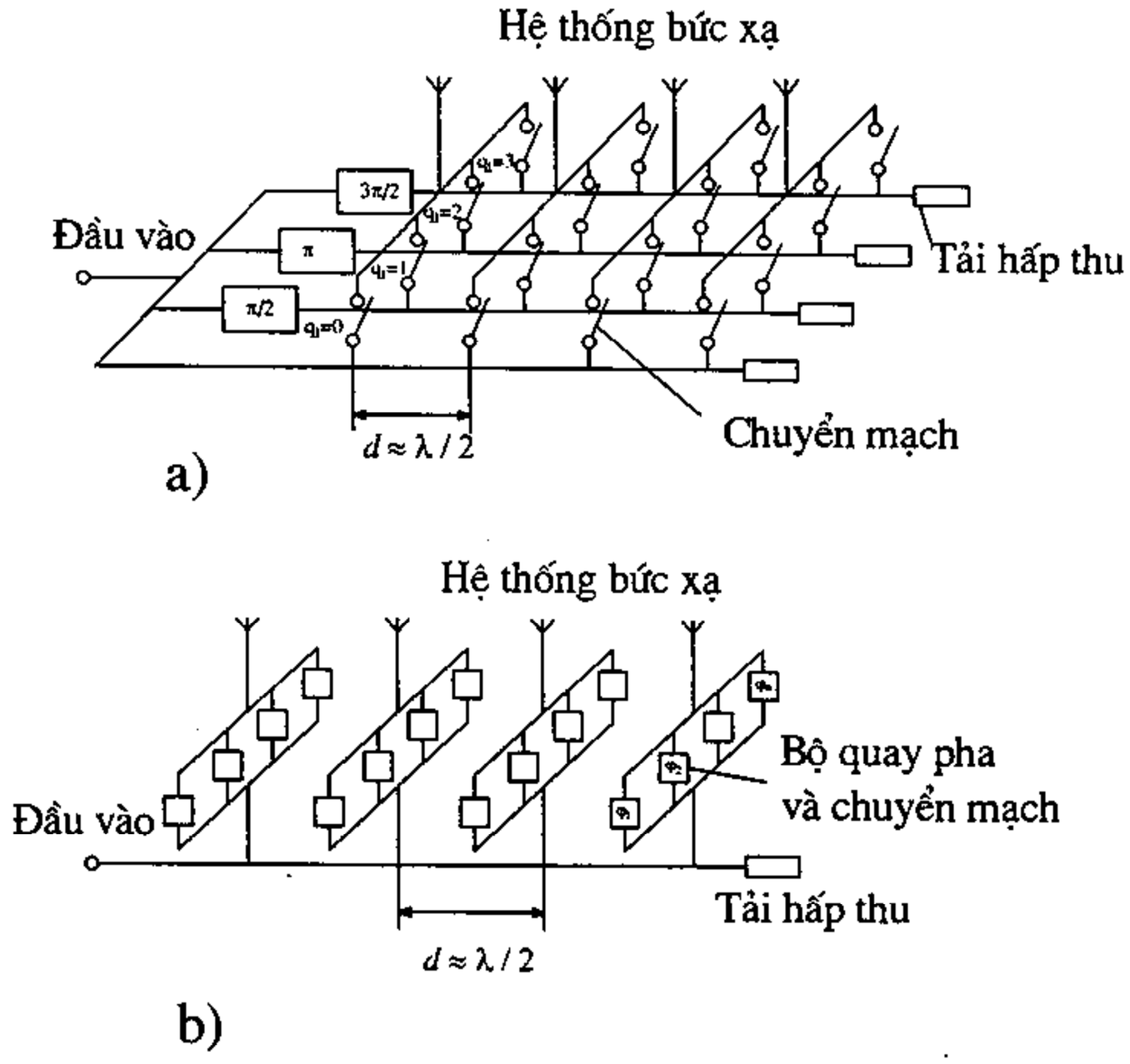
Theo phương pháp thứ hai (hình 13.11), các phần tử bức xạ được mắc với fiđe cung cấp của bộ chuyển mạch. Pha của dòng kích thích tại các vị trí khác nhau phụ thuộc vào pha của sóng chạy truyền dọc theo fiđe cung cấp. Khi ấy, trên mỗi khoảng fiđe có độ dài $\frac{\lambda}{2}$ (λ là bước sóng trong không gian tự do) được mắc một số phần tử bức xạ. Việc lựa chọn phần tử bức xạ nào có góc pha thích hợp sẽ được thực hiện bởi các chuyển mạch.

Sau đây chúng ta khảo sát vấn đề điều khiển quét búp sóng đối với các anten chuyển mạch. Trước hết ta khảo sát đồ thị phân bố pha. ở các đồ thị này, trục hoành biểu thị khoảng cách dọc theo anten (các dấu tròn chỉ vị trí của các phần tử bức xạ), còn trục tung là pha của dòng kích thích trên các phần tử bức xạ so với pha của phần tử ở đầu vào.

Đối với anten chuyển mạch theo phương pháp thứ nhất (hình 13.10), pha của mỗi phần tử là tổ hợp pha của sóng chạy dọc theo hệ dẫn sóng.

$$\psi_1(z) = -\xi kz \tag{13.11}$$

và góc dịch pha cố định $q\Delta\psi$ (với q=0, 1, 2,...). Đồ thị phân bố pha dọc theo anten được vẽ ở hình 13.12. Trên hình vẽ, hàm $\psi_1(z)$ được biểu thị bởi họ các đường xiên, cách đều nhau một khoảng cách bằng $\Delta\psi$.

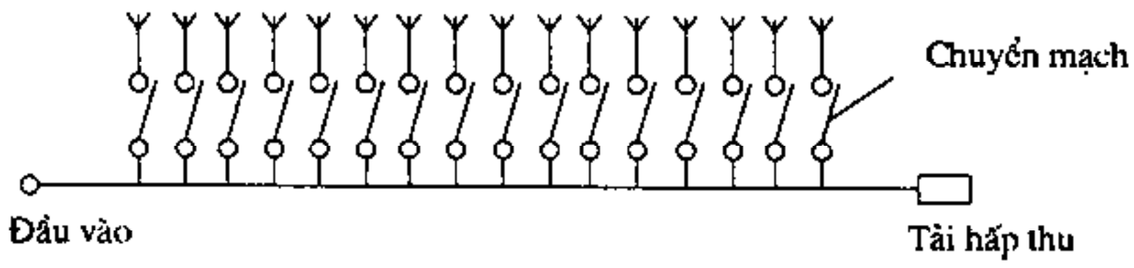


Hình 13.10.

Giả sử cần hướng búp sóng theo góc θ_M so với trục anten thì dòng kích thích cho các phần tử bức xạ phải có góc pha biến đổi dần theo hướng trục, làm sao để bù lại góc trễ pha do khoảng cách khác nhau từ các phần tử bức xạ đến điểm khảo sát nằm theo hướng ấy. Do đó hàm phân bố phải có dạng :

$$\psi_2(z) = -kz\cos\theta_M \tag{13.12}$$

Đồ thị của hàm $\psi_2(z)$ được vẽ ở hình 13.12a, với giả thiết $\theta_M > 90^0$. Tất nhiên phân bố pha trên anten không thể thiết lập được chính xác theo công thức (13.12) mà khi dùng các bộ quay pha chuyển mạch ta chỉ có thể nhận được dạng phân bố bậc thang. Tuy nhiên, cần chú ý mắc các bộ quay pha chuyển mạch thế nào để sai số pha trên anten không lớn hơn $\frac{\Delta\psi}{2}$ so với mức pha yêu cầu. Từ đồ thị

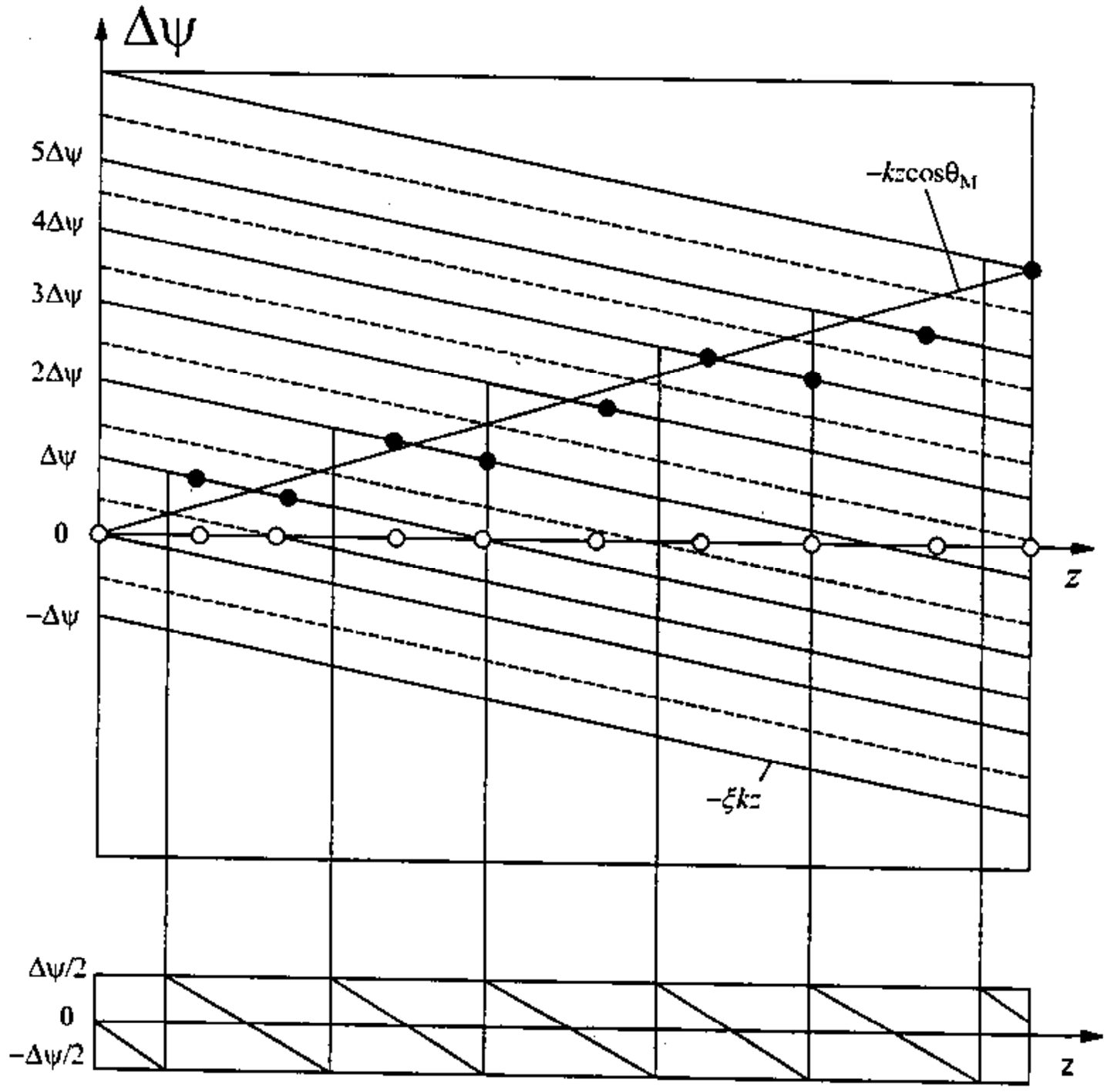


Hình 13.11.

hình 13.12 có thể xác định vị trí và trạng thái của các bộ chuyển mạch (theo sơ đồ 13.10a), hoặc các bộ quay pha chuyển mạch (theo sơ đồ 13.10b), để thiết lập đồ thị phương hướng anten với hướng cực đại chính cho trước.

Đối với anten chuyển mạch thiết lập theo phương pháp thứ hai (hình 13.11), pha của mỗi phần tử bức xạ chỉ được xác định bởi pha của sóng chạy dọc theo đường truyền sóng :

$$\psi_1(z) = -\xi kz \tag{13.11}$$



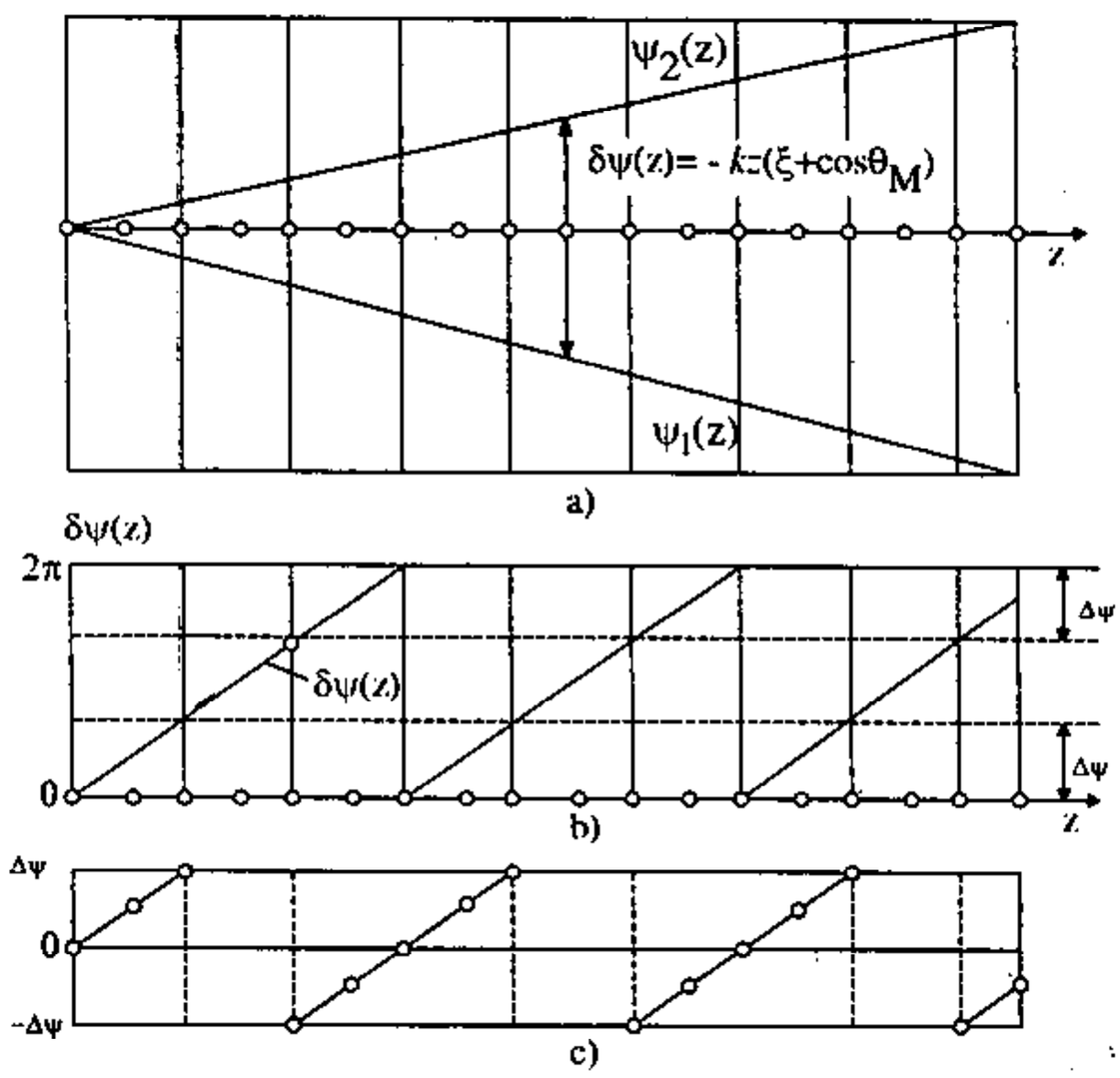
Hình 13.12.

Nếu đường truyền sóng là hệ thống sóng chậm ($\xi > 1$) và các phần tử được đặt khá gần nhau thì anten sẽ là anten sóng chậm, bức xạ cực đại của anten sẽ hướng dọc theo trục của hệ thống ($\theta_M = 0^0$). Để thiết lập đồ thị phương hướng với góc lệch θ_M nào đó, phân bố pha trên anten cần có dạng :

$$\psi_2(z) = -kz\cos\theta_M$$

Hiệu số $\delta\psi(z)$ giữa phân bố hiện có $\psi_1(z)$ và phân bố yêu cầu $\psi_2(z)$ tỷ lệ thuận với khoảng cách tính từ đầu vào anten. Nhưng vì góc pha có tính chu kỳ nên hiệu pha $\delta\psi(z)$ sẽ là một hàm răng cưa có chu kỳ.

Giả sử $\theta_M > 90^0$, ta có đồ thị phân bố pha được vẽ ở hình 13.13.



Hình 13.13.

Có thể thực hiện gần đúng dạng phân bố cần thiết với độ chính xác $\pm\Delta\psi$ bằng cách dùng chuyển mạch nối vào fiđe cung cấp những phần tử bức xạ nào mà hiệu pha $\delta\psi$ tại đó khác 0 hoặc khác 2π một lượng $\pm\Delta\psi$ cho ở trên. ở hình 13.13b, các phần tử bức xạ cần nối với fiđe cung cấp được vẽ bởi các chấm đen, còn các phần tử cần ngắt được vẽ bởi các vòng trắng. Phân bố của sai số pha trên anten được vẽ ở hình 13.13c.

Nói chung, phân bố pha bậc thang trên anten chuyển mạch thường làm giảm hệ số định hướng của anten, tăng mức bức xạ phụ và tăng điện kháng vào của anten.

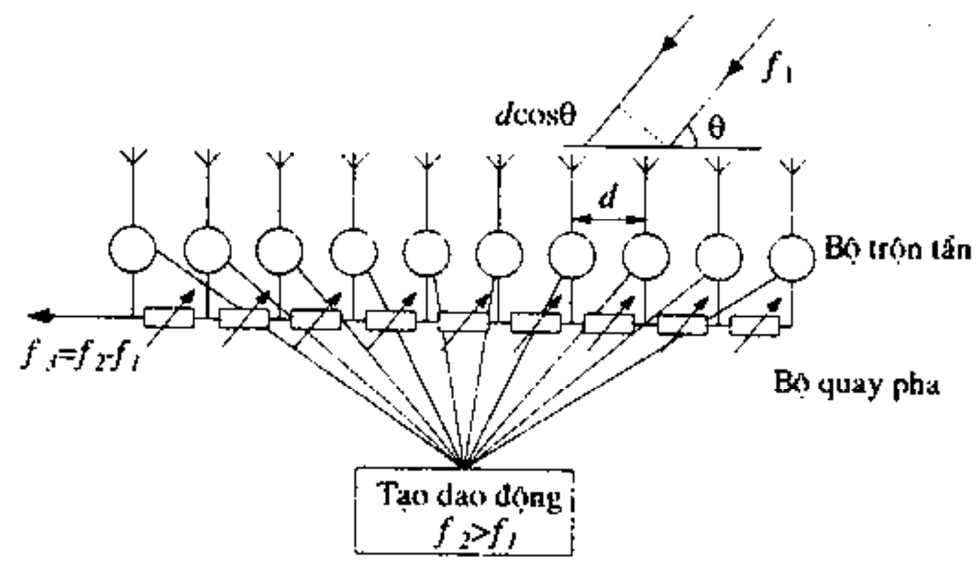
13.3.3 Điều khiển pha bằng phương pháp xử lý tín hiệu

Trong các phương pháp điều khiển pha nêu ở trên, có nhiều trường hợp cần dùng các bộ quay pha. Có thể sử dụng các bộ quay pha ở băng tần *RF* (*Radio frequency*), phương pháp này thường được sử dụng trong các hệ anten làm việc ở dải tần vi ba, hàng GHz, sử dụng các kết cấu mạch *microstrip*, và các bộ ghép hỗn hợp (*hybrid coupler*). Tuy nhiên trong thực tế người ta thường dùng phương pháp điều khiển pha ở tần số thấp dễ đảm bảo độ chính xác cao và quán tính nhỏ trong việc điều khiển đồ thị phương hướng. Biết rằng, khi đổi tần thì quan hệ về pha vẫn được bảo toàn nên có thể áp dụng các sơ đồ đổi tần để điều khiển pha và nhờ đó để điều khiển đồ thị phương hướng. Phương pháp này có thể thực hiện khá đơn giản và thuận lợi đối với các anten làm việc ở chế độ thu, nhưng cũng không loại trừ áp dụng cho anten phát nếu có thể khắc phục được tổn hao khi thực hiện xử lý tín hiệu công suất lớn.

Sau đây ta khảo sát nguyên lý của hai loại sơ đồ điều khiển pha bằng phương pháp xử lý tín hiệu khi làm việc ở *chế độ thu*.

1. Điều khiển pha thông qua đổi tần. Sơ đồ anten đổi tần được vẽ ở hình 13.14. ở sơ đồ này các bộ quay pha được mắc liên tiếp nhau, hình thành một đường truyền sóng làm việc ở tần số trung gian $f_3 = f_2 - f_1$ (f_1 là tần số tín hiệu thu). Tần số f_3 có thể có giá trị khoảng vài MHz, do đó các bộ quay pha làm việc ở tần số đó dễ thực hiện hơn khi làm việc ở tần số của tín hiệu thu.

Nguyên lý hoạt động của sơ đồ hình 13.14 như sau :



Hình 13.14.

Bộ dao động tại chỗ có nhiệm vụ tạo dao động với tần số f_2 cao hơn tần số tín hiệu thu ($f_2 > f_1$). Điện áp của dao động tại chỗ được đưa đến các bộ trộn tần với góc pha giống nhau. ở đầu ra của bộ trộn tần, quan hệ pha giữa các tín hiệu đã đổi tần được bảo toàn, vì vậy góc lệch pha giữa tín hiệu nhận được từ hai phần tử kế nhau sẽ bằng $kd\cos\theta$. Để có được cực đại chính của đồ thị phương hướng theo hướng θ_M nào đó thì các bộ quay pha mắc giữa các phần tử cần bù được góc lệch pha $kd\cos\theta_M$ và góc chậm pha khi sóng truyền trong fiđe giữa hai phần tử.

Nếu hệ thống các bộ quay pha được cấu tạo từ đường truyền sóng chậm, có bước sóng trong đường truyền λ_s thì góc chậm pha của sóng khi truyền giữa hai phần tử bằng $-\frac{2\pi}{\lambda_s}l$.

Quan hệ của hướng cực đại với các tham số của anten cũng được xác định theo công thức (13.3). ở đây cần thay $\psi_0 = 0$ vì các phần tử anten không có các bộ quay pha phụ cố định. Nếu chú ý đến sự khác nhau của tần số sóng trong fiđe (f_3) và tần số sóng trong không gian (f_1) thì khi tính theo (13.2) cần thay

$$\lambda = \lambda_1 = \frac{c}{f_1}; \qquad \lambda_s = \frac{v}{f_3}$$

trong đó, v là vận tốc của sóng chậm trong fiđe.

Ta có :

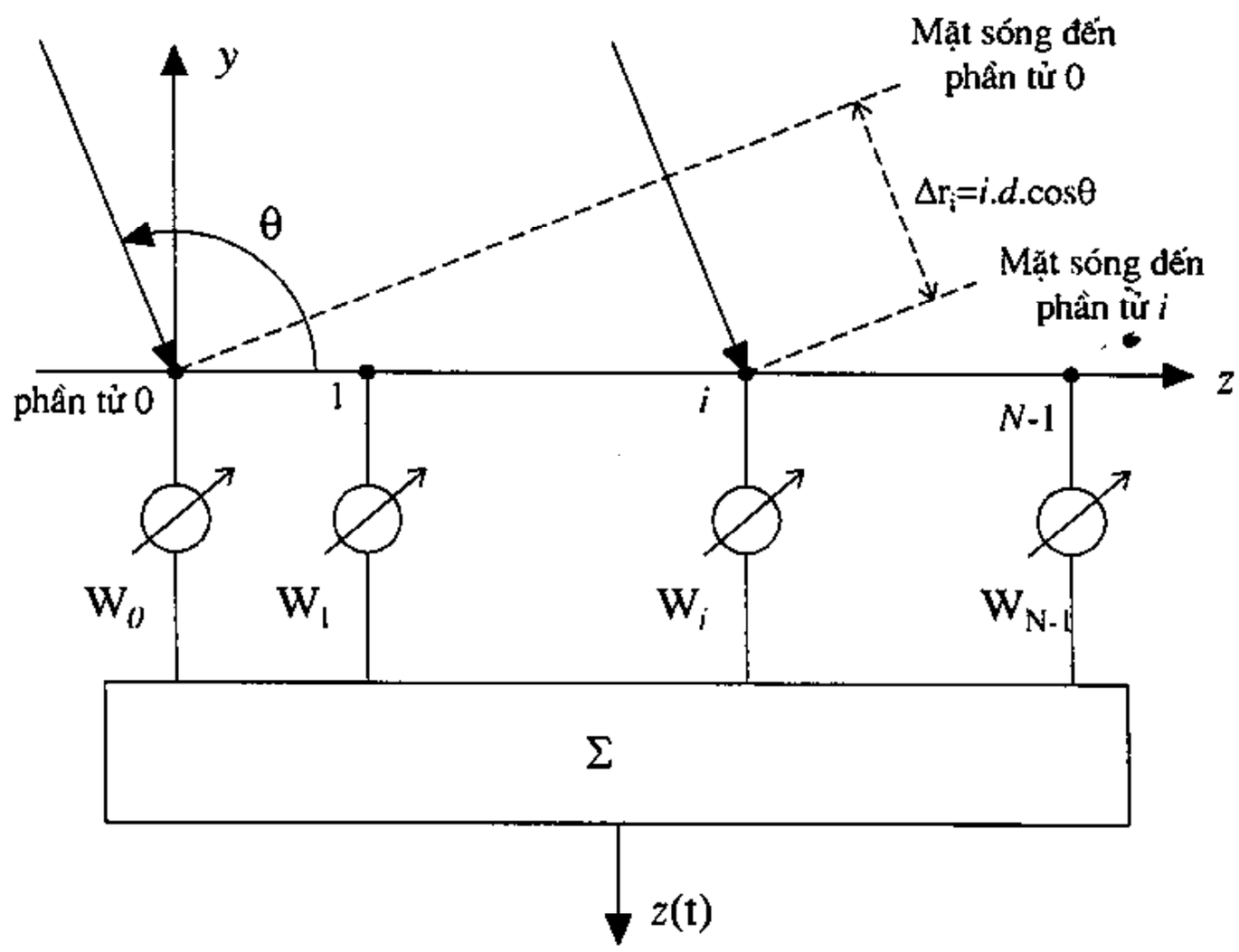
$$\cos\theta_M = \frac{f_3}{f_1}\frac{c}{v}\frac{l}{d} + n\frac{\lambda_1}{d} \tag{13.13}$$

Như vậy bằng cách thay đổi tần số dao động tại chỗ (biến đổi f_2) sẽ biến đổi được vị trí búp sóng chính trong không gian.

Phương pháp xử lý tín hiệu bằng cách đổi tần nêu trên về hình thức cũng là điều khiển đồ thị phương hướng bằng cách thay đổi tần số và do đó cũng có thể xếp vào phương pháp tần số đã khảo sát ở mục 13.2.

2. Điều khiển pha sử dụng các bộ quay pha trực tiếp.

Mô hình khảo sát (thành phần đường bao phức băng gốc) của một hệ anten điều khiển đồ thị phương hướng bằng phương pháp điều khiển pha trực tiếp như trên hình 13.15. Nó bao gồm N phần tử từ 0 đến N-1 được sắp xếp dọc trục oz, cách đều nhau một khoảng bằng $d = D.\frac{\lambda}{2}$, ở đây D được coi là khoảng cách chuẩn hóa (so với $\lambda/2$), chọn gốc tọa độ trùng với vị trí phần tử 0, và hướng dương trên trục ox thể hiện trên hình vẽ. Các phần tử anten là đẳng hướng trong mặt phẳng chứa trục oz.



Hình 13.15

Xét một mặt sóng đến hệ anten trong mặt phẳng chứa trục anten từ hướng làm với trục oz một góc θ, sự khác pha giữa tín hiệu đến phần tử i và phần tử 0, tại gốc toạ độ, là:

$$\Delta\varphi_i = k.\Delta r_i = \frac{2\pi}{\lambda}.i.d.\cos\theta = \frac{2\pi}{\lambda}.i.D.\frac{\lambda}{2}.\cos\theta = i.\pi.D.\cos\theta \qquad (13.14)$$

Mỗi nhánh tác động một thành phần trọng số dạng $w_i = w_i.e^{j.\psi_i}$. Thành phần trọng số w_i có thể được điều khiển cả về biên độ và pha tương ứng với mỗi nhánh phần tử anten. Khi điều khiển đồ thị phương hướng, để điều khiển quét búp sóng người ta sử dụng sự điều khiển giá trị pha của các trọng số ψ_i, thực chất là thực hiện quay pha từng nhánh phù hợp với hướng điều khiển quét búp sóng, còn khi cần điều khiển các tham số khác của đồ thị phương hướng, chẳng hạn nén mức cực đại phụ, người ta có thể điều khiển biên độ của các trọng số w_i.

Trước hết xét tác động của giá trị pha của trọng số, khi ấy biên độ các trọng số $w_i = 1 \ (\forall i)$, có thể thực hiện điều khiển pha các nhánh phần tử anten để điều khiển quét búp sóng thông qua tác động các w_i dưới dạng :

$$w_i = w_i.e^{j.\psi_i} = e^{j.i.\psi} = e^{j.i.(\pi.D.\cos\theta_M)} \tag{13.15}$$

trong đó, $\psi = \pi.D.\cos\theta_M$ là góc dịch pha giữa hai phần tử kế tiếp nhau, θ_M là hướng điều khiển quét búp sóng, $\cos\theta_M$ gọi là đặc trưng hướng điều khiển quét búp sóng.

Tín hiệu $z(t)$ ở đầu ra hệ anten là:

$$z(t) = \sum_{i=0}^{N-1} w_i.u_i(t) = \sum_{i=0}^{N-1} e^{j.i.\pi.D.\cos\theta_M}.s(t).e^{-j.i.\pi.D.\cos\theta} = s(t).(\sum_{i=0}^{N-1} e^{-j.i.\pi.D.(\cos\theta-\cos\theta_M)}) \tag{13.16}$$

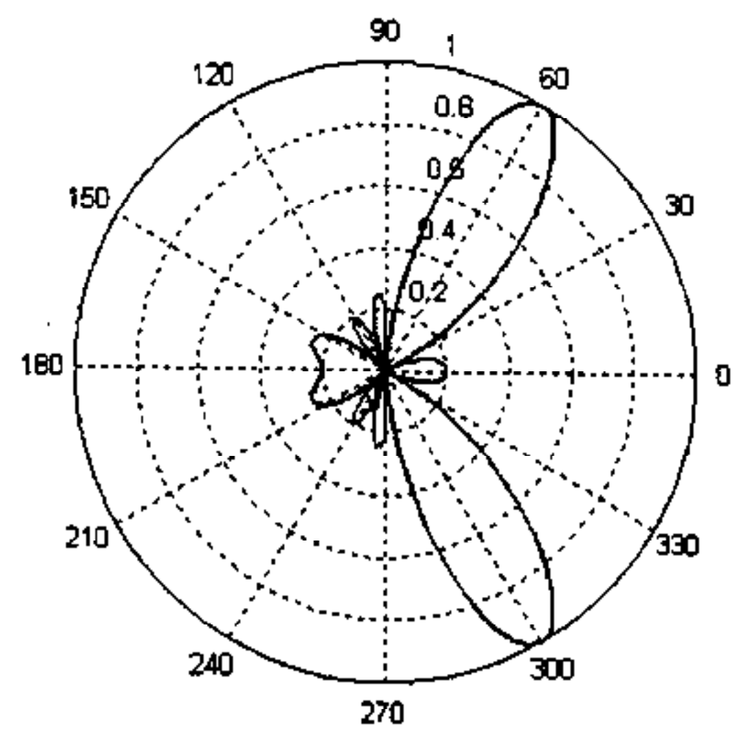
trong đó, $s(t)$ là tín hiệu thu được từ phần tử 0.

Hàm phương hướng chuẩn hoá có dạng :

$$F(\theta) = \frac{|z(t)|}{|z(t)|_{\max}} = \frac{1}{N}\left|\sum_{i=0}^{N-1} e^{-j.i.\pi.D.(\cos\theta-\cos\theta_M)}\right| \tag{13.17}$$

Bằng việc điều chỉnh giá trị pha của các trọng số có thể thu được cực đại của búp sóng chính của hệ anten theo hướng mong muốn ($\theta = \theta_M$).

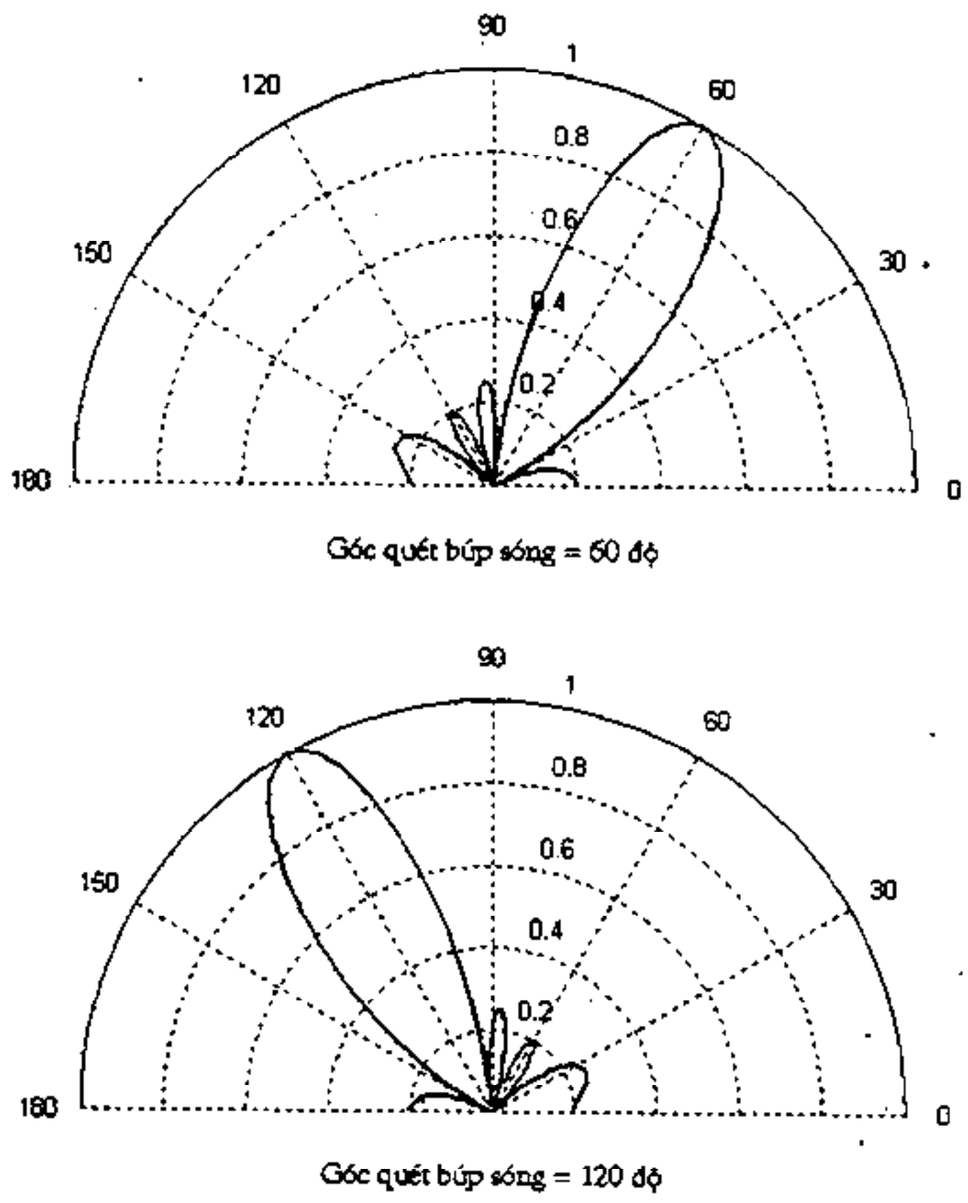
Từ (13.17) ta thấy khi θ đổi dấu, $F(\theta)$ giữ nguyên giá trị. Như vậy chỉ cần khảo sát đồ thị phương hướng của hệ anten khi θ biến thiên từ 0 đến 180^0, đồ thị phương hướng tổng quát sẽ đối xứng qua trục θ=0. Ví dụ hình 13.16 là đồ thị phương hướng một hệ anten điều khiển quét búp sóng có số phần tử N=5, $\theta_M = 60^0$.



Hình 13.16.

Ngoài ra, đối với một hướng điều khiển quét búp sóng θ_M bù với một hướng điều khiển quét búp sóng khác ($180^0 - \theta_M$), giá trị $\cos\theta_M$ đổi dấu, hoàn toàn không làm thay đổi kết quả khảo sát nếu chọn phần tử chuẩn và hướng trục ox ngược lại. Do đó khi khảo sát các hướng điều khiển quét búp sóng khác nhau chỉ cần xét θ_M biến thiên từ 0 đến 90^0, rồi nội suy kết quả cho các biến thiên từ 90^0 đến 360^0. Hình 13.17 minh họa đồ thị phương hướng của hệ anten điều khiển quét búp sóng với N = 5, D = 1, với hai

hướng điều khiển quét búp sóng là 60^0 và 120^0 (quay đồ thị phương hướng hình 13.17a quanh trục $\theta = 90^0$ sẽ trùng với đồ thị phương hướng hình 13.17b).



Hình 13.17.

Một trong những đặc tính quan trọng khi điều khiển quét búp sóng là độ rộng búp sóng thay đổi theo hướng điều khiển θ_M và phụ thuộc cả vào số phần tử N của hệ anten.

Trong (13.17), đặt:

$$u(\theta,\theta_M) = \cos\theta_M - \cos\theta \qquad (13.18)$$

Giá trị $u(\theta,\theta_M)$ có thể được gọi là đặc trưng hướng chuẩn hóa, trong đó $\cos\theta_M$ đặc trưng cho hướng điều khiển quét búp sóng, còn $\cos\theta$ đặc trưng cho hướng khảo sát, $u(\theta,\theta_M)$ đặc trưng cho sự chệch hướng khảo sát so với hướng điều khiển quét búp sóng.

Ta có thể viết lại (13.17) dưới dạng :

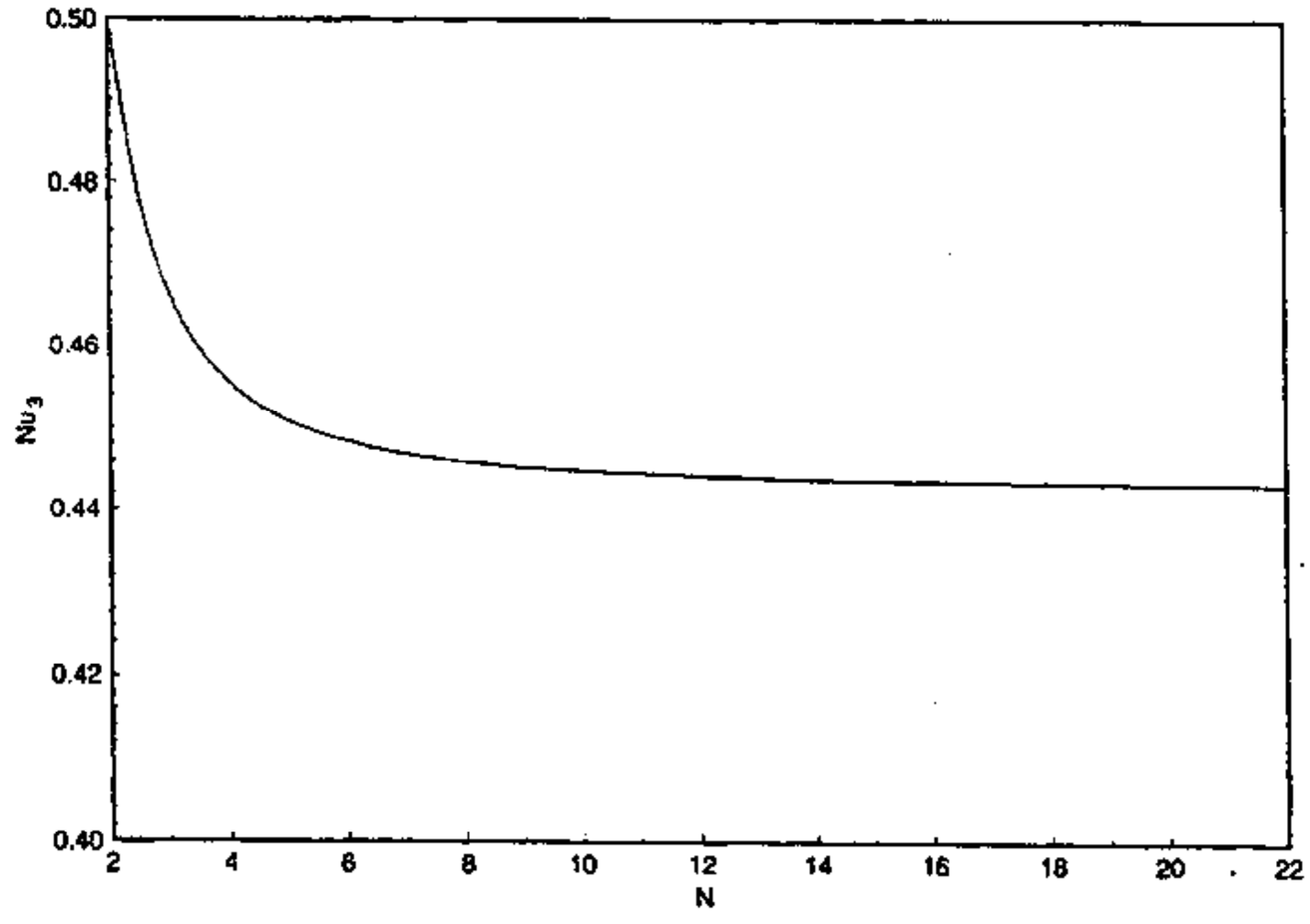
$$F(\theta) = \frac{1}{N}\left|\sum_{i=0}^{N-1} e^{-j.i.\pi.D.(\cos\theta-\cos\theta_M)}\right| = \frac{1}{N}\left|\sum_{i=0}^{N-1} e^{j.i.\pi.D.u}\right| = \frac{1}{N}\left|\sum_{i=0}^{N-1} e^{j.i.\alpha}\right| \qquad (13.19)$$

trong đó, $\alpha = \pi.D.u = \pi.D.(\cos\theta - \cos\theta_M)$.

Biểu thức (13.19) có dạng một cấp số nhân, số hạng đầu là 1, công bội bằng $e^{j.\alpha}$. Có thể tính hàm phương hướng chuẩn hoá bằng cách tính tổng các số hạng của một cấp số nhân, kết quả là:

$$F(u) = \frac{1}{N}\left|\frac{\sin(N\frac{\alpha}{2})}{\sin(\frac{\alpha}{2})}\right| \qquad (13.20)$$

Độ rộng búp sóng (nửa công suất) được tính giữa các điểm làm cho F(u) = -3 dB (tức là $\sqrt{0.5}$). Các kết quả tính toán cho thấy có sự phụ thuộc của độ rộng búp sóng nửa công suất θ_3 vào hai thông số là số phần tử của hệ anten N và hướng điều khiển quét búp sóng θ_M. Một số tài liệu đưa ra khái niệm độ rộng búp sóng chuẩn hóa Nu_3, để tiện khảo sát đặc tính của độ rộng búp sóng của hệ anten, trong đó N là số phần tử của hệ anten, u_3 là giá trị của u tại đó hàm phương hướng chuẩn hóa suy giảm 3 dB. Kết quả khảo sát cho thấy Nu_3 gần như không đổi theo N (khi N đủ lớn) và bằng 0.4429, ngay cả khi N=3 sai số cũng chỉ là 5%, còn khi $N > 7$ sai số không quá 1% (hình 13.18).



Hình 13.18

Khi N đủ lớn, từ giá trị $Nu_3 \approx 0.4429$, độ rộng búp sóng ở mức suy giảm 3dB được tính gần đúng :

$$\theta_3 \approx \frac{0,8858.\lambda}{N.d.\sin\theta_M} \tag{13.21}$$

Khi tính θ_3 bằng độ, và thay $d = D.\frac{\lambda}{2}$, ta có :

$$\theta_3\ (\text{độ}) \approx \frac{100}{N.D.\sin\theta_M} \tag{13.22}$$

Theo (13.22), trong một số trường hợp cụ thể : D=1, $\theta_M = 90^0$, tức là đối với hệ anten có khoảng cách giữa các phần tử bằng nửa bước sóng, ở hướng điều khiển quét búp sóng vuông góc với trục hệ anten, ta nhận được công thức tính độ rộng búp sóng rất đơn giản :

$$\theta_3(\text{độ}) \overset{\theta_M=90^0}{\approx} \frac{100}{N} \tag{13.23}$$

Từ (13.23), ta thấy :

– Độ rộng búp sóng tỷ lệ nghịch với số phần tử N, N càng lớn, khẩu độ anten càng lớn, búp sóng càng hẹp.

– Độ rộng búp sóng tỷ lệ nghịch với giá trị sin của hướng điều khiển quét búp sóng θ_M, ở hướng điều khiển quét búp sóng $\theta_M = 90^0$, $\sin\theta_M = 1$, độ rộng búp sóng hẹp nhất. ở các hướng góc điều khiển quét búp sóng giảm nhỏ, theo (13.20), độ rộng búp sóng sẽ có giá trị tăng lên. Đã có một số công trình nghiên cứu đưa ra giới hạn điều khiển quét búp sóng, mà trong giới hạn đó θ_3 mới được tính theo (13.21) hoặc (13.22).

– Khi sử dụng hệ anten để tạo búp sóng hẹp và điều khiển quét búp sóng, thì muốn giữ độ rộng búp sóng ở một hướng điều khiển θ_M (không quá nhỏ) được như theo hướng điều khiển $\theta_M = 90^0$, cần phải tăng số phần tử N bằng đúng số lần suy giảm của giá trị $\sin\theta_M$.

– Độ rộng búp sóng tỷ lệ nghịch với khoảng cách chuẩn hóa (so với λ /2), khi D tăng, cùng một số lượng phần tử, khẩu độ của hệ anten tăng lên, độ rộng búp sóng hẹp đi. Một số công trình nghiên cứu cho thấy nhận xét như vậy cũng chỉ được chấp nhận trong một phạm vi biến đổi nhất định của giá trị D. Tuy nhiên trong nhiều ứng dụng cụ thể, nếu chọn $D > 1$, tức là khoảng cách giữa các phần tử lớn hơn nửa bước sóng thì dễ gặp đồ thị phương hướng có xuất hiện búp sóng phụ (grating lobe), tuy nhiên nếu chọn $D < 1$ tức là làm giảm khẩu độ anten, sẽ làm tăng độ rộng búp sóng chính. Do đó trong các ứng dụng thực tế thường chọn D=1 (tức là khoảng cách giữa các phần tử thường chọn bằng nửa bước sóng).

Kết hợp điều khiển pha và điều khiển biên độ.

Như đã phân tích, để điều khiển đồ thị phương hướng với mục tiêu quét búp sóng, người ta điều khiển pha các trọng số ψ_i. Còn khi điều khiển đồ thị phương hướng với mục tiêu nén mức cực đại phụ, người ta điều khiển biên độ các trọng số w_i. Với các giải pháp điều khiển biên độ các trọng số khác nhau có thể nén mức cực đại phụ ở các giá trị khác nhau và cũng có ảnh hưởng đến dạng búp sóng chính (thay đổi độ rộng búp sóng chính).

Có nhiều dạng cửa sổ phân bố biên độ trọng số được áp dụng trong kỹ thuật hệ anten: dạng chữ nhật, dạng Hamming, dạng Taylor-Kaiser, dạng Dolph-Chebyshev...

Dạng cửa sổ phân bố biên độ trọng số chữ nhật, tức là phân bố biên độ trọng số đồng đều ở tất cả các nhánh xử lý tín hiệu trong hệ anten, chủ yếu áp dụng cho các trường hợp điều khiển đồ thị phương hướng chỉ để quét búp sóng, chấp nhận mức suy giảm cực đại phụ là 13,26 dB (như đã khảo sát ở chương VI). Các dạng cửa sổ phân bố biên độ trọng số khác được áp dụng để điều khiển đồ thị phương hướng yêu cầu có mức cực đại phụ nhỏ hơn. Khi kết hợp điều khiển trọng số cả về biên độ và về pha vừa điều khiển quét búp sóng, vừa nén mức cực đại phụ đủ nhỏ. Khi đó độ rộng búp sóng ở các

hướng điều khiển quét búp sóng thay đổi không chỉ phụ thuộc vào hướng điều khiển quét búp sóng θ_M, mà còn phụ thuộc vào dạng cửa sổ phân bố biên độ trọng số và cả vào tham số mức nén cực đại phụ.

Tổng quát, độ rộng búp sóng ở mức suy giảm 3 dB, có dạng :

$$\theta_3 = \frac{0,8858.\lambda}{N.d.\sin\theta_M}.b \qquad (13.24)$$

trong đó, b là hệ số phụ thuộc dạng cửa sổ phân bố biên độ trọng số và tham số mức nén cực đại phụ :

– Dạng chữ nhật : $b = 1, \quad (R = 13.26dB)$.

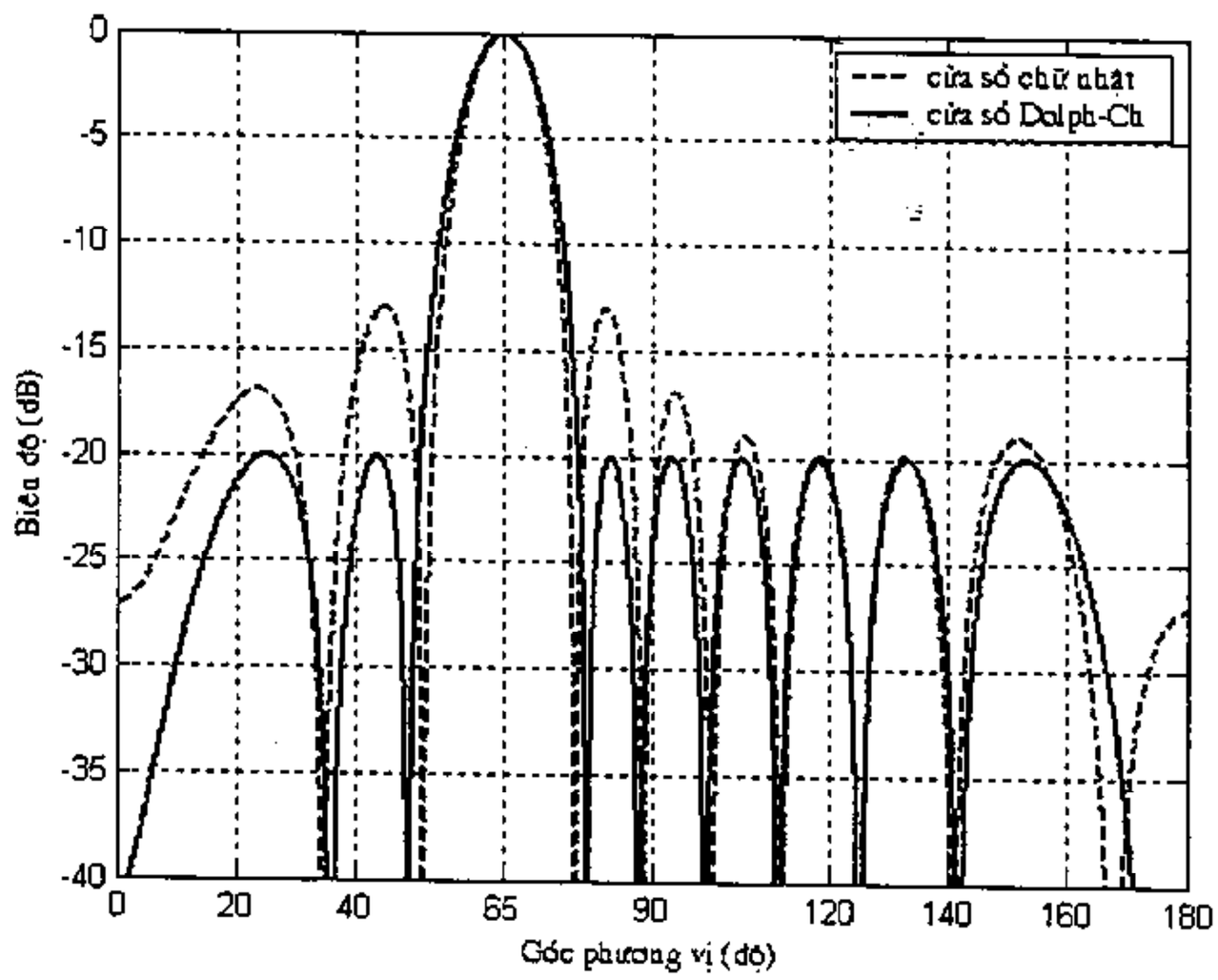
– Dạng Hamming : $b = 2, \quad (R = 40dB)$.

– Dạng Taylor-Kaiser : $b = \frac{6(R+12)}{155}$.

– Dạng Dolph-Chebyshev: $b = 1 + 0.636\left[\frac{2}{R_a}\cosh(\sqrt{\text{acosh}^2(R_a) - \pi^2})\right]^2$

ở đây, R là mức suy giảm cực đại phụ tính bằng dB, và R_a là mức suy giảm cực đại phụ tính bằng số lần, tức là :

$$R = 20\log_{10}(R_a) \rightleftarrows R_a = 10^{\frac{R}{20}}.$$



Hình 13.19

Hình 13.19 minh hoạ đồ thị phương hướng của hệ anten điều khiển quét búp sóng, có số phần tử $N = 10$, hướng điều khiển quét búp sóng $\theta_M = 65^0$, với hai dạng cửa sổ phân bố biên độ là cửa sổ chữ nhật ($R = 13.26$dB) và cửa sổ Dolph-Chebyshev ($R = 20$dB).

Chương XIV

PHƯƠNG PHÁP MỞ RỘNG DẢI TẦN SỐ CỦA ANTEN VÀ THIẾT LẬP ANTEN DẢI RỘNG

§14.1. KHÁI NIỆM VỀ DẢI THÔNG TẦN VÀ DẢI TẦN CÔNG TÁC CỦA ANTEN

1. Dải thông tần

Ngoài các đặc tính bức xạ của anten về mặt năng lượng, khi khảo sát anten còn cần lưu ý đến một đặc tính quan trọng nữa là dải thông tần, nghĩa là dải tần số mà trong giới hạn ấy anten có thể đảm bảo được quá trình bức xạ hoặc thu phổ của tín hiệu không bị méo dạng.

Thông thường trở kháng vào của mỗi anten là một hàm số của tần số. Do đó, nếu anten làm việc với tín hiệu có phổ rộng (tín hiệu xung, số, tín hiệu vô tuyến truyền hình...) thì ứng với mỗi tần số khác nhau của phổ, biên độ tương đối của dòng điện đặt vào anten (trong trường hợp anten phát) hoặc sức điện động thu được (trong trường hợp anten thu) sẽ biến đổi, làm thay đổi dạng phổ của tín hiệu. Khi dùng fiđe tiếp điện cho anten, sự biến đổi trở kháng vào của anten theo tần số sẽ dẫn đến tình trạng lệch phối hợp trở kháng và xuất hiện phản xạ trong feđe. Khi một tín hiệu có phổ rộng truyền qua feđe thì ứng với mỗi tần số khác nhau của phổ sẽ có sự trễ pha khác nhau và gây ra méo dạng tín hiệu. Vì vậy tốt nhất là phải đảm bảo được trong suốt dải tần số làm việc $R_{v.A}$ = hằng số và $X_{V.A} = 0$.

Ngoài ra, vì đặc tính phương hướng của anten cũng phụ thuộc tần số, nên khi anten làm việc với tín hiệu có phổ rộng thì biên độ tương đối của cường độ trường bức xạ (hoặc thu được) đối với các tần số khác nhau của phổ cũng biến đổi và gây méo dạng tín hiệu. Thường thì ảnh hưởng của yếu tố này không lớn lắm và trong thực tế, độ rộng dải tần của anten được quyết định chủ yếu bởi đặc tính phụ thuộc của trở kháng vào anten với tần số.

2. Dải tần công tác

Có nhiều trường hợp chúng ta đòi hỏi anten không chỉ làm việc được ở một tần số mà nó phải có thể làm việc ở một số tần số khác nhau. Ứng với mỗi tần số khác nhau ấy

anten phải đảm bảo những chỉ tiêu kỹ thuật nhất định về đặc tính phương hướng, trở kháng vào, dải thông tần... Dải tần số mà trong giới hạn đó anten làm việc với các chỉ tiêu kỹ thuật đã cho gọi là dải tần công tác của anten. Chỉ tiêu kỹ thuật này có thể khác nhau đối với từng loại anten cụ thể. Ví dụ đối với anten chấn tử không đối xứng đặt thẳng đứng dùng làm anten phát ở dải sóng dài và sóng trung thì yêu cầu là trong dải tần số công tác, hiệu suất anten không được nhỏ hơn một giá trị nhất định, anten phải có khả năng phát đi một công suất đã cho và đảm bảo thông tần cần thiết. Đối với trở kháng vào thì không cần yêu cầu có giá trị cố định mà khi thay đổi tần số công tác ta có thể điều chỉnh lại để phối hợp trở kháng. Đối với chấn tử đối xứng nằm ngang dùng trong dải sóng ngắn thì yêu cầu đặc tính phương hướng của chấn tử phải có hướng bức xạ cực đại không thay đổi khi thay đổi tần số công tác để đảm bảo hướng thông tin cố định, yêu cầu trở kháng vào chỉ biến đổi trong một giới hạn cho phép để có thể mau lẹ chuyển tần số công tác mà không cần điều chỉnh lại mạch phối hợp trở kháng của anten, v.v...

Trong chương này, chúng ta sẽ đề cập đến phương pháp mở rộng dải tần số anten với ý nghĩa giảm nhỏ sự phụ thuộc của trở kháng vào và đặc tính phương hướng của anten với tần số.

Căn cứ theo dải tần công tác, có thể phân loại anten thành bốn nhóm:

– Anten dải tần hẹp (anten điều chuẩn):

$$\frac{\Delta f}{f_o} < 10\%;$$

– Anten dải tần tương đối rộng:

$$10\% < \frac{\Delta f}{f_o} < 50\%;$$

– Anten dải tần rộng:

$$\frac{1,5}{1} < \frac{f_{\max}}{f_{\min}} < \frac{4}{1};$$

– Anten dải tần siêu rộng:

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} > \frac{4}{1};$$

Tỷ số của tần số cực đại và cực tiểu của dải tần công tác $\frac{f_{\max}}{f_{\min}}$ gọi là hệ số bao trùm dải sóng.

§14.2. PHƯƠNG PHÁP MỞ RỘNG DẢI TẦN SỐ CỦA ANTEN CHẤN TỬ

Đối với anten chấn tử đối xứng cũng như không đối xứng thì yếu tố quyết định dải tần số công tác của anten là sự phụ thuộc của trở kháng vào anten với tần số, còn đồ thị phương hướng của anten thường có hướng bức xạ cực đại ít thay đổi trong một dải tần khá rộng.

Để giảm sự phụ thuộc vào tần số của trở kháng vào chấn tử, có thể áp dụng các biện pháp sau:

– Giảm nhỏ trở kháng sóng của chấn tử;

– Biến đổi từ từ thiết diện của chấn tử;

– Hiệu chỉnh trở kháng vào của chấn tử.

Sau đây chúng ta lần lượt khảo sát các phương pháp trên.

a) Giảm nhỏ trở kháng sóng của chấn tử. Anten chấn tử, xét về một mặt nào đó cũng có thể xem tương tự như một mạch dao động mà trở kháng đặc trưng của mạch chính là trở kháng sóng chấn tử, điện trở tổn hao của mạch là điện trở bức xạ của chấn tử. Ta có hệ số phẩm chất của anten chấn tử

$$Q_A = A\frac{\rho_A}{R_{\Sigma_o}} \tag{14.1}$$

Cũng tương tự như các mạch dao động thường, để mở rộng dải thông tần cần giảm hệ số phẩm chất Q_A. Từ (14.1) ta thấy rằng việc giảm Q_A có thể được thực hiện bằng cách giảm trở kháng sóng ρ_A.

Khảo sát đồ thị phụ thuộc của trở kháng vào chấn tử với tần số cũng có thể rút ra được kết luận giống như trên, nghĩa là với chấn tử có ρ_A nhỏ thì sự biến đổi của $R_{v.A}$ và $X_{v.A}$ theo $\frac{l}{\lambda}$ sẽ thể hiện với mức độ nhỏ hơn so với trường hợp ρ_A lớn.

Trở kháng sóng của anten chấn tử được xác định theo công thức:

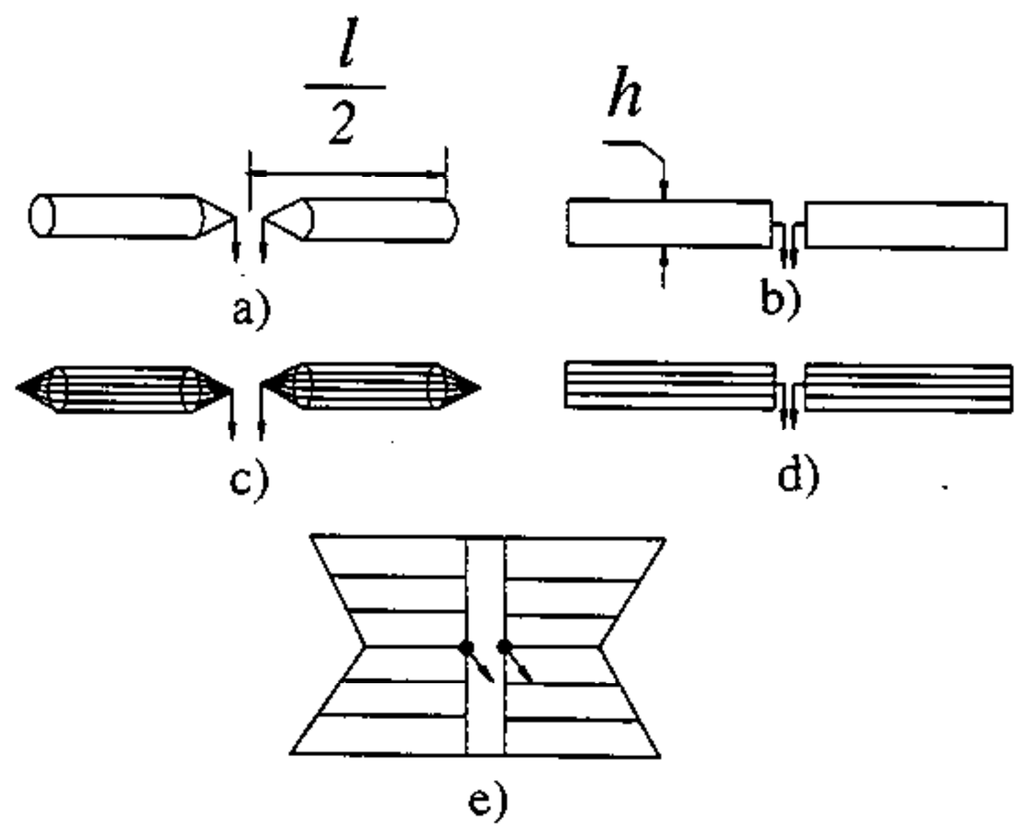
$$\rho_A = 120\left(\ln\frac{l}{a} - 1\right) \tag{14.2}$$

Với anten có chiều dài l cố định thì rõ ràng là việc giảm trở kháng sóng được thực hiện bằng cách tăng đường kính chấn tử. Khi ấy anten chấn tử có thể được kết cấu bằng dây dẫn có đường kính lớn (hình 14.1a), bằng tấm kim loại có bản rộng (hình 14.1b), hoặc bằng cách sắp xếp các dây dẫn có đường kính nhỏ thành khối hoặc diện tích rộng (hình 14.1c, d và e). Các kết cấu (d) và (e) trên hình 14.1 thực chất là giống nhau về nguyên lý, nhưng ở trường hợp hình (e) kết cấu chấn tử có dạng cánh bướm sẽ giảm được thành phần dòng điện dọc chảy theo thành thẳng đứng và tăng độ bền cơ học của kết cấu anten (anten phát vô tuyến truyền hình).

Khi tính toán trở kháng sóng anten theo công thức (14.2) thì trong trường hợp (b) cần thay bán kính tương đương của chấn tử bằng 1/4 độ rộng của tấm kim loại $\left(a_{t.đ} = \frac{h}{4}\right)$; trong trường hợp (c), bán kính tương đương của chấn tử được xác định theo công thức:

$$a_{tđ} = a\sqrt[n]{\frac{nr}{a}} \qquad (14.3)$$

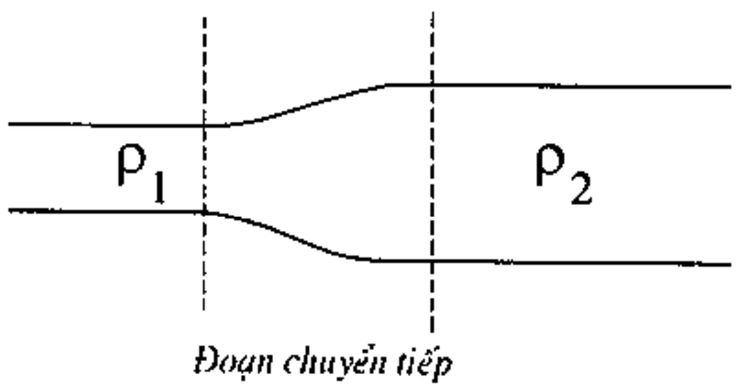
a – bán kính thực của lồng dây dẫn;
n – số dây dẫn hợp thành lồng;
r – bán kính dây dẫn nhỏ.



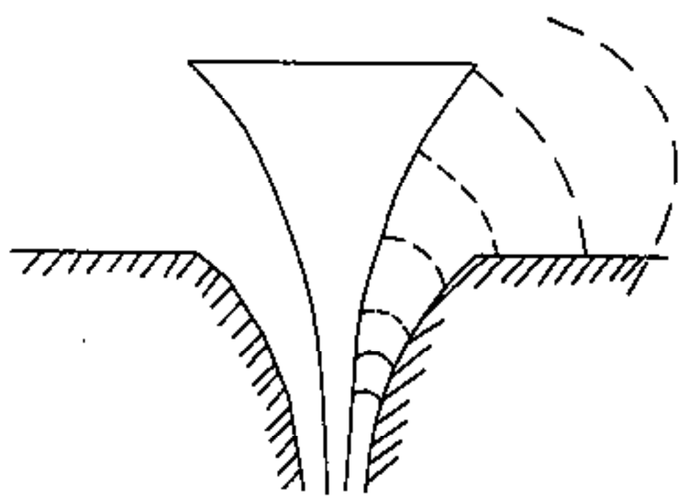
Hình 14.1

Thực hiện giảm trở kháng sóng của chấn tử thử phương pháp nói trên có thể mở rộng dải tần để có hệ số bao trùm dải sóng khoảng $\frac{2.5}{1}$ khi đảm bảo hệ số sóng chạy trong fiđe cung cấp không nhỏ hơn 0,3. Trong nhiều trường hợp thực tế, hệ số sóng chạy nêu ở trên có thể chấp nhận được mà không cần điều chỉnh fiđe. Nếu yêu cầu hệ số sóng chạy trong fiđe lớn hơn ($k \geq 0,9$), thì khi đó chỉ có thể mở rộng dải tần số khoảng ± 15%.

b) Biến đổi từ từ thiết diện của chấn tử. Biết rằng khi nối hai đường truyền sóng có dạng khác nhau (ví dụ ống dẫn sóng tròn và ống dẫn sóng chữ nhật), có thể dùng thiết bị chuyển tiếp biến đổi từ từ dạng của sóng trên đường truyền này thành dạng của sóng trên đường truyền kia. Khi nối hai đường truyền sóng có trở kháng sóng khác nhau (kích thước thiết diện khác nhau) cũng có thể dùng bộ chuyển tiếp biến đổi dần kích thước thiết diện của hai đường truyền sóng cho phù hợp với nhau (ví dụ bộ chuyển tiếp hàm mũ hình 14.2).



Hình 14.2.


Hình 14.3.

Anten cũng có thể xem như một thiết bị chuyển tiếp giữa hệ thống fiđe tiếp điện và môi trường truyền sóng (không gian tự do), biến đổi sóng điện từ ràng buộc trong fiđe thành sóng tự do trong không gian. Vì vậy để giảm nhỏ sự phụ thuộc của trở kháng vào anten với tần số, bản thân anten cần có dạng kết cấu chuyển tiếp, nghĩa là kích thước của nó cần được biến đổi một cách từ từ. Ví dụ có thể thiết lập anten chấn tử không đối xứng bằng cách biến dạng từ từ đường kính của lõi và vỏ fiđe đồng trục theo qui luật hàm mũ (hình 14.3). Khi

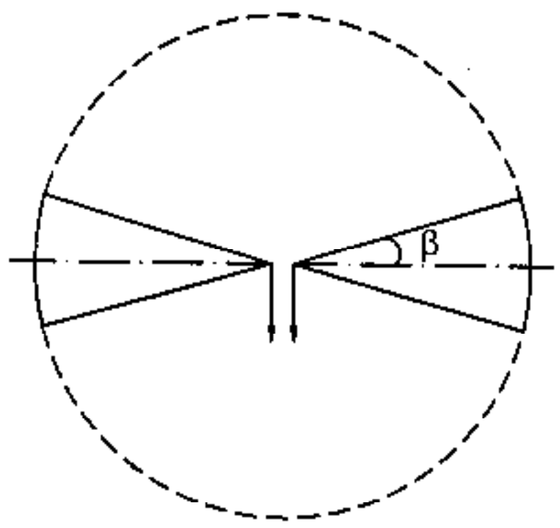
ấy, tỷ số của đường kính dây dẫn trong và ngoài của fiđe đồng trục trong đoạn chuyển tiếp có thể được xem là không đổi. Trở kháng sóng của đoạn chuyển tiếp do đó sẽ không đổi và sẽ không xuất hiện sóng phản xạ. Khi mở rộng thiết diện của fiđe đến một kích thước nào đấy thì vỏ ngoài của fide đồng trục sẽ biến thành đĩa kim loại còn lõi của fiđe đồng trục tiếp tục phát triển và biến thành chấn tử. Sóng điện từ truyền trong fide từ dạng sóng phẳng được chuyển dần thành sóng cầu, toả ra không gian bên ngoài thành sóng bức xạ.

Trường hợp fiđe tiếp diện bằng dây song hành đối xứng thì sự chuyển tiếp từ đường dây vào không gian bên ngoài có thể thực hiện dưới dạng hai chóp đối xứng (hình 14.4), ta có chấn tử đối xứng hình chóp.

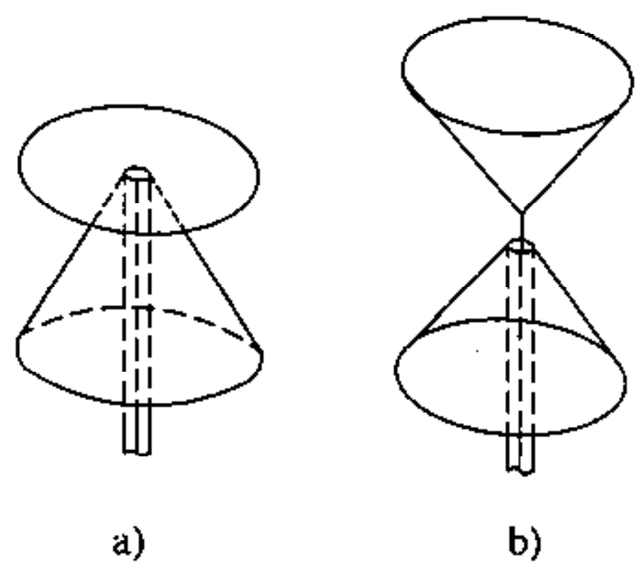
Nếu cặp hình chóp đối xứng dài vô tận thì hệ thống này sẽ hình thành một đường truyền sóng đồng nhất không có phản xạ, với sóng truyền lan là sóng cầu. Trở kháng sóng của đường truyền sẽ là hằng số:

$$\rho = 276 \lg\left(\cot g \frac{\beta}{2}\right) \tag{14.4}$$

Trở kháng vào của anten sẽ là hằng số, bằng trở kháng sóng của đường truyền (14.4).



Hình 14.4.



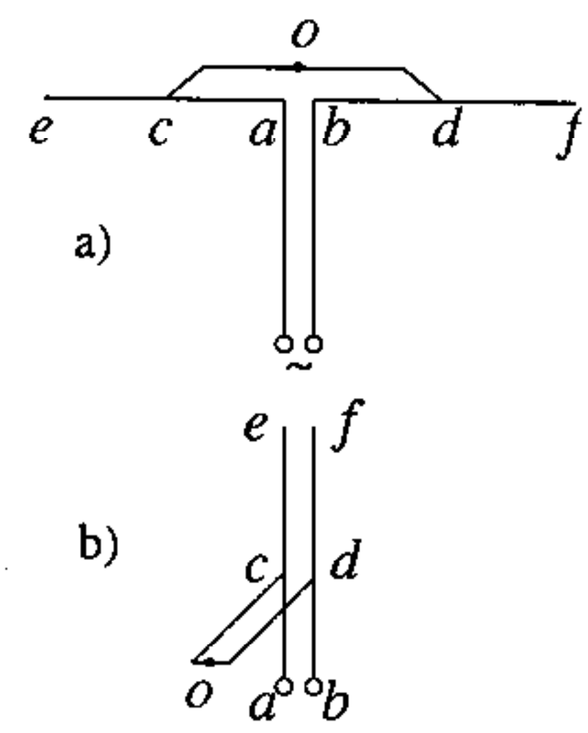
Hình 14.5.

Khi chóp có độ dài hữu hạn thì sóng sẽ bị phản xạ lại một phần ở đầu cuối, phần còn lại bức xạ ra không gian. Trở kháng vào của anten sẽ là một số phức, phụ thuộc vào tần số. Nhưng nếu chọn góc β và độ dài của chóp thích hợp ($30^o < \beta < 60^o$) thì trở kháng vào của anten sẽ ít phụ thuộc vào tần số trong một dải tần khá rộng. Thực tế anten có thể làm việc với hệ số bao trùm dài sóng $\frac{f_{max}}{f_{min}} \approx \frac{4}{1}$. Trong dải tần số này hệ số sóng chạy trong fiđe không nhỏ hơn 0,5. Một vài dạng anten chóp không đối xứng và đối xứng tiếp điện bằng fiđe đồng trục được vẽ ở hình 14.5.

c) Hiệu chỉnh trở kháng vào trong dải tần. Theo phương pháp này chấn tử cần được thiết lập thế nào để kết cấu của nó sẽ bao gồm hai bộ phận mà điện kháng vào của mỗi bộ phận ấy có dấu ngược nhau và có thể bù cho nhau trong dải tần số công tác. Ví dụ một bộ phận có trở kháng dung tính $\left(-\frac{i}{\omega c}\right)$ thì phần kia cần có trở kháng cảm tính ($i\omega L$). Sơ đồ của anten có hiệu chỉnh trở kháng vào được vẽ ở hình 14.6a.

Ở đây hai nhánh của chấn tử là *ae* và *bf* còn đoạn *cod* hình thành một đường dây

nhánh mắc song song với chấn tử. Nếu chọn kích thước của các phần tử thích hợp thì thành phần điện kháng của trở kháng vào anten sẽ có giá trị nhỏ. Để thấy rõ điều này ta hãy xét sơ đồ tương đương (gần đúng) của chấn tử ở hình 14.6b. Ở đây, hai nhánh của chấn tử tương đương với một đoạn dây song hành hở mạch đầu cuối, nhánh *cod* tương đương với một đoạn dây song hành ngắn mạch. Nếu chọn kích thước các đoạn dây thích hợp thì đoạn dây nhánh sẽ có điện kháng vào cảm tính còn đoạn hở mạch *ce – df* sẽ có điện kháng vào dung tính, sao cho hai điện kháng này có thể bù cho nhau trong một dải tần nhất định. Đồng thời đoạn *ac – bd* được chọn thế nào để trở kháng vào tại *cd* sau khi biến đổi về *ab* sẽ có phần thực lớn và phần kháng nhỏ.



Hình 14.6.

§14.3. PHƯƠNG PHÁP THIẾT LẬP ANTEN DẢI RỘNG THEO NGUYÊN LÝ KẾT CẤU TỰ BÙ

Trong phần lý thuyết anten, khi khảo sát bài toán bức xạ của các nguồn điện và từ (ví dụ dipôl điện và nguyên tố khe) chúng ta đã rút ra được công thức biểu thị quan hệ giữa các trở kháng vào của chúng (công thức 2.29).

$$G_{\Sigma_k} = \frac{4R_{\Sigma_d}}{W^2}$$

Từ đây có thể suy ra:

$$Z_{vk} = \frac{W^2}{4Z_{vd}} \tag{14.5}$$

ở đây, Z_{vk} và Z_{vd} là trở kháng vào của chấn tử khe và chấn tử điện có hình dạng giống nhau; $W = 120\,\pi$.

Nếu chúng ta có một anten phẳng rộng vô hạn gồm các tấm dẫn điện vô cùng mỏng, có hình dạng tuỳ ý và được sắp xếp thế nào các khoảng trống giữa các tấm kim loại cũng có hình dạng giống như các tấm kim loại ấy, sao cho chúng có thể đổi chỗ và bù khít cho nhau, ta sẽ có một tập hợp các anten điện và anten khe mắc song song (hình 14.7). Nếu nguồn sức điện động được đặt vào điểm 1-1 trên hình vẽ thì trở kháng vào tại các điểm ấy sẽ không phụ thuộc vào tần số, và là một hằng số, bằng 60π.

Thật vậy, vì điểm 1-1 là đầu vào của anten điện, cũng đồng thời là đầu vào của anten khe nên tại đó tất nhiên phải thoả mãn

$$Z_{v.khe} = Z_{v.điện} \tag{14.6}$$

Thay (14.6) vào (14.5) ta xác định được trở kháng vào của anten

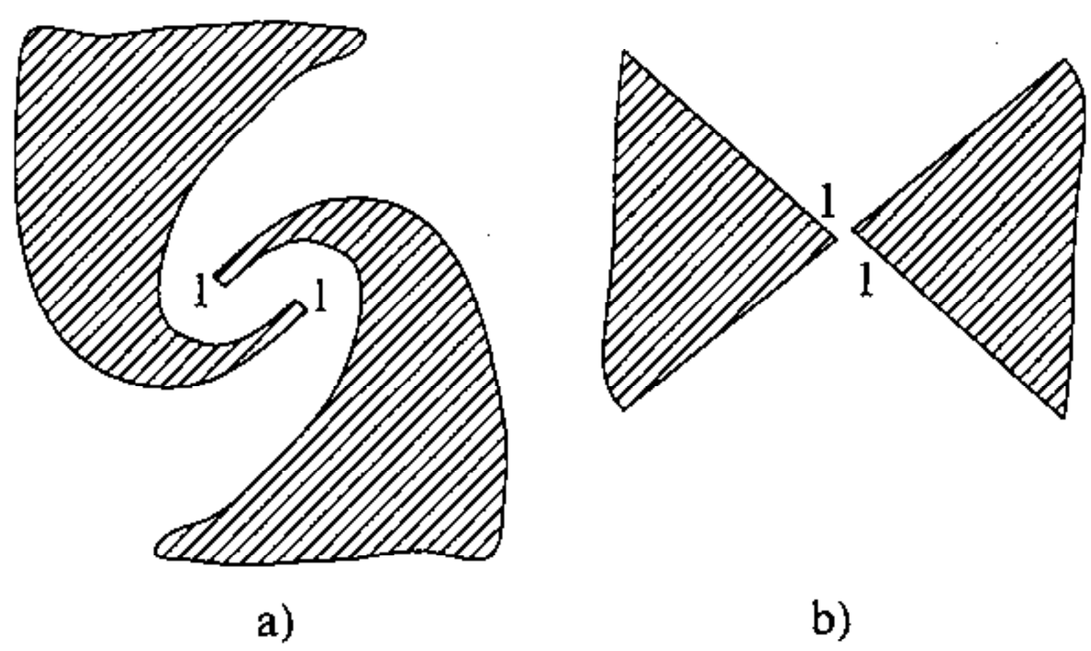
$$Z_{v.A} = 60\pi, \tag{14.7}$$

nghĩa là trở kháng vào anten là một số thực, không phụ thuộc tần số. Do đó anten có thể làm việc với dải tần số rộng.

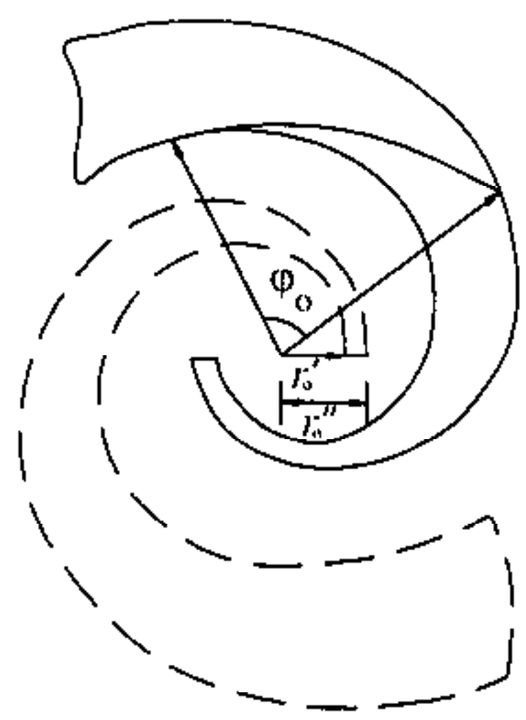
Như vậy, thiết lập anten dải rộng theo nguyên lý tự bù về thực chất là ghép song song các anten điện và anten khe có hình dạng giống nhau.

Trong thực tế, việc thiết lập anten theo nguyên lý tự bù chỉ có thể được thực hiện gần đúng vì kích thước anten thực tế không thể rộng vô hạn, đồng thời các tấm dẫn điện cũng không phải là vô cùng mỏng.

Tuy nhiên theo nguyên lý trên chúng ta có thể thiết lập các anten mà trở kháng vào của chúng biến đổi rất ít trong một dải tần rộng và thành phần điện kháng có giá trị rất nhỏ.



Hình 14.7.



Hình 14.8.

Anten xoắn phẳng lôgarit là một trong những loại anten điển hình được thiết lập theo nguyên lý tự bù (hình 14.8).

Ở trên, chúng ta mới chỉ đề cập đến tính chất dải tần của loại anten này với ý nghĩa trở kháng vào của nó không phụ thuộc tần số mà chưa xét đến ảnh hưởng của sự biến đổi tần số đến đặc tính phương hướng anten.

Có thể thấy rằng đối với anten xoắn phẳng lôgarit, do kết cấu bức xạ được xác định chỉ bởi toạ độ góc của nó trong hệ toạ độ cực nên tỷ số của kích thước anten với bước sóng sẽ không đổi và hướng tính của anten sẽ không phụ thuộc vào tần số. Điều này có thể chứng minh được khi căn cứ vào phương trình kết cấu của anten. Thật vậy, phương trình của đường xoắn lôgarit trong hệ toạ độ cực có thể viết dưới dạng:

$$\rho = r_0 e^{a\varphi} \tag{14.8}$$

trong đó, ρ – bán kính của vectơ tính từ tâm O của hệ toạ độ cực;

r_o – bán kính ở điểm đầu đường xoắn ($\varphi = 0$);

a – hệ số, xác định mức độ tăng bán kính khi tăng góc toạ độ.

Gọi r'_o là bán kính ban đầu của giới hạn trong, còn r''_o là bán kính ban đầu của giới hạn ngoài của băng xoắn, ta có phương trình của đường giới hạn trong và ngoài:

$$\left.\begin{aligned} \rho'_1 &= r'_o e^{a\varphi} \\ \rho''_1 &= r''_o e^{a\varphi} = \frac{r'_o e^{a\varphi}}{\frac{r'_o}{r''_o}} \end{aligned}\right\} \qquad (14.9)$$

Vì $\frac{r'_o}{r''_o}$ là một hằng số nên có thể thay

$$\frac{r'_o}{r''_o} = e^{a\varphi_0}$$

Ta có:

$$\rho'' = \frac{r'_o e^{a\varphi}}{e^{a\varphi_o}} = r'_o e^{a(\varphi-\varphi_o)} \qquad (14.10)$$

So sánh phương trình (14.9) và (14.10) ta thấy rằng đường giới hạn ngoài ρ'' có thể thiết lập được bằng cách quay đường giới hạn trong ρ' đi một góc $-\varphi_o$. Tương tự như trên, có thể thiết lập phương trình của băng xoắn thứ hai bằng cách quay băng xoắn thứ nhất đi một góc $\varphi = \pi$. Ta có:

$$\left.\begin{aligned} \rho'_2 &= r'_o e^{a(\varphi-\pi)} \\ \rho''_2 &= r'_o e^{a(\varphi-\pi-\varphi_o)} \end{aligned}\right\} \qquad (14.11)$$

Bởi vì hướng tính của anten phụ thuộc vào tỷ số của kích thước anten với bước sóng nên sự phụ thuộc của đặc tính anten với tần số được đánh giá bởi tỷ số ρ/λ:

Nếu viết $\lambda = e^{a(1/a\ln\lambda)}$ và lập tỷ số ρ/λ sẽ có:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\rho}{\lambda} &= \frac{r_o e^{a\varphi}}{e^{a\left(\frac{1}{a}\ln\lambda\right)}} = r_o e^{a\left(\varphi-\frac{1}{a}\ln\lambda\right)} \\ \frac{\rho}{\lambda} &= r_o e^{a(\varphi-\varphi_\lambda)} \end{aligned}\right\} \qquad (14.12)$$

trong đó, $\varphi_\lambda = \frac{1}{a}\ln\lambda$.

Biểu thức trên cho thấy rằng sự biến đổi tần số công tác sẽ tương đương với việc quay băng xoắn đi một góc φ_λ nào đó. Nếu anten có kết cấu vô hạn thì việc quay đều

các băng xoắn đi một góc trong mặt phẳng của nó sẽ không ảnh hưởng đến đặc tính bức xạ của anten, nghĩa là đồ thị phương hướng của anten sẽ không biến đổi theo tần số.

Các anten thực tế thiết lập theo nguyên lý trên có thể đạt được hệ số bao trùm dải sóng cao, khoảng $\frac{10}{1}$, $\frac{20}{1}$ hoặc lớn hơn nữa.

§ 14.4. PHƯƠNG PHÁP THIẾT LẬP ANTEN DÀI RỘNG THEO NGUYÊN LÝ TƯƠNG TỰ

Nguyên lý tương tự của điện động học có thể phát biểu như sau:

Nếu biến đổi đồng thời bước sóng công tác và tất cả các kích thước của anten theo một tỷ lệ giống nhau thì các đặc tính của anten như đồ thị phương hướng, trở kháng vào v.v... sẽ không biến đổi. Hệ số tỷ lệ này được gọi là tỷ lệ xích của phép biến đổi tương tự.

Dựa vào nguyên lý trên, có thể thiết lập các anten không phụ thuộc tần số bằng cách cấu tạo anten với nhiều khu vực có kích thước hình học khác nhau. Kích thước hình học của các khu vực ấy tỷ lệ với nhau theo một hệ số nhất định. Khi anten làm việc với một bước sóng nào đó thì sẽ chỉ có một khu vực của anten tham gia vào quá trình bức xạ. Khu vực này được gọi là miền bức xạ của anten. Khi bước sóng công tác thay đổi thì miền bức xạ của anten sẽ dịch chuyển đến khu vực mà tỷ lệ của kích thước hình học của các phần tử bức xạ với bước sóng giống như lúc trước.

Sau đây chúng ta khảo sát nguyên lý làm việc của một vài loại anten thiết lập theo nguyên lý trên.

a) Anten xoắn phẳng Acsimet. Anten được cấu tạo từ các băng kim loại dẹt, độ rộng không đổi, tạo thành các đường xoắn có phương trình (trong hệ toạ độ cực);

$$\rho = a\varphi + b, \tag{14.13}$$

trong đó, ρ là bán kính vectơ tính từ tâm O của toạ độ cực, a là hệ số đặc trưng cho độ tăng bán kính khi tăng một đơn vị góc, b là bán kính ban đầu của đường xoắn;

Anten xoắn Acsimet có thể bao gồm nhiều đường xoắn, tương ứng ta có các loại xoắn 2 đường xoắn 4 đường, v.v... Để đơn giản, ta khảo sát trường hợp anten xoắn 2 đường (hình 14.9). Kết cấu của hai đường xoắn này hoàn toàn giống nhau và được đặt đối xứng qua gốc toạ độ.

Một cách gần đúng, có thể xem anten xoắn 2 đường tương tự một đường dây song hành được biến dạng hình học để trở thành cấu trúc bức xạ.

Biết rằng, đối với đường dây song hành thì dòng điện chảy dọc theo hai dây dẫn có pha ngược nhau nên bức xạ của chúng sẽ không đáng kể khi khoảng cách giữa hai dây nhỏ (so với λ). Vì vậy có thể thấy rằng bức xạ ở phần đầu anten (gần điểm gốc của xoắn) sẽ rất nhỏ.

Bây giờ lấy hai điểm P và Q nằm trên hai đường xoắn có khoảng cách (tính dọc theo hai đường xoắn) đến gốc của chúng bằng nhau, P và Q tất nhiên là đối xứng với O. Đồng thời lấy điểm P là giao điểm của đường thẳng OP và đường xoắn II. Hiệu số khoảng cách tính từ P và P' dọc theo hai đường xoắn đến gốc của chúng sẽ là cung QP'.

Nếu giả thiết khoảng cách giữa các băng xoắn rất nhỏ (Δr rất nhỏ và $\Delta r \leq r$) thì có thể coi gần đúng $QP' \approx \pi r$.

Như vậy nếu hai đường xoắn được quấn đều và khá xít nhau thì hiệu số độ dài của chúng tính từ 2 điểm kề nhau trên 2 đường xoắn đến gốc của chúng sẽ không phụ thuộc vào số vòng.

Nếu ứng với một bước sóng nào đấy có $r = \dfrac{\lambda}{2\pi}$ thì $QP' \approx \dfrac{\lambda}{2}$. Giả sử hai đường xoắn được tiếp điện tại đầu vào của chúng với dòng điện ngược pha nhau thì hiệu số phả của dòng điện ở các điểm kề nhau của hai đường xoắn (ví dụ P - P'; vị trí của các điểm này có thể chọn tuỳ ý) sẽ bằng:

$$\pi + kQP' = \pi + \frac{2\pi}{\lambda}.\frac{\lambda}{2} = 2\pi$$

Kết quả là dòng điện tại P và P' đồng pha nhau và bức xạ của cặp đipôl điện với các phần tử dòng điện ấy sẽ có hướng cực đại vuông góc với mặt phẳng anten.

Kết luận trên có thể được áp dụng không chỉ đối với 2 điểm P *và* P' mà cho tất cả các điểm cách tâm một khoảng $r = \dfrac{\lambda}{2\pi}$. Vì vậy, có thể đi đến kết luận là ở anten xoắn Acsimet, miền bức xạ của anten sẽ là khu vực gồm những vòng xoắn nằm trong giới hạn một hình vành khăn có bán kính trung bình $r = \dfrac{\lambda}{2\pi}$ (chu vi trung bình là λ).

Khi thay đổi tần số công tác, miền bức xạ của anten sẽ dịch chuyển sang khu vực của hình vành khăn mới mà chu vi trung bình của nó bằng một bước sóng ứng với tần số công tác mới.

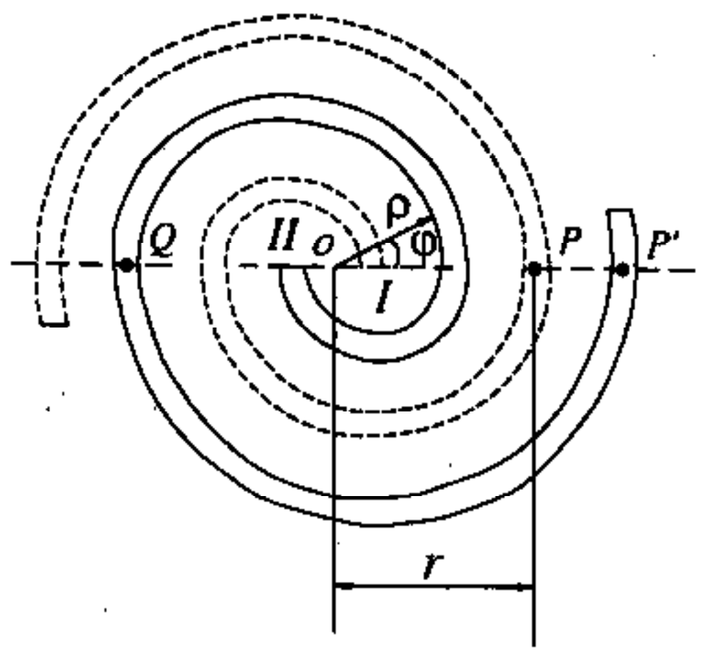
Đồ thị phương hướng của anten sẽ có cực đại theo hai hướng vuông góc với mặt phẳng anten, búp sóng tương đối rộng và kích thước của miền bức xạ không lớn lắm. Muốn có anten bức xạ đơn hướng phải dùng thêm bộ phản xạ đặt phía sau anten.

b) Anten lôga - chu kỳ. Anten được cấu tạo từ một tập hợp các chấn tử có kích thước, khoảng cách khác nhau và được tiếp điện từ một đường fide song hành chung như vẽ ở hình 14.10.

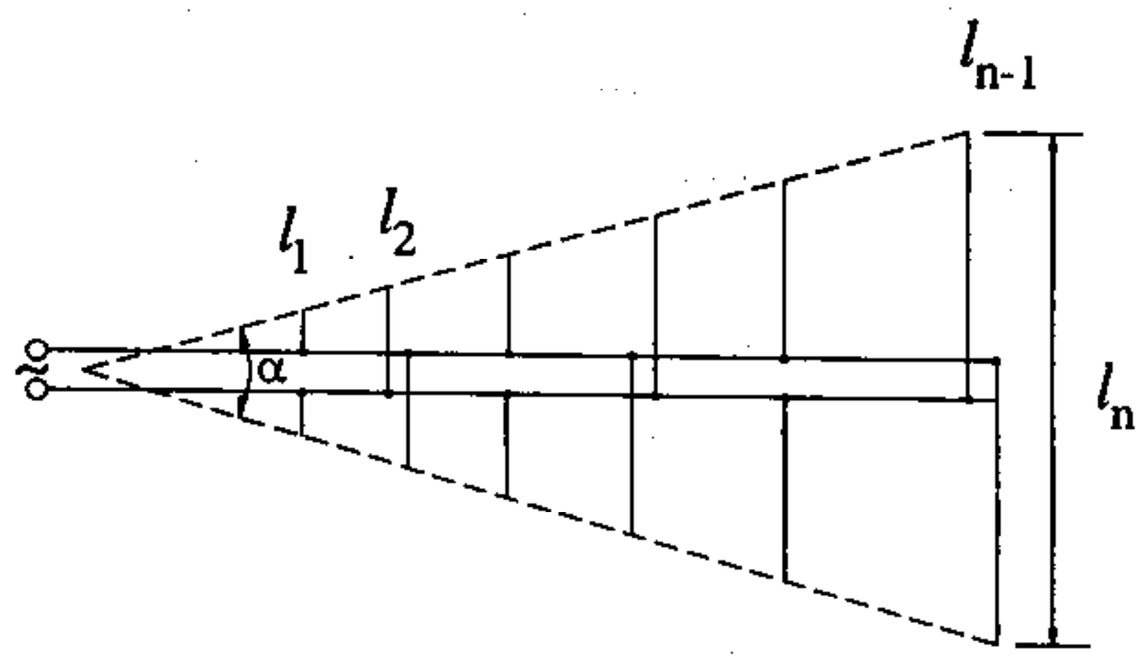
Kích thước và khoảng cách của các chấn tử biến đổi dần theo một tỷ lệ nhất định. Hệ số tỷ lệ này được gọi là chu kỳ của kết cấu:

$$\tau = \frac{l_1}{l_2} = \frac{l_3}{l_4} = ... = \frac{l_{n-1}}{l_n} \qquad (14.14)$$

Đặc tính của mỗi anten lôga - chu kỳ được xác định bởi hai thông số chủ yếu là chu kỳ kết cấu τ và góc α.



Hình 14.9.



Hình 14.10.

Nếu máy phát làm việc ở tần số f_o nào đó là tần số cộng hưởng của một trong các chấn tử thì trở kháng vào của chấn tử ấy sẽ là thuần trở ($R_{v.A} \approx 73\ \Omega$). Trong khi đó, trở kháng vào của các chấn tử khác sẽ có thành phần điện kháng và giá trị của thành phần này sẽ càng lớn khi độ dài của nó càng khác nhiều với độ dài cộng hưởng, nghĩa là khi chấn tử ấy càng xa chấn tử cộng hưởng. Vì vậy chấn tử cộng hưởng sẽ được kích thích mạnh nhất.

Vì dòng điện trong các chấn tử không cộng hưởng có giá trị nhỏ, nên trường bức xạ của anten được quyết định chủ yếu bởi bức xạ của chấn tử cộng hưởng và một vài chấn tử lân cận với nó. Những chấn tử này tạo thành miền bức xạ của anten. Dòng điện trong các chấn tử của miền bức xạ được hình thành do cảm ứng trường của chấn tử cộng hưởng và do tiếp nhận trực tiếp từ fiđe. Các chấn tử nằm ở phía trước có độ dài nhỏ hơn độ dài cộng hưởng, sẽ có trở kháng vào dung tính, dòng cảm ứng trong đó chậm pha hơn so với dòng trong chấn tử cộng hưởng (hoặc chấn tử có độ dài lớn hơn nó). Các chấn tử nằm ở phía sau có độ dài lớn hơn độ dài cộng hưởng, sẽ có trở kháng vào cảm tính và dòng cảm ứng sớm pha hơn dòng trong chấn tử cộng hưởng (thay chấn tử ngắn hơn nó). Đối với thành phần dòng điện tiếp nhận từ fide thì do cách tiếp điện chéo nên pha của dòng trong hai chấn tử kề nhau lệch pha một góc bằng 180° cộng với góc lệch pha do truyền sóng trên đoạn fiđe mắc giữa hai chấn tử. Tập hợp tất cả các yếu tố trên, sẽ nhận được dòng tổng hợp trong các chấn tử của miền bức xạ có góc pha giảm dần theo chiều giảm kích thước của anten.

Với quan hệ pha như trên, các chấn tử đứng phía trước chấn tử cộng hưởng sẽ thoả mãn điều kiện của *chấn tử dẫn xạ còn chấn tử đứng phía sau* sẽ thoả mãn điều kiện của *chấn tử phản xạ*. Bức xạ của anten (mà quyết định chủ yếu bởi chấn tử cộng hưởng) sẽ được định hướng theo trục anten, về phía các chấn tử ngắn dần, tương tự như nguyên lý làm việc của anten yagi mà chúng ta sẽ đề cập tới sau này.

Nếu tần số máy phát giảm đi bằng τf_o thì vai trò của chấn tử cộng hưởng sẽ dịch chuyển sang chấn tử có độ dài lớn hơn kế đó. ngược lại, nếu tần số máy phát tăng lên, bằng $\frac{f_o}{\tau}$ thì chấn tử cộng hưởng sẽ chuyển sang chấn tử ngắn hơn kế đó.

Ví dụ chấn tử l_1 cộng hưởng với tần số f_1 tương ứng có $l_1 = \frac{\lambda_1}{2}$. Nếu tấn số giảm xuống $f' = \tau f_1 \rightarrow \lambda' = \frac{\lambda_1}{\tau}$ thì chấn tử cộng hưởng bây giờ có độ dài

$$l' = \frac{\lambda'}{2} = \frac{\lambda_1}{2}.\frac{1}{\tau} = \frac{l_1}{\tau}.$$

Theo (14.14) thì $l' = \frac{l_1}{\tau} = l_2$.

Ta thấy rằng ở các tần số

$$f_n = \tau^{n-1} f_1 \tag{14.15}$$

sẽ có các chấn tử cộng hưởng tương ứng với các độ dài

$$l_n = \frac{l_1}{\tau^{n-1}} \tag{14.16}$$

n – số thứ tự chấn tử;

f_n – tần số cộng hưởng của chấn tử thứ n;

l_n – độ dài của chấn tử cộng hưởng thứ n.

Nghĩa là ứng với mỗi tần số cho bởi (14.15), trên anten sẽ xuất hiện một miền bức xạ mà chấn tử phát xạ chính có độ dài xác định theo (14.16).

Như vậy, miền bức xạ trên anten Lôga-chu kỳ sẽ dịch chuyển khi tần số công tác thay đổi nhưng hướng bức xạ cực đại của anten vẫn giữ nguyên.

Nếu lấy log biểu thức (14.15) sẽ có:

$$\ln f_n = (n-1)\ln\tau + \ln f_1 \tag{14.17}$$

Nghĩa là khi biểu thị tần số trên thang logarit thì tần số cộng hưởng của anten sẽ được lặp lại qua các khoảng giống nhau bằng $\ln\tau$. Vì lý do đó, anten được gọi là anten Lôga - chu kỳ.

Tại các tần số cộng hưởng, các thông số điện của anten như đồ thị phương hướng trở kháng vào, v.v.... sẽ không biến đổi, nhưng ứng với các tần số trung gian nằm giữa hai tần số cộng hưởng $f_1 \div f_2$, $f_2 \div f_3, \ldots, f_{n-1} \div f_n$, thông số của anten sẽ biến đổi trong một chừng mực nhất định. Vì vậy loại anten này cũng không thể được xem là hoàn toàn không phụ thuộc tần số. Tuy nhiên, cũng có thể cấu tạo anten như thế nào để trong khoảng một chu kỳ tần số (từ f_n đến τf_n) các thông số của anten biến đổi trong một giới hạn cho phép. Dải tần số của loại anten này có thể đạt được với hệ số bao trùm khoảng 10/1 và lớn hơn.

Đồ thị phương hướng của anten được xác định bởi số chấn tử của miền bức xạ tác dụng (thường vào khoảng 3 ÷ 5) và bởi tương quan biên độ và pha của dòng điện trong các chấn tử ấy. Các đại lượng này phụ thuộc vào các thông số hình học τ và α của kết cấu. Khi tăng τ, (cố định α), đồ thị phương hướng hẹp lại vì khi ấy sẽ tăng số chấn tử thuộc miền bức xạ tác dụng. Nhưng nếu tăng τ quá lớn thì đặc tính phương hướng lại xấu đi vì lúc ấy kích thước của miền bức xạ tác dụng giảm do các chấn tử được đặt quá gần nhau. Khi giảm α (cố định τ) đến một giới hạn nhất định sẽ làm hẹp đồ thị phương hướng vì khi ấy khoảng cách giữa các chấn tử lại tăng và do đó tăng kích thước của miền bức xạ tác dụng.

Các giá trị tới hạn của τ và α thường là:

$$\tau_{max} \approx 0{,}95$$

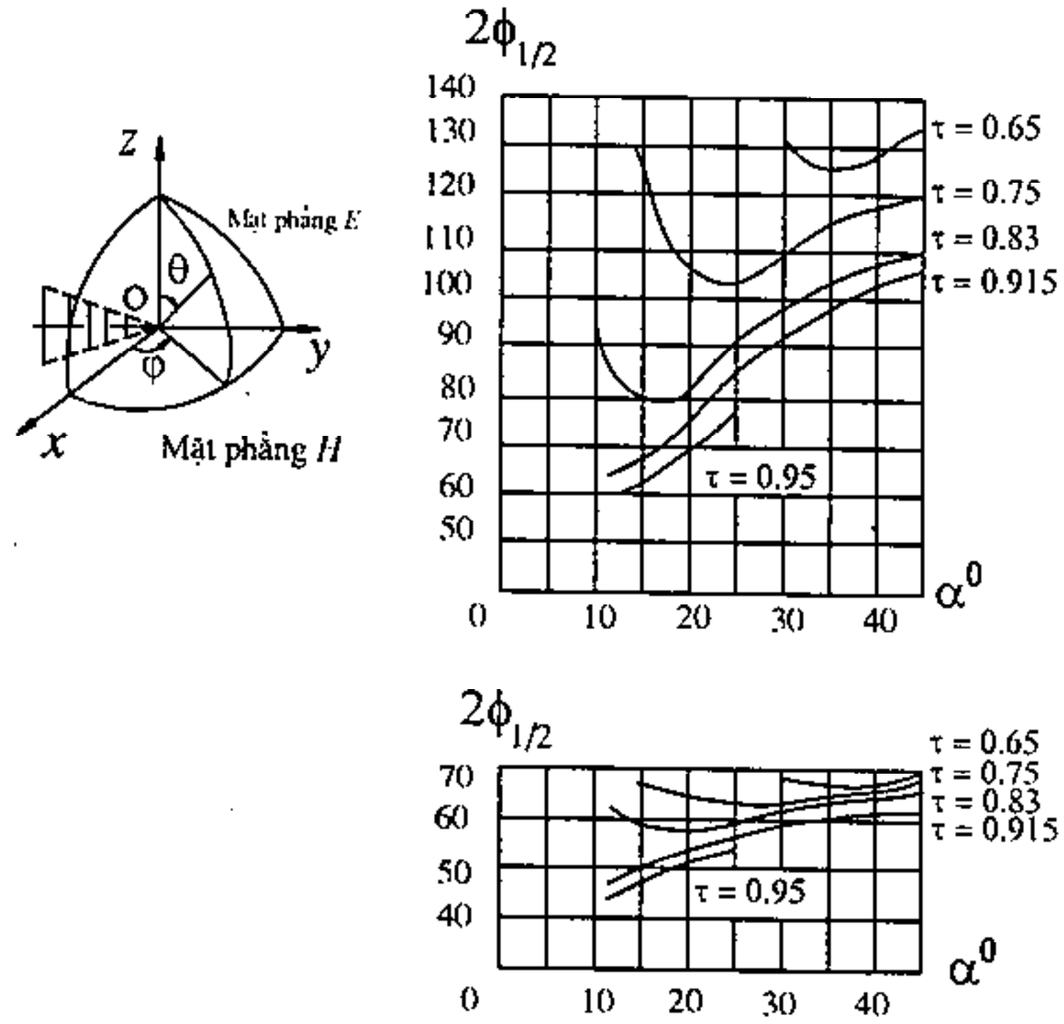
$$\alpha_{min} \approx 10^{o}$$

Độ rộng dải tần số của anten được xác định bởi kích thước cực đại và cực tiểu của các chấn tử:

$$\alpha_{max} \approx 2l_{max}$$

$$\lambda_{min} \approx 2l_{min}$$

Thực tế, giới hạn dài tần số của anten được chọn sao cho chấn tử cộng hưởng ở bước sóng cực đại chưa phải là chấn tử dài nhất mà còn 1 hoặc 2 chấn tử dài hơn đứng sau nó; chấn tử cộng hưởng ở bước sóng cực tiểu cũng chưa phải là chấn tử ngắn nhất mà trước nó còn một vài chấn tử ngắn hơn.



Hình 14.11.

Đồ thị quan hệ giữa góc bức xạ nửa công suất trong hai mặt phẳng *E* và *H* ứng với các thông số τ và α khác nhau được vẽ ở hình 14.11.

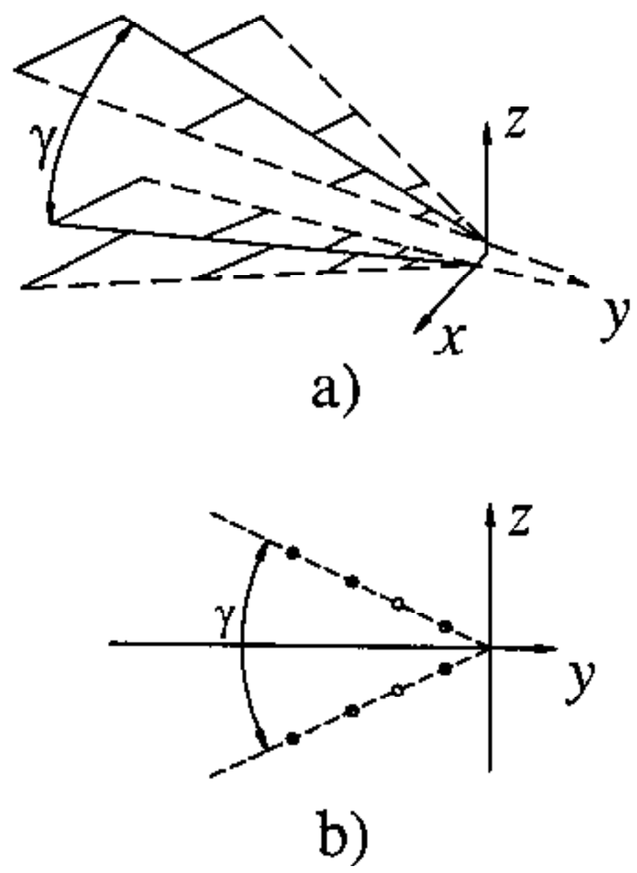
Từ hình vẽ trên có thể thấy rằng đồ thị phương hướng anten trong mặt phẳng *H* rộng hơn trong mặt phẳng *E*. Đó là do hướng tính của mỗi chấn tử hợp thành anten là vô hướng trong mặt phẳng *H* và có hướng tính trong mặt phẳng *E*.

Để tăng hướng tính của anten trong mặt phẳng *H*, cần mở rộng kích thước anten trong mặt phẳng ấy. Điều này được thực hiện khi thiết lập anten góc, nghĩa là khi đường fiđe phân phối có cấu tạo hai nhánh không song song mà hợp thành một góc, sao cho các chấn tử nối với hai nhánh của đường fiđe nằm trong hai mặt phẳng khác nhau (hình 14.12).

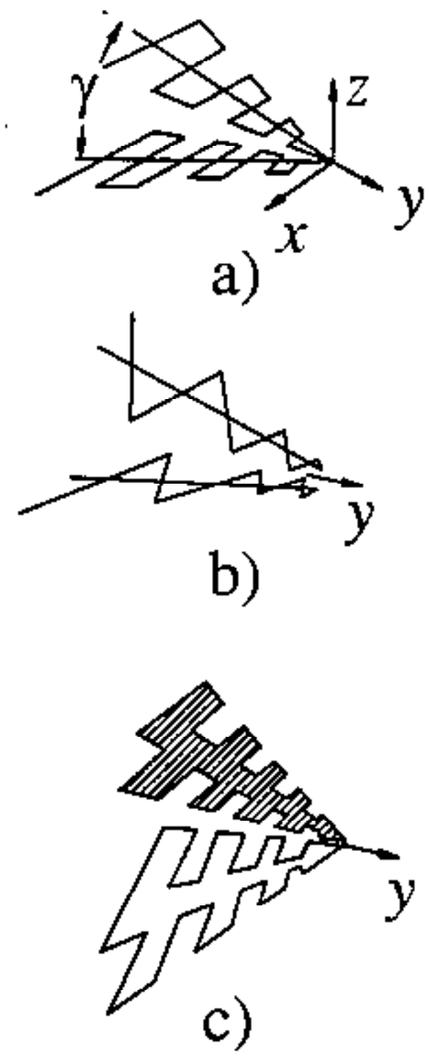
Anten lôga-chu kỳ, ngoài loại chấn tử có kết cấu là dây dẫn thẳng còn có thể được thực hiện theo một số cách khác khi kết cấu chấn tử có dạng tuỳ ý: khung dây dẫn hình thang hoặc tam giác, các phiến kim loại, v.v... (hình 14.13).

Đặc tính bức xạ của các anten loại này cũng khác so với anten mà chấn tử làm bằng dây dẫn thẳng.

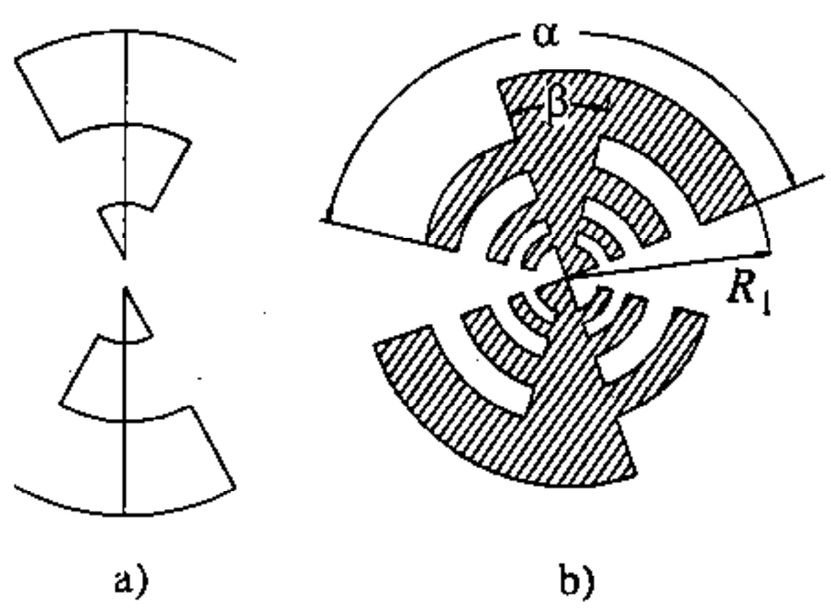
Nếu góc giữa hai mặt phẳng $\gamma = 180^o$ thì anten sẽ trở lại kết cấu phẳng. Sơ đồ anten phẳng biến dạng từ sơ đồ (a) và (b) trong hình 14.13 được vẽ ở hình 14.14a còn biến dạng của sơ đồ (c) được vẽ ở hình 14.14b. Trong các trường hợp này, đồ thị phương hướng có hướng bức xạ cực đại vuông góc với mặt phẳng anten về hai phía. Kết cấu anten hình 14.14b cho phép ta liên tưởng đến kết cấu anten thiết lập theo nguyên lý tự bù. Điều đó chứng tỏ rằng hai nguyên lý thiết lập anten dải rộng trình bày ở trên thực chất chỉ là hai cách giải thích khác nhau đối với cùng một quá trình vật lý. Tuỳ từng trường hợp cụ thể mà việc ứng dụng nguyên lý này hay nguyên lý kia sẽ có nhiều thuận lợi hơn để phân tích các bài toán đề ra.



Hình 14.12.



Hình 14.13.



Hình 14.14.

Chương XV

PHƯƠNG PHÁP GIẢM NHỎ KÍCH THƯỚC ANTEN

Yêu cầu giảm nhỏ kích thước anten là một trong những đòi hỏi cấp bách đối với kỹ thuật viễn thông ngày nay. Đối với sóng dài và trung, do bước sóng lớn nên kích thước anten khá đồ sộ, rất tốn kém trong xây dựng và bảo quản, khó ngụy trang trong chiến tranh. Đối với anten cơ động, đặc biệt là anten đặt trên các vật bay (máy bay, tên lửa ....), kích thước anten cần giảm nhỏ đến mức tối thiểu để bớt trọng lượng và giảm sự cồng kềnh của anten đối với vật mang nó.

Sau đây chúng ta sẽ khảo sát một số phương án giảm nhỏ kích thước anten, chủ yếu là đối với anten chấn tử. Để thực hiện mục đích trên, có thể áp dụng các biện pháp sau:

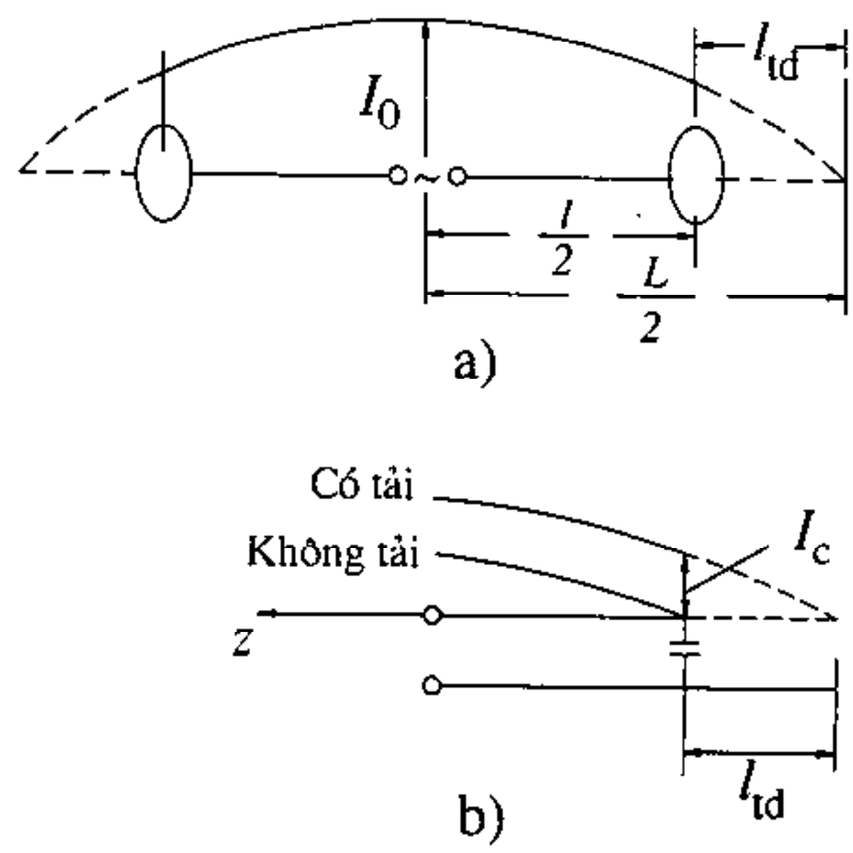
1. Dùng tải điện kháng (dung tính hay cảm tính) để điều chỉnh phân bố dòng điện.
2. Thực hiện anten bằng kết cấu có vận tốc pha nhỏ (kết cấu sóng chậm).
3. Kết hợp anten với mạch tích cực.

§15.1. PHƯƠNG PHÁP DÙNG TẢI THUẦN KHÁNG ĐỂ ĐIỀU CHỈNH PHÂN BỐ DÒNG ĐIỆN

Phân tích đặc tính phương hướng của chấn tử cho thấy rằng một trong những yếu tố quan trọng có ảnh hưởng quyết định đến việc hình thành đồ thị phương hướng bức xạ là qui luật phân bố dòng điện dọc theo chấn tử.

Một trong những phương pháp có thể thay đổi phân bố dòng điện trên chấn tử là mắc ở đầu cuối của nó tải thuần kháng dung tính có dạng khối kim loại hình đĩa hoặc hình cầu (hình 15.1).

Phân bố dòng điện trên chấn tử trong trường hợp này có thể được xác định theo phương pháp gần đúng, khi coi chấn tử tương đương với một đoạn dây song hành mắc tải điện dung ở đầu cuối (hình 14.1b). Khác với trường hợp đường dây không tải (trở kháng đầu cuối lớn vô cùng, dòng điện đầu



Hình 15.1.

cuối bằng không), ở đây do mắc tải nên trở kháng đầu cuối có giá trị hữu hạn (phụ thuộc trị số tải) dòng điện đầu cuối sẽ khác không, nghĩa là phân bố dòng điện sẽ tương tự trường hợp chấn tử được kéo dài thêm một đoạn.

Thật vậy, hàm phân bố dòng điện trên chấn tử có mắc tải điện kháng đầu cuối được xác định bởi:

$$I(z) = Ic\cos kz + i\frac{U_c}{\rho}\sin kz \tag{15.1}$$

I_c, U_c – dòng điện và điện áp ở cuối chấn tử (chỗ mắc tải);

ρ – trở kháng sóng của chấn tử;

z – khoảng cách của điểm khảo sát tính từ cuối chấn tử.

Ở đây góốc toạ độ được lấy tại đầu cuối chấn tử và chiều của trục được chọn theo hướng về phía nguồn.

Thay $U_c = \dfrac{I_c}{i\omega C}$ vào (15.1) ta được:

$$I(z) = I_c\left(\cos kz + \frac{1}{\omega C\rho}\sin kz\right) \tag{15.2}$$

C – điện dung của tải.

Nếu đặt

$$\left.\begin{aligned} A\sin\psi &= 1 \\ A\cos\psi &= \frac{1}{\omega C\rho} \end{aligned}\right\} \tag{15.3}$$

Ta có:

$$I(z) = I_c\, A\sin(kz + \psi) \tag{15.4}$$

Từ (15.4) ta thấy rằng phân bố dòng điện trên chấn tử đối xứng mắc tải có dạng sin nhưng nút dòng điện bây giờ không ở cuối chấn tử (tại $z = 0$) mà dịch ra phía ngoài, đến vị trí xác định bởi $kz = -\psi$.

Công thức (15.4) cho phép xác định biên độ dòng điện tại mỗi điểm bất kỳ trên chấn tử, trong đó các đại lượng A và ψ được xác định từ hệ phương trình (15.3):

$$A = \sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 C^2 \rho^2}} \tag{15.5}$$

$$\mathrm{tg}\psi = \omega C\rho \tag{15.6}$$

Các kết quả phân tích ở trên cho phép ta có thể thay thế tải dung tính của chấn tử đối xứng bởi một đoạn dây kéo dài tương đương có độ dài điện $kl_{td} = \psi$ (hình 15.1).

Như vậy, nếu xét theo quan điểm phân bố dòng điện thì chấn tử đối xứng có tải với chiều dài mỗi nhánh $\frac{l}{2}$ có thể được thay thế bởi một chấn tử đối xứng không tải với độ dài mỗi nhánh bằng:

$$\frac{L}{2} = \frac{l}{2} + \frac{\psi}{k} \tag{15.7}$$

Từ công thức (15.6) có thể rút ra nhận xét: khi điện dung tải càng lớn thì độ dài tương đương của chấn tử càng lớn. Nói cách khác, khi bảo đảm (với một mức độ nhất định) các đặc tính bức xạ của chấn tử thì điện dung tải càng lớn, khả năng rút ngắn anten càng nhiều. Bằng cách thay thế tương đương như trên chúng ta hoàn toàn có thể sử dụng các công thức của chấn tử không tải cho trường hợp chấn tử có tải.

Hàm phân bố dòng điện bây giờ có thể viết lại theo (15.1):

$$I(z) = \frac{I_c}{\sin\frac{kL}{2}} \sin k\left(\frac{L}{2} - |z|\right) \tag{15.8}$$

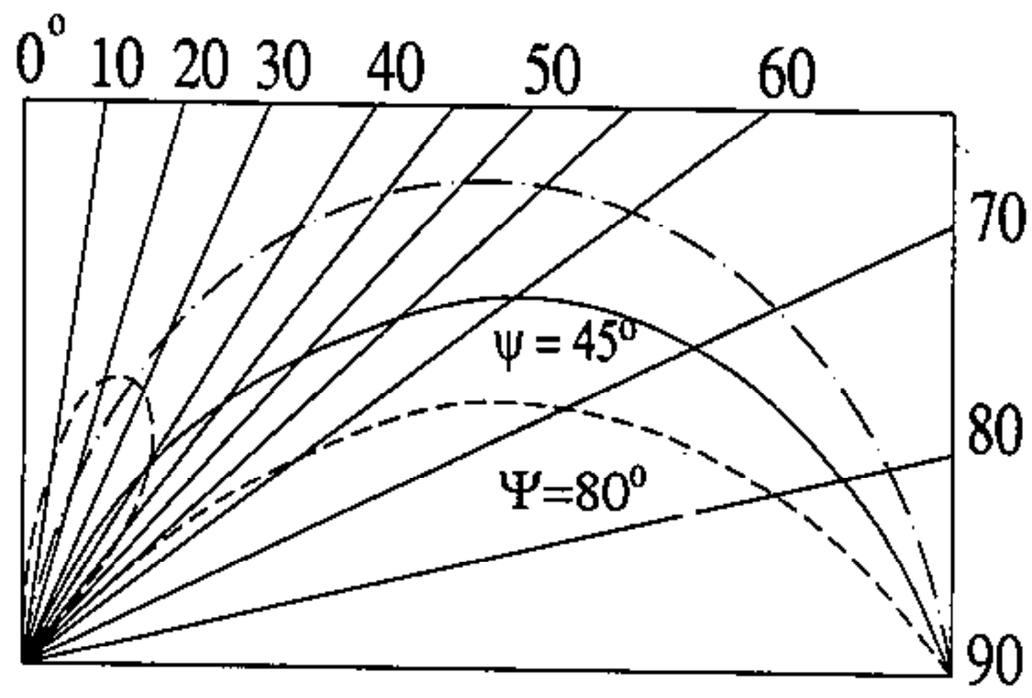
ở đây z là toạ độ của điểm khảo sát tính từ đầu vào chấn tử, còn $\frac{L}{2}$ được xác định theo (15.7).

Cường độ trường bức xạ của chấn tử được tính theo công thức

$$E = \frac{iWI_b}{2\pi}\Phi(\theta)\frac{e^{-ik_R}}{R}$$

trong đó: $$\Phi(\theta) = \frac{\cos\frac{kL}{2} - \cos\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)\cos\psi + \sin\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)\sin\psi\cos\theta}{\sin\theta} \tag{15.9}$$

Hình 15.2 vẽ đồ thị phương hướng của chấn tử đối xứng mắc tải điện dung có $\frac{l}{2} = 0{,}42\lambda$; $\left(\frac{kl}{2} = 150^o\right)$ ứng với các giá trị khác nhau của tải (ψ = 45°; 80°). Đồng thời để tiện so sánh, trên hình 15.2 cũng vẽ đồ thị phương hướng của chấn tử không tải với $\frac{l}{2} = 0{,}5\lambda$ (đường chấm gạch).



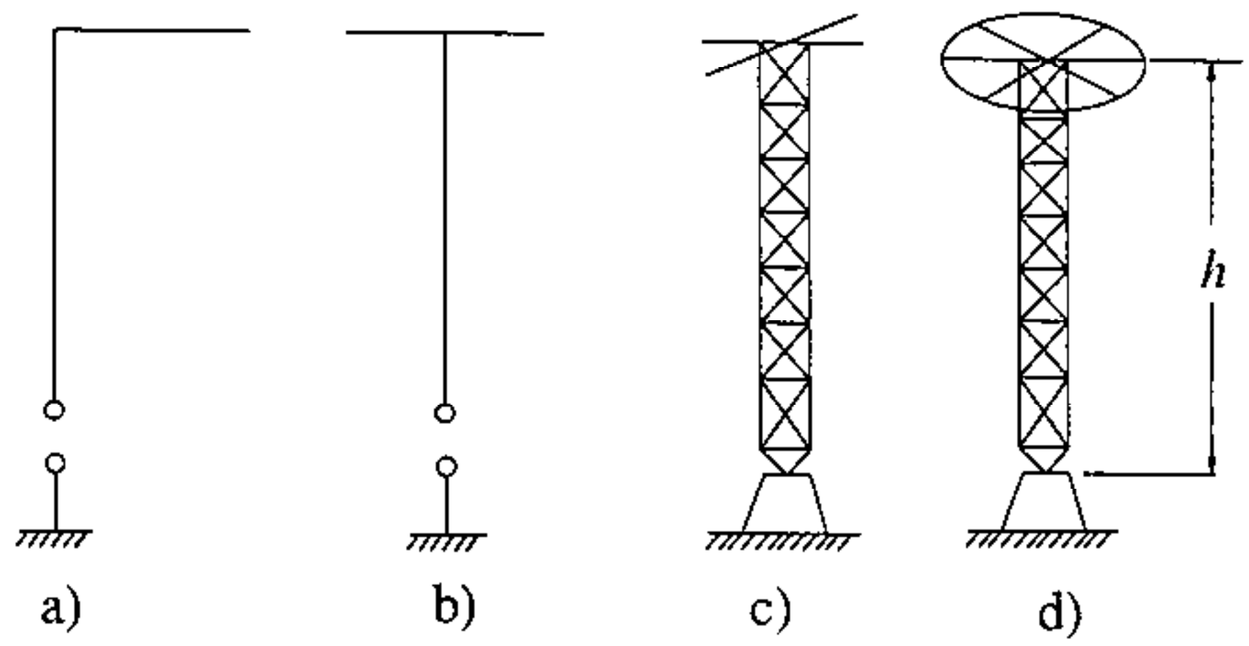
Hình 15.2.

Khảo sát đồ thị trên ta có thể sơ bộ rút ra một số kết luận thực tế, quan trọng là có thể bảo toàn dạng của đồ thị phương hướng chấn tử khi giảm nhỏ kích thước của chúng

bằng cách mắc tải điện dung thích hợp ở đầu cuối chấn tử. Phương pháp này được ứng dụng rộng rãi để thiết lập các anten sóng dài và sóng trung, cho phép giảm nhỏ kích thước anten khoảng 20 – 30%.

Đối với dải sóng dài và trung, thường dùng anten là chấn tử không đối xứng đặt thẳng đứng trên mặt đất. Khi ấy để giảm độ cao, ở đầu cuối anten được mắc thêm đỉnh ngang, tạo thành điện dung đối với mặt đất. Đối với anten dây đặt thẳng đứng, đỉnh ngang có thể có dạng đối xứng hay không đối xứng (anten hình ΓT hay T, hình 15.3a, b). Đối với anten thấp, đỉnh ngang có thể có dạng tán (hình 15.3c, d).

Hình 15.4 vẽ đồ thị phương hướng của chấn tử thẳng đứng không đối xứng có độ cao h = 0,42λ (kh = 150°) với các giá trị điện dung đỉnh khác nhau ψ = 0°, 45°, 80° và 90°.



Hình 15.3.

So sánh chi tiết hơn đồ thị phương hướng của anten có tải và anten không tải có thể thấy rằng khi điện dung tải ứng với φ = 45° và độ dài điện của anten kh = 150°, nghĩa là độ dài tổng cộng bằng 195° thì độ thị phương hướng nhận được cũng giống đồ thị phương hướng của chấn tử không tải với độ dài điện bằng 190° (h = 0,53λ).

Độ cao hiệu dụng của anten trong trường hợp chấn tử có tải cũng lớn hơn so với trường hợp chấn tử không tải có cùng chiếu dài. Thật vậy, theo định nghĩa, độ cao hiệu dụng của anten bằng:

$$H_{hd} = \frac{1}{I_o}\int_0^h I(z)\,dz \qquad (15.10)$$

I_o – dòng điện ở đầu vào chấn tử.

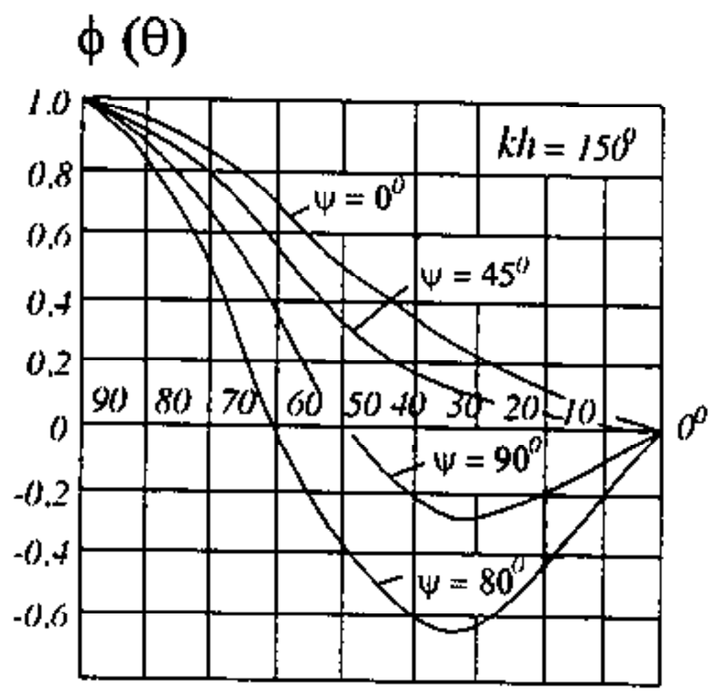
Ở chấn tử có tải, phân bố dòng điện trên chấn tử tựa như được dịch chuyển ra phía đầu cuối (đẩy điểm nút ra phía ngoài), do đó diện tích phân bố dòng điện tăng lên (hình 15.1) và diện tích hiệu dụng cũng tăng theo.

Trường hợp cần đảm bảo hiệu suất của anten không đổi khi giảm độ cao, cần thực hiện chấn tử với đường kính lớn để giảm mật độ dòng điện phát sinh trong đất ở gần đế anten. Kết cấu anten thấp, hiệu suất cao được vẽ ở hình 15.5. Ví dụ, với dải sóng công tác λ = 200 – 600 m, anten có các kích thước hình học sau:

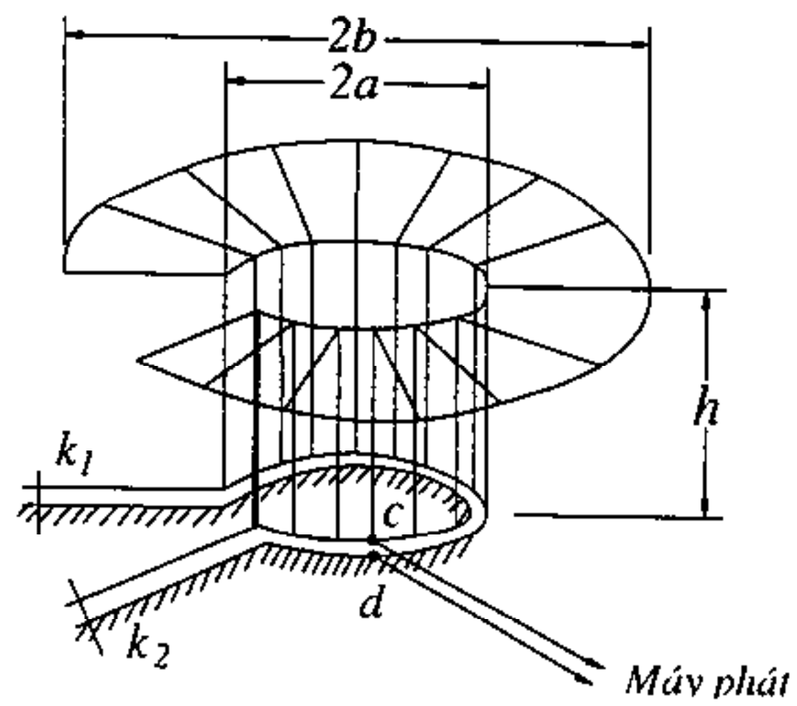
Độ cao phần thẳng đứng h = 22 m.

Bán kính hình trụ a = 24 m.

Bán kính của tán nằm ngang b = 67,5 m.



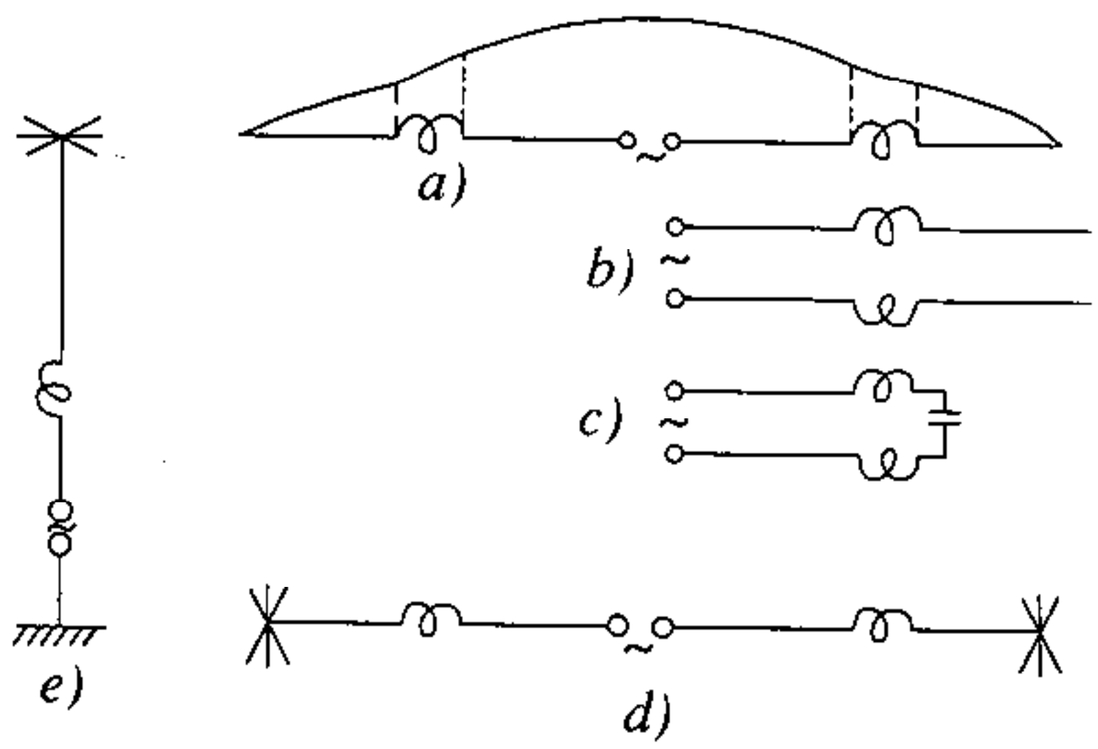
Hình 15.4.



Hình 15.5.

Đường fide truyền năng lượng từ máy phát được nối vào hai điểm *c, d* của fide phân phối. Điểm nối này cần phải lựa chọn thế nào để thực hiện được sự phối hợp trở kháng giữa fide với anten. Muốn điều chỉnh anten cộng hưởng, nghĩa là muốn cho trở kháng vào tại *c, d* có thành phần điện kháng bằng không , người ta dùng các dây nhánh ngắn mạch, độ dài của nó có thể điều chỉnh được bởi các cầu trượt k_1, k_2.

Ở trên, chúng ta đã khảo sát phương pháp giảm nhỏ kích thước chấn tử bằng cách mắc tải dung tính ở đầu cuối để điều chỉnh phân bố dòng điện. Việc biến đổi phân bố dòng điện trên chấn tử còn có thể đạt được bằng cách mắc tải cảm tính nối tiếp giữa chấn tử (hình 15.6a). Để giải thích, chúng ta hãy khảo sát sơ đồ tương đương của chấn tử (hình 15.6b). Nếu coi chấn tử tương đương với đoạn song hành hở mạch thì trở kháng vào của đoạn dây nhìn từ điểm mắc cuộn cảm về phía đầu cuối sẽ có đặc tính dung kháng (hình 15.6c). Tại đây, nếu điện kháng cảm tính của tải và điện kháng dung tính của đoạn dây bù được cho nhau thì sẽ xảy ra cộng hưởng liên tiếp và dòng điện sẽ đạt được giá trị lớn. Khi ấy, phân bố dòng điện trên đoạn dây tính từ đầu vào đến vị trí mắc tải sẽ tương đương với phân bố dòng điện trên chấn tử có độ dài lớn.



Hình 15.6.

Trong nhiều trường hợp có thể giảm độ dài chấn tử bằng cách mắc hỗn hợp tải dung tính và cảm tính (hình 15.6d và e). Khi ấy hiệu quả rút ngắn kích thước chấn tử sẽ cao hơn khi dùng từng biện pháp riêng rẽ.

§15.2. PHƯƠNG PHÁP DÙNG ĐƯỜNG DÂY SÓNG CHẬM

Biết rằng khi kết cấu chấn tử bằng dây dẫn thẳng có đường kính rất nhỏ so với bước sóng ($\frac{a}{\lambda} << 1$; a là bán kính dây dẫn) thì vận tốc pha của dòng điện trên chấn tử có thể được coi bằng vận tốc ánh sáng trong chân không ($v = c$). Ta có hệ số pha $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ (λ – bước sóng trong không gian tự do).

Độ dài cộng hưởng của anten chấn tử được xác định từ hệ thức:

$$kL = n\pi \tag{15.11}$$

n – các số nguyên 1, 2, 3...

L – độ dài chấn tử.

Nếu xung quanh dây dẫn được bọc một lớp vật liệu điện môi có hệ số điện thấmthẩm khá lớn ($\varepsilon_r >> 1$) hoặc một lớp vật liệu từ tính có hệ số từ thẩm khá lớn ($\mu\forall_r >> 1$) thì vận tốc pha của dòng điện truyền theo dây dẫn chấn tử sẽ nhỏ hơn vận tốc ánh sáng
($v < c$). Khi ấy hệ số pha $h > k$ và theo (15.11) thì độ dài cộng hưởng của chấn tử sẽ giảm đi.

Nếu coi vấn đề giảm nhỏ kích thước anten chấn tử có quan hệ với việc giảm nhỏ độ dài cộng hưởng của anten thì rõ ràng là khả năng giảm kích thước anten có thể được thực hiện bằng cách ứng dụng các đường dây sóng chậm.

Về nguyên tắc, có thể sử dụng bất cứ đường dây sóng chậm nào mà đối với nó có thể áp dụng khái niệm trở kháng bề mặt (hay Impêđăng bề mặt), nghĩa là khi trên mặt ngoài của nó các thành phần tiếp tuyến của điện trường và từ trường có giá trị khác không. Theo định nghĩa, trở kháng bề mặt là tỷ số của thành phần tiếp tuyến của điện trường và từ trường trên mặt kết cấu.

Đối với hệ thống chậm có truyền sóng TM ta có:

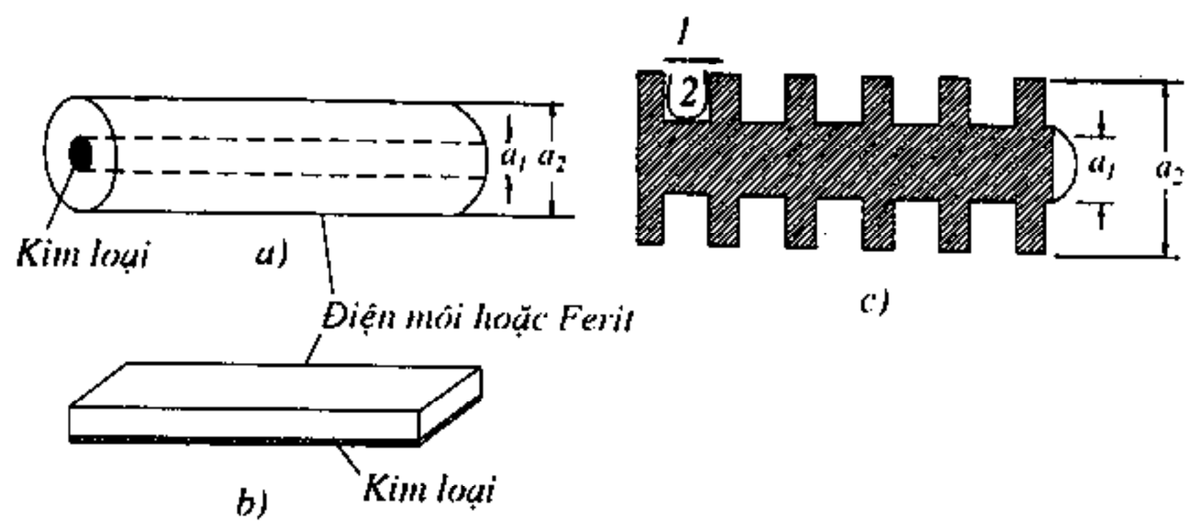
$$Z_{TM} = \frac{E_z}{H_\varphi} \tag{15.12}$$

Còn đối với hệ thống truyềncó sóng TE:

$$Z_{TE} = \frac{E_\varphi}{H_z} \tag{15.13}$$

Tuy nhiên, việc lựa chọn loại đường dây sóng chậm nào để sử dụng cần xuất phát từ các yêu cầu có liên quan vớiđến thông số của các kết cấu ấy, trong đó hai thông số quan trọng là *hệ số chậm và hệ số suy giảm* của kết cấu. Thông số thứ nhất của đường truyền có liên quan đến khả năng rút ngắn kích thước anten còn thông số thứ hai có liên quan đến hiệu suất của anten.

Các đường dây sóng chậm thường gặp là các dây dẫn kim loại có phủ lớp điện môi hoặc ferit, trục kim loại hình răng lược (hình 15.7).



Hình 15.7.

Anten chấn tử thực hiện từ các đường dây sóng chậm nêu ở trên được gọi là chấn tử impêđăng.

Nguyên lý hình thành sóng chậm trong các kết cấu trên được giải thích một cách đơn giản như sau. Để ví dụ, ta xét kết cấu dây dẫn mà bên ngoài được phủ lớp điện môi hoặc ferit (hình 15.7a). Giả sử dây dẫn được kích thích bởi một sóng phẳng truyền lan dọc theo dây. Năng lượng điện từ truyền theo kết cấu trên sẽ gồm có hai phần, một phần truyền trong môi trường không khí bao quanh kết cấu với vận tốc pha bằng vận tốc sóng trong không gian tự do ($v = c$) và một phần truyền trong lớp điện môi hoặc từ môi với vận tốc pha nhỏ hơn vận tốc sóng trong không gian tự do ($v = \frac{c}{\sqrt{\mu'\varepsilon'}}$; μ' và ε' là hệ số từ thẩm và điện thẩm tương đối của vật liệu bao quanh dây dẫn). Như vậy tại mỗi điểm bất kỳ trên bề mặt kết cấu sẽ có sự giao thoa của hai sóng truyền lan với vận tốc pha khác nhau, trong đó một sóng truyền lan với vận tốc pha nhỏ hơn vận tốc ánh sáng. Kết quả là sóng tổng hợp truyền trên bề mặt kết cấu sẽ có vận tốc pha nhỏ hơn c.

Nguyên lý hình thành sóng chậm trên kết cấu hình 15.7b cũng được giải thích tương tự như trên. Kết cấu vẽ ở hình 15.7c là một trục dẫn điện, trên có gắn các đãiĩa kim loại. Sóng chậm được hình thành do giao thoa của sóng truyền lan trong khoảng không gian bên trên bề mặt kết cấu ($r \geq a_2$) theo đường thẳng nối giữa hai thành đĩa (sóng *1*) và sóng truyền lan theo đường uốn khúc trong khoảng không gian giữa hai đĩa kim loại (sóng *2*). Rõ ràng là độ dài đường đi của sóng *2* lớn hơn độ dài đường đi của sóng *1* nên góc chậm pha cũng lớn hơn so với sóng *1*. Kết quả là sóng tổng hợp trên bề mặt kết cấu có vận tốc pha nhỏ hơn vận tốc sóng trong không gian tự do. Hệ số chậm của kết cấu loại này phụ thuộc chủ yếu vào độ sâu của rãnh ($\Delta = a_2 - a_1$). Để tăng độ chậm pha của nhánh sóng truyền theo đường uốn khúc khi không có khả năng tăng Δ, có thể thay thế môi trường không khí trong khoảng giữa hai đĩa kim loại bằng một điện môi hoặc từ môi có hệ số điện thẩm hoặc từ thẩm khá lớn. Khi ấy sóng truyền theo nhánh 2 không chỉ có đường đi dài hơn mà vận tốc pha cũng nhỏ hơn, do đó sẽ tăng góc chậm pha của sóng tổng hợp trên mặt kết cấu, nghĩa là tăng hệ số làm chậm của đường truyền sóng chậm.

Sử dụng các đường truyền sóng chậm nêu ở trên để thiết lập anten chấn tử cho phép nhận được hệ số rút ngắn anten khoảng 2 – 5 lần (hệ số rút ngắn kích thước anten được định nghĩa bằng tỷ số giữa tần số cộng hưởng của chấn tử kim loại thường có cùng chiều dài và tần số cộng hưởng của chấn tử làm bằng đường dây sóng chậm).

Tính toán chấn tử impêđăng cũng có thể tiến hành theo các phương pháp tương tự như khi tính toán đối với chấn tử kim loại đã khảo sát trong lý thuyết anten, nghĩa là coi chấn tử tương đương với đường dây song hành hở mạch đầu cuối. Tuy nhiên, ở đây cần chú ý đến sự khác nhau đối với điều kiện bờ trên bề mặt trấn tử trong trường hợp chấn tử kim loại thường và chấn tử impêđăng. Đối với chấn tử kim loại, thành phần tiếp tuyến của điện trường trên bề mặt bằng không ($E_z = 0$) còn đối với chấn tử impêđăng, E_z được xác định bởi (15.12).

$$E_z = H_\varphi Z_s$$

Để tính toán gần đúng phân bố dòng điện trên chấn tử có thể áp dụng phương pháp lý thuyết đường dây dài, coi chấn tử tương đương với một đoạn dây song hành hở mạch đầu cuối. Ở chấn tử impêđăng, vì $E_z \neq 0$ nên trên mỗi phân tử dài dz sẽ có sụt áp phụ:

$$du = E_z\, dz = H_\varphi Z_s dz \tag{15.14}$$

Gọi dòng điện chảy trên mặt ngoài chấn tử là I ta có:

$$H_\varphi = \frac{I}{2\pi a}$$

Phương trình Têlêgraf trong trường hợp này được viết dưới dạng:

$$\left.\begin{aligned} -\frac{du}{dz} &= I\left(i\omega L_1 + \frac{Z}{2\pi a}\right) \\ -\frac{dI}{dz} &= u(i\omega C_1) \end{aligned}\right\} \tag{15.15}$$

trong đó, L_1, C_1 là điện cảm và điện dung phân bố của đường dây song hành tương đương

Từ (15.15) ta rút ra được:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 I}{dz^2} + h^2 I &= 0 \\ \frac{d^2 u}{dz^2} + h^2 u &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{15.16}$$

trong đó,

$$h^2 = k^2 - i\frac{Z\omega C}{2\pi a} \tag{15.17}$$

h – hệ số pha của đường dây impêđăng;

k – hệ số pha của đường dây kim loại thường.

Từ (15.16) ta tìm được lời giải của hàm phân bố dòng điện

$$I(z) = I_o \frac{\sin h\left(\frac{L}{2} - |z|\right)}{\sin \frac{hL}{2}} \tag{15.18}$$

Hàm bức xạ của chấn tử có thể được xác định theo công thức đối với nguồn thẳng, trong đó *I(z)* được thay bởi (15.18)

Biểu thức cường độ trường sẽ nhận được dạng sau:

$$E_o = \frac{i60I_o e^{-ik_R} \sin\theta}{R \sin\frac{hL}{2}\left(\frac{h^2}{k^2} - \cos^2\theta\right)} \frac{h}{k}\left[\cos\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{hL}{2}\right] \tag{15.19}$$

Để tính trở kháng vào và trở kháng tương hỗ của chấn tử có thể áp dụng phương pháp sức điện động cảm ứng nhưng cần chú ý đến điều kiện bờ của chấn tử. Nếu gọi E_{t12} là thành phần tiếp tuyến của điện trường cảm ứng tạo bởi chấn tử *2* còn E_{t11} là thành phần tiếp tuyến của điện trường cảm tạo bởi chính chấn tử *1* lên nó thì các thành phần điện trường này phải thoả mãn điều kiện bờ impêđăng:

$$E_{t11} + E_{t12} = Z_s H_\varphi \tag{15.20}$$

Điện trở bức xạ của chấn tử có thể xác định theo phương pháp vectơ Pointing.

$$R_\Sigma = \frac{1}{60 I_o^2} \int_0^\pi |E_\theta|^2 R^2 \sin^2\theta \, d\theta =$$

$$= \frac{60h^2k^2}{\sin^2\frac{hL}{2}} \int_0^\pi \sin^3\theta \left[\frac{\cos\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{hL}{2}}{h^2 - k^2\cos^2\theta}\right] d\theta \tag{15.21}$$

Tính toán hệ số rút ngắn anten đối với một số trường hợp chấn tử impêđăng cho ta các kết quả sau:

– Chấn tử làm từ kết cấu vẽ ở hình 15.7a với các thông số:

$$\frac{L}{2} = 1 \text{ m} \; ; \quad a_1 = 0{,}007 \text{ m} \; ; \quad a_2 = 0{,}021 \text{ m}.$$

$$\mu' = 100 \; ; \quad \varepsilon' = 10.$$

Hệ số rút ngắn $\tau \approx 5$.

– Chấn tử làm từ kết cấu vẽ ở hình 15.7c (khi ở khoảng giữa các đĩa kim loại có lớp phFerits), với các thông số:

$$\text{(a)} \; \frac{L}{2} = 2\text{m} \; ; \; a_1 = 0{,}007 \text{ m} \; ; \quad a_2 = 0{,}021 \text{ m}; \quad \mu' = 40$$

Hệ số rút ngắn $\tau = 3$

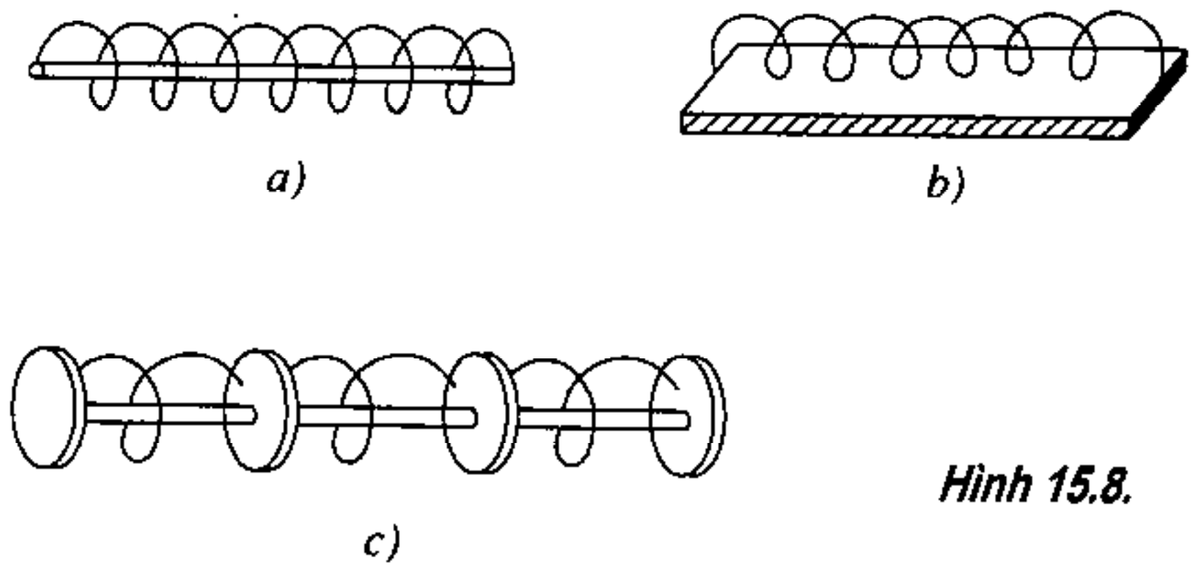
Hiệu suất anten $\eta \approx 60\%$

(b) $\frac{L}{2} = 1{,}5$; $a_1 = 0{,}007$ m ; $a_2 = 0{,}015$ m; $\mu' = 25$

Hệ số rút ngắn $\tau = 2{,}3$

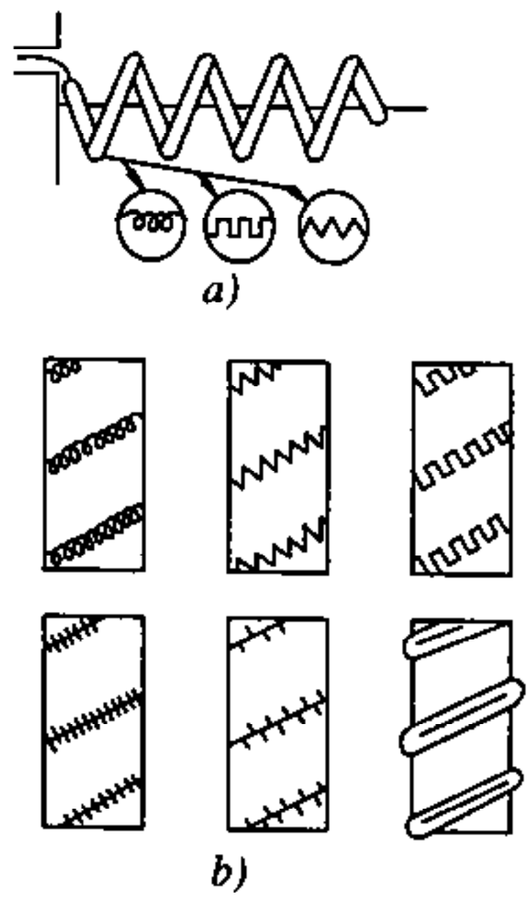
Hiệu suất anten $\eta \approx 80\%$

Các chấn tử impêđăng trình bày ở trên có nhược điểm là phải sử dụng các vật liệu điện môi hoặc từ môi gây tổn hao sóng trong các môi trường ấy và do đó giảm hiệu suất của anten. Để khắc phục nhược điểm trên có thể thay thế môi trường bao quanh dây dẫn (điện môi hay ferit) bởi đường dây xoắn. Khi ấy sóng truyền lan dọc theo kết cấu cũng được hình thành từ hai sóng truyền lan với vận tốc pha khác nhau, trong đó một sóng truyền lan với vận tốc c và một sóng truyền lan theo đường dây xoắn với vận tốc pha $v < c$.



Hình 15.8.

Các kết cấu chậm dựa theo nguyên lý trên được vẽ ở hình 15.8. Trường hợp các anten phức tạp được thiết lập từ hệ thống chấn tử như anten Yagi, anten sóng chạy, anten lôga chu kỳ v.v...(*) thì việc sử dụng các chấn tử impêđăng đã khảo sát trên đây để thiết lập anten sẽ cho phép giảm nhỏ kích thước ngang của anten một cách đáng kể. Ngoài ra, các đường truyền sóng chậm thoả mãn điều kiện bờ impêđăng còn có thể dùng thay cho các dây dẫn kim loại thường để thiết lập một số loại anten dây khác, ví dụ anten xoắn vẽ ở hình 15.9 (anten này còn được gọi là anten xoắn impêđăng).



Hình 15.9.

Thiết lập anten xoắn bằng các đường dây impêđăng nêu ở trên cho phép giảm nhỏ kích thước ngang (đường kính anten), khi vẫn đảm bảo điều kiện bức xạ của anten xoắn. Thật vậy để đảm bảo điều kiện bức xạ trục, đường kính anten phải thế nào để trên một vòng xoắn được phân bố vừa đủ một bước sóng. Do đó nếu dùng đường dây sóng chậm thay cho dây dẫn kim loại thường thì sẽ giảm được đường kính cần thiết của anten(**).

(*) Xem chương 19 và 20

(**) Xem chương 22.

§ 15.3. KẾT HỢP ANTEN VỚI CÁC PHẦN TỬ TÍCH CỰC

Biết rằng khi đơn thuần rút ngắn kích thước anten (ví dụ giảm nhỏ độ dài dây dẫn của kết cấu chấn tử) thì độ dài hiệu dụng của anten cũng đồng thời giảm đi. Đối với anten chấn tử, độ dài hiệu dụng được xác định bởi

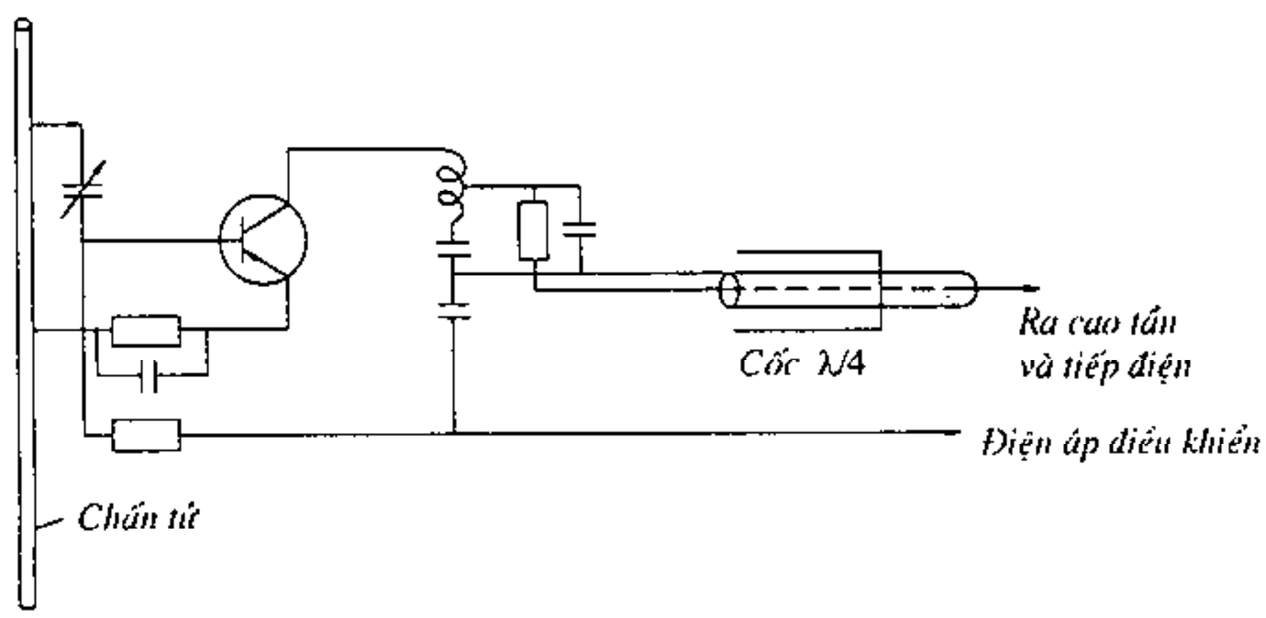
$$L_H = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1 - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\frac{kl}{2}}$$

Việc giảm nhỏ độ dài hiệu dụng anten sẽ dẫn đến giảm sức điện động nhận được ở đầu ra anten khi anten làm việc ở chế độ thu và giảm cường độ trường bức xạ của anten khi anten làm việc ở chế độ phát.

Để bảo toàn đặc tính của anten khi giảm nhỏ kích thước cần có biện pháp bù lại sự giảm độ dài hiệu dụng anten.

Một trong những biện pháp có hiệu quả để khắc phục nhược điểm khi giảm nhỏ kích thước anten là kết hợp anten với các phần tử (hay mạch) tích cực. Ta gọi anten là anten tích cực (hay anten active). Ví dụ khi anten làm việc ở chế độ thu thì mạch tích cực là mạch khuếch đại tín hiệu nhận được bởi anten, ta nhận được *anten - khuếch đại*. Trong trường hợp này, anten có thể được coi như một phần tử của mạch, hoặc ngược lại, có thể coi mạch tích cực là một bộ phận cấu trúc của anten. Việc hợp nhất anten và mạch nếu thực hiện tốt sẽ tạo ra một cấu trúc hợp lý để cải thiện đặc tính của anten, và trong một số trường hợp còn có thể tạo cho anten một số chức năng mới mà ở các anten thường không có. Ngoài ra, khi kết hợp anten và mạch thì giữa anten và máy thu hay máy phát không cần các phần tử phối hợp và điều chỉnh như ở các trường hợp thông thường, giảm bớt chiều dài fiđe mắc giữa anten và thiết bị thu - phát, do đó giảm tổn hao cao tần và giảm tạp âm nhiệt của anten.

Ta khảo sát trường hợp anten kết hợp với mạch tích cực là anten khuếch đại. Khi ấy, mạch khuếch đại được mắc ở cực anten (hay ở vị trí thích hợp nào đó). Điện áp ở đầu ra anten trong trường hợp này (cần hiểu là ở đầu ra của cấu trúc kết hợp giữa anten và mạch sẽ tăng lên K lần so với anten thường, với K là hệ số khuếch đại của mạch. Kết quả là sẽ nhận được ở đầu ra anten một sức điện động có giá trị tương đương với sức điện động thu được khi anten có độ dài hiệu dung lớn lên K lần, nghĩa là đã thực hiện được việc bù độ dài hiệu dụng khi giảm nhỏ kích thước anten.



Hình 15.10.

Một trong những sơ đồ anten khuếch đại là tổ hợp của chấn tử và mạch khuếch đại dùng tranzito vẽ

ở hình (15.10). Trong sơ đồ trên, khi thay đổi điện áp điều khiển sẽ thay đổi được hệ số khuếch đại của mạch.

Ví dụ, khi sử dụng tranzito 2N708, anten khuếch đại với sơ đồ trên có thể cho hệ số tăng ích biến đổi từ 0 ÷ 14*dB* (ở tần số 178 MHz) so với anten thường có cùng kích thước hình học.

Đối với anten làm việc ở chế độ phát, việc bù độ dài hữu dụng cũng có thể tiến hành theo cách tương tự. Trong trường hợp này, mạch tích cực kết hợp với anten cũng là mạch khuếch đại nhưng tín hiệu được khuếch đại là tín hiệu từ máy phát đưa tới, còn tải của mạch là anten phát.

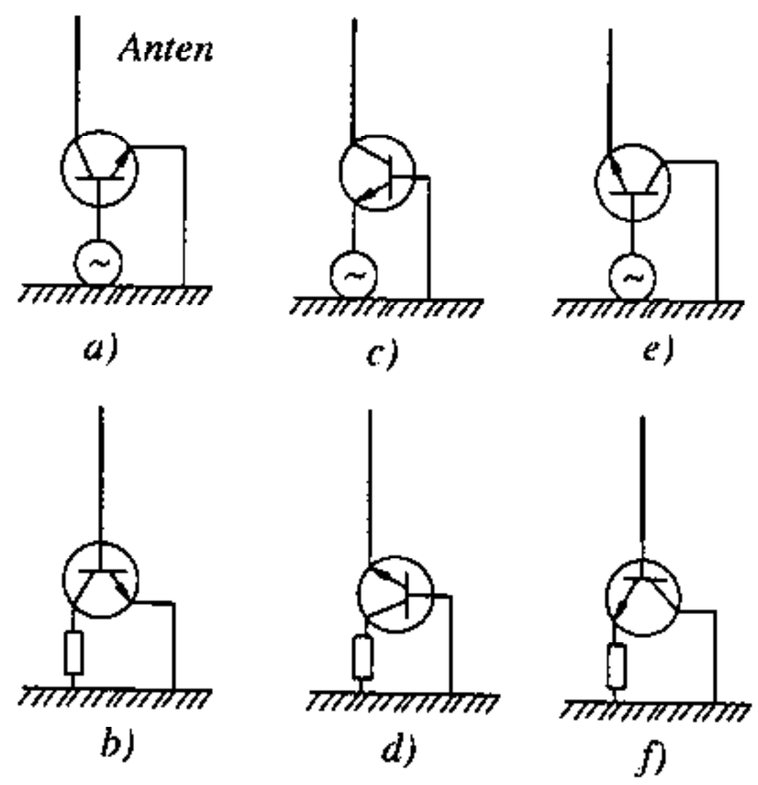
Trong nhiều trường hợp, việc kết hợp giữa anten và mạch có thể được thực hiện trực tiếp, nghĩa là anten được xem như phần kéo dài của một trong các cực của tranzito mà không cần có phần tử ghép. Một số phương án kết hợp anten và phần tử tích cực (anten active) được vẽ ở hình 15.11.

Hình 15.11a và b vẽ sơ đồ anten active cực phát chung, trong đó sơ đồ (a) là sơ đồ anten làm việc ở chế độ phát, sơ đồ (b) là anten làm việc ở chế độ thu.

Hình 15.11c và (d) là sơ đồ anten active cực gốc chung, trong đó sơ đồ (c) - anten làm việc ở chế độ phát, sơ đồ (d) - anten làm việc ở chế độ thu.

Hình 15.11e và (f) là sơ đồ anten active cực góp chung, được sử dụng ở chế độ phát (*e*) và chế độ thu (*f*).

Cần lưu ý rằng kết hợp anten với mạch tích cực thì sự cải thiện hệ số tăng ích anten không có liên quan đến việc cải thiện giản đồ hướng tính. Trong các trường hợp này hàm phương hướng chuẩn hoá của anten vẫn chỉ được quyết định bởi độ dài thực của anten và do đó sự giảm nhỏ kích thước anten cũng vẫn dẫn đến giảm hướng tính, nghĩa là dẫn đến mở rộng đồ thị phương hướng.



Hình 15.11.

Tuy nhiên, việc kết hợp anten với phần tử thay mạch tích cực trong một số trường hợp cho phép dễ dàng sử dụng anten làm phân tử của các hệ thống bức xạ để thiết lập các đồ thị phương hướng theo yêu cầu cho trước, để thiết lập anten điều khiển đồ thị phương hướng bằng phương pháp điện hay hệ thống bức xạ có thực hiện bước đầu việc xử lý tín hiệu..

Chương XVI

PHƯƠNG PHÁP TẠO TRƯỜNG BỨC XẠ PHÂN CỰC QUAY

§16.1. NGUYÊN LÝ CHUNG

Anten phân cực quay là anten mà vectơ điện trường bức xạ của nó tại mỗi điểm khảo sát có hướng biến đổi liên tục trong không gian. Anten phân cực quay được ứng dụng trong nhiều lĩnh vực khác nhau của kỹ thuật vô tuyến điện. Trong rađa, dùng sóng phân cực quay cho phép tăng cự ly và độ tin cậy quan sát mục tiêu khi thời tiết xấu. Trong kỹ thuật vô tuyến điều khiển từ xa, trong thông tin vũ trụ, trong các thiết bị trinh sát và gây nhiễu, v.v... dùng sóng phân cực quay cho phép giảm nhỏ sự mất phối hợp cực tính giữa anten phát và thu.

Dạng của phân cực quay trong trường hợp tổng quát là phân cực elip. Cứ mỗi chu kỳ dao động của trường, vectơ $\overline{E}$ (cũng như $\overline{H}$) lại quay được một vòng trong mặt phẳng vuông góc với hướng truyền lan, đầu mút vectơ vạch thành đường elip trong mặt phẳng ấy. Ta gọi elip này là phân cực. Đặc tính của trường phân cực quay được xác định bởi các thông số của elip phân cực, trong đó chủ yếu là hệ số elip (là tỷ số của đường kính nhỏ chia cho đường kính lớn của elip).

Như đã khảo sát trong lý thuyết anten, trường phân cực quay có thể được coi như tổng của hai trường phân cực thẳng có hướng vuông góc nhau và lệch pha nhau về thời gian. Theo nguyên lý ấy, có thể tạo ra trường bức xạ phân cực quay theo các phương pháp chủ yếu sau đây:

1. Tổ hợp hai sóng phân cực thẳng riêng rẽ có hướng phân cực vuông góc nhau, và có góc lệch pha bằng 90°.

2. Dùng thiết bị biến đổi phân cực. Thiết bị này sẽ biến đổi một sóng phân cực thẳng thành hai sóng phân cực thẳng có hướng phân cực vuông góc nhau và có góc lệch pha bằng 90°.

Sau đây sẽ khảo sát cụ thể hơn đối với các phương án anten để tạo ra trường bức xạ phân cực quay theo các phương pháp đã nêu ở trên.

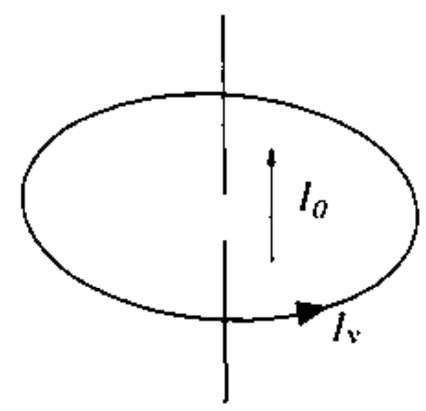
§ 16.2. THIẾT LẬP ANTEN PHÂN CỰC QUAY TỪ HAI ANTEN PHÂN CỰC THẲNG

Để nhận được anten cực quay theo phương pháp thứ nhất, có thể dùng hai anten phân cực thẳng được sắp đặt sao cho cường độ trường bức xạ của chúng ở khu xa có hướng vuông góc nhau, đồng thời các anten được tiếp điện thế nào để góc lệch pha của trường bức xạ của chúng bằng 90°. Nếu biên độ cường độ trường bức xạ của hai anten bằng nhau thì phân cực elip sẽ trở thành phân cực tròn. Nếu trường bức xạ của một trong hai anten biên độ bằng không thì phân cực elip sẽ biến thành phân cực thẳng.

Sau đây chúng ta sẽ khảo sát một số phương án cụ thể

a) Tổ hợp anten điện và anten từ

Một trong các phương án là sử dụng tổ hợp anten gồm một anten khung và một đipôl điện đặt vuông góc với mặt phẳng của khung (hình 16.1).



Hình 16.1.

Nếu dòng điện trong khung và đipôl đồng pha nhau thì trường bức xạ của chúng ở khu xa sẽ lệch pha nhau 90°. Đặc điểm của kết cấu này là đồ thị phương hướng tạo ra bởi mỗi anten riêng phần có dạng hoàn toàn giống nhau. Do đó, có thể chọn quan hệ dòng điện trong chúng thế nào để biên độ cường độ trường bức xạ của chúng tại mỗi điểm trong không gian đều bằng nhau. Khi đó, trong toàn không gian giới hạn bởi đồ thị phương hướng sẽ nhận được trường bức xạ phân cực tròn. Như ta đã biết, anten khung và đipôl điện có hiệu quả bức xạ thấp nên mô hình này ít có ý nghĩa thực tiễn.

Để nâng cao hiệu quả bức xạ của anten, cần tăng đường kính của khung và tăng độ dài đipôl. Nhưng khi ấy đồ thị phương của hai anten sẽ không hoàn toàn giống nhau nữa. Đối với khung, có thể tăng đường kính đến 0,6λ mà vẫn giữ được hướng bức xạ cực đại trong mặt phẳng khung; còn đối với đipôl có thể tăng độ dài đến 0,5λ (khi ấy đipôl sẽ trở thành chấn tử đối xứng).

Cường độ trường bức xạ của khung được xác định bởi

$$E_1 = \frac{60\pi I_v ka}{R} J_1(ka\sin\theta) \qquad (16.1)$$

trong đó, I_v – biến độ dòng điện chảy trong vòng dây dẫn;

a – bán kính của vòng;

J_1 ($ka\sin\theta$) – hàm Bessel, bậc 1, argumen ($ka\sin\theta$);

Điện trở bức xạ của khung được xác định bởi:

$$R_\Sigma = 60\pi^2.2ka[J_3(2ka) + J_5(2ka) + \dots]. \qquad (16.2)$$

trong đó, $J_n(x)$ là hàm Bessel bậc n.

Cường độ trường bức xạ bởi chấn tử đối xứng có độ dài l được xác định bởi:

$$E_2 = -i\frac{60I_o}{R\sin\frac{kl}{2}}\frac{\cos\left(\frac{kl}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{kl}{2}}{\sin\theta} \tag{16.3}$$

trong đó, I_o là biên độ dòng điện ở đầu vào chân tử.

Điện trở bức xạ của chấn tử có thể được xác định theo đồ thị hoặc theo công thức đã dẫn ra trong phần lý thuyết anten.

Để nhận được trường phân cực tròn trong mặt phẳng của khung ($\theta = \pi/2$) cần thỏa mãn đẳng thức $E_1 = E_2$, nghĩa là:

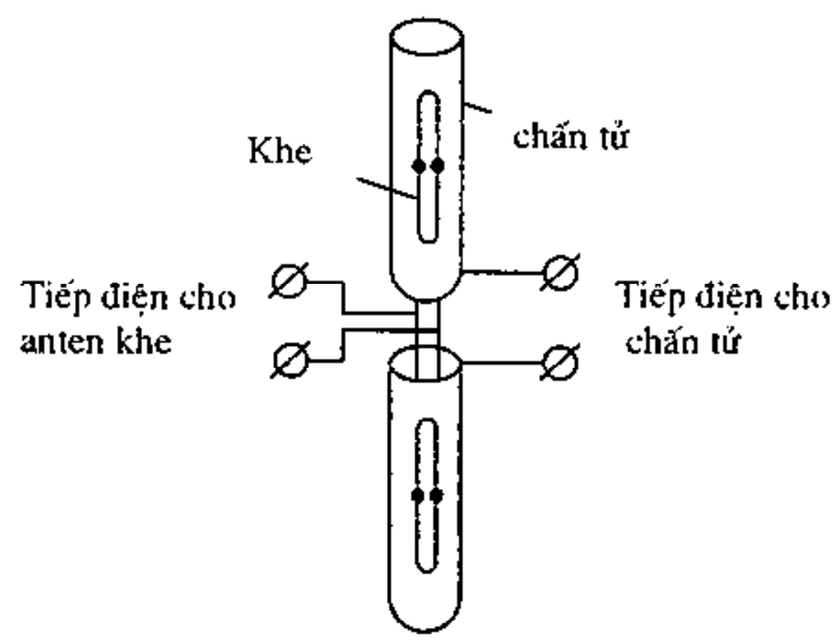
$$I_v \pi k a_1 J_1(ka) = I_o \frac{1-\cos\frac{kl}{2}}{\sin\frac{kl}{2}} \tag{16.4}$$

Trong trường hợp khung và chấn tử có kích thước cho phép lớn nhất (nghĩa là khi $a = 0{,}3\lambda$ và $l = 0{,}5\lambda$), ta có:

$$I_v \approx \frac{I_o}{3{,}5} \tag{16.5}$$

Khi độ dài của khung có thể so sánh với bước sóng thì phân bố dòng điện trong khung trở nên không đồng đều. Trong trường hợp này cần có các biện pháp cụ thể (sẽ được trình bày chỉ tiết ở chương 21.

Phương án thứ hai đối với việc sử dụng tổ hợp anten điện và anten từ là kết hợp một chấn tử toàn sóng và hai anten nửa sóng (hình 16.2). Trong trường hợp này ta cũng nhận được hướng của vectơ cường độ trường bức xạ của chấn tử và anten khe vuông góc nhau. Nếu công suất bức xạ của khe và chấn tử bằng nhau, còn việc tiếp diện được thực hiện sao cho trường bức xạ của chúng ở khu xa lệch pha nhau 90° thì sẽ nhận được trường phân cực tròn. Qua sự phân tích, tính toán đối với anten khe và chấn tử (điều này đã được thực hiện trong phần lý thuyết anten) thì để nhận được góc lệch pha 90° cần đảm bảo sự đồng pha giữa điện áp tiếp cho khe và dòng điện tiếp cho chấn tử.



Hình 16.2.

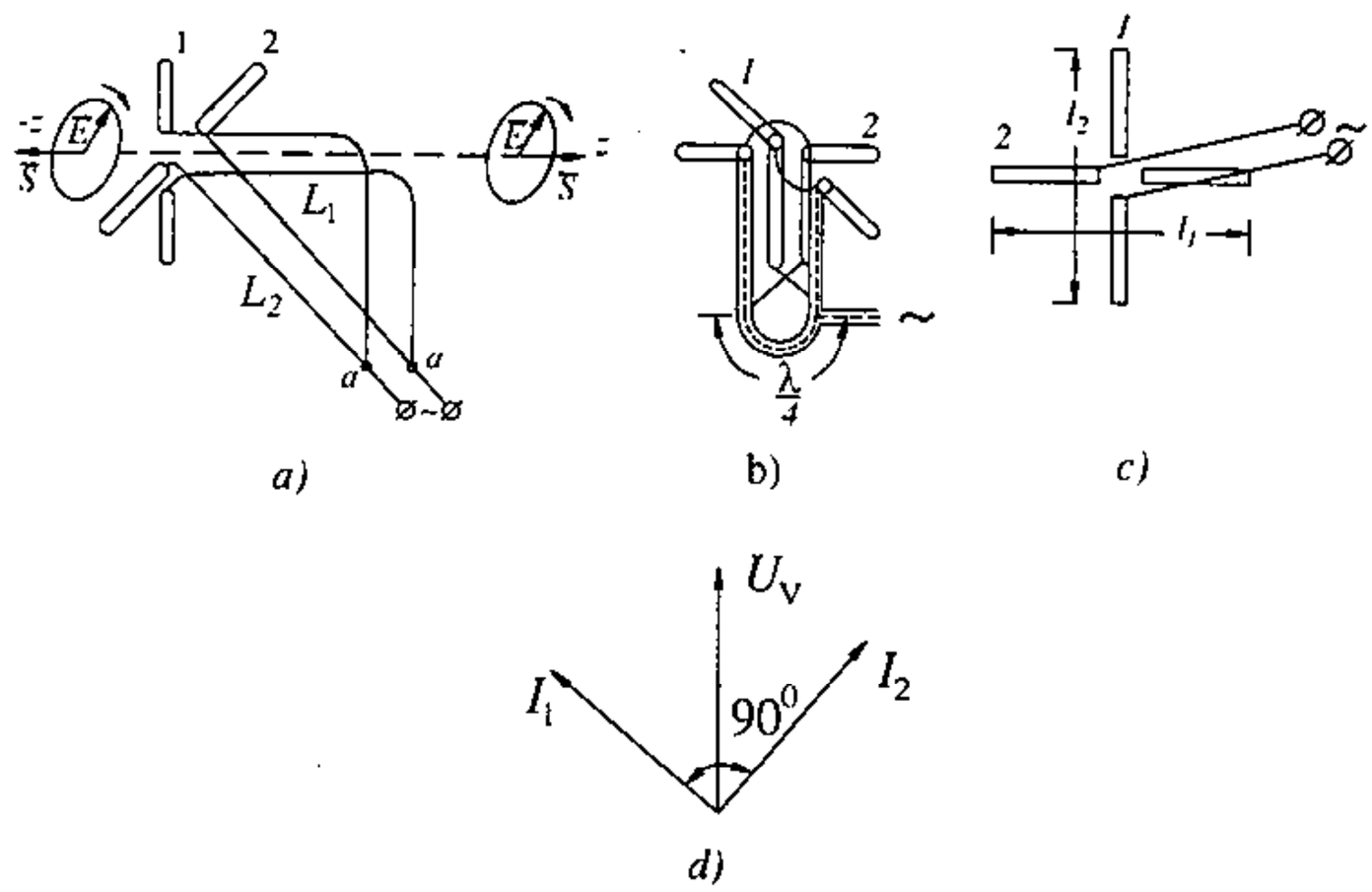
Đồ thị phương hướng không gian của các anten nói trên có dạng hình *tôrôit. Để nhận được đồ thị phương hướng hẹp hơn trong mặt phẳng đứng có* thể sử dụng một số anten giống nhau đặt cách đều nhau theo

phương thẳng đứng với khoảng cách bằng (0,5 + 0,5) λ. Để nhận được bức xạ đơn hướng trong mặt phẳng ngang cần sử dụng *bộ phản xạ cực tính* đặt phía sau anten. Trong trường hợp này không được phép dùng các mặt phản xạ thông thường vì vectơ phân cực của trường bức xạ ở các hướng trong không gian đều có hướng quay giống nhau. Nếu dùng bộ phận xạ phẳng thì sóng phản xạ sẽ có hướng quay ngược với hướng quay của sóng tới, do đó cũng ngược với hướng quay của sóng bức xạ theo hướng thuận và chúng sẽ triệt tiêu lẫn nhau. Nguyên lý của bộ phản xạ cực tính sẽ được khảo sát ở phần sau của chương này.

b) Tổ hợp hai chấn tử

Có hai phương án để nhận được trường phân cực quay từ hai chấn tử đạt vuông góc nhau:

Phương án thứ nhất: hai chấn tử được đặt trong cùng một mặt phẳng và được tiếp điện với góc lệch pha. Vì fiđe tiếp điện cho chấn tử *l* dài hơn fiđe tiếp điện cho chấn tử n2 *một phần tư bước sóng nên dòng điện trong* chấn tử *l* sẽ chậm pha so với dòng chấn tử 2 một góc 90° (hình 156.3a).



Hình 16.3.

Hình 156.3b là phương án tiếp điện cho cặp chấn tử vuông góc bằng fiđe đồng trục. Nguyên lý tiếp điện cho chấn tử đối xứng bằng fide đồng trục sẽ được khảo sát kỹ ở 17.3 chương 17. Trong trường hợp này, để đảm bảo góc lệch pha dòng điện trong hai chấn tử bằng 90°, độ dài của fiđe từ điểm tiếp điện chung đến hai chấn tử cũng khác nhau một phần tư bước sóng.

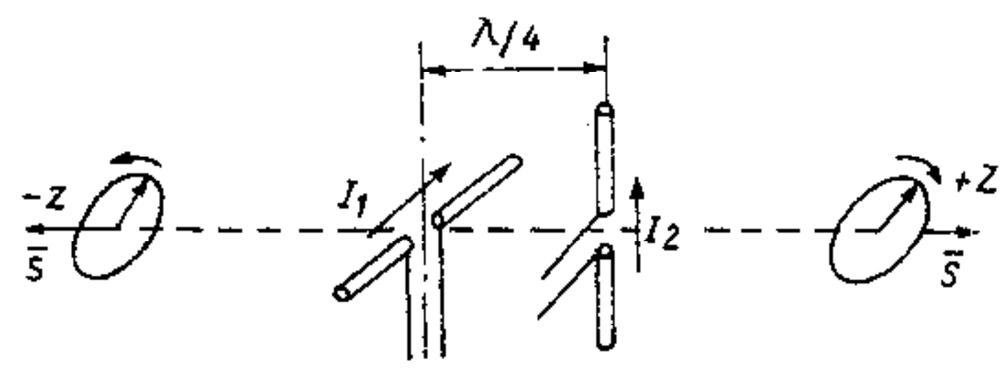
Một phương án khác đảm bảo góc lệch pha 90° của dòng điện giữa hai chấn tử là chọn độ dài thích hợp cho các chấn tử (hình 16.3c). Trong trường hợp này, hai chấn tử có độ dài khác nhau được tiếp điện bằng một fide chung nối ở đầu vào của chúng. Độ dài của chấn tử *l* được chọn nhỏ hơn λ/2. Khi ấy, phần kháng của trở kháng vào sẽ là

điện kháng dung tính ($Z_{v1} = R_1 - iX_1$). Dòng điện trong chấn tử *1* sẽ sớm pha so với điện áp đặt vào nó (I_1 sớm pha so với U_v). Trong khi đó, độ dài của chấn tử *được chọn* lớn hơn λ/2. Khi ấy phần kháng của trở kháng vào trấn tử 2 sẽ là điện kháng cảm tính ($Z_{v2} = R_2 + iX_2$). *Dòng điện trong chấn tử 2 sẽ chậm pha so* với điện áp đặt vào nó. Thật vậy, dòng điện trong hai chấn tử được xác định bởi:

$$\left.\begin{aligned} I_1 &= \frac{U_v}{Z_{v1}} = \frac{U_v}{Z_{v1}^2}R_1 + i\frac{U_v}{Z_{v1}^2}X_1 \\ I_2 &= \frac{U_v}{Z_{v2}} = \frac{U_v}{Z_{v2}^2}R_2 - i\frac{U_v}{Z_{v2}^2}X_2 \end{aligned}\right\} \qquad (16.6)$$

Đồ thị vectơ của dòng điện và điện áp được vẽ ở hình 16.3d. Khi độ dài của hai chấn tử chênh lệch nhau ít thì thành phần điện trở của trở kháng vào có giá trị xấp xỉ nhau ($R_1 \approx R_2 \approx 73\Omega$), nhưng X_1 và X_2 lại khác nhau đáng kể. Do đó, về nguyên tác có thể chọn l_1 và l_2 thích hợp để nhận được góc lệch pha giữa I_1 và I_2 bằng 90°.

Phương án thứ hai: hai chấn tử vuông góc được đặt trong hai mặt phẳng song song cách nhau λ/4 và được tiếp điện đồng pha (hình 16.4). Khi ấy, sự lệch pha của hai thành phần cực hoá vuông góc nhau được gây ra bởi khoảng cách λ/4 giữa chúng.



Hình 16.4.

Đối với cả hai phương án thiết lập anten nói trên chúng ta đều nhận được trường phân cực tròn theo phương vuông góc với trục của hai chấn tử (phương trục *z* - xem hình 16.4), Khi điểm khảo sát lệch khỏi phương này ta sẽ nhận được trường phân cực elip; và khi góc lệch bằng 90° phân cực elip sẽ biến thành phân cực thẳng.

Sự khác nhau chủ yếu của trường bức xạ nhận được theo hai phương án trên là ở hướng quay của vectơ phân cực đối với sóng truyền theo hướng – *z* và hướng + *z*. Ở phương án *1*, hướng quay của vectơ phân cực đối với sóng truyền theo hai hướng này là ngược nhau (hình 16.3a). Thật vậy, nếu người quan sát đứng theo hướng truyền sóng sao cho sóng truyền từ chân lên đầu thì sẽ thấy nếu đối với một hướng này vectơ *E* quay thuận chiều kim đồng hồ, thì đối với hướng kia vectơ *E* quay ngược chiều kim đông hồ. Do đó, muốn nhận được bức xạ đơn hướng có thể đặt phía sau anten một mặt phản xạ phẳng. Sóng phản xạ sẽ có hướng quay ngược với hướng quay của sóng tới và sẽ trở nên cùng hướng quay với sóng bức xạ từ anten theo hướng thuận. Ở phương án *2*, ta sẽ nhận được hướng quay của vectơ phân cực đối với sóng truyền theo hai hướng –*z* và + *z* là giống nhau (hình 15.4). Vì vậy, để nhận được bức xạ đơn hướng không thể sử dụng mặt

phản xạ phẳng thông thường mà phải dùng bộ phản xạ cực tính.

c) ***Tổ hợp hai anten khe vuông góc***

Để có thể nhận được sóng bức xạ phân cực quay từ hai anten khe vuông góc, các khe này cần phải được kích thích với góc lệch pha bằng 90°. Nếu kích thước của màn chắn (trên đó có khe) khá lớn thì hàm phương hướng biên độ và hàm phương hướng cực tính của anten sẽ gần giống với hàm phương hướng biên độ và hàm phương hướng cực tính của cặp chấn tử vuông góc đã khảo sát ở trên.

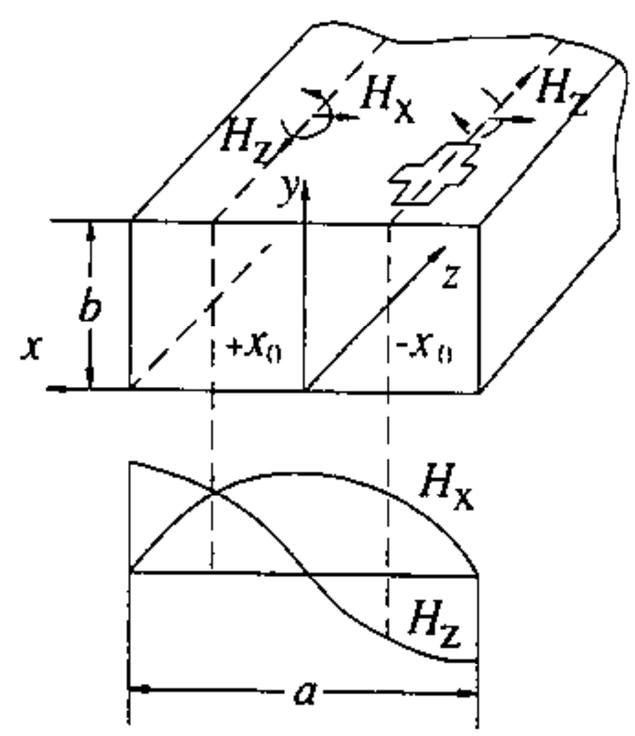
Trong thực tế thường sử dụng anten khe cắt trên thành ống dẫn sóng(*). Để kích thích lệch pha 90° cho hai khe có thể dùng ống dẫn sóng chữ nhật với sóng H_{10} hoặc ống dẫn sóng tròn với sóng H_{11}.

Trong ống dẫn sóng chữ nhật với sóng H_{10}, các thành phần từ trường H_x và H_z được xác định bởi:

$$\left.\begin{aligned} H_x &= H_o\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}\cos\frac{\pi x}{a} \\ H_z &= \pm iH_o\frac{\lambda}{2a}\sin\frac{\pi x}{a} \end{aligned}\right\} \qquad (16.7)$$

Quan hệ của dòng mặt J_l và J_x được xác định theo (16.7):

$$\frac{J_z}{J_x} = \frac{H_x}{H_z} = \pm i\frac{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}{\frac{\lambda}{2a}}\cot g\frac{\pi x}{a} \qquad (16.8)$$



Hình 16.5.

Trong công thức này dấu "–" tương ứng với sóng truyền lan theo hướng z âm, còn dấu "+" tương ứng với sóng truyền lan theo hướng z dương. Từ (15.8) ta thấy rằng các dạng điện mặt J_l và J_x luôn lệch pha nhau 90°.

Phân bố của các thành phần H_x và H_z theo trục được vẽ ở hình 16.5. Từ hình vẽ có thể thấy rằng dọc theo các đường $x = \pm x_o$ trên hai thành rộng của ống dẫn sóng ta sẽ nhận được các thành phần từ trường H_x và H_z có biên độ bằng nhau. Khoảng cách x_o có thể được xác định theo (16.7) bằng:

(*) Chi tiết hơn về anten khe - ống dẫn sóng sẽ được khảo sát ở chương 22.

$$x_o = \frac{\pi}{a}\text{arctg}\sqrt{\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 - 1} \qquad (15.9)$$

Như vậy, nếu ta cắt các cặp khe vuông góc tại các vị trí nằm dọc theo các đường $x = \pm x_0$ thì mỗi cặp khe nói trên sẽ được kích thích bởi các dòng điện mặt có biên độ giống nhau nhưng lệch pha nhau 90°. Trường bức xạ của các cặp khe này sẽ là trường phân cực quay. tuy nhiên, cần lưu ý rằng trường bức xạ của hai cặp chấn tử khe cắt tại hai vị trí đối xứng nhau (qua đường trung bình) trên thành rộng ống dẫn sóng sẽ có hướng quay của vectơ phân cực ngược nhau vì H_z ở hai vị trí này có hướng ngược nhau.

Trong *ống dẫn sóng tròn* với sóng H_{11}, tỷ số của các thành phần từ trường H_φ, tỷ số các thành phần từ trường H_φ và H_z tại thành ống sẽ là hàm của góc φ:

$$\frac{H_\varphi}{H_z} = i\frac{\gamma a}{v_{11}^2}\text{tg}\varphi \qquad (16.10)$$

trong đó: $\gamma = \sqrt{k^2 - \left(\frac{v_{11}}{2a}\right)^2}$ là hằng số truyền sóng;

$v_{11} = 1{,}841$ là nghiệm thứ nhất của phương trình $J'_1(x) = 0$

Từ (16.10) ta sẽ tìm được góc φ_o mà tại đó hai thành phần từ trường trực giao có biên độ bằng nhau:

$$\varphi_o = \pm\left[\text{arctg}\left(\frac{1}{v_{11}}\sqrt{\left(\frac{ka}{v_{11}}\right)^2 - 1}\right) + n\pi\right]; n = 0, 1 \qquad (16.11)$$

Nếu ta cắt trên thành ống dẫn sóng hai khe vuông góc nhau sao cho tâm của khe nằm trên đường sinh có góc phương vị $\varphi = \varphi_o$ xác định bởi (156.11) thì cặp khe nói trên sẽ bức xạ trường phân cực quay, đồng thời ở hướng pháp tuyến với mặt trụ sẽ nhận được trường phân cực tròn. Khi thay đổi tần số, phân cực tròn sẽ biến thành phân cực elip.

Khác với trường hợp ống dẫn sóng chữ nhật, trong trường hợp này hệ số elip của elip cực có thể thay đổi tùy thuộc vào góc phương vị của đường sinh đi qua tâm khe so với hướng của mặt phẳng phân cực của sóng H_{11} (hướng vectơ E). Tính chất này có thể được sử dụng để thiết lập anten điều khiển phân cực, làm bộ biến đổi phân cực ống dẫn sóng hoặc bộ phân tích cực tính (phân cực kế).

Anten điều khiển phân cực là một cặp khe vuông góc (hoặc một dây khe vuông góc) được cắt trên ống dẫn sóng tròn, trong ống có đặt thiết bị quay mặt phẳng phân cực của sóng kích thích. thiết bị này có thể dùng linh kiện ferit, trong đó sử dụng hiệu ứng Faradây.

§ 16.3. TẠO TRƯỜNG BỨC XẠ PHÂN CỰC QUAY TỪ VÒNG DÂY DẪN CÓ DONG ĐIỆN SÓNG CHẠY

Giả sử có vòng dây dẫn tròn đường kính D, trong đó có dòng điện sóng chạy được biểu thị bởi:

$$I_\eta = I_o e^{-i\beta\eta} \tag{16.12}$$

trong đó, I_o – biên độ dòng điện trong vòng dây;

β – hệ số pha;

η – tọa độ của điểm khảo sát (ở đây đường tọa độ được coi là vòng tròn của vòng dây).

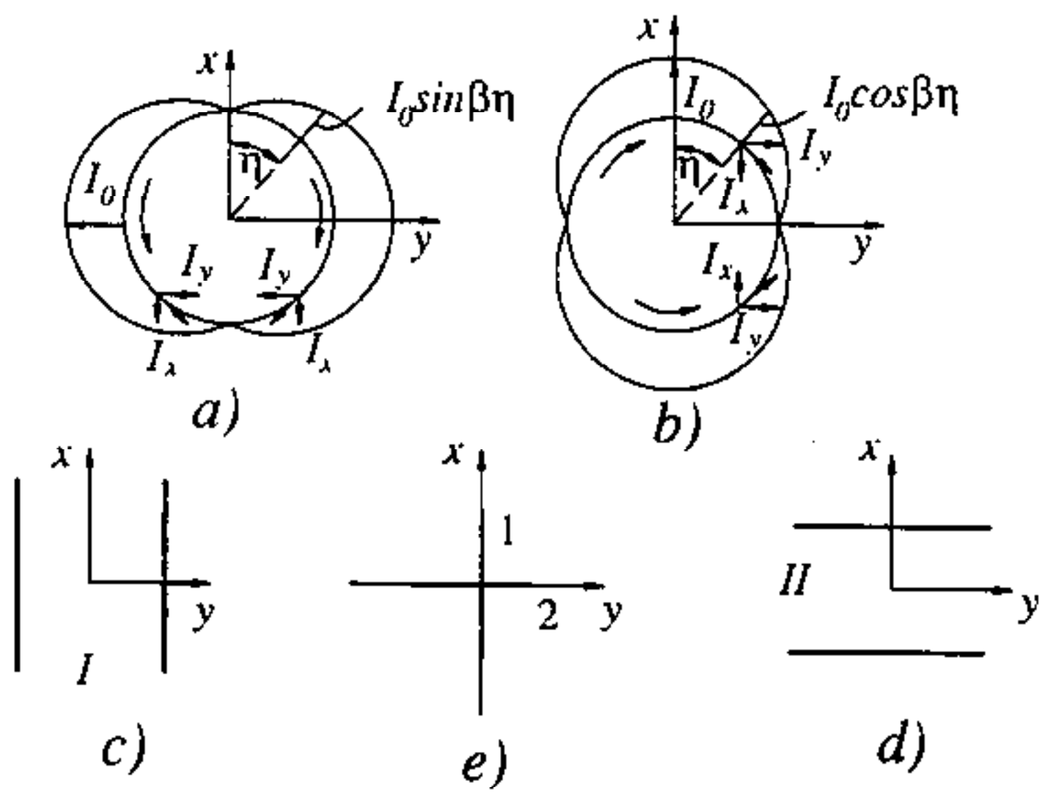
Trong trường hợp này biên độ điện có giá trị giống nhau tại mọi điểm trên vòng dây, còn góc pha dòng điện biến đổi tuyến tính theo khoảng cách tính từ gốc tọa độ.

Theo công thức Euler có thể viết (16.12) dưới dạng

$$I_\eta - I_o(\cos\beta\eta - i\sin\beta\eta) \tag{16.13}$$

Như vậy, dòng điện sóng chạy có thể được biểu thị dưới dạng tổng của hai thành phần dòng sóng đứng, trong đó một thành phần phân bố theo hàm cos, một thành phần phân bố theo hàm sin, đồng thời hai thành phần này lệch pha nhau 90°.

Khi đường kính của vòng dây $D = \frac{\lambda}{\pi}$ nghĩa là vòng dây có chiều dài bằng một bước sóng, ta có đồ thị phân bố biên độ của hai thành phần dòng điện sóng đứng được vẽ ở hình 16.6a và b.



Hình 16.6.

Dòng điện chảy trong mỗi cặp phần tử $d\eta$ đối xứng qua trục y của hai nửa vòng tròn trên hình 16.6a có thể được phân tích làm hai thành phần I_x và I_y. Các thành phần I_y có hướng ngược nhau (bức xạ của chúng theo phương z sẽ triệt tiêu), còn các thành phần I_x có hướng giống nhau (chúng sẽ bức xạ đồng pha theo phương z). Trong khi đó, ở hình 16.6b thì các thành phần I_x lại có hướng ngược nhau, còn các thành phần I_y có hướng giống nhau.

Để việc phân tích được đơn giản, ta thay thế gần đúng mỗi nửa vòng dây ở hình 16.6a và hình 16.6b bởi một chấn tử sóng. Như vậy ở mỗi trường hợp chúng ta sẽ nhận được một cặp chấn tử nửa sóng đồng pha đặt cách nhau một khoảng xấp xỉ bằng $D = \frac{\lambda}{4}$. Trường của mỗi cặp chấn tử này tại điểm bất kỳ trên trục z đồng pha nhau và do đó bức xạ của cặp chấn tử theo phương trục z sẽ đạt được cực đại.

Ở trường hợp (a), vòng dây được thay thế bởi cặp chấn tử song song với trục x (hình 16.6c), còn ở trường hợp (b) vòng dây được thay thế bởi cặp chấn tử song song với trục y (hình 16.6). Tại mỗi điểm bất kỳ trên trục z, vectơ $\overline{E}$ của trường bức xạ tạo bởi cặp chấn tử I sẽ hướng theo trục x còn vectơ $\overline{E}$ của trường bức xạ tạo bởi cặp chấn tử II sẽ hướng theo trục y. Tiếp theo, ta lại có thay thế cặp chấn tử I bởi một chấn tử duy nhất hướng theo trục x, có dòng điện đồng pha với dòng trong cặp chấn tử I còn biên độ lớn hơn gấp hai lần dòng của mỗi chấn tử. Tương tự, ta có thể thay thế cặp chấn tử II bởi một chấn tử duy nhất hướng theo trục y, có dòng điện đồng pha với dòng trong cặp chấn tử II, còn biên độ lớn gấp hai lần dòng của mỗi chấn tử.

Như vậy. vòng dây với độ dài bằng một bước sóng và được kích thích bởi dòng điện sóng chạy có thể được thay thế bởi hai chấn tử nửa sóng đặt vuông góc nhau, có dòng điện giống nhau về biên độ nhưng khác pha nhau 90°.

Do đó vòng dây nói trên cũng có tính chất tương tự như cặp chấn tử tuanikê bức xạ trường phân cực quay đã khảo sát trước đây. Theo hướng vuông góc với mặt phẳng vòng dây ta sẽ nhận được trường phân cực tròn.

§16.4. TẠO TRƯỜNG BỨC XẠ PHÂN CỰC QUAY ĐỐI VỚI ANTEN MẶT BẰNG CÁCH DÙNG BỘ BIẾN ĐỔI PHÂN CỰC

Nguyên lý làm việc và kết cấu cụ thể của các loại anten mặt sẽ được khảo sát ở chương 24, 25 và 26. Trong phần này sẽ chỉ đề cập đến nguyên lý của các bộ biến đổi phân tính để tạo trường phân cực quay cho các anten mặt. Như đã trình bày trong phần lý thuyết anten, mỗi anten mặt có một *mặt bức xạ* được kích thích bởi trường của sóng sơ cấp. mặt bức xạ này có thể là miệng ống dẫn sóng, miệng loa, hoặc các mặt phản xạ, v.v. Đối với các anten thuộc loại thứ nhất (miệng ống dẫn sóng, miệng loa, v. v...) thì sóng sơ cấp được truyền trực tiếp tới mặt bức xạ qua ống dẫn sóng nên có thể dặt thiết bị tạo phân cực quay ngay trong ống dẫn sóng tiếp điện. Thiết bị tạo phân cực quay loại này có tên gọi là *bộ tạo phân cực quay kiểu ống dẫn sóng*. Đối với các anten thuộc loại thứ hai (anten mặt phản xạ) thì sóng sơ cấp được bức xạ từ một nguồn trung gian (bộ chiếu xạ). Thực chất, bộ chiếu xạ là một anten đơn giản có trường phân cực quay hoặc phân cực thẳng.

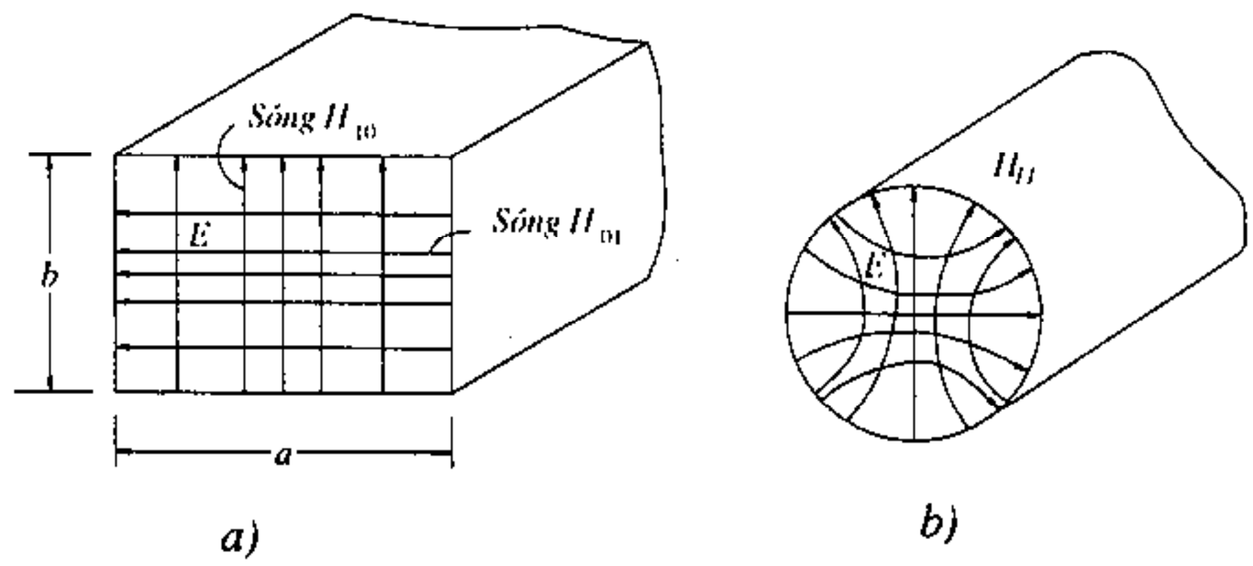
Nếu bộ chiếu xạ là anten phân cực quay thì sóng phản xạ từ mặt gương cũng sẽ là sóng phân cực quay và ta nhận được anten mặt bức xạ trường phân cực quay.

Trường hợp bộ chiếu xạ là anten phân cực thẳng thì có thể đặt *thiết bị biến đổi phân cực* ở gần mặt phản xạ để biến đổi sóng sơ cấp thành hai sóng phân cực thẳng trực giao với góc lệch pha 90°.

Sau đây sẽ khảo sát nguyên lý của các thiết bị nói ở trên.

a) Bộ tạo phân cực quay kiểu ống dẫn sóng

Thiết bị này dùng để tạo trường phân cực quay cho các anten (hoặc bộ chiếu xạ) thuộc loại anten mặt, kiểu miệng ống dẫn sóng anten loa. Bộ tạo phân cực quay được cấu tạo bởi một đoạn ống dẫn sóng trong đó có hai sóng phân cực thẳng được kích thích với hướng phân cực vuông góc nhau. Các sóng được kích thích đối với ống dẫn sóng chữ nhật là sóng H_{10} và H_{01}, còn đối với ống dẫn sóng tròn là sóng H_{11}. Hình sóng tròn là sóng H_{11}. Hình 16.7a vẽ đường sức vectơ $\overline{E}$ của sóng H_{10} và H_{01} trong ống chữ nhật còn hình 16.7b là đường sức vectơ $\overline{E}$ của hai sóng H_{11} trong ống dẫn sóng tròn có hướng phân cực trực giao nhau.



Hình 16.7.

Trường hợp ống chữ nhật có các cạnh không bằng nhau, sóng H_{10} và H_{01} sẽ có vận tốc pha khác nhau. Khi ấy, nếu chọn độ dài thích hợp cho đoạn ống dẫn sóng sẽ nhận được góc lệch pha cần thiết giữa hai thành phần trường vuông góc ở đầu ra của đoạn ống dẫn sóng ấy.

Thật vậy, gọi A_{01} và A_{10} là bước sóng trong ống dẫn sóng của hai sóng H_{01} và H_{10}, L là độ dài của đoạn ống dẫn sóng thì góc lệch pha của hai thành phần trường vuông góc ở đầu cuối của đoạn ống sẽ bằng:

$$\Delta\psi = (\alpha_{10} - \alpha_{01})L = 2\pi L\left(\frac{1}{A_{10}} - \frac{1}{A_{01}}\right) \tag{16.14}$$

trong đó α_{10} và α_{01} là hệ số pha của sóng H_{10} và H_{01}

$$A_{10} = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \; ; \; A_{01} = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}}$$

Để nhận được trường phân cực tròn, hiệu pha $\Delta\Psi$ phải bằng $\pi/2$ hoặc một bội số lẻ của $\pi/2$. Từ (16.14) ta tính được độ dài cần thiết của đoạn ống dẫn sóng khi cho $\Delta\Psi = \pm(2n+1)\frac{\pi}{2}$:

$$L = \frac{\pm(2n+1)\lambda}{4\sqrt{1-(\frac{\lambda}{2a})^2} - \sqrt{1-(\frac{\lambda}{2b})^2}} \tag{16.15}$$

trong đó: $n = 0, 1, 2,...$

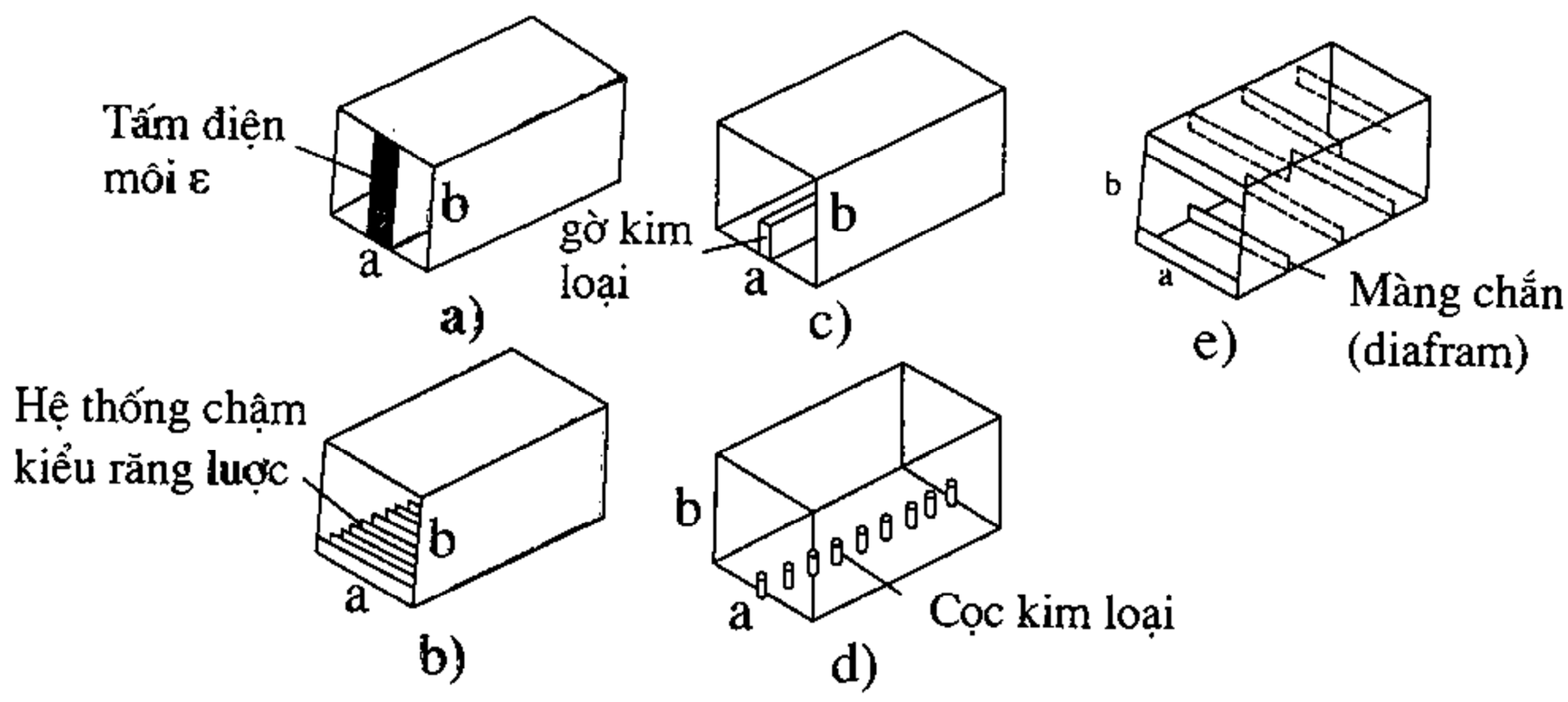
Đối với ống dẫn sóng tròn hoặc ống dẫn sóng chữ nhật có kích thước các cạnh gần giống nhau, thì các sóng cơ bản được kích thích với hướng vuông góc nhau sẽ có vận tốc

pha gần giống nhau. Vì vậy, để nhận được góc lệch pha cần thiết giữa hai sóng, cần áp dụng các biện pháp đặc biệt để tạo ra sự khác biệt về vận tốc pha của chúng. Đối với ống dẫn sóng chữ nhật cũng như ống dẫn sóng tròn, các biện pháp này là như nhau nên ở đây chúng ta sẽ chỉ khảo sát một trường hợp, ví dụ với ống dẫn sóng chữ nhật. Một số biện pháp cụ thể được nêu ở hình 16.8.

Về nguyên lý, để tạo sự khác biệt về vận tốc pha giữa hai sóng cần đặt vào trong ống một thiết bị (dọc theo hướng truyền sóng) sao cho thiết bị này chỉ ảnh hưởng đến vận tốc pha của một trong hai sóng nói trên.

Hình 16.8a là ống dẫn sóng có tấm điện môi đặt ở giữa cạnh a và song song với cạnh b. Nếu độ dầy của tấm điện môi không quá lớn ($\Delta \leq 0{,}2a$) thì hầu như nó không ảnh hưởng đến sóng H_{01} vì vectơ $\overline{E}$ của sóng này vuông góc với tấm điện môi. Trong khi đó, tấm điện môi lại được đặt song song với vectơ $\overline{E}$ của sóng H_{10} tại vị trí mà vectơ này có giá trị cực đại nên vận tốc pha của sóng H_{10} sẽ thay đổi đáng kể. Hệ số pha của sóng H_{10} và H_{01} trong ống dẫn có đặt tấm điện môi có thể được xác định theo các đồ thị thực nghiệm.

Hình 16.8b là ống dẫn sóng có đặt hệ thống chu kỳ chậm kiểu răng lược. hệ thống này sẽ ảnh hưởng đến vận tốc pha của phân cực thẳng đứng (*sóng* H_{10}), làm giảm vận tốc pha và do đó tăng hệ số pha của sóng ấy. Còn đối với sóng phân cực ngang thì vận tốc pha của sóng được xác định giống như đối với sóng phân cực ngang chỉ vận tốc pha của sóng được xác định giống như đối với sóng H_{01} ở trong ống dẫn sóng mà cạnh b của nó nhỏ hơn cạnh của ống dẫn sóng thực một đại lượng bằng chiều cao của các răng lược.

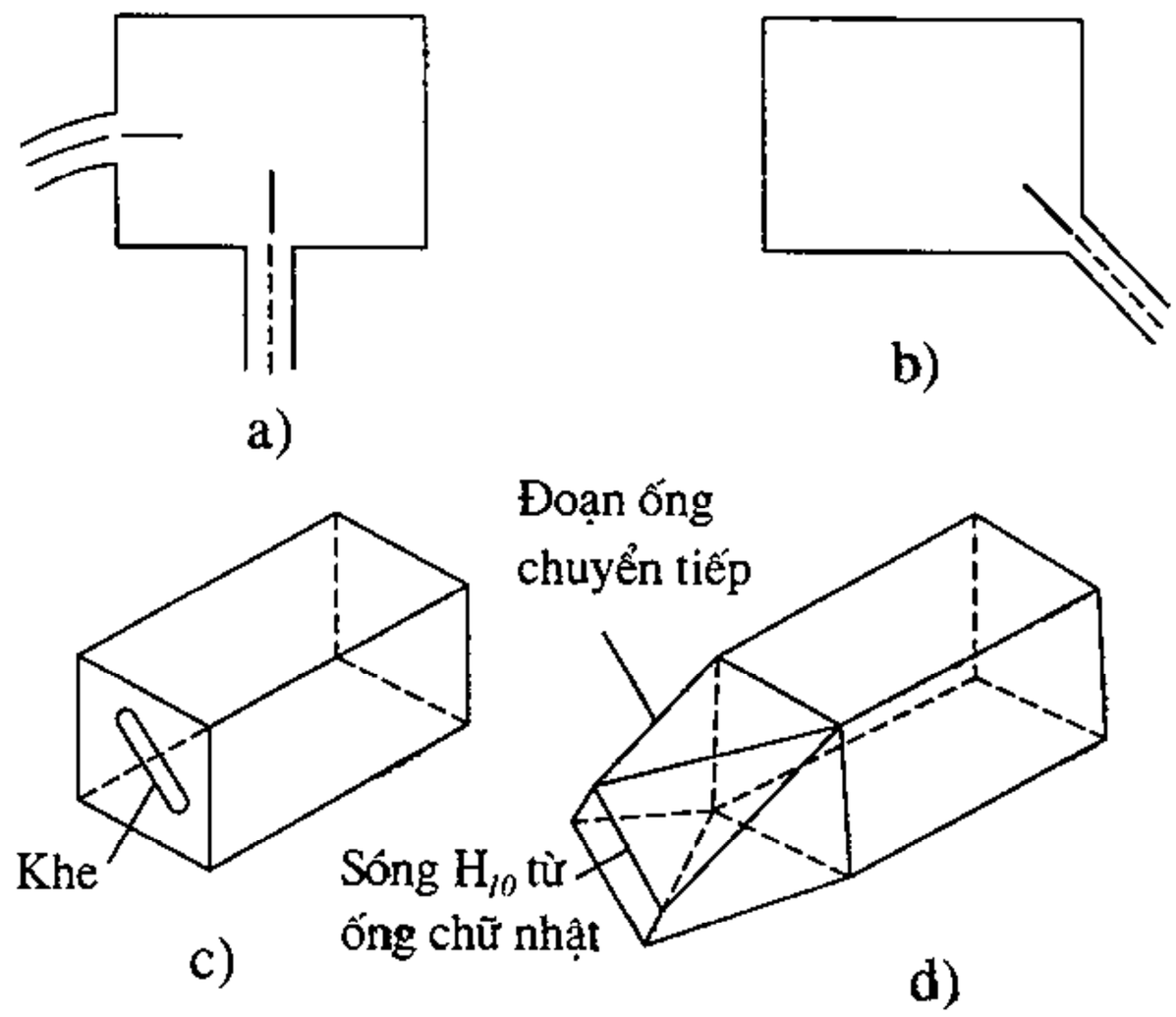


Hình 16.8.

Hình 16.8c là ống dẫn sóng có gờ kim loại mỏng giữa cạnh a. Gờ kim loại này sẽ chỉ ảnh hưởng đến trường của sóng H_{10} (vì nó song song với vectơ $\overline{E}$ của sóng H_{10} mà không ảnh hưởng đến trường của sóng H_{01} (vectơ $\overline{E}$ của sóng H_{01} vuông góc với gờ kim loại). hệ số pha của sóng H_{10} có thể được xác định theo công thức và đồ thị đối với ống dẫn sóng hình II, còn hệ số pha của sóng H_{01} được xác định theo công thức của ống dẫn sóng chữ nhật thông thường.

Hình 16.8d là ống dẫn sóng có dây cọc kim loại đặt dọc theo phương truyền sóng. Nguyên lý làm việc của thiết bị này cũng tương tự như trường hợp hình 16.8c nhưng ở đây kết cấu liên tục (gờ kim loại) được thay thế bởi kết cấu gián đoạn (cọc kim loại). Hình 16.8e là ống dẫn sóng có các tấm chắn. Các tấm chắn này ít ảnh hưởng đến trường của sóng phân cực thẳng đứng, (*sóng* H_{10}) nhưng có ảnh hưởng đáng kể đến sóng phân cực ngang (vectec $\overline{E}$ của sóng H_{10} song song với các tấm chắn).

Để kích thích đồng thời hai sóng có hướng phân cực vuông góc nhau có thể dùng hai que kích thích vuồng góc (hình 16.9a), dùng que kích thích đặt nghiêng 45° với thành ống (hình 16.9b), dùng anten khe nghiêng ở đầu vào (hình 16.9c), hoặc dùng sóng H_{10} và đoạn ống chuyển tiếp (hình 16.9d).



Hình 16.9.

Để đảm bảo không xuất hiện các sóng bậc cao khi kích thích hai sóng H_{10} và H_{01}, các kích thước ngang của ống cần thỏa mãn bất đẳng thức:

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda$$

$$\frac{\lambda}{2} < b < \lambda$$

b) Bộ biến đổi cực tính

Bộ biến đổi cực tính có nhiệm vụ phân tích một sóng phân cực thẳng thành hai sóng có hướng phân cực vuông góc nhau và tạo góc lệch pha cần thiết giữa chúng. Tùy theo sơ đồ của anten mà sử dụng các kiểu biến đổi cực tính khác nhau. Đối với anten mặt phản xạ thì dùng bộ biến đổi cực tính kiểu phản xạ, còn đối với anten ống dẫn sóng hay anten loa thì dùng bộ biến đổi cực tính kiểu sóng truyền qua. *Bộ biến đổi cực tính kiểu phản xạ* có thể được thiết lập từ một hệ thống các phiến kim loại song song đặt trực tiếp trên mặt phản xạ của anten (hình 16/10a), hoặc từ một hệ thống các dây dẫn song song đặt cách mặt phản xạ một khoảng xác định (hình 16.10b). Chúng ta hãy khảo sát nguyên lý làm việc của các kết cấu nói trên.

Dễ dàng thấy rằng khoảng không gian giữa mỗi cặp phiến kim loại ở hình 16.10a cũng có tính chất như khoảng không gian trong ống dẫn sóng chữ nhật. Nếu sóng sơ cấp

(sóng kích thích cho mặt phản xạ) có hướng phân cực làm một góc 45° với các phiến kim loại thì vectơ $\overline{E}$ có thể được phân tích thành hai thành phần bằng nhau $\overline{E}_1$ và $\overline{E}_2$ (xem hình vẽ). Thành phần $\overline{E}_1$ hướng vuông góc với các phiến kim loại nên không bị ảnh hưởng bởi các phiến này. Nó sẽ truyền qua khoảng không gian giữa các phiến với vận tốc pha giống như vận tốc truyền sóng trong không gian tự do. Trong khi đó, thành phần $\overline{E}_2$ hướng song song với các phiến kim loại sẽ truyền lan qua khoảng không gian ấy với vận tốc pha lớn hơn vận tốc sóng trong không gian tự do. Nếu chọn khoảng cách a giữa các phiến thỏa mãn điều kiện truyền lan đối với sóng H_{10} và không xuất hiện sóng bậc cao ($\lambda/2 < a < \lambda$) thì vận tốc pha của sóng sẽ bằng:

$$v_{E_2} = \frac{C}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \tag{16.16}$$

Vì vận tốc pha của hai thành phần $\overline{E}_1$ và $\overline{E}_2$ khác nhau nên sau khi truyền lan hai lần trong khoảng không gian giữa các phiến kim loại (truyền tới mặt kim loại và phản xạ ngược lại), góc lệch pha giữa hai thành phần trường sẽ bằng:

$$\Delta\psi = 2h(\alpha_o - \alpha_{10}) = 4\pi h\left(\frac{A - \lambda}{\lambda A_{10}}\right) \tag{16.17}$$

Để nhận được trường phân cực tròn, hiệu pha $\Delta\psi$ cần có giá trị bằng

$$\Delta\psi = (2n + 1)\frac{\pi}{2} \tag{16.18}$$

với $n = 0, 1, 2, ...$

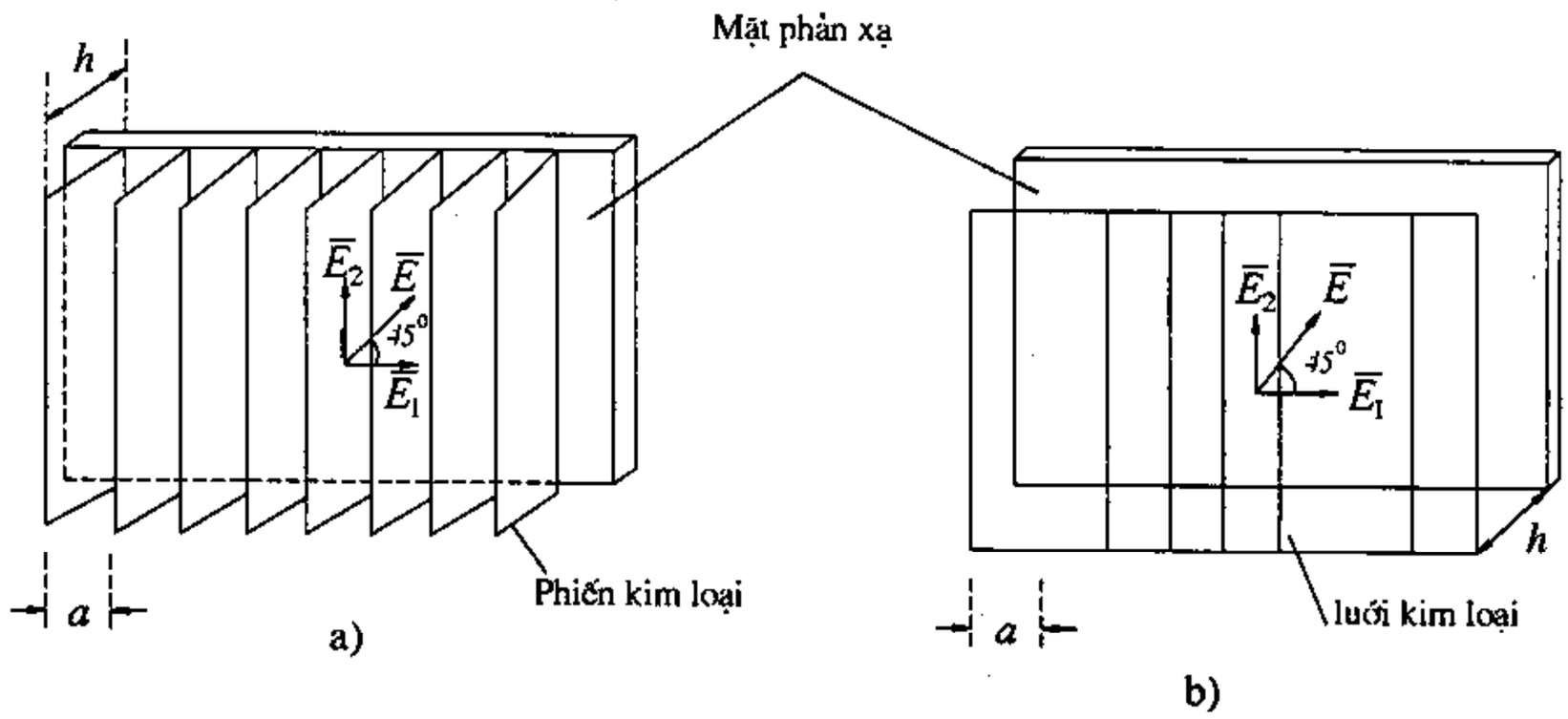
Từ (16.17) và (16.18) sẽ xác định được độ rộng cực tiểu của các phiến kim loại khi đảm bảo góc lệch pha 90° giữa hai thành phần trường vuông góc

$$h = \frac{1}{8}\frac{\lambda A_{10}}{A_{10-\lambda}} = \frac{1}{8}\frac{\lambda}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \tag{16.19}$$

Hình 15.10b là bộ biến đổi cực tính dùng lưới dây dẫn song song thay cho các phiến kim loại. Khoảng cách giữa các dây dẫn được chọn nhỏ hơn hoặc bằng khoảng $\lambda/8 \div \lambda/10$. Trong trường hợp này, lưới dây dẫn sẽ không ảnh hưởng đến thành phần $\overline{E}_1$ nhưng lại trở thành mặt phản xạ đối với thành phần $\overline{E}_2$. Thành phần $\overline{E}_1$ truyền lan tự do qua lưới kim loại, phản xạ trên mặt gương và khi quay trở về qua đoạn đường $2\frac{\lambda}{8}$ sẽ lệch pha so với thành phần $\overline{E}_2$ một góc bằng

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2\frac{\lambda}{8} = \frac{\pi}{2} \tag{16.20}$$

Do đó lưới dây dẫn cũng có tác dụng biến đổi cực tính giống như đối với các phiến kim loại.



Hình 16.10.

Bộ *biến đổi cực tính* kiểu phản xạ trình bầy ở trên có thể được sử dụng làm bộ *phản xạ cực tính* khi cần thiết.

Bộ biến đổi cực tính kiểu sóng truyền qua cũng có thể được thiết lập từ hệ thống các phiến kim loại song song giống như đối với bộ biến đổi cực tính kiểu phản xạ nhưng nó được đặt ở miệng anten, ví dụ ở miệng loa hoặc ống dẫn sóng. Nguyên lý của bộ biến đổi cực tính loại này cũng tương tự như bộ biến đổi cực tính một lần nên để tạo góc lệch pha giữa hai thành phần trường, bề rộng h của tấm kim loại cần có giá trị lớn gấp đôi so với giá trị xác định bởi (16.19).

Chương XVII

CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG
CÁC PHƯƠNG PHÁP TIẾP ĐIỆN CHO ANTEN ĐỐI XỨNG

§17.1. KẾT CẤU CỦA CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG LÀM VIỆC Ở DẢI SÓNG CỰC NGẮN VÀ SÓNG NGẮN

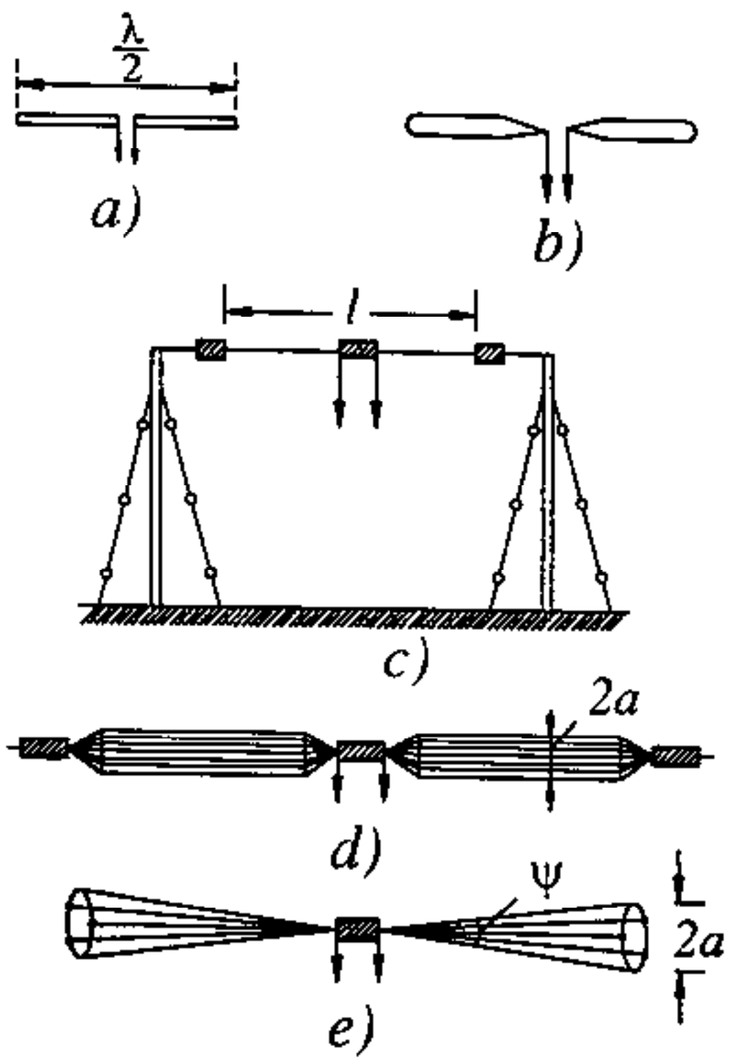
Chấn tử đối xứng được sử dụng rộng rãi trong dải sóng ngắn và cực ngắn làm anten phát hoặc thu. Trong các dải sóng này chấn tử có thể làm việc độc lập (chấn tử đơn) hoặc làm việc phối hợp (hệ chấn tử phức tạp). Trong dải sóng cực ngắn, chấn tử đối xứng còn được sử dụng làm bộ chiếu xạ cho các anten phức tạp khác, ví dụ cho anten gương parabôn.

Trong phần đầu của chương này trước hết chúng ta khảo sát các chấn tử đơn giản. Kết cấu của các chấn tử đơn giản ở dải sóng cực ngắn và sóng ngắn được vẽ ở hình 17.1

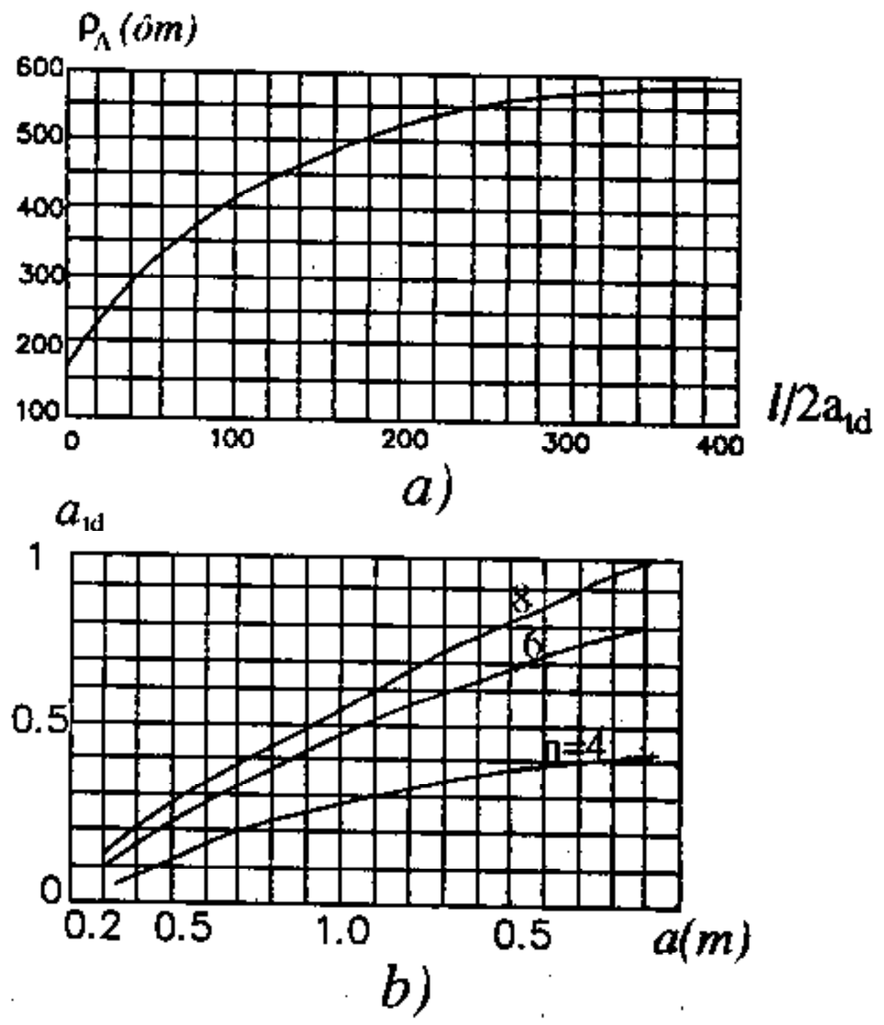
Hình 17.1a và 17.1b là các chấn tử thường dùng ở dải sóng cực ngắn. Các nhánh chấn tử trong trường hợp này được làm bằng các ống kim loại hoặc các bản kim loại dẹt dẫn điện tốt, có độ dài tổng cộng bằng nửa bước sóng $\left(l = \frac{\lambda}{2}\right)$. Để mở rộng dải tần của chấn tử, người ta tăng đường kính của ống kim loại hoặc tăng bề rộng của bản kim loại (hình 17.1b). Ở dải sóng ngắn, chấn tử được làm bằng dây dẫn hợp kim hoặc lưỡng kim có độ dẫn điện tốt và sức bền cơ học cao, đường kính khoảng $3 \div 6$ mm. Chấn tử được căng trên các cột cao trên mặt đất (thường là cột gỗ) có dây néo (hình 17.1c). Để giảm nhỏ dòng điện trong các dây néo, người ta chia dây néo thành những đoạn ngắn có độ dài nhỏ hơn $\frac{\lambda}{4}$ và nối với nhau bằng các mấu cách điện.

Chiều cao đặt anten được lựa chọn tùy theo cự ly thông tin, thường trong khoảng $\frac{\lambda}{2} \div \lambda$. Với độ cao trên, góc bức xạ cực đại của chấn tử so với mặt đất vào khoảng $30 \div 15^{o}$. Chấn tử dây (hình 17.1c) thuộc loại anten dải tần hẹp. Độ dài chấn tử có thể chọn trong giới hạn $(0,4 \div 0,5) \leq l/\lambda \leq (1,2 \div 1,3)$.

Trở kháng sóng của chấn tử vào khoảng 1000 Ω. Để mở rộng dải tần người ta giảm trở kháng sóng bằng cách tạo chấn tử lồng (hình 17.1d). Trong trường hợp này, mỗi nhánh chấn tử là một lồng kim loại có đường kính khoảng $0,8 \div 1,5$ m được kết lại từ $8 \div 12$ dây dẫn, mỗi dây có đường kính khoảng $3 \div 6$ mm.



Hình 17.1.



Hình 17.2.

Trở kháng sóng của chấn tử được xác định bằng công thức:

$\rho_A = 120\left(\ln\frac{l}{a_{td}} - 1\right)$, trong đó, a_{td} là bán kính tương đương của chấn tử lồng, được xác định bởi:

$$a_{td} = a\sqrt[n]{\frac{nr}{a}}$$

với

a – bán kính thực của lồng;

n – số dây dẫn kết thành lồng;

r – bán kính của các dây dẫn.

Sự phụ thuộc của trở kháng sóng của chấn tử lồng vào tỷ số $\frac{l}{2a_{td}}$ được vẽ ở hình 17.2a. Còn sự phụ thuộc của a_{td} vào a được biểu thị ở hình 17.2b.

Thông thường chấn tử lồng có trở kháng sóng khoảng 300 Ω, do đó sự phụ thuộc của trở kháng vào theo tần số khá nhỏ. Nếu dùng fide có trở kháng sóng thích ứng ($\rho_d = \rho_A$) thì anten có thể làm việc trong dải sóng với hệ số bao trùm bằng 2 mà hệ số sóng chạy trong fide cũng chỉ thay đổi trong giới hạn từ 0,25 ÷ 0,7.

Trong một số trường hợp, chấn tử lồng có thể được thực hiện dưới dạng chấn tử lưỡng chóp (hình 17.1e). Trở kháng sóng của chấn tử lưỡng chóp được xác định gần đúng bởi công, thức:

$$\rho_A = 120\ln\left(ctg\frac{\psi}{2}\right)$$

§17.2. VẤN ĐỀ TIẾP ĐIỆN VÀ PHỐI HỢP TRỞ KHÁNG CÁC DẠNG KHÁC CỦA CHẤN TỬ ĐƠN GIẢN

Chấn tử đơn giản được ứng dụng phổ biến nhất là chấn tử nửa sóng ($l \approx \lambda/2$). Để tiếp điện cho chấn tử ở dải sóng cực ngắn có thể dùng dây song hành hoặc đồng trục, còn ở dải sóng ngắn thường dùng dây song hành.

a) Tiếp điện cho chấn tử bằng dây song hành

Biết trở kháng vào của chấn tử nửa sóng khoảng 73 Ω. Nếu chấn tử được tiếp điện bởi đường dây song hành (trở kháng sóng của dây song hành thông thường có giá trị khoảng 200 ÷ 600 Ω) thì hệ số sóng chạy trong fide sẽ khá thấp. Để khắc phục nhược điểm này có thể chế tạo các đường dây song hành đặc biệt có trở kháng thấp.

Trở kháng sóng của dây song hành được xác định theo công thức:

$$\rho_d = \frac{276}{\sqrt{\varepsilon'}} \lg \frac{2D}{d} \Omega$$

trong đó, D – khoảng cách giữa hai dây dẫn tính từ tâm;

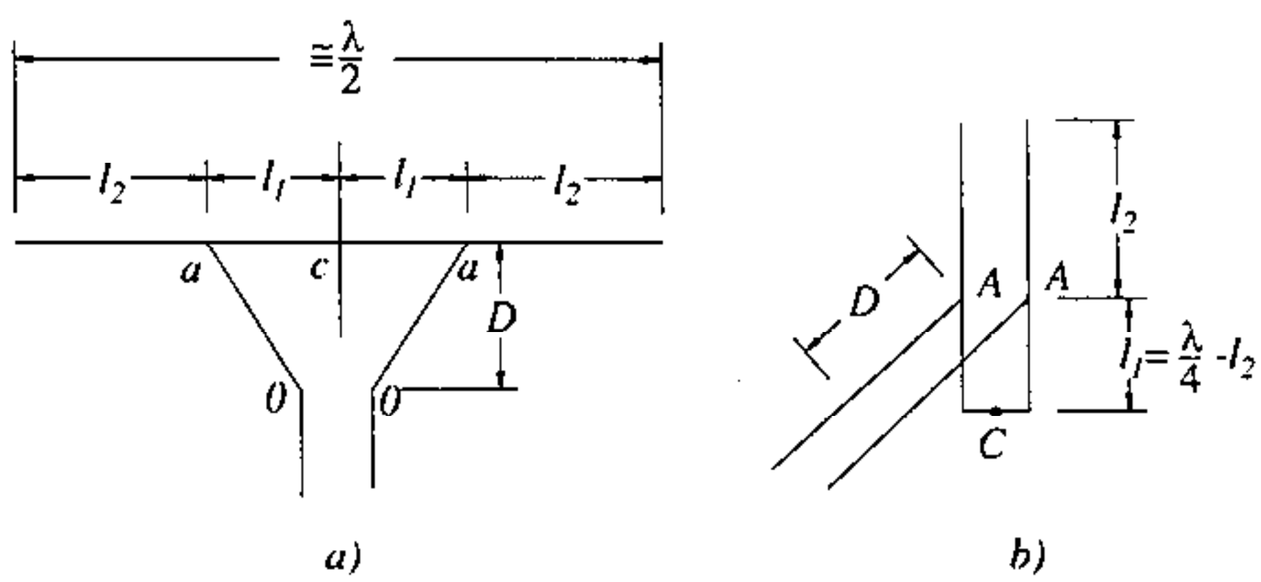
d – đường kính dây dẫn;

ε' – hằng số điện môi tương đối của môi trường bao quanh dây dẫn.

Để giảm trở kháng sóng của dây song hành, có thể giảm tỷ số $\frac{D}{d}$ (nghĩa là tăng đường kính dây dẫn hoặc giảm khoảng cách giữa hai dây), hoặc bao bọc đường dây bởi điện môi có ε lớn. Trong thực tế khoảng cách D không thể giảm nhỏ tùy ý vì nó có quan hệ với điện áp chịu đựng của đường dây. Ở dải sóng ngắn người ta tạo dây song hành trở kháng sóng thấp bằng cách dùng đường dây nhiều sợi (tương đương với tăng d). Người ta cũng chế tạo dây song hành có khoảng cách nhỏ, được bao bọc trong điện môi có ε lớn và bên ngoài có vỏ kim loại. Loại dây song hành này có trở kháng sóng khoảng 75 Ω, có thể sử dụng để tiếp điện cho chấn tử ở sóng cực ngắn và sóng ngắn. Nhưng nhược điểm của nó là điện áp chịu đựng thấp. Điện áp cho phép cực đại thường không vượt quá 1 kV. Vì vậy loại fide này chỉ được sử dụng cho thiết bị thu hoặc cho thiết bị phát công suất nhỏ.

Chấn tử kiểu Y.

Một trong những sơ đồ tiếp điện cho phép phối hợp tốt chấn tử nửa sóng và fide song hành là sơ đồ tiếp điện song song (hình 17.3a), còn được gọi là sơ đồ phối hợp kiểu *Y*.



Hình 17.3.

Trong trường hợp này, chấn tử được nối ngắn mạch ở giữa còn dây song hành mắc vào hai điểm A – A trên chấn tử. Điểm này được chọn sao cho điều kiện thích ứng trở kháng giữa fide và chấn tử được thoả mãn. Sơ đồ tương đương của chấn tử tiếp điện song song được vẽ ở hình 17.3b. Chấn tử được coi tương đương với hai đoạn dây song hành mắc song song tại A – A, trong đó đoạn hở mạch dài l_2 còn đoạn ngắn mạch dài $l_1 \approx \frac{\lambda}{4} - l_2$. Trở kháng vào tại A – A bằng:

$$Z_{AA} = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} \tag{17.1}$$

ở đây, Z_1 – trở kháng vào của đoạn ngắn mạch dài l_1;

Z_2 – trở kháng vào của đoạn hở mạch dài l_2.

Nếu tính đến bức xạ của dây dẫn thì các trở kháng này có thể biểu thị dưới dạng:

$$Z_1 = R_{\Sigma 1} + i\rho_A \mathrm{tg} kl_1 \tag{17.2}$$

$$Z_2 = R_{\Sigma 2} - i\rho_A \mathrm{cotg} kl_2 \tag{17.3}$$

ở đây: $R_{\Sigma 1}$ – điện trở bức xạ của đoạn chấn tử dài 2 l_1 tính theo dòng điện ở điểm tiếp điện (A – A);

$R_{\Sigma 2}$ – điện trở bức xạ của đoạn chấn tử dài $2l_2$ cũng tính đối với dòng điện ở điểm tiếp điện (điểm A – A);

ρ_A – trở kháng sóng của chấn tử.

Phần ảo trong các biểu thức (17.2), (17.3) là điện kháng vào của đoạn dây song hành ngắn mạch và hở mạch.

Thay biểu thức Z_1 và Z_2 vào (17.1) và chú ý rằng: $kl_1 + kl_2 = 90^\circ$ ta nhận được:

$$Z_{AA} = \frac{(R_{\Sigma 1} + i\rho_A \mathrm{tg}\, kl_1)(R_{\Sigma 2} - i\rho_A \mathrm{tg}\, kl_2)}{R_{\Sigma 1} + R_{\Sigma 2}} \tag{17.4}$$

Vì phần thực trong các biểu thức của trở kháng Z_1 và Z_2 khá nhỏ so với phần ảo nên có thể bỏ qua chúng trong tử số của công thức (17.4), ta có:

$$Z_{AA} = R_{AA} = \frac{\rho_A^2 \mathrm{tg}^2 kl_1}{R_{\Sigma o}} \tag{17.5}$$

ở đây $R_{\Sigma 0} = R_{\Sigma 1} + R_{\Sigma 2}$ là điện trở bức xạ toàn phần của chấn tử tính đối với dòng điện ở điểm tiếp điện.

Sau đây chúng ta tìm hiểu biểu thức xác định $R_{\Sigma 0}$. Biết dòng điện phân bố trong chấn tử theo quy luật:

$$I_z = I_b \sin k\left(\frac{l}{2} - |z|\right)$$

I_b là dòng điện ở điểm bụng.

Trong trường hợp đang khảo sát $l = \lambda/2$ nên

$$I_z = I_b \sin k\left(\frac{\lambda}{4} - |z|\right) = I_b \cos kz$$

Dòng điện ở điểm tiếp điện sẽ bằng:

$$I_0 = I_{AA} = I_b \cos kl_2$$

Cân bằng biểu thức công suất bức xạ của chấn tử tính theo dòng điện ở điểm bụng $\left(P_{\Sigma b} = \frac{1}{2} I_b^2 R_{\Sigma b}\right)$ và công suất bức xạ tính theo dòng điện ở điểm tiếp điện $\left(P_{\Sigma 0} = \frac{1}{2} I_o^2 R_{\Sigma 0}\right)$ ta có:

$$I_b^2 R_{\Sigma b} = I_o^2 R_{\Sigma 0}$$

Từ đây rút ra:

$$R_{\Sigma 0} = R_{\Sigma b} \frac{I_b^2}{I_o^2} \tag{17.6}$$

trong đó, $R_{\Sigma b}$ là điện trở bức xạ của chấn tử nửa sóng ($R_{\Sigma b} = 73{,}1\ \Omega$)

Thay (17.6) vào (17.5) sẽ nhận được:

$$R_v \approx R_{AA} \approx \frac{\rho_A^2 \sin^2 kl_1}{73{,}1} \tag{17.7}$$

Như vậy, trở kháng vào của chấn tử tại điểm tiếp điện A – A được coi gần đúng là điện trở thuần và trị số của nó phụ thuộc vào vị trí điểm tiếp điện. Đoạn fide hình Y giữa chấn tử và fide tiếp điện chính trong trường tổng quát có thể có trở kháng sóng bằng hoặc khác với trở kháng sóng của fide chính. Do mất tính đối xứng nên đoạn fide này sẽ không chỉ đơn thuần là phần tử truyền sóng mà còn là phần tử bức xạ. Khi ấy bức xạ của anten sẽ bao gồm bức xạ của đoạn dây dẫn $\lambda/2$ và bức xạ của đoạn fide hình Y dài D. Nếu bỏ qua hiệu ứng bức xạ của đoạn fide tam giác, đồng thời coi trở kháng sóng của đoạn fide chuyển tiếp này bằng trở kháng sóng của fide chính thì việc phối hợp trở kháng giữa chấn tử và fide song hành có thể được coi là hoàn hảo khi chọn điểm tiếp điện thích ứng từ công thức (17.7).

Nếu trở kháng sóng của đoạn fide hình Y khác với trở kháng sóng của fide chính thì cần xác định l_1 và D thích hợp để nó có thể biến đổi trở kháng R_{AA} cho thích ứng dần với trở kháng sóng của fide chính. Ở dải sóng ngắn và cực ngắn nếu dùng fide có trở kháng sóng 600 ôm để tiếp điện cho chấn tử nửa sóng thì các độ dài l_1 và D có thể được xác định gần đúng bằng:

$$2l_1 \approx 0{,}12\lambda;\ D \approx 0{,}15\lambda.$$

Nếu trở kháng sóng của fide nhỏ hơn 600 ôm thì cần giảm bớt l_1.

Sơ đồ phối hợp kiểu Y như trình bày ở trên cho phép phối hợp tốt chấn tử và fide song hành ở một tần số cố định, không cần mắc thêm phần tử điều chỉnh phụ.

Một ưu điểm nữa của sơ đồ này là có thể nối trực tiếp điểm giữa chấn tử với cột hoặc giá đỡ kim loại mà không cần cách điện vì điểm giữa chấn tử trong trường hợp này chính là điểm nút điện áp.

Chấn tử kiểu T. Một dạng khác của sơ đồ tiếp điện song song là sơ đồ phối hợp kiểu T hình 17.4a, ta nhận được chấn tử kiểu T

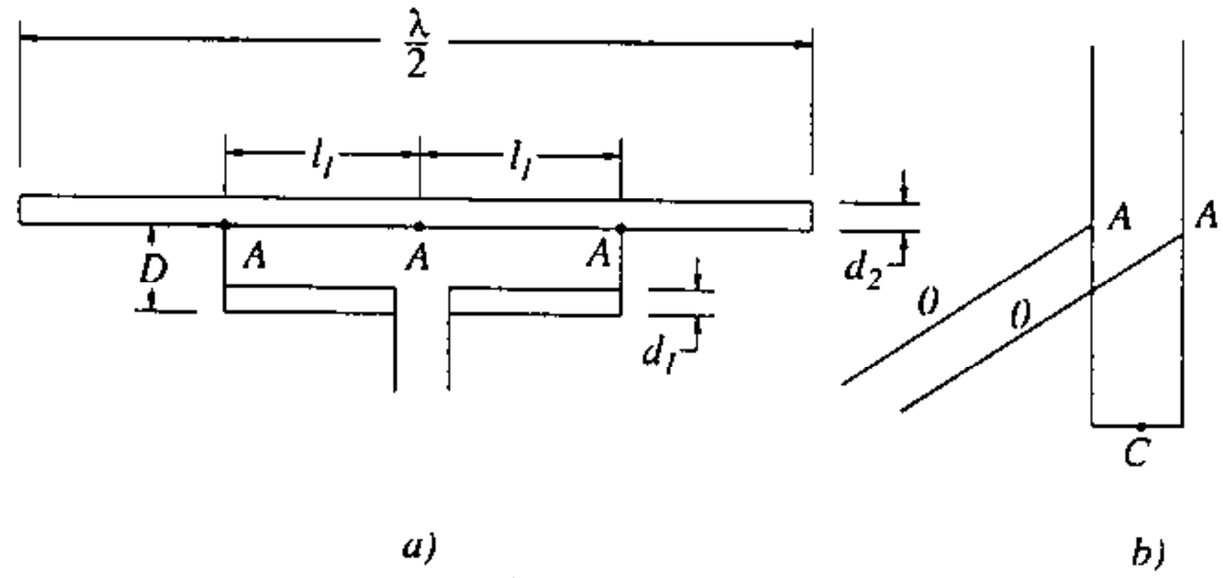
Mạch tương đương của sơ đồ kiểu T (hình 17.4b) tương tự mạch tương đương của sơ đồ kiểu Y. Nguyên lý làm việc của sơ đồ kiểu T cũng tương tự nguyên lý làm việc của sơ đồ kiểu Y. Tuy nhiên trong trường hợp này đoạn fide chuyển tiếp OA đã biến dạng thành đoạn dây dẫn song song với chấn tử nên cần phải tính đến sự khác biệt về trở kháng sóng với fide chính và cũng không thể bỏ qua hiệu ứng bức xạ. Nếu theo lý thuyết trình bày ở đoạn trên thì trở kháng vào của chấn tử sẽ có giá trị cực đại khi điểm AA dịch chuyển ra phía đầu mút chấn tử ($l_1 \rightarrow \lambda/4$). Nhưng nếu xét một cách hợp lý thì đầu vào chấn tử trong trường hợp này cần phải được coi là tại OO nên trở kháng vào của chấn tử bây giờ sẽ là trở kháng tại AA biến đổi qua đoạn fide chuyển tiếp OA. Có thể chứng minh rằng trở kháng vào tại OO sẽ đạt được cực đại khi $l_1 = \dfrac{\lambda}{8}$ và giảm dần khi tiếp tục tăng l_1. Đồng thời trị số của trở kháng này có thể biến đổi khi thay đổi tỷ lệ của các đường kính d_1, d_2 và khoảng cách D giữa chúng.

Nếu dùng dây song hành có trở kháng sóng 600 ôm để tiếp điện cho chấn tử nửa sóng thì các kích thước của sơ đồ phối hợp kiểu T có thể xác định gần đúng như sau:

$D = (0{,}01 \div 0{,}02)\lambda$;

$d_1 = d_2$

$l_1 = (0{,}09 \div 0{,}1)\lambda$



Hình 17.4.

Sơ đồ phối hợp kiểu T là một hình thức biến dạng trung gian. Nó có thể biến đổi để tạo thành sơ đồ chấn tử các kiểu khác, trong đó có chấn tử vòng dẹt và chấn tử ômêga.

Chấn tử vòng dẹt. Khi dịch chuyển điểm AA (hình 17.4a) ra tới đầu mút chấn tử, sơ đồ phối hợp kiểu T sẽ biến thành chấn tử vòng dẹt (hình 17.5a).

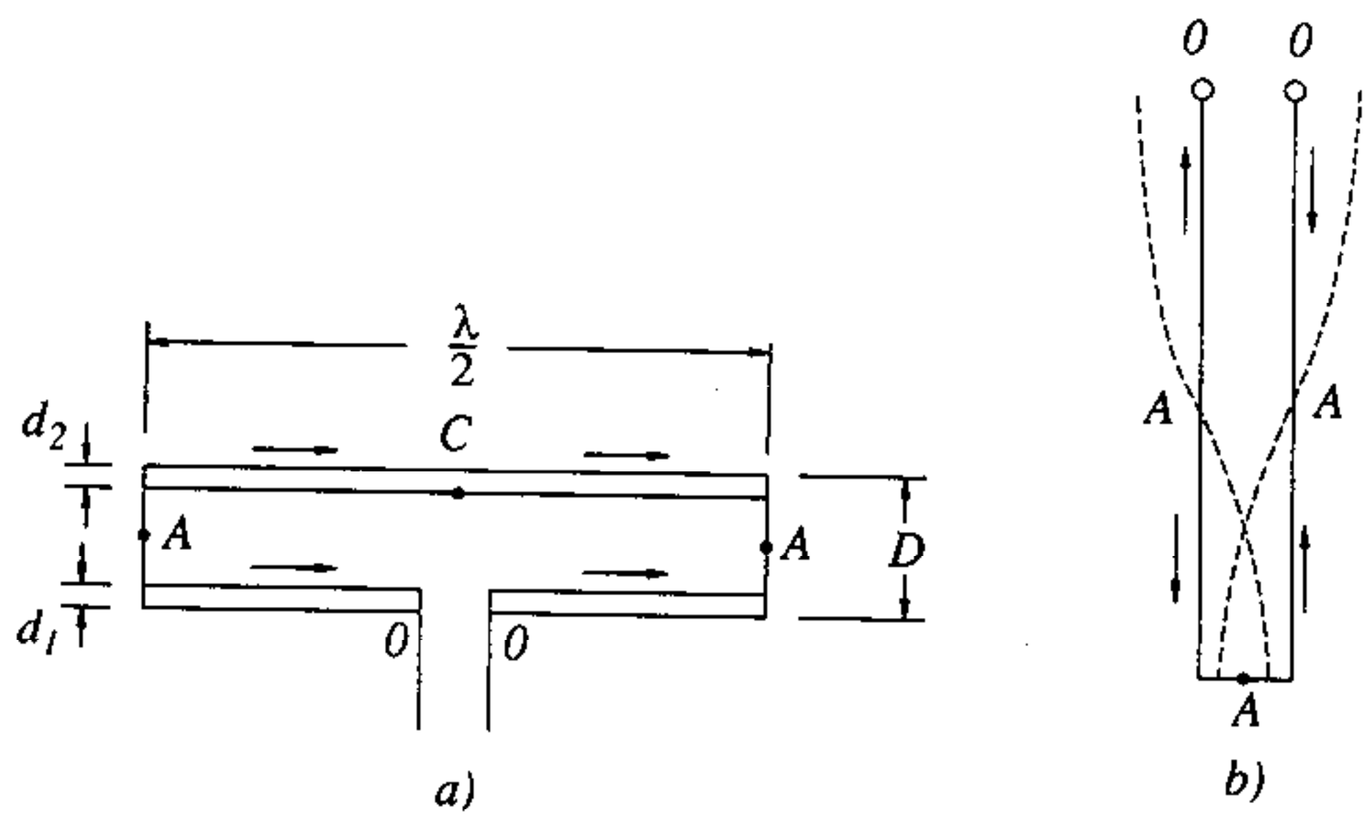
Trong trường hợp này chúng ta nhận được hai chấn tử nửa sóng có đầu cuối nối với nhau, gọi là các chấn tử nhánh. Fide tiếp điện được mắc vào điểm giữa của một trong hai chấn tử, còn chấn tử thứ hai được ngắn mạch ở giữa. Sơ đồ tương đương của hệ thống trong trường hợp này sẽ là một đoạn dây song hành dài $\lambda/2$, ngắn mạch tại C, đầu vào là OO (hình 17.5b). Phân bố dòng điện trên đường dây được vẽ bởi đường đứt nét còn các

mũi tên là chỉ chiều dòng điện. Từ sơ đồ tương đương ta nhận thấy trong trường hợp này hai chấn tử nhánh được kích thích bởi các dòng điện đồng pha, bụng dòng điện nằm tại điểm giữa chấn tử, còn nút dòng điện tại $A - A$. Trường bức xạ tổng tạo bởi hai phần tử tương ứng nhau trên các chấn tử nhánh sẽ bằng trường bức xạ tạo bởi một phần tử nhưng có dòng điện lớn gấp đôi. Vì vậy khi tính trường bức xạ ở khu xa ta có thể thay thế chấn tử vòng dẹt bởi một chấn tử nửa sóng đối xứng mà dòng điện trong đó bằng tổng dòng điện trong hai chấn tử nhánh tại mỗi vị trí tương ứng. Như vậy có thể thấy rằng hướng tính của chấn tử vòng dẹt cũng giống như hướng tính của chấn tử nửa sóng đối xứng.

Bây giờ chúng ta xác định điện trở vào của chấn tử vòng dẹt. Nếu gọi $R_{\Sigma 00}$ là điện trở bức xạ của chấn tử vòng dẹt tính đối với dòng điện ở điểm tiếp điện thì công suất bức xạ của chấn tử vòng dẹt bằng:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I_o^2 R_{\Sigma 00} \qquad (17.8)$$

ở đây I_0 là dòng điện ở điểm tiếp điện.



Hình 17.5.

Mặt khác, nếu ta coi chấn tử vòng dẹt như một chấn tử nửa sóng đối xứng, có dòng điện lớn gấp đôi so với dòng điện của mỗi chấn tử nhánh thì:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2}(2I_o)^2 R_{\Sigma 0} \qquad (17.9)$$

ở đây $R_{\Sigma 0} = R_{\Sigma b} = 73{,}1\Omega$ là điện trở bức xạ của chấn tử nửa sóng (vì trong trường hợp này đầu vào chấn tử trùng với điểm bụng dòng điện).

So sánh (17.8) và (17.9) ta rút ra được:

$$R_{\Sigma 00} = 4R_{\Sigma 0} = 292\Omega$$

Như vậy điện trở vào của chấn tử vòng dẹt đã tăng lên 4 lần so với điện trở vào của chấn tử nửa sóng thông thường.

Điện kháng vào của chấn tử vòng dẹt có giá trị khá nhỏ, có thể bỏ qua nếu độ dài chấn tử được rút ngắn đi một chút so với $\lambda/2$. Khi dùng dây song hành có trở kháng sóng 300Ω để tiếp điện cho chấn tử vòng dẹt thì có thể nhận được hiệu quả phối hợp cao, với hệ số sóng chạy trong fide gần bằng 1 mà không cần mắc các phần tử phối hợp.

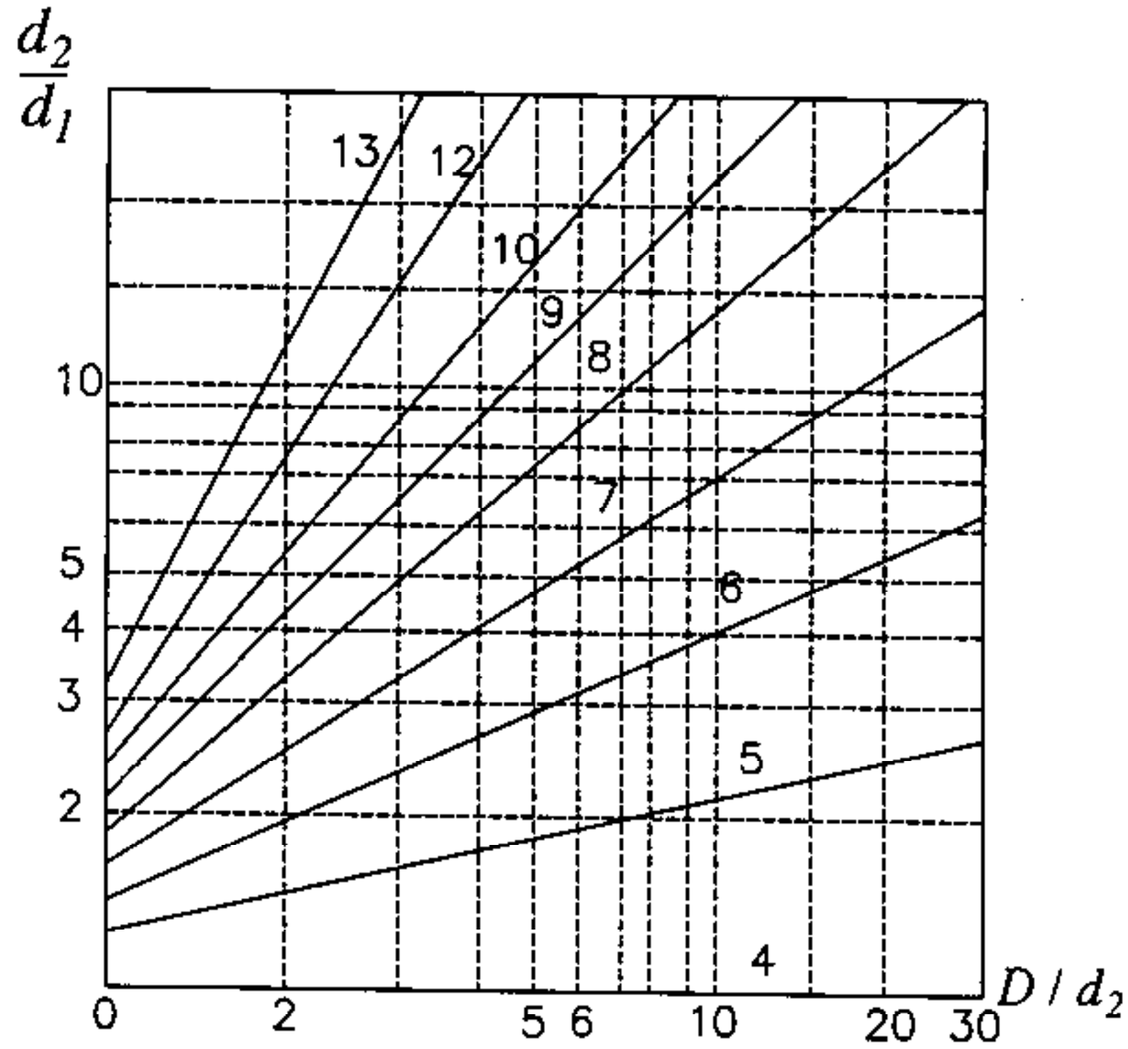
Tương tự như trường hợp chấn tử phối hợp kiểu Y và kiểu T, điện trở vào tại OO của chấn tử vòng dẹt cũng có thể được coi là kết quả biến đổi điện trở từ đầu cuối AA của chấn tử nửa sóng qua đoạn fide chuyển tiếp OA. Vì vậy điện trở vào của chấn tử vòng

dẹt nói chung sẽ là một hàm của tỷ số $\frac{d_1}{d_2}$ và có thể được xác định theo công thức sau:

$$R_{OO} = 73,1\left(1 + \frac{\lg\frac{2D}{d_1}}{\lg\frac{2D}{d_2}}\right)^2 \qquad (17.10)$$

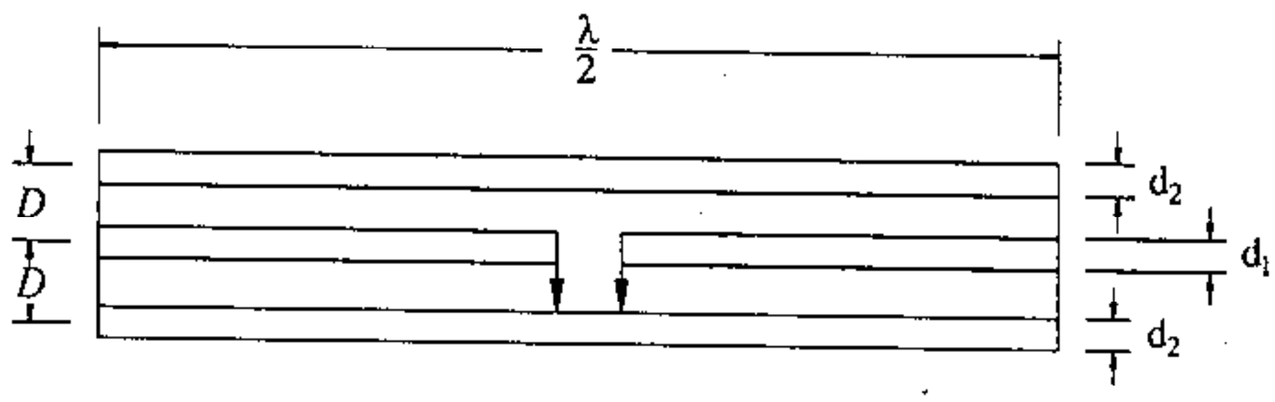
Nếu $d_2 > d_1$ thì điện trở vào của chấn tử sẽ tăng so với điện trở vào của chấn tử vòng dẹt thông thường (chấn tử vòng dẹt có $d_2 = d_1$). Ngược lại, nếu $d_1 > d_2$ thì điện trở vào sẽ giảm.

Hình 17.6 biểu thị sự biến đổi điện trở vào của chấn tử vòng dẹt với tỷ số đường kính của hai chấn tử nhánh $\left(\frac{d_1}{d_2}\right)$ và với khoảng cách giữa chúng $\left(\frac{D}{d_2}\right)$ trong trường hợp $d_1 > d_2$. Các chỉ số ghi trên đường biểu diễn của đồ thị là số lần lớn hơn của điện trở vào của chấn tử vòng dẹt so với điện trở vào của chấn tử nửa sóng. Ví dụ khi $\frac{d_1}{d_2} = 3$ và $\frac{D}{d_2} = 6$, điện trở vào của chấn tử sẽ bằng 6 lần điện trở vào của chấn tử nửa sóng.



Hình 17.6.

Trong thực tế người ta còn dùng chấn tử vòng dẹt kép (hình 17.7). Nguyên lý làm việc của chấn tử vòng dẹt kép cũng tương tự như nguyên lý của chấn tử vòng dẹt đơn nhưng trong trường hợp này chúng ta có ba chấn tử nhánh, trong đó chấn tử giữa được tiếp với nguồn.



Hình 17.7.

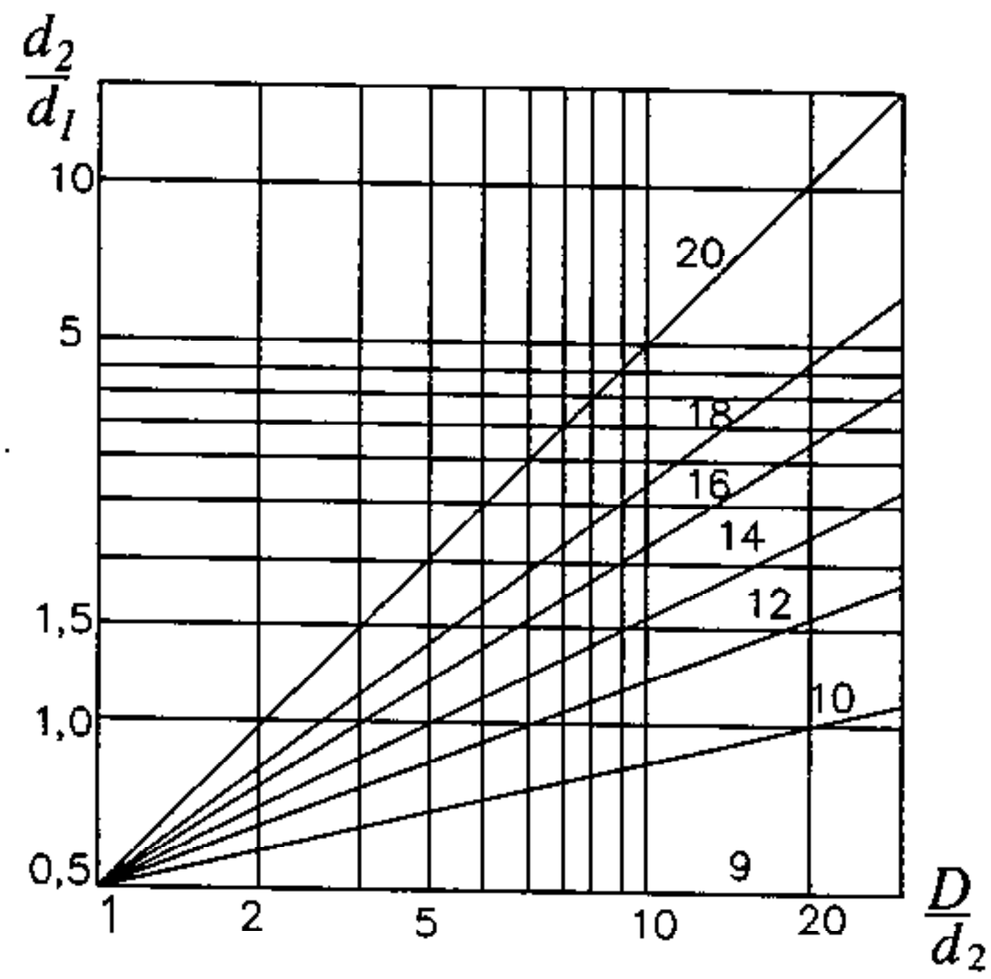
Nếu các chấn tử nhánh có đường kính giống nhau thì dòng điện trong mỗi chấn tử sẽ bằng 1/3 dòng điện tổng cộng.

Cũng tiến hành phân tích giống như đối với trường hợp chấn tử vòng dẹt vừa khảo sát ở trên chúng ta sẽ nhận được điện trở vào của chấn tử vòng dẹt kép bằng 9 lần điện trở vào của chấn tử nửa sóng đơn giản.

Thường để biến đổi trở kháng vào người ta cũng thực hiện chấn tử vòng dẹt kép dưới dạng các chấn tử nhánh có đường kính khác nhau.

Hình 17.8 biểu thị sự biến thiên điện trở vào của chấn tử vòng dẹt kép với tỷ số đường kính $\frac{d_1}{d_2}$ và với khoảng cách giữa các chấn tử nhanh $\frac{D}{d_2}$.

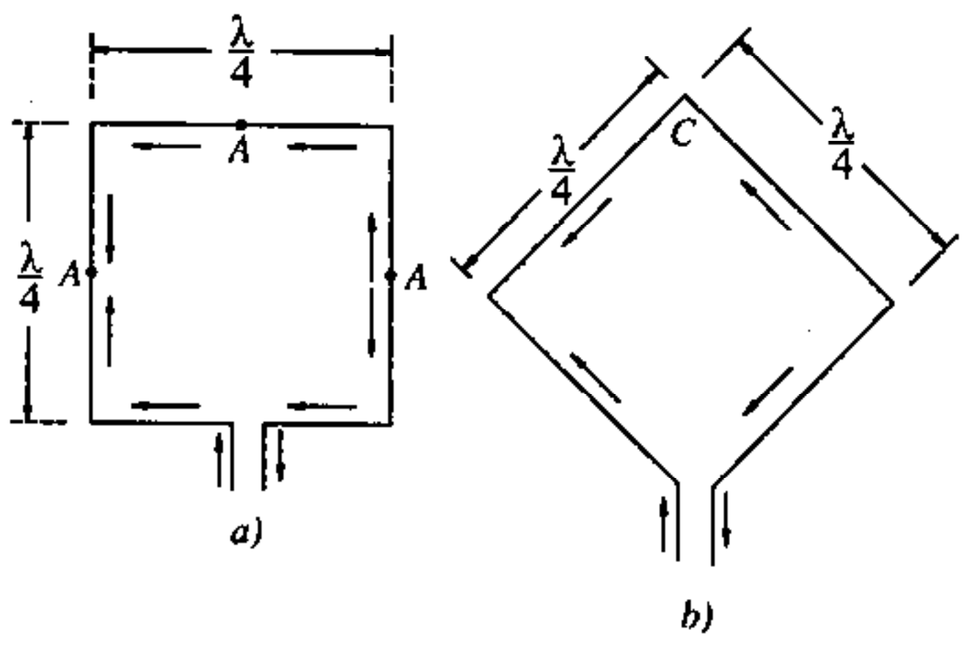
Một hình thức biến dạng của chấn tử vòng dẹt là *chấn tử khung vuông*. Trong trường hợp này, độ dài tổng cộng của dây dẫn chấn tử cũng bằng λ giống như đối với chấn tử vòng dẹt nhưng hai chấn tử nhánh không đặt gần nhau mà cách nhau một khoảng λ/4, tạo thành khung dây hình vuông (hình 17.9a).



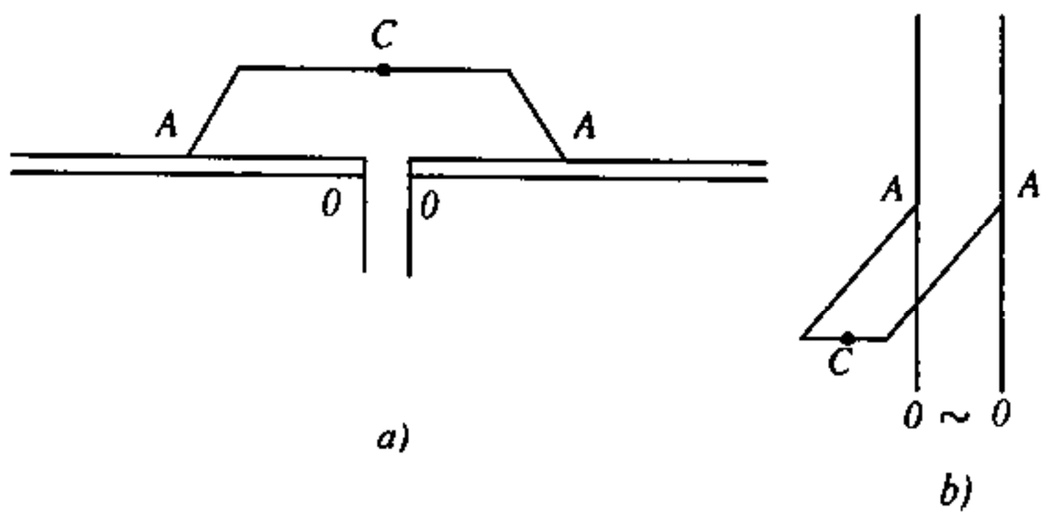
Hình 17.8.

Chấn tử khung vuông có thể được tiếp điện bằng dây song hành mắc vào giữa của cạnh (hình 17.9a) hoặc mắc vào góc (hình 17.9b). Trong cả hai trường hợp, trường bức xạ của chấn tử đều là trường phân cực ngang. Điều này có thể dễ dàng nhận thấy khi phân tích chiều của dòng điện trên các cạnh của khung (biểu thị bởi các mũi tên). Từ hình vẽ ta thấy bức xạ của các thành phần dòng điện chảy theo phương thẳng đứng luôn triệt tiêu nhau, còn bức xạ của các thành phần dòng điện theo phương nằm ngang đồng pha nhau. Hướng tính của chấn tử khung trong mặt phẳng ngang (mặt phẳng *E*) cũng tương tự như hướng tính của chấn tử vòng dẹt, nghĩa là có cực đại về hai phía vuông góc với mặt phẳng của khung, nhưng trong mặt phẳng đứng (mặt phẳng *H*) thì chấn tử khung có hướng tính cao hơn, do các chấn tử nhánh được đặt cách xa nhau hơn ($D = \lambda/4$). Điện trở vào của chấn tử khung có giá trị khoảng 120 Ω. Điểm C trên chấn tử khung trùng với điểm bụng dòng điện (nút điện áp) do đó có thể nối trực tiếp với giá đỡ, không cần cách điện.

Chấn tử ômêga (chấn tử có nhánh song song). Sau đây chúng ta khảo sát một sơ đồ biến dạng khác của chấn tử kiểu T là chấn tử ômêga (hình 17.10a).

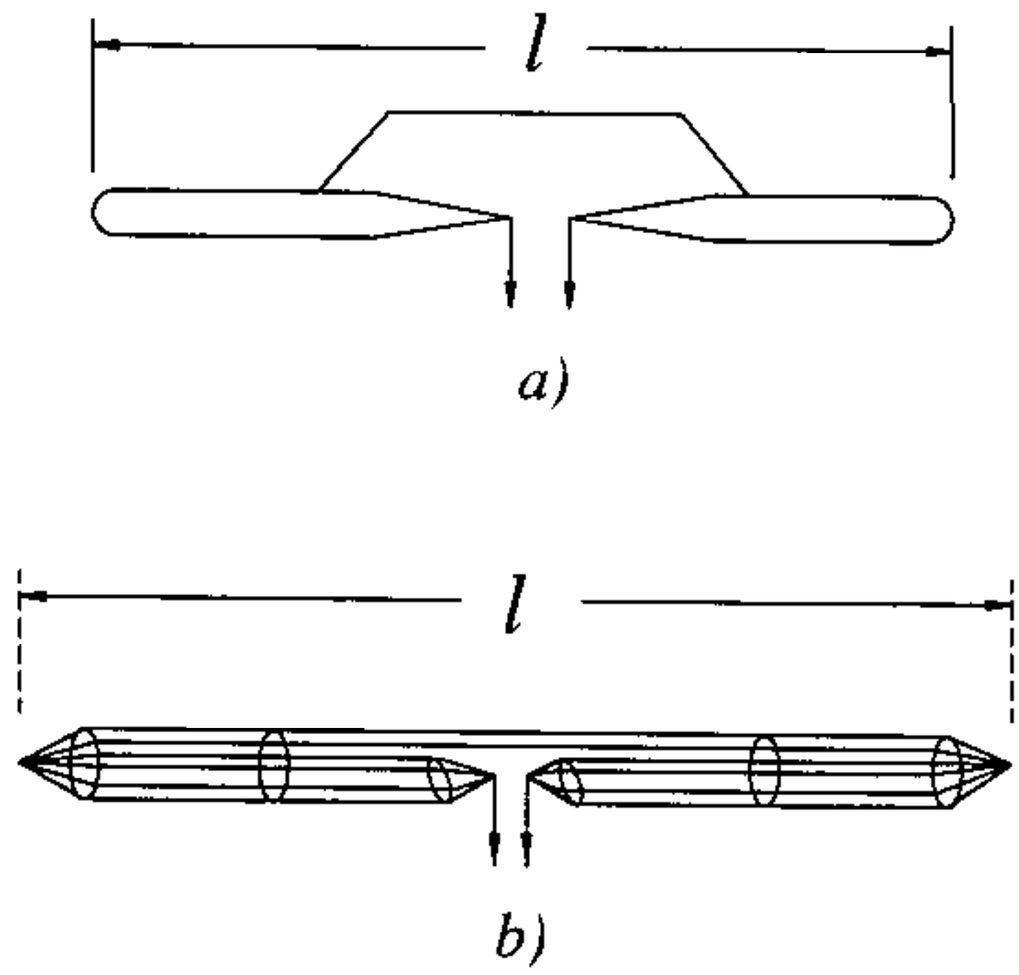


Hình 17.9.



Hình 17.10.

Đối chiếu với sơ đồ phối hợp kiểu T thì trong trường hợp này đoạn fide chuyển tiếp chính là một bộ phận của chấn tử (đoạn OA), còn đoạn ngắn mạch giữa A – A là một đường dây nhánh mắc song song với chấn tử. Về mặt hình thức, sơ đồ chấn tử ômêga có vẻ tương tự với sơ đồ chấn tử kiểu *T* nhưng thực chất chúng có những đặc tính khác nhau. Để thấy rõ sự khác nhau này chúng ta khảo sát sơ đồ tương đương của chấn tử (hình 17.10b). Trong trường hợp này, chấn tử tương đương với một đoạn dây song hành hở mạch, còn dây nhánh tương đương với một đoạn dây song hành ngắn mạch. Khác với sơ đồ phối hợp kiểu *T*, trong trường hợp này trở kháng vào của đoạn dây ngắn mạch có thể thay đổi được (không phụ thuộc vị trí điểm *A – A*) bằng cách chọn các kích thước của đoạn dây nhánh thích hợp. Do đó sơ đồ phối hợp (17.10b) có thể trở thành sơ đồ phối hợp dải rộng khi đoạn dây nhánh có khả năng hiệu chỉnh được trở kháng vào tại AA trong dải tần, còn đoạn OA có kích thước thích hợp để có thể biến đổi trở kháng tại AA về đầu vào chấn tử cho phù hợp với trở kháng sóng fide(*).



Hình 17.11.

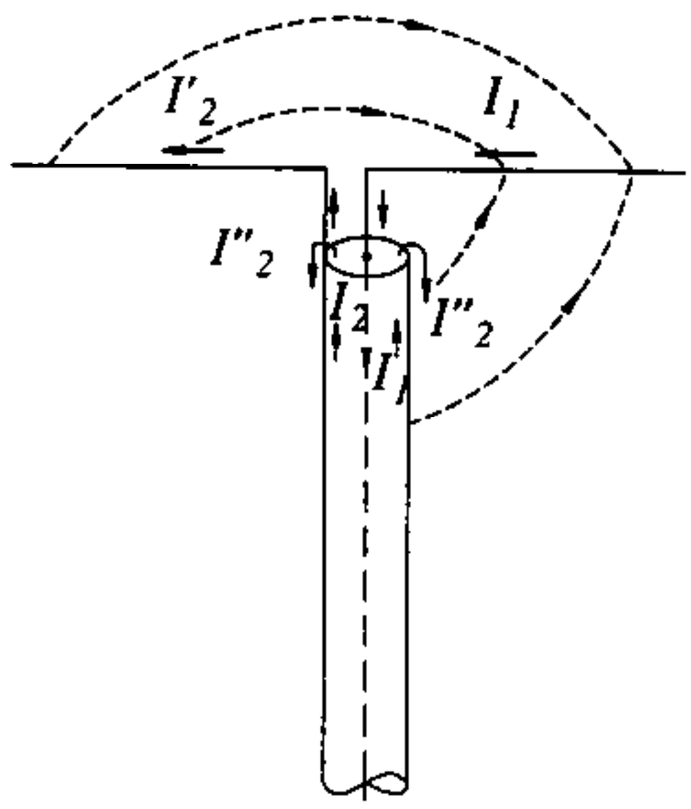
Sơ đồ chấn tử ômêga được áp dụng rộng rãi để thiết lập các chấn tử dải rộng ở dải sóng cực ngắn và sóng ngắn. Hình (17.11a) là kết cấu của chấn tử ômêga ở dải sóng cực ngắn còn hình (17.11b) là kết cấu chấn tử ở dải sóng ngắn. Khi lựa chọn các kích thước của chấn tử và dây nhánh một cách thích hợp, có thể thực hiện tốt việc phối hợp giữa chấn tử và fide trong dải sóng, với hệ số bao trùm khoảng 4 lần (từ $\lambda_{max} = 3{,}25l$ đến $\lambda_{min} = 0{,}75l$) và với hệ số sóng chạy trong fide nhỏ hơn 0,3.

b) Tiếp điện cho chấn tử đối xứng bằng cáp đồng trục

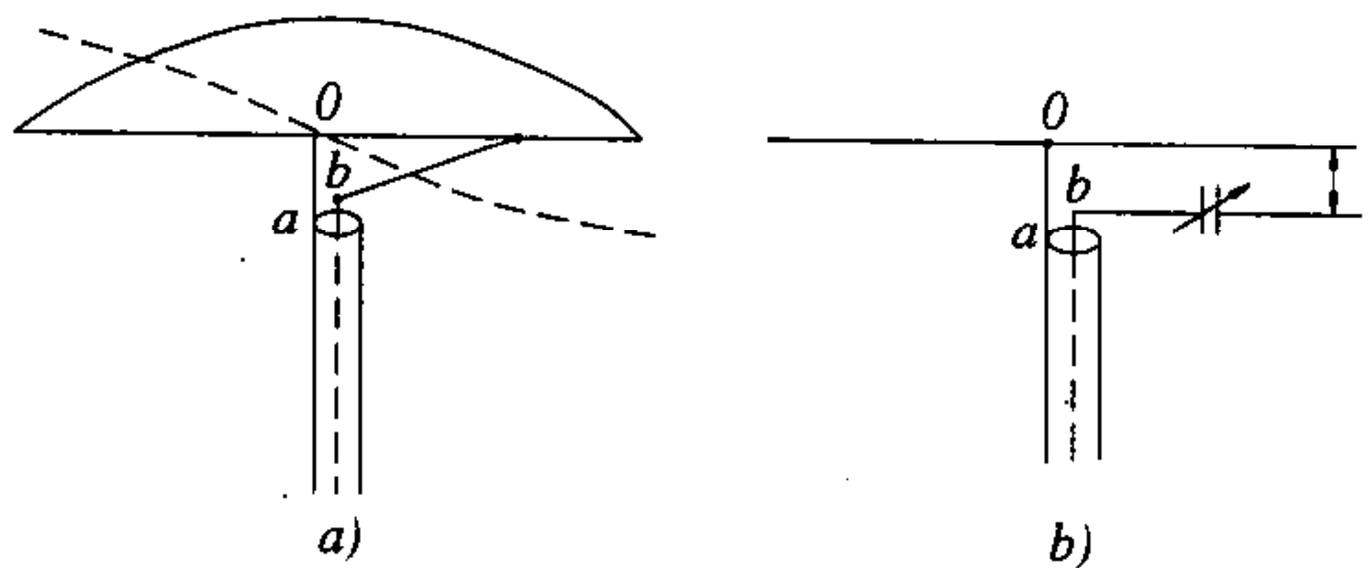
Ở trên, chúng ta đã khảo sát vấn đề tiếp điện và phối hợp trở kháng cho chấn tử đối xứng bằng dây song hành. Như đã biết dây dong hành là loại fide đối xứng, vì vậy việc tiếp điện cho chấn tử có thể thực hiện khá đơn giản, không cần thiết bị chuyển đổi. Tuy nhiên, khi tần số tăng thì hiệu ứng bức xạ của dây song hành cũng tăng, dẫn đến tổn hao năng lượng và méo dạng đồ thị phương hướng của chấn tử. Vì vậy, để tiếp điện cho chấn tử đối xứng ở dải sóng cực ngắn, người ta thường dùng cáp song hành (dây song hành có vỏ bọc kim loại) hoặc dùng cáp đồng trục.

(*) Lý thuyết về mở rộng dải tần của anten chấn tử bằng cách hiệu chỉnh trở kháng vào trong dải tần đã được trình bày trong chương 13.

Sau đây chúng ta sẽ khảo sát vấn đề tiếp điện và phối hợp trở kháng cho chấn tử đối xứng bằng cáp đồng trục. Hình 17.12 là sơ đồ mắc trực tiếp chấn tử đối xứng và cáp đồng trục, không có thiết bị chuyển đổi.



Hình 17.12.



Hình 17.13.

Như ta thấy ở hình vẽ, trong trường hợp này toàn bộ dòng I_1 chảy ở trong lõi của cáp được tiếp cho một vế chấn tử, còn dòng I_2 chảy ở mặt trong của vỏ cáp sẽ phân nhánh thành dòng I'_2 tiếp cho vế thứ hai của chấn tử và dòng I''_2 chảy ra mặt ngoài của vỏ cáp. Vì biên độ của dòng I_1 và I_2 giống nhau ($|I_1| = |I_2|$) nên biên độ của dòng điện tiếp cho hai vế sẽ khác nhau ($|I_1| \neq |I'_2|$), nghĩa là không thực hiện được việc tiếp điện đối xứng cho chấn tử. Trong khi đó dòng I''_2 chảy ở mặt ngoài của vỏ cặp sẽ trở thành nguồn bức xạ ký sinh, không những gây hao phí năng lượng mà còn làm méo dạng đồ thị phương hướng của chấn tử.

Để giảm bớt sự mất đối xứng khi tiếp điện cho chấn tử bằng cáp đồng trục, có thể mắc chấn tử với cáp theo sơ đồ phối hợp kiểu Γ (hình 17.13a). nếu chấn tử có độ dài bằng nửa bước sóng thì điểm giữa *O* của chấn tử sẽ là điểm bụng dòng điện và nút điện áp, do đó nó có thể được coi là điểm gốc điện thế. Vì vậy việc nối trực tiếp *O* với vỏ cáp điện sẽ không làm mất tính đối xứng của chấn tử. Dây dẫn trong của cáp được nối với chấn tử ở điểm có trở kháng phù hợp với trở kháng sóng của fide(*). Trong thực tế, để thuận tiện trong việc điều chỉnh phối hợp trở kháng giữa fide và chấn tử, có thể mắc thêm tụ điều chuẩn như vẽ ở hình 17.13b.

Sơ đồ tiếp điện hình 17.13 có thể được thực hiện khá đơn giản, song nó có nhược điểm chủ yếu là không đảm bảo được việc tiếp điện đối xứng một cách hoàn hảo.

Thông thường, để thực hiện tiếp điện đối xứng cho chấn tử bằng cáp đồng trục, cần có thiết bị chuyển đổi mắc giữa fide và chấn tử. Thiết bị chuyển đổi này được gọi là thiết bị biến đổi đối xứng.

(*) Đọc nguyên lý sơ đồ tiếp điện kiểu Y ở phần trên.

Các thiết bị biến đổi đối xứng được trình trong phần sau đây có thể được sử dụng không chỉ đối với chấn tử đối xứng mà còn có thể dùng cho các loại anten đối xứng bất kỳ.

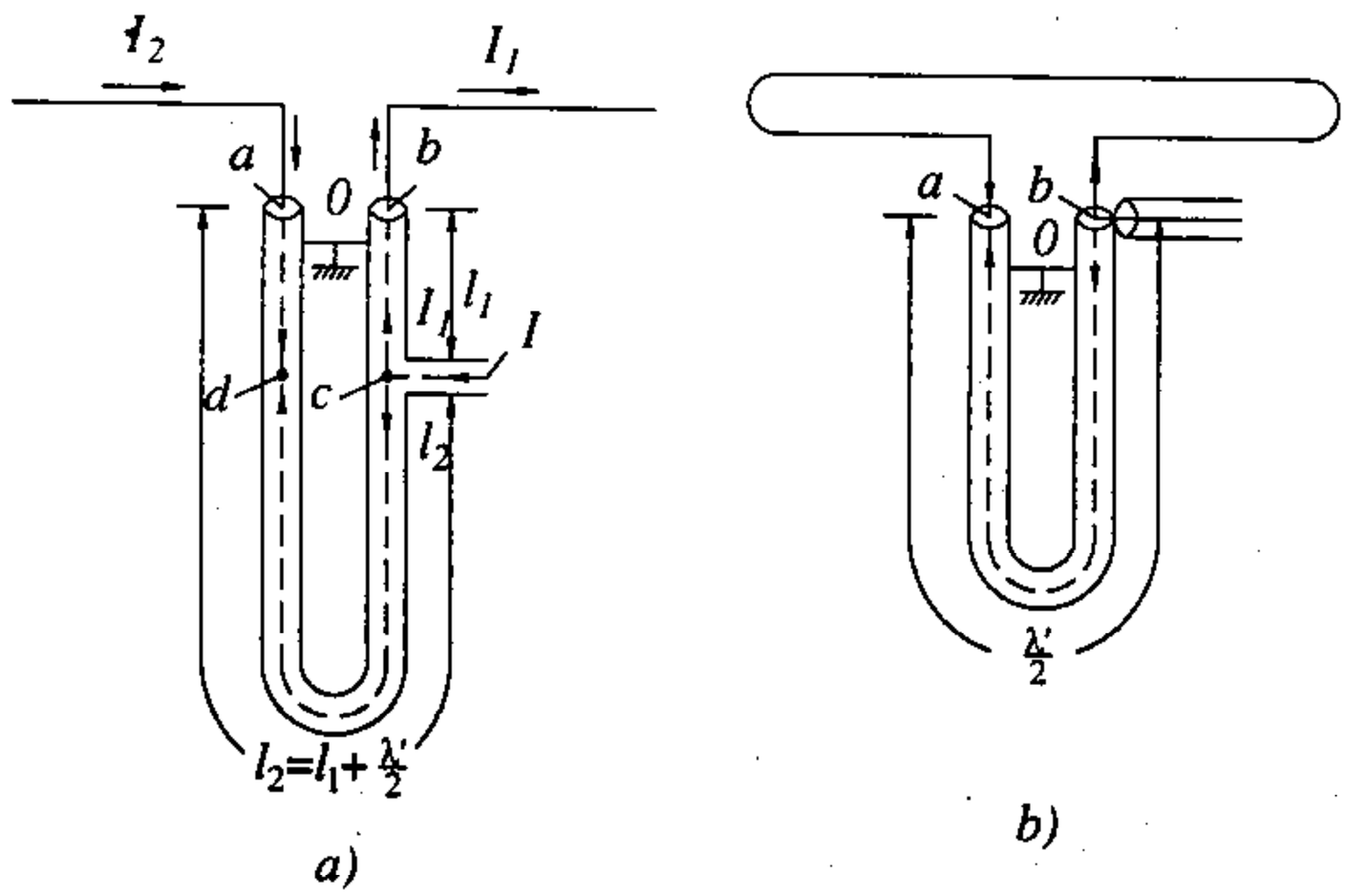
§ 17.3. THIẾT BỊ BIẾN ĐỔI ĐỐI XỨNG DÙNG ĐỂ TIẾP ĐIỆN CHO ANTEN ĐỐI XỨNG

Bộ biến đổi đối xứng dùng đoạn cáp chữ U

Sơ đồ của bộ biến đổi được vẽ ở hình 17.14.

Trong trường hợp này hai nhánh chấn tử không nối trực tiếp với vỏ và lõi của fide tiếp điện như ở hình 17.12 mà được chuyển đổi qua một đoạn cáp.

Hình 17.14a là sơ đồ bộ biến đổi đối xứng hình chữ U, dùng tiếp điện cho chấn tử nửa sóng đơn giản. Fide tiếp điện được mắc vào điểm c, có khoảng cách tới hai đầu vòng chữ U bằng l_1 và l_2 khác nhau nửa bước sóng ($l_2 - l_1 = \frac{\lambda'}{2}$; λ' là bước sóng trong cáp đồng trục). Trở kháng tại đầu cuối a, b của vòng chữ U có giá trị bằng nhau và bằng một nửa trở kháng vào của chấn tử đối xứng ($R_{ao} = R_{bo} = \frac{R_{ab}}{2}$). Trở kháng phản ánh từ đầu cuối a, b về điểm c qua đoạn l_1 và l_2 sẽ có giá trị bằng nhau. Dòng điện của fide tiếp điện sẽ phân thành hai nhánh có biên độ bằng nhau ($|I_1| = |I_2|$) chảy về hai phía của vòng chữ U tiếp cho hai nhánh của chấn tử. Vì khoảng cách từ c *tới* a và b khác nhau nửa bước sóng nên dòng I_1 và I_2 tại các đầu cuối a và b sẽ có pha ngược nhau, nghĩa là tại đầu vào chấn tử đã hình thành các dòng giống nhau như dòng điện được đưa tới từ hai nhánh của đường dây song hành.



Hình 17.14.

Để triệt tiêu dòng điện chảy ra mặt ngoài vỏ cáp, tại các đầu cuối của vòng chữ U, vỏ cáp được nối ngắn mạch và tiếp đất. Thường đoạn cáp chữ U có trở kháng sóng bằng trở kháng sóng của fide tiếp điện, còn đoạn l_1 được chọn thế nào để thảo mãn điều kiện phối hợp trở kháng tại điểm c, đảm bảo chế độ sóng chạy cần thiết trong fide tiếp điện.

Nếu coi gần đúng trở kháng vào của chấn tử nửa sóng bằng 70 ôm thì ta có $R_{ao} = R_{bo} = \frac{70}{2}\Omega$. Giả sử đoạn cáp chữ U có trở kháng sóng bằng 70 ôm, đồng thời nếu $l_1 = \frac{\lambda'}{4}$ thì trở kháng phản ảnh từ a về c cũng như từ b về c sẽ bằng:

$$R_1 = R_2 = \frac{\rho^2}{R_{bo}} = \frac{70^2}{35} = 140\Omega$$

Trở kháng phản ảnh R_1, R_2 được coi như mắc song song tại c nên trở kháng vào tại đây sẽ là:

$$R_c = \frac{140}{2} = 70\Omega$$

Nếu fide tiếp điện có trở kháng sóng 70Ω thì việc phối hợp trở kháng được coi là hoàn hảo, với hệ số sóng chạy trong fide gần bằng 1 ($k \approx 1$).

Trường hợp tiếp điện cho chấn tử vòng dẹt thì để thực hiện phối hợp trở kháng cần chọn $l_1 = 0$ (hình 17.14b).

Thật vậy, trở kháng của chấn tử vòng dẹt bằng 292 ôm, do đó

$$R_{ao} = R_{bo} = \frac{292}{2}\Omega$$

Ta có trở kháng vào tại c

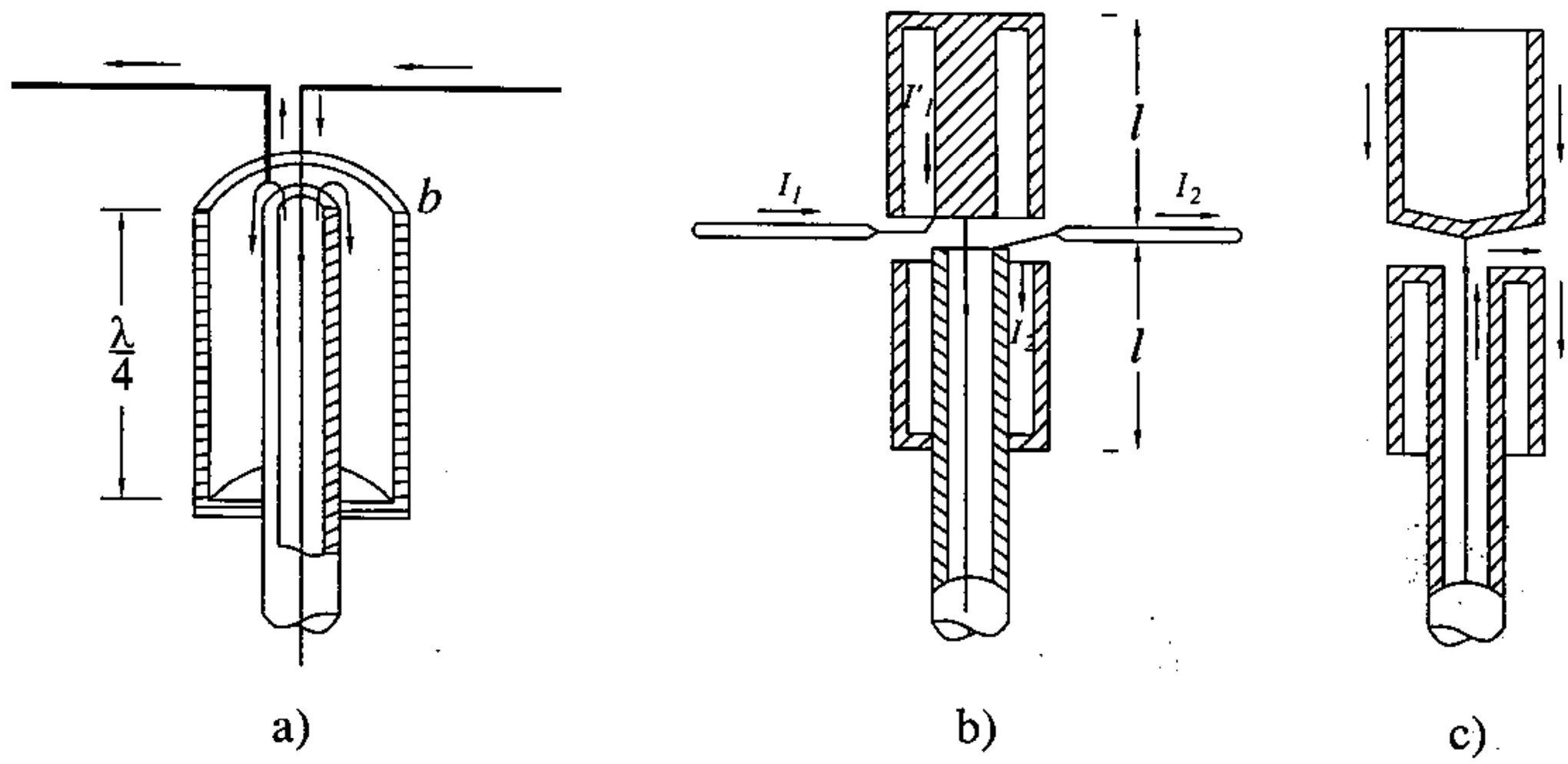
$$R_c = \frac{R_{ao}}{2} = 73\Omega$$

Nếu dùng fide tiếp điện có trở kháng sóng (70 ÷ 75 Ω) thì hệ số sóng chạy trong fide cũng sẽ gần bằng 1.

Bộ biến đổi đối xứng hình cốc

Hình 17.15a là sơ đồ bộ biến đổi đối xứng kiểu cốc λ/4. Trong trường hợp này, cáp tiếp điện được đặt vào cốc kim loại và vỏ cáp được nối với cốc tại chỗ cáp xuyên qua đáy cốc. Với kết cấu như trên, ta sẽ nhận được một đoạn cáp đồng trục mới mà vỏ cáp bây giờ là ống hình trụ - cốc kim loại, còn lõi cáp là vỏ của cáp đồng trục tiếp điện. Đoạn cáp đồng trục này được ngắn mạch một đầu, tại đáy cốc. Nếu độ dài của cốc bằng λ/4 thì trở kháng vào của đoạn cáp đồng trục mới sẽ có giá trị lớn vô cùng ($Z_{ab} = \infty$). Do đó dòng điện chảy ra mặt ngoài của cáp tiết điện sẽ bằng không. Bộ biến đổi đối xứng dùng cốc kim loại λ/4 như khảo sát ở trên có dải tần công tác hẹp vì khi bước sóng công

tác thay đổi, độ dài của cốc sẽ khác một phần tư sóng, do đó sẽ xuất hiện dòng điện chảy ra mặt ngoài và ảnh hưởng đến việc tiếp điện đối xứng cho chấn tử. Để mở rộng dải tần công tác có thể sử dụng sơ đồ lưỡng cốc (hình 17.15b). Trong sơ đồ này được sử dụng thêm một đoạn cáp đồng trục phụ đặt trong cốc kim loại tương tự như kết cấu đã khảo sát ở phần trước nhưng đáy cốc ở phía trên. Hai cốc kim loại phía trên và dưới có thể gắn liền với nhau thành một ống trụ kim loại có lỗ hở để đưa dòng điện ra tiếp cho chấn tử. Bây giờ chúng ta lại coi như có hai đoạn ống đồng trục mới mà vỏ là cốc kim loại còn ruột là vỏ ngoài của cáp đồng trục tiếp điện (phần dưới) và vỏ ngoài đoạn cáp phụ (phần trên).



Hình 17.15.

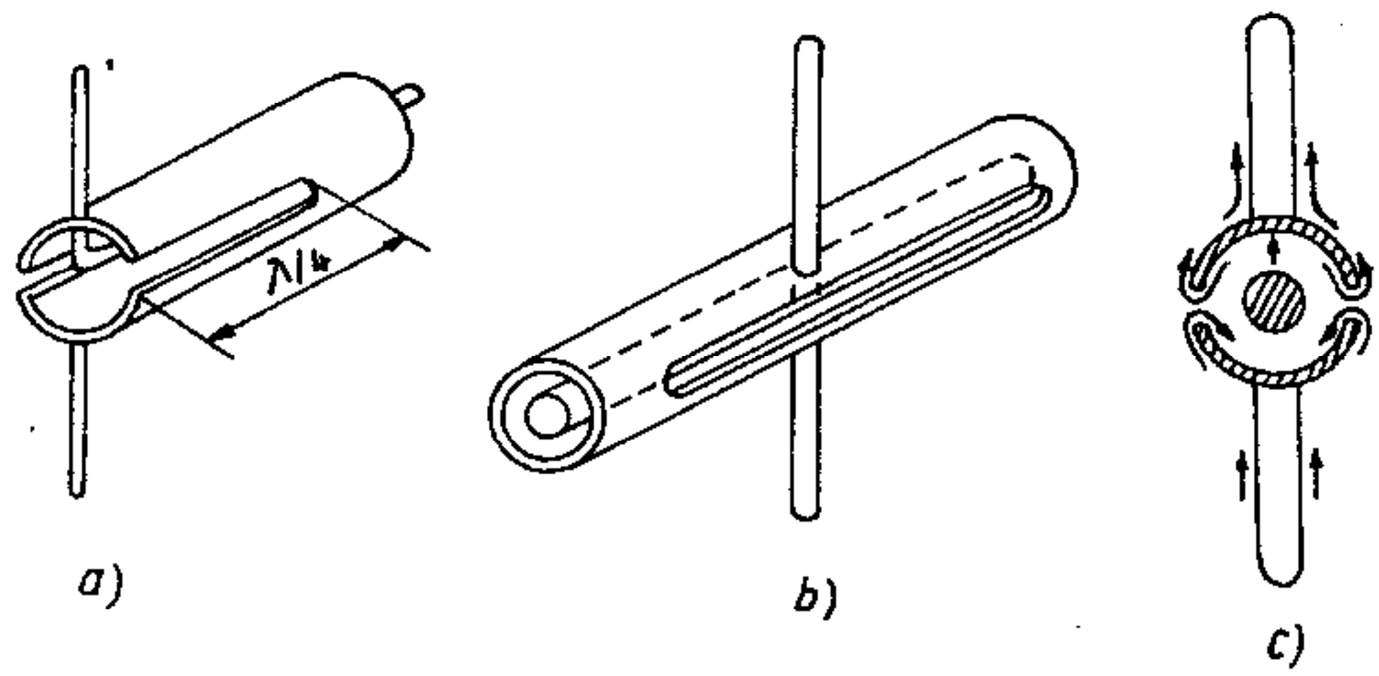
Hai đoạn ống đồng trục này có độ dài bằng nhau và được ngắn mạch đầu cuối (đáy cốc). Dòng điện ở dây trong của fide tiếp điện sẽ là tổ hợp của dòng I_1 (chảy trên một nhánh chấn tử) và dòng I'_1 chảy vào ống đồng trục trên. Dòng điện ở mặt trong của vỏ cáp tiếp điện được phân nhánh thành dòng I_2 (chảy trên nhánh thứ hai của chấn tử) và dòng I'_2 chảy vào ống đồng trục phía dưới. Hai ống đồng trục phía trên và phía dưới có độ dài bằng nhau nên trở kháng vào cũng có giá trị như nhau. Do đó $I'_1 = I'_2$ và kết quả sẽ nhận được dòng điện tiếp cho hai nhánh chấn tử bằng nhau ($I_1 = I_2$).

Hình 17.15c là sơ đồ chấn tử đối xứng kiểu cốc mà một nhánh chấn tử là vỏ cốc kim loại λ/4 được tiếp điện bằng dòng điện chảy ở mặt trong của cáp còn một nhánh là đoạn ống kim loại hình trụ, có cùng đường kính với vỏ cốc kim loại và được tiếp điện bởi dòng chảy ở lõi cáp.

Bộ biến đổi đối xứng kiểu khe

Một loại cấu trúc khác của thiết bị biến đổi đối xứng là bộ biến đổi kiểu khe được vẽ ở hình 17.16. Hình 17.16a là khe không đối xứng còn hình 17.16b là khe đối xứng. Trong các sơ đồ này vỏ cáp đồng trục ở đoạn cuối được xẻ làm hai nửa, ngăn cách nhau

bởi một khe hẹp. Dây dẫn trong của cáp được nối ngắn mạch với một trong hai nửa của vỏ cáp ở đầu cuối (trong trường hợp khe không đối xứng), hoặc nối ngắn mạch ở khoảng giữa đoạn cáp có khe (trong trường hợp, khe đối xứng). Hai nhánh của chấn tử đối xứng nối vào hai nửa của vỏ cáp.



Hình 17.16.

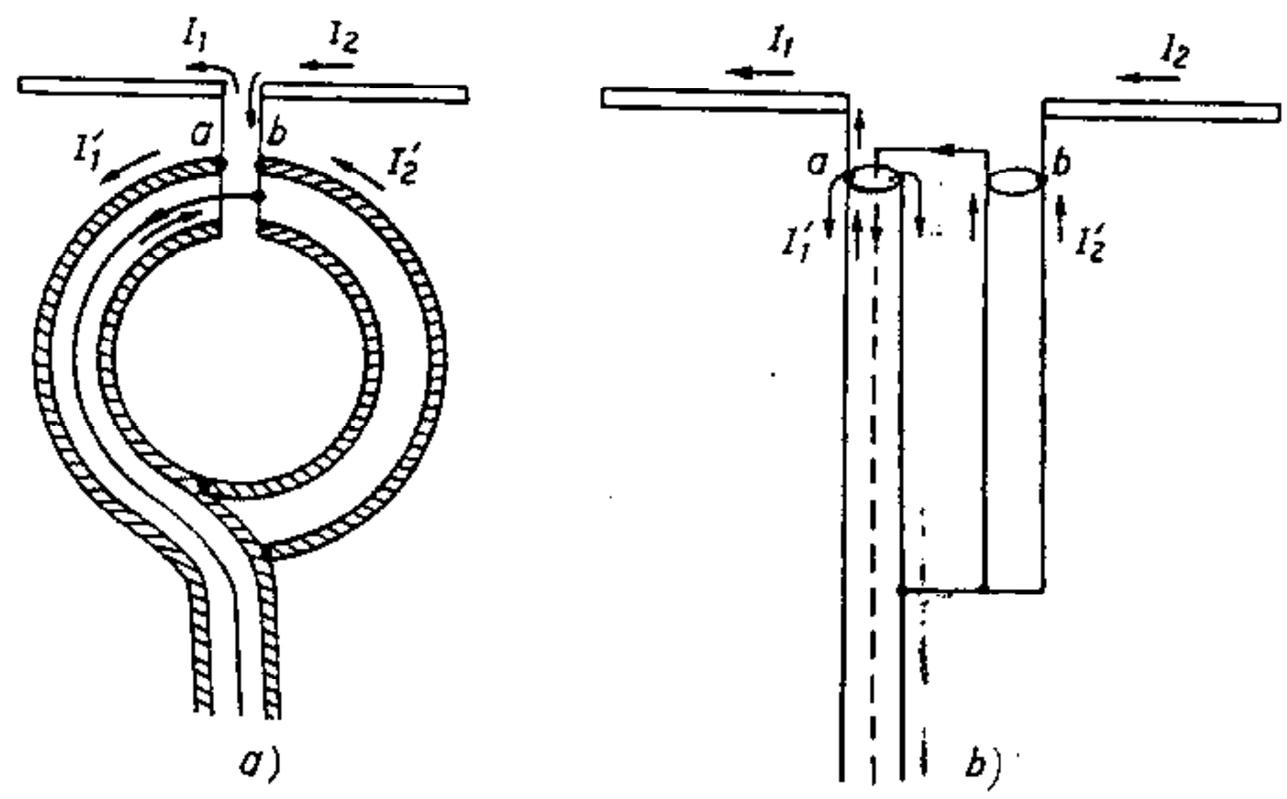
Biết rằng sóng truyền lan trong cáp đồng trục là loại sóng *TEM*, có dòng điện chảy dọc. Vì vậy nếu khe đặt dọc theo trục cáp thì nó sẽ không cắt đường sức dòng điện. Nhưng khi nối ngắn mạch dây trong và ngoài nghĩa là ngắn mạch sóng *TEM* bởi một đoạn dây thì dòng điện ngang chảy trong đoạn dây ấy sẽ trở thành nguồn tạo ra các sóng bậc cao trong cáp (chủ yếu là sóng H_{11}). Sóng bậc cao thường không truyền lan được trong cáp vì có bước sóng tới hạn nhỏ, còn dòng điện ngang xuất hiện kèm theo với các sóng trên sẽ kích thích cho khe dọc trên vỏ cáp. Kết quả là ở mặt ngoài của vỏ cáp đồng trục sẽ xuất hiện dòng điện ngang (hình 17.16c). Khi mắc hai chấn tử vào hai nửa vỏ ngoài của cáp đồng trục thì hai nhánh chấn tử sẽ được kích thích đối xứng. Hai nửa đối xứng của vỏ ngoài cáp đồng trục ngăn cách bởi khe có thể được xem như hai nhánh của một đường dây song hành. Nếu độ dài khe được chọn bằng λ/4 (đối với khe không đối xứng) hoặc bằng λ/2 (đối với khe đối xứng) thì trở kháng vào tại hai điểm mắc chấn tử sẽ lớn vô cùng và không ảnh hưởng gì đến tính đối xứng của chấn tử. Sơ đồ dùng khe nửa sóng có ưu điểm hơn so với sơ đồ khe phần tư sóng không đối xứng vì tránh được bức xạ từ đầu cuối cáp đồng trục. Đồng thời, việc phối hợp trở kháng giữa fide cung cấp và chấn tử có thể được thực hiện dễ dàng bằng cách chọn vị trí thích hợp của điểm ngắn mạch giữa dây trong và ngoài.

Bộ biến đổi đối xứng dùng đoạn cáp phụ

Là một kết cấu khá đơn giản cho phép biến đổi đối xứng tốt trong dải sóng mét và đêximet. Nguyên lý làm việc của bộ biến đổi đối xứng loại này có thể được giải thích qua ví dụ ở hình 17.17a.

Vỏ ngoài của cáp đồng trục tiếp điện và đoạn cáp phụ có kích thước giống nhau tạo thành một vòng khuyên mà trong đó đoạn cáp phụ và đoạn cáp tiếp điện có độ dài bằng nhau.

Tại chỗ hở của vòng khuyên, dây dẫn trong của cáp đồng trục được nối với đoạn cáp phụ. Chấn tử được mắc vào hai điểm $a - b$ tại khoảng hở giữa hai nửa vòng khuyên. Dòng điện chảy từ mặt trong của vỏ ngoài cáp tiếp điện sẽ phân nhánh tại a thành dòng I_1 chảy vào nhánh chấn tử và dòng I'_1 chảy ra mặt ngoài vỏ cáp tiếp điện. Dòng chảy vào dây trong của cáp tiếp điện sẽ là tổ hợp của dòng I_2 chảy trên nhánh thứ hai của chấn tử và dòng I'_2 chảy từ mặt ngoài của đoạn cáp phụ tới. Vì dòng điện chảy ở dây trong và ở mặt trong của vỏ cáp đồng trục có giá trị bằng nhau nên:



Hình 17.17.

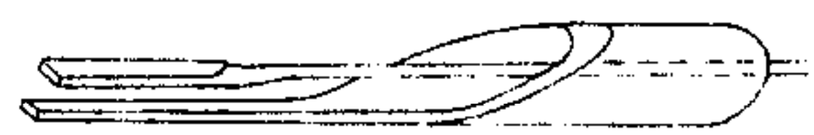
$$I_1 + I'_1 = I_2 + I'_2$$

Dòng I'_1 và I'_2 có giá trị bằng nhau do sự đối xứng hình học của vòng khuyên và của tải (chấn tử) mắc vào nó. Từ đó ta có dòng $I_1 = I_2$, nghĩa là dòng điện tiếp cho hai nhánh chấn tử sẽ có biên độ bằng nhau. Như vậy bộ biến đổi đối xứng dùng đoạn cáp phụ có thể làm việc với độ dài tùy ý của vòng khuyên, nghĩa là nó có dải tần rộng. Nếu không tính đến tổn hao trong vật dẫn thì trở kháng vào tại $a - b$ sẽ là thuần kháng và gần bằng trở kháng vào của đường dây song hành nối tắt có độ dài bằng một nửa độ dài vòng khuyên. Giá trị của trở kháng này sẽ biến đổi khi tần số thay đổi. Nếu độ dài nửa vòng khuyên bằng $\lambda/4$ thì trở kháng vào của vòng khuyên sẽ rất lớn, không ảnh hưởng tới tải, đồng thời dòng I'_1 và I'_2 sẽ rất nhỏ khiến có thể coi dòng điện tiếp cho hai nhánh chấn tử chính bằng dòng điện chảy ở dây trong và dây ngoài của cáp tiếp điện. Trong thực tế, bộ biến đổi đối xứng dùng đoạn cáp phụ có thể được thực hiện dưới dạng đoạn cáp thẳng như vẽ ở hình 17.17b. Trong trường hợp này, vỏ ngoài đoạn cáp phụ và vỏ ngoài cáp tiếp điện có đường kính bằng nhau, tạo thành một đoạn dây song hành ngắn mạch dầu cuối. Nguyên lý biến đổi đối xứng của kết cấu này cũng tương tự như nguyên lý của kết cấu vòng khuyên đã khảo sát ở trên. Nếu độ dài đoạn cáp phụ bằng $\lambda/4$ thì trở kháng vào tại $a - b$ sẽ lớn vô cùng và hai nhánh chấn tử sẽ được tiếp điện đối xứng bởi dòng điện chảy ở dây trong và dây ngoài của cặp tiếp điện.

Bộ biến đổi đối xứng thiết lập theo nguyên lý thay đổi từ từ dây đồng trục thành dây song hành (hình 17.18)

Bộ biến đổi đối xứng loại này có một số ưu điểm so với các bộ biến đổi đối xứng đã

khảo sát ở trên, đặc biệt là về dải tần công tác. Việc biến đổi sóng *TEM* không đối xứng trong cáp đồng trục thành sóng *TEM* đối xứng trong đường dây song hành được thực hiện bởi một đoạn cáp, vỏ ngoài của nó được cắt vát cho đến khi biến thành một nhánh của đường dây song hành, còn lõi của cáp được kéo dài thành nhánh thứ hai. Nếu độ dài của đoạn cáp cắt vát bằng hoặc lớn hơn một bước sóng thì sự biến đổi được coi là đều đặn và dòng điện chảy ra mặt ngoài của vỏ cáp đồng trục sẽ có giá trị nhỏ, có thể bỏ qua. Bộ biến đổi đối xứng thiết lập theo nguyên lý trên thường được ứng dụng trong dải sóng centimét và đềximét vì ở đoạn sóng này, kích thước đoạn cáp bằng một bước sóng thực tế là nhỏ và có thể chấp nhận được.

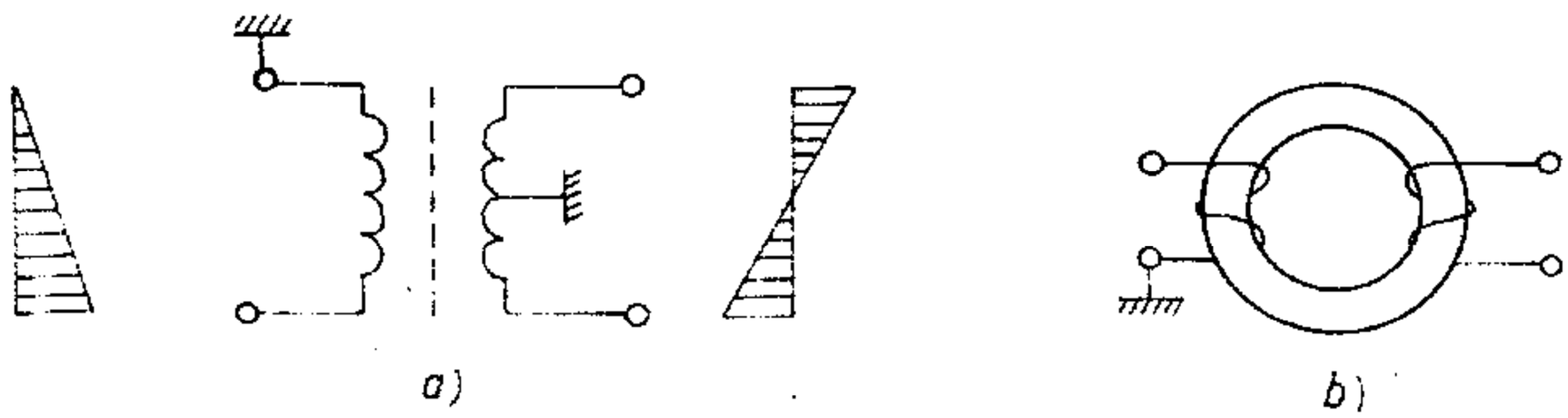


Hình 17.18.

Bộ biến đổi đối xứng thông số tập trung

Bộ biến đổi đối xứng dùng các phần tử thông số tập trung được ứng dụng cho các sóng có bước sóng lớn, đến sóng đềximét, nghĩa là ở khu vực việc thực hiện các điện kháng tập trung (tụ điện, điện cảm, biến áp, v.v...) có thể cho phép. Thiết bị biến đổi đối xứng đơn giản nhất thuộc loại này là bộ biến đổi đối xứng dùng biến áp, sơ đồ của nó được vẽ ở hình 17.19a. Trên hình vẽ cũng trình bày phân bố điện áp theo các vòng dây ở cuộn sơ cấp và thứ cấp. Giữa cuộn sơ cấp và thứ cấp được ngăn cách bởi một màn chắn tĩnh. Tác dụng của màn chắn là để khử điện dung ghép trực tiếp giữa cuộn sơ cấp và thứ cấp vì cuộn thứ cấp cần có phân bố đối xứng đối với điểm giữa.

Hình 17.19b là sơ đồ biến đổi đối xứng dùng biến áp lõi ferit hình xuyến. Trong trường hợp này không cần sử dụng màn chắn tĩnh điện mà vẫn đạt được hiệu quả biến đổi đối xứng cao. Để thực hiện đồng thời việc biến đổi đối xứng và biến đổi trở kháng có thể dùng biến áp phối hợp có hệ số biến áp thích ứng.



Hình 17.19.

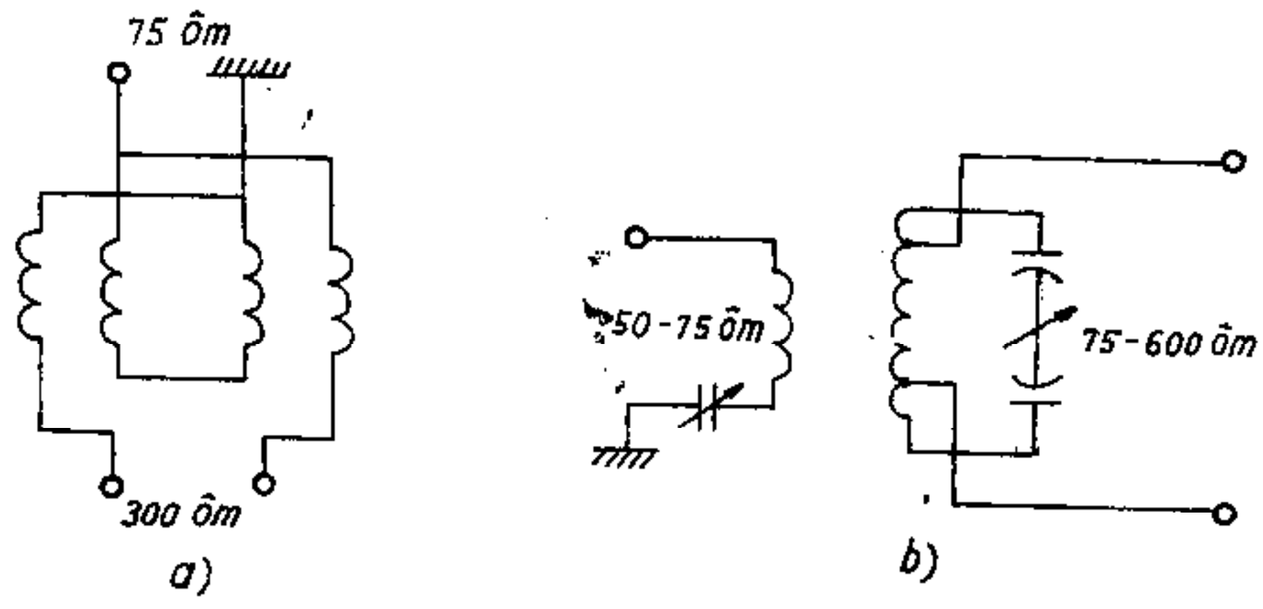
Hệ số biến áp được xác định theo công thức:

$$n = \frac{N_1}{N_2} = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}$$

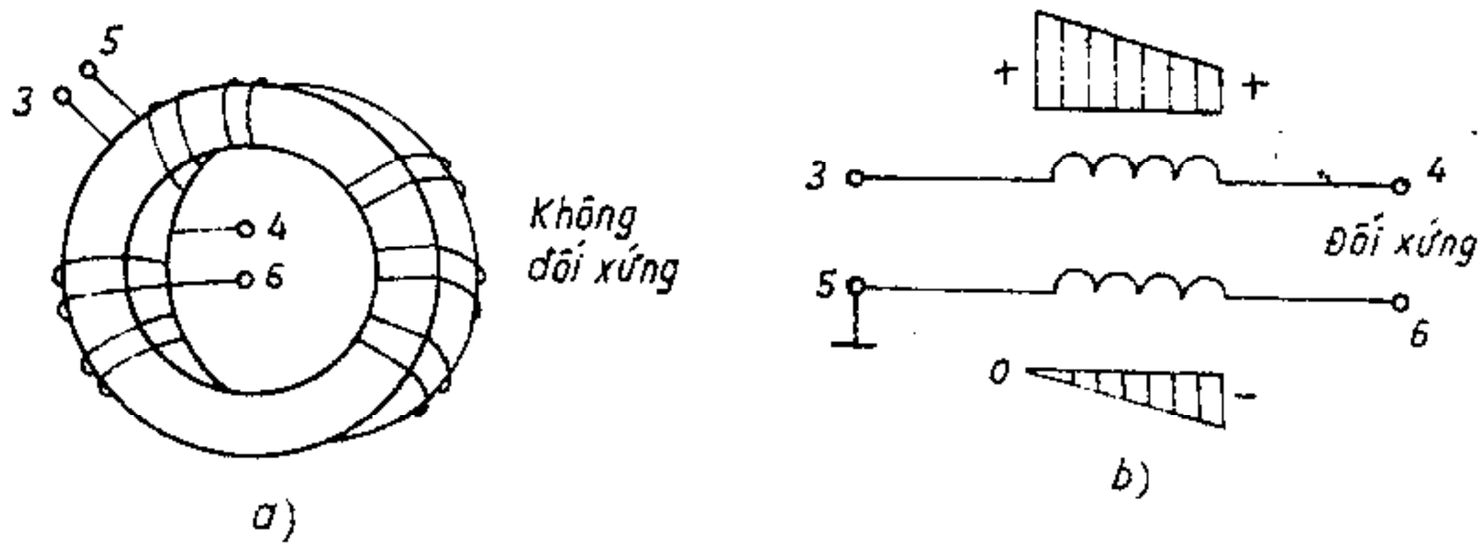
trong đó, N_1 và N_2 là số vòng cuộn sơ cấp và thứ cấp; còn R_1 và R_2 là các trở kháng cần phối hợp ở mạch sơ cấp và thứ cấp.

Một vài phương án khác của sơ đồ biến đổi đối xứng và biến đổi trở kháng dùng biến áp lõi ferit được vẽ ở hình 17.20. Hình 17.20a là sơ đồ biến áp tự ngẫu cho phép phối hợp trở kháng giữa cáp đồng trục có trở kháng sóng 75Ω với dây song hành có trở kháng sóng 300Ω, còn hình 17.20b là sơ đồ biến đổi dải rộng, có phần tử điều chỉnh cho phép phối hợp trở kháng giữa cáp đồng trục 50 ÷ 750Ω với dây song hành 75 ÷ 600Ω.

Một sơ đồ biến đổi đối xứng đơn giản khác dùng biến áp lõi ferit được vẽ ở hình 17.21. Trong sơ đồ này nếu đặt điện áp không đối xứng vào đầu 3-5 thì sẽ nhận được điện áp đối xứng ở đầu 4-6 (hoặc ngược lại) nhờ các cuộn dây ghép. Các cuộn dây này được kết cấu dưới dạng hai dây dẫn cuốn sóng đôi trên lõi ferit.



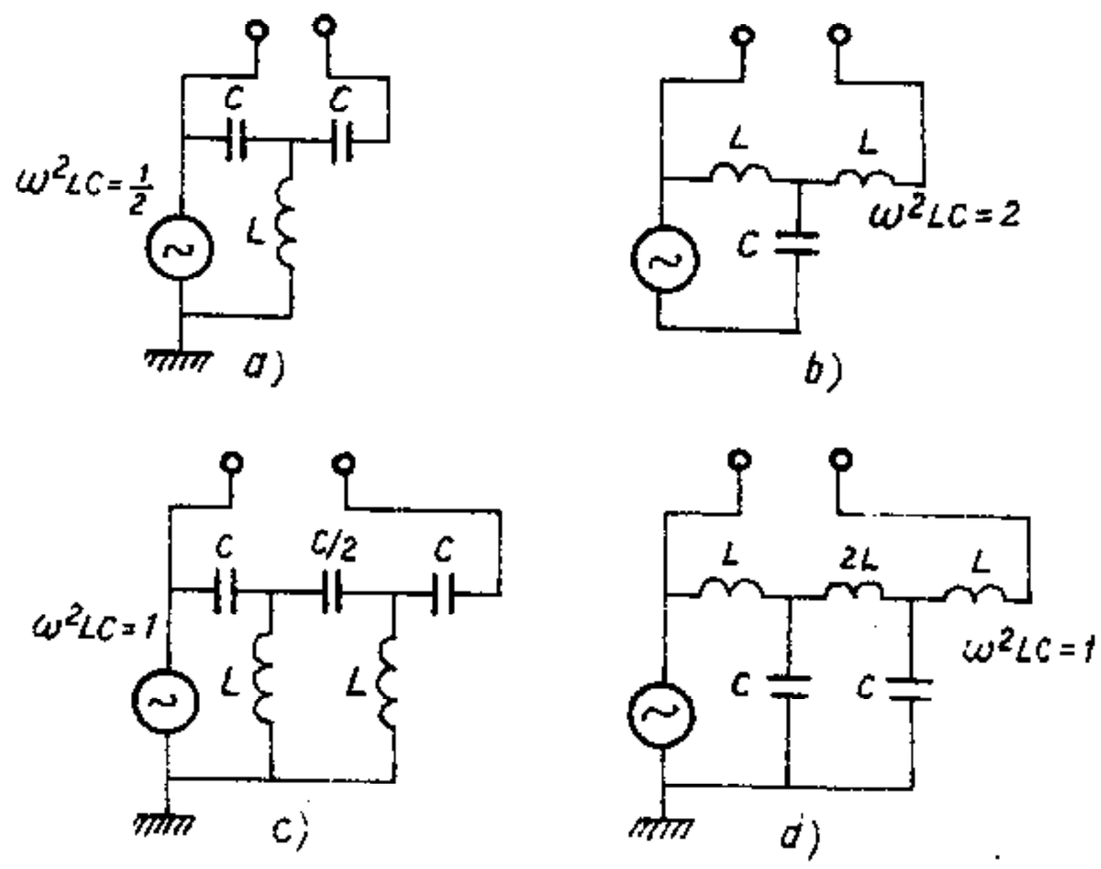
Hình 17.20.



Hình 17.21.

Đồ thị phân bố điện áp trên mỗi cuộn dây được vẽ trên sơ đồ nguyên lý ở hình 17.21b.

Nói chung các bộ biến đổi đối xứng dùng biến áp như trình bày ở trên có hiệu suất thấp, thường chỉ được sử dụng đối với các thiết bị thu hoặc thiết bị phát công suất nhỏ. Đối với thiết bị phát công suất lớn thường ứng dụng sơ đồ mạng 4 cực. Hình 17.22 vẽ các sơ đồ mạng 4 cực hình *T* và *T* kép, kèm theo mỗi hình vẽ là điều kiện để mạng 4 cực trở thành thiết bị đối xứng.



Hình 17.22.

Trở kháng vào nhìn về phía máy phát đối với sơ đồ 17.22a và 17.22b bằng:

$$Z_v = \frac{Z_A}{2\left(2 + \frac{Z_A}{iX}\right)}$$

Z_A là tổng trở đầu ra đối xứng của thiết bị;

$X = 1/\omega C$ đối với sơ đồ a;

$X = \omega L$ đối với sơ đồ b.

Đối với sơ đồ 17.22c và *d*, trở kháng vào nhìn về phía máy phát bằng:

$$Z_v = \frac{Z_A}{4}.$$

Chương XVIII

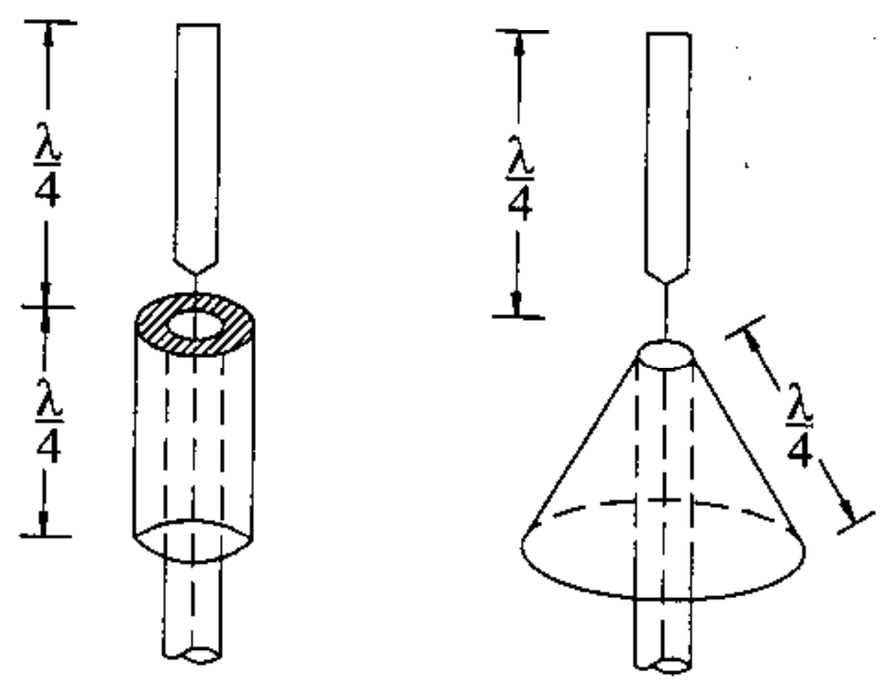
CHẤN TỬ KHÔNG ĐỐI XỨNG

Chấn tử không đối xứng là chấn tử mà hai nhánh của nó có kích thước hình học khác nhau. Với định nghĩa trên có thể nêu nhiều ví dụ về chấn tử không đối xứng: chấn tử hình trụ với hai nhánh có cùng đường kính nhưng độ dài khác nhau (chấn tử tiếp điện lệch); chấn tử hình trụ với hai nhánh có đường kính khác nhau (chấn tử không đồng đều); chấn tử với một nhánh biến dạng thành mặt nón hoặc mặt phẳng; chấn tử với hai nhánh biến dạng theo các dạng hình học khác nhau, bất kỳ. Chấn tử không đối xứng được ứng dụng rộng rãi ở tất cả các dải sóng, từ sóng cực ngắn đến sóng dài và cực dài. Tuy nhiên, ở mỗi dải sóng khác nhau chấn tử cũng có những đặc điểm kết cấu riêng phụ thuộc vào bước sóng và đặc điểm truyền lan của các dải sóng ấy. Sau đây chúng ta sẽ lần lượt khảo sát đặc tính của các loại chấn tử không đối xứng được ứng dụng ở các dải sóng và phương pháp tiếp điện cho chúng.

§18.1. CHẤN TỬ KHÔNG ĐỐI XỨNG Ở DẢI SÓNG CỰC NGẮN VÀ SÓNG NGẮN

Ở dải sóng cực ngắn thường dùng fide tiếp điện là cáp đồng trục. Vì chấn tử được coi là thiết bị chuyển tiếp biến đổi sóng ràng buộc trong fide thành sóng tự do trong không gian, nên kết cấu của nó thường cũng được thực hiện dưới dạng chuyển đổi từ kết cấu của cáp đồng trục: ruột của cáp được kéo dài thành một nhánh chấn tử, còn vỏ cáp biến dạng thành một nhánh thứ hai.

Hình 18.1 - 18.4 vẽ một sơ đồ chấn tử không đối xứng ở dải sóng cực ngắn được xây dựng trên cơ sở của cáp đồng trục.



Hình 18.1.

Chấn tử không đồng đều

Hình 18.1a là sơ đồ chấn tử hình trụ không đồng đều, nhánh trên là phần kéo dài của ruột cáp, được kích thích bởi dòng điện chảy ở dây trong, còn nhánh dưới có dạng cốc λ/4 (đáy quay lên

trên), được kích thích bởi dòng điện chảy ở mặt trong của vỏ cáp tiếp điện. Trong trường hợp này, cốc kim loại và vỏ cáp tiếp điện hình thành một đoạn cáp đồng trục mới dài λ/4, ngắn mạch đầu cuối (tại đáy cốc). Vì trở kháng giữa đầu cuối nhánh dưới và vỏ cáp tiếp điện có giá trị lớn vô cùng nên dòng điện chảy trên nhánh chấn tử sẽ phản xạ lại từ đó mà không truyền ra vỏ ngoài cáp tiếp điện(*).

Nếu đường kính của hai nhánh không quá lớn ($\sqrt{a_1 a_2} < \frac{l}{100}$, với l là độ dài tổng cộng; a_1 và a_2 là bán kính các nhánh) thì phân bố dòng điện trên chấn tử ở chế độ cộng hưởng hoặc gần cộng hưởng ($l \leq \lambda/2$) sẽ có dạng gần với phân bố hình sin. Đồ thị phương hướng của chấn tử cũng có dạng giống như đồ thị phương hướng của chấn tử có hai nhánh đồng đều.

Trở kháng vào của chấn tử có thể được tính theo công thức của chấn tử đối xứng, với trở kháng sóng xác định theo công thức gần đúng:

$$\rho_A \approx 120\left[\ln\left(\frac{1}{\sqrt{a_1 a_2}}\right) - 1\right] \tag{18.1}$$

Biểu thức này có thể nhận được khi coi chấn tử tương đương với đường dây song hành có đường kính khác nhau.

Chấn từ hình chóp

Hình 18.1b là sơ đồ chấn tử không đối xứng mà cốc hình trụ được thay thế bởi hình chóp có độ dài đường sinh bằng λ/4. Nguyên lý làm việc của trấn tử chóp cũng tương tự như nguyên lý của chấn tử hình trụ không đồng đều đã khảo sát ở trên. Trong trường hợp này sự biến đổi kích thước của nhánh chấn tử dưới được thực hiện một cách đều đặn nên sự phối hợp trở kháng cũng được bảo đảm tốt hơn trong dải tần. Vì vậy đặc tính tần số của chấn tử cũng được cải thiện hơn(**).

Chấn tử thẳng đứng trên nền kim loại

Hình 18.2a là sơ đồ chấn tử không đối xứng mà một nhánh của nó biến dạng thành đĩa kim loại phẳng, kích thước hữu hạn. Trong một số trường hợp, để đơn giản có thể thay đĩa kim loại bởi các dây dẫn hướng tâm, mỗi dây dài λ/4 (hình 18.2b). Lưới dây dẫn hướng tâm trong trường hợp này còn có tên gọi là *"đối trọng"* của anten. Trường hợp đĩa kim loại có kích thước vô cùng lớn, trở thành màn chắn dẫn điện(***), chúng ta nhận

---

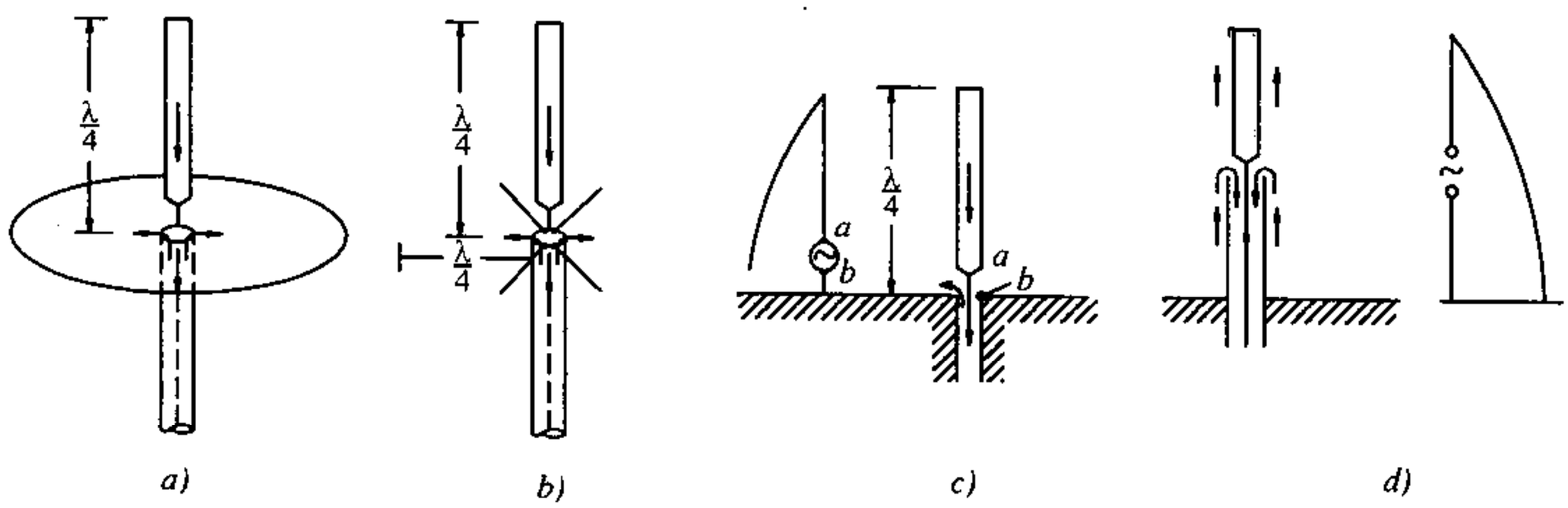
(*) Nguyên lý bộ biến đổi xung kiểu cốc λ/4 để tiếp điện cho chấn tử đối xứng bởi cáp đồng trục đã khảo sát ở chương 17.

(**) Tương tự nguyên lý của chấn tử lưỡng chóp đã khảo sát trước đây.

(***) Ở dải sóng cực ngắn, màn chắn dẫn điện có thể là vỏ máy, vỏ con tàu, máy bay, v.v... Dạng của màn chắn có thể là phẳng, cầu, hoặc trụ. Nếu kích thước của màn chắn rất lớn so với kích thước chấn tử và bước sóng công tác thì có thể coi màn chắn là màn dẫn điện rộng vô hạn.

được chấn tử không đối xứng trên nền kim loại (hình 18.2c). Ở hình 18.2c cũng vẽ kèm theo sơ đồ tương đương và phân bố dòng điện trên chấn tử. Nhánh chấn tử thẳng đứng được kích thích bởi dòng điện chảy ở dây trong của cáp còn màn chắn kim loại được kích thích bằng dòng điện chảy ở mặt trong của vỏ cáp tiếp điện. Trong trường hợp này, vị trí tiếp điện cho chấn tử được coi là tại $a - b$, nghĩa là ở gốc của nhánh đứng (xem sơ đồ tương đương). Sơ đồ chấn tử không đối xứng với điểm tiếp điện ở giữa nhánh đứng được vẽ ở hình 18.2d.

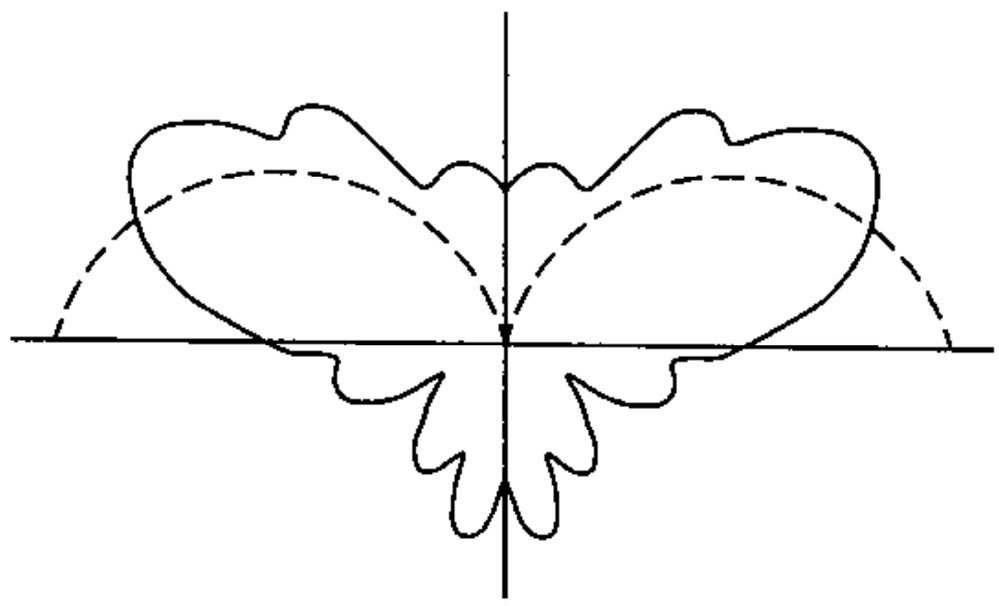
Nếu màn chắn dẫn điện rộng vô hạn thì có thể khảo sát bức xạ của chấn tử theo nguyên lý ảnh gương. Đồ thị phương hướng của chấn tử có cực đại hướng dọc theo màn chắn. Trường bức xạ chỉ phân bố trong một nửa không gian phía bên trên màn chắn nên đồ thị phương hướng chấn tử có dạng nửa số 8 (xem hình 18.3 đường đứt nét).



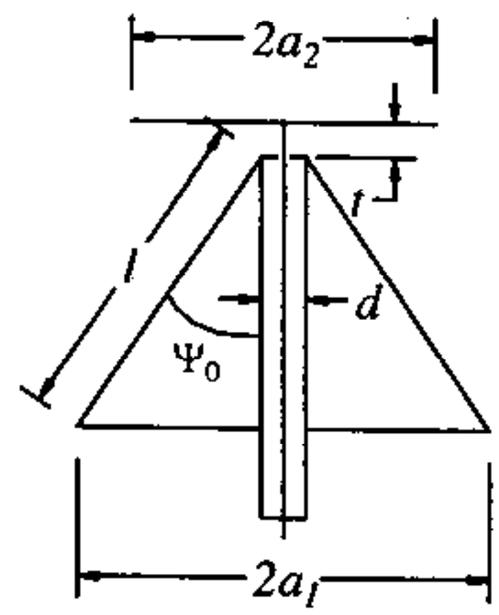
Hình 18.2.

Áp dụng nguyên lý ảnh gương đối với sơ đồ tương đương của chấn tử ở hình 18.2c ta cũng xác định được trở kháng vào của chấn tử, nghĩa là trở kháng giữa hai điểm tiếp điện $a - b$. Như đã chứng minh ở phần lý thuyết anten, trở kháng vào của chấn tử tại $a - b$ sẽ có giá trị bằng một nửa trở kháng vào của chấn tử đối xứng đặt trong không gian tự do, có độ dài mỗi nhánh bằng độ dài nhánh thẳng đứng của chấn tử không đối xứng. Với độ dài nhánh thẳng đứng bằng $\lambda/4$, ta có trở kháng vào của chấn tử bằng một nửa trở kháng vào của chấn tử nửa sóng đặt trong không gian tự do.

Nếu màn chắn có kích thước hữu hạn (ví dụ trường hợp đĩa kim loại ở hình 18.2a) thì dòng điện chảy ở mặt trên của đĩa sẽ tiếp tục chảy qua mép đĩa, xuống mặt dưới và sau đó chảy ra mặt ngoài cáp tiếp điện. Bức xạ của dòng này sẽ làm méo dạng đồ thị phương hướng và biến đổi trở kháng vào của chấn tử. Hình 18.3 vẽ đồ thị phương hướng của chấn tử phần tư sóng, đặt trên đĩa kim loại có đường kính 6λ (đồ thị thực nghiệm - đường liền). Từ hình vẽ ta thấy rằng do ảnh hưởng của dòng điện chảy ở mặt dưới đĩa kim loại và chảy ở mặt ngoài vỏ cáp tiếp điện, hướng cực đại của đồ thị phương hướng không còn trùng với mặt phẳng kim loại nữa mà chếch lên phía trên.



Hình 18.3.

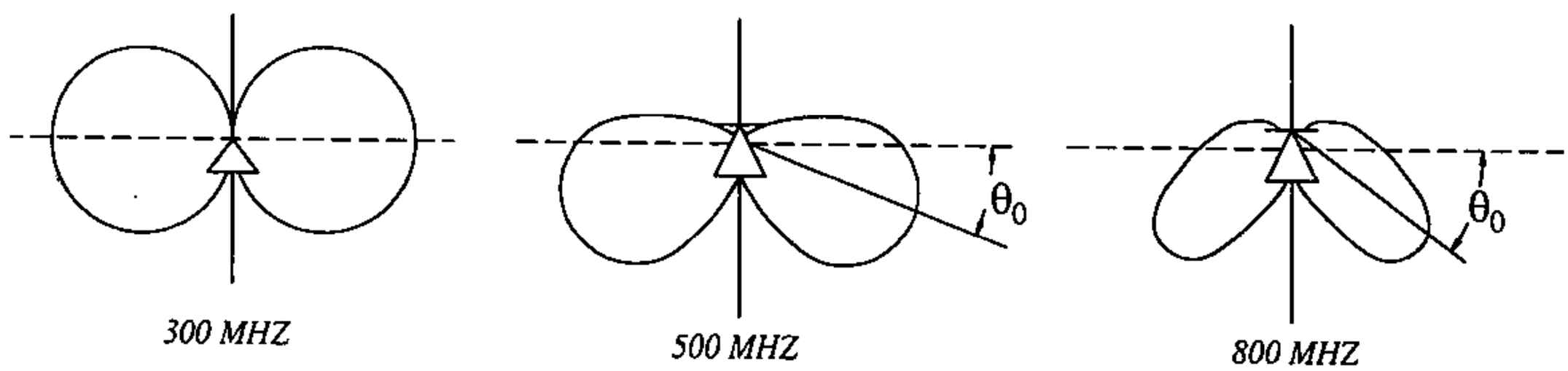


Hình 18.4.

Chấn tử biến dạng kiểu đĩa - chóp

Hình 18.4 là sơ đồ một kiểu chấn tử dải rộng biến dạng, trong đó một nhánh chấn tử biến thành hình nón giống như ở sơ đồ hình 18.1b, còn nhánh thứ 2 biến thành đĩa kim loại phẳng. Chấn tử được tiếp điện bởi cáp đồng trục, lõi cáp nối với đĩa kim loại còn vỏ cáp nối với đỉnh của chóp.

Nguyên lý mở rộng dải tần của anten đĩa - chóp cũng tương tự như đối với chấn tử lưỡng chóp và chấn tử chóp đã trình bày trước đây, nghĩa là theo nguyên lý biến đổi và phối hợp từ từ giữa hệ thống tiếp điện và không gian bên ngoài.



Hình 18.5.

Giới hạn dưới của dải tần công tác được xác định ở miền tần số mà hệ số sóng chạy trong fide tiếp điện bắt đầu giảm mạnh. Bước sóng lớn nhất có giá trị bằng khoảng 3,6 lần độ dài đường sinh của hình chóp ($\lambda_{max} \approx 3{,}6\ l$), nghĩa là độ dài đường sinh hình chóp lớn hơn phần tư bước sóng cực đại $\left(l > \frac{\lambda_{max}}{4}\right)$. Khi giảm các kích thước d và t, giới hạn của dải sóng công tác được mở rộng về phía bước sóng ngắn hơn. Góc ψ_0 tốt nhất có giá trị khoảng 30°. Các kích thước của anten có quan hệ với nhau theo các hệ thức sau: $l \approx 0{,}3d$; $a_1 = l\sin\psi_0 + \frac{d}{2}$; $a_2 = 0{,}7a_1$. Hệ số bao trùm dải sóng của anten có thể đạt tới $\frac{f_{max}}{f_{min}} = \frac{5}{1}$ với hệ số sóng chạy lớn hơn 0,5 khi dùng fide tiếp điện có trở kháng sóng

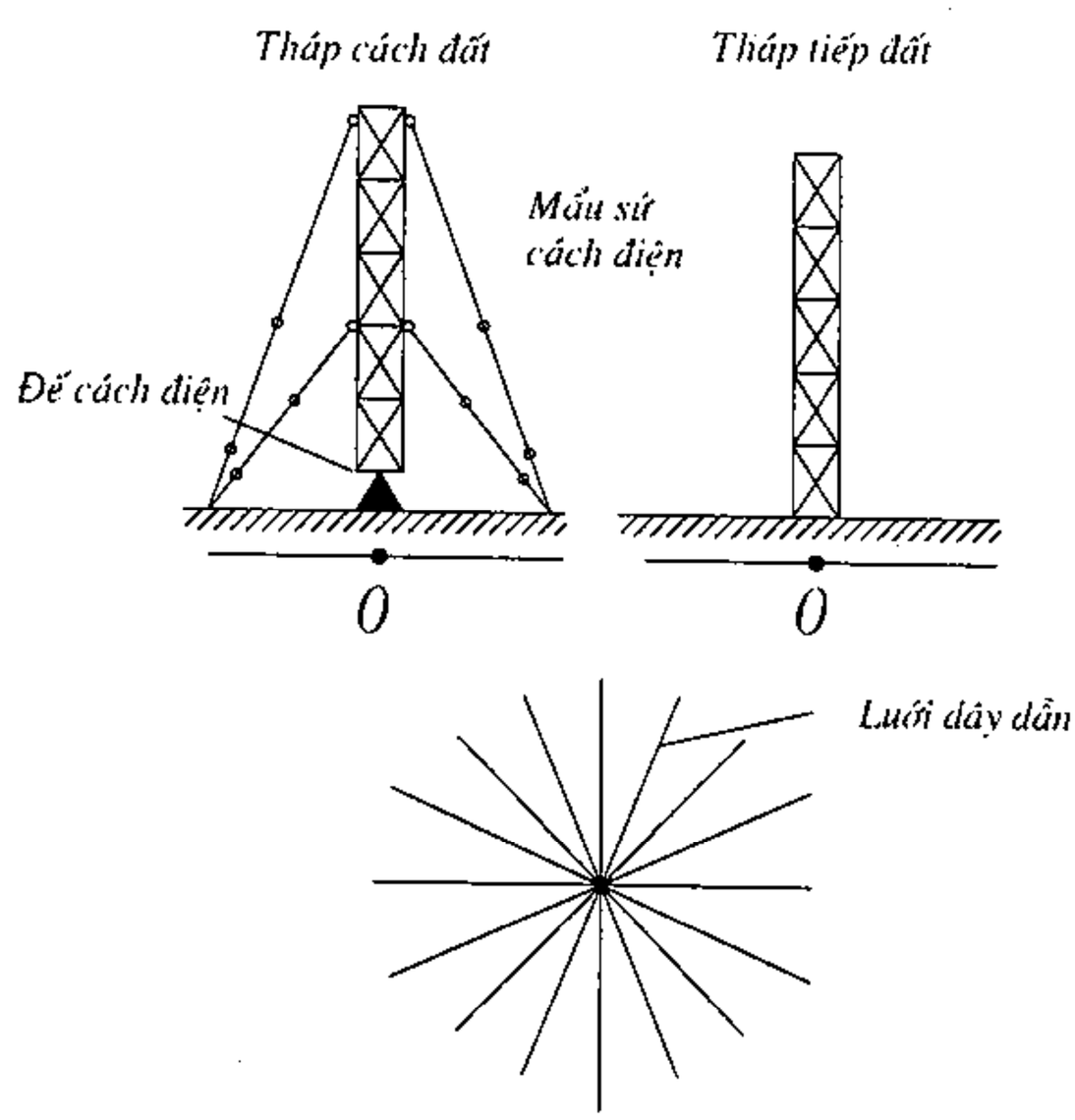
50Ω. Đồ thị phương hướng của anten trong mặt phẳng ngang có dạng đường tròn, còn trong mặt phẳng đứng - phụ thuộc vào góc ψ_0, tỷ số $\frac{a_2}{a_1}$ và bước sóng công tác. Khi tăng tần số về phía cao của dải tần, hướng bức xạ cực đại sẽ lệch khỏi phương nằm ngang, về phía chóp (hình 18.5).

§ 18.2. CHẤN TỬ KHÔNG ĐỐI XỨNG Ở DẢI SÓNG TRUNG VÀ SÓNG DÀI

Do đặc điểm của sóng trung và sóng dài là truyền lan theo phương thức sóng đất nên anten sóng trung, sóng dài thường dùng là chấn tử không đối xứng đặt thẳng đứng trên mặt đất. Ở dải sóng trung, chấn tử không đối xứng được thực hiện dưới dạng tháp (cột) hoặc dây thẳng đứng có tải dung kháng (anten dây có đỉnh), còn ở dải sóng dài và cực dài chấn tử được thực hiện dưới dạng dây thẳng đứng có đỉnh, với một hoặc nhiều nhánh đứng. Để giảm tổn hao trong đất (tăng hiệu suất anten), ở khu vực đế anten được đặt hệ thống dây dẫn hướng tâm bên dưới mặt đất.

Anten tháp

Về mặt kết cấu có thể phân biệt anten tháp theo các loại: Anten tháp cách đất và anten tháp tiếp đất (hình 18.6). Để tăng độ cao hiệu ứng của tháp cũng có thể mắc thêm tải dung kháng ở đầu cuối (tháp có đỉnh). Xét về phương thức tiếp điện có thể phân biệt anten tháp theo các loại: tiếp điện nối tiếp và tiếp điện song song.

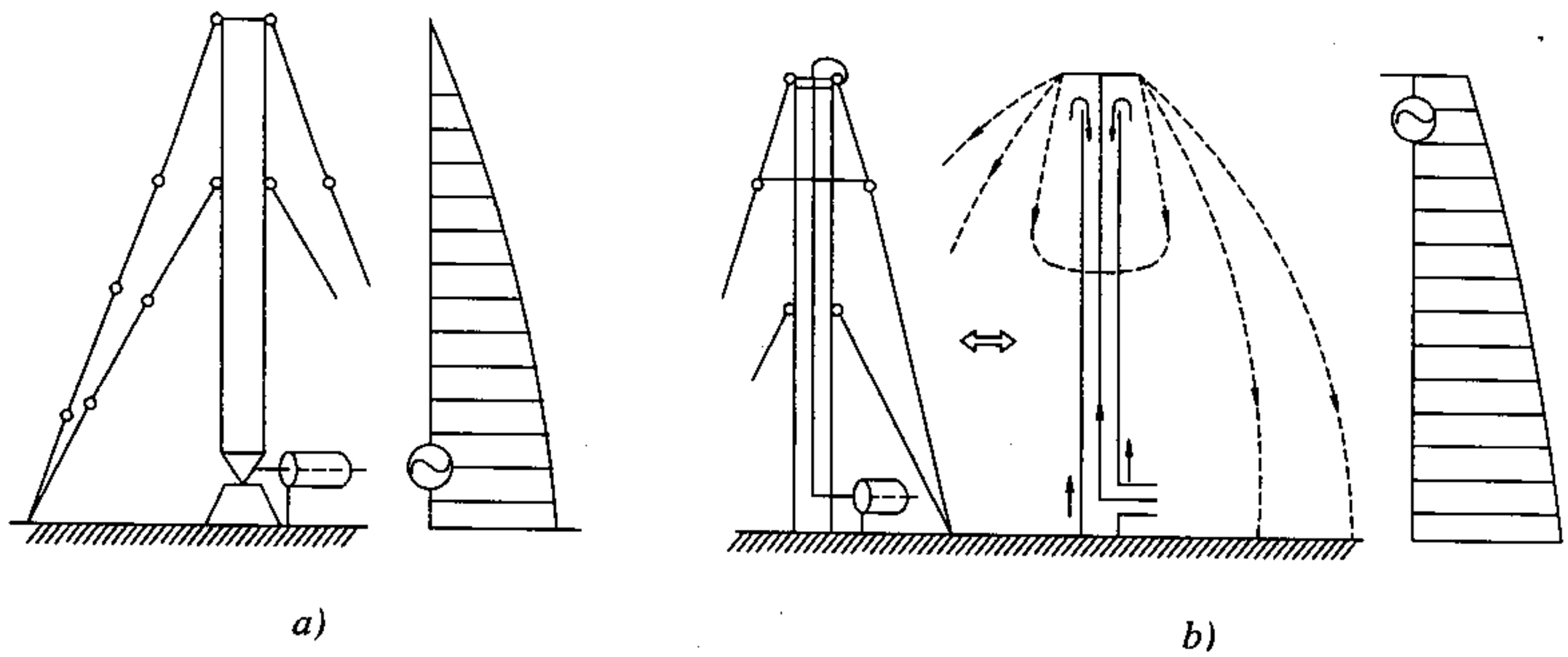


Hình 18.6.

Sơ đồ tháp tiếp điện nối tiếp

Hình 18.7 về các sơ đồ tiếp điện nối tiếp cho anten tháp, trong đó hình 18.7a là sơ đồ tiếp ở gốc, áp dụng cho tháp không tiếp đất, còn hình 18.7b là sơ đồ tiếp ở đỉnh - áp dụng cho tháp tiếp đất. Bên cạnh các sơ đồ tiếp điện, có vẽ kèm theo sơ đồ tương đương và phân bố dòng điện.

Ở sơ đồ (a) phân bố dòng điện tương tự như đối với chấn tử không tải, còn ở sơ đồ (b), phân bố dòng điện tương tự trường hợp chấn tử có tải điện dung. Trong trường hợp này, tải điện dung là bộ phận dây chằng ở gần đỉnh, được biểu thị tương đương với đĩa kim loại ở hình kế bên.

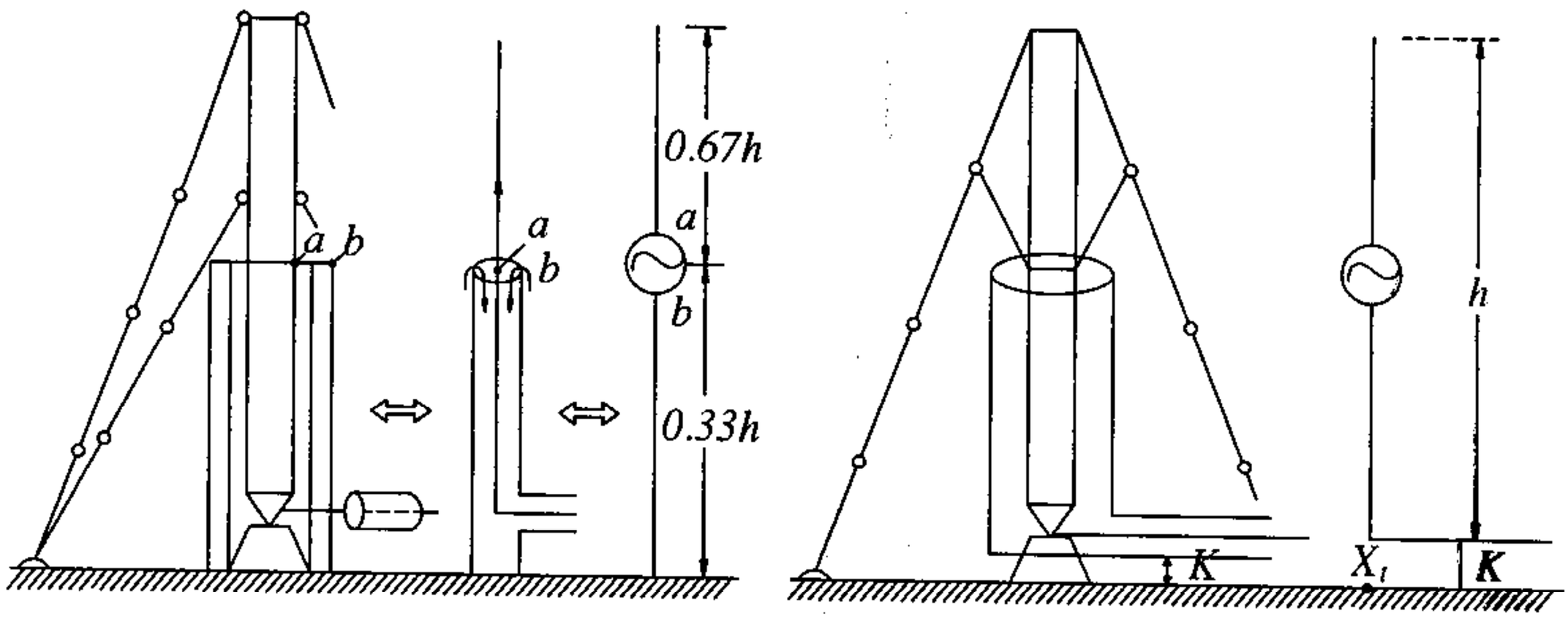


Hình 18.7.

Để tăng hiệu quả chống fađinh của anten sóng trung, độ cao anten cần đủ lớn để nhận được đồ thị phương hướng trong mặt phẳng đứng hẹp. Độ dài điện tổng cộng của anten chống fađinh được chọn bằng 190° (kh = 190°, ứng với $\frac{h}{\lambda}$ = 0,53). Khi tiếp tục tăng độ cao h (hoặc tương ứng - giảm bước sóng công tác λ), đồ thị phương hướng trong mặt phẳng đứng tiếp tục hẹp lại nhưng đồng thời bức xạ phụ cũng tăng, và do đó hiệu quả chống fađinh lại giảm đi. Để mở rộng dải tần công tác của anten có thể dùng sơ đồ tiếp điện ở giữa (hình 18.8a) và sơ đồ tiếp điện ở giữa có điều chỉnh phân bố dòng (hình 18.8b). Sơ đồ tương đương của anten và vị trí tiếp điện được vẽ kèm theo.

Ở hình 18.8a phần dưới tháp anten cùng với lưới dây dẫn bao bọc tạo thành một cấu trúc tương tự như một đoạn cáp đồng trục: ruột là tháp anten còn vỏ cáp là lưới dây dẫn bao quanh. Trong trường hợp này, anten có cấu trúc tương tự như ở sơ đồ 18.2d đã khảo sát trước đây, nghĩa là điểm tiếp điện coi như được đặt giữa đầu cuối của lưới dây dẫn hình trụ (điểm b) và điểm tương ứng của thân tháp (*điểm a).* Với các tháp tiếp điện ở gốc hoặc ở đỉnh, khi độ cao của tháp tăng (hoặc λ giảm) tới mức tỷ số $\frac{h}{\lambda}$ vượt quá 0,5 sẽ xuất hiện khu vực dòng điện ngược pha, nhưng với tháp anten được tiếp điện theo sơ đồ trên, khi tỷ số $\frac{h}{\lambda}$ tăng đến 0,7, dòng điện ở các phần vẫn luôn luôn đồng pha nhau. Về phía tần số thấp, khi $l \ll \lambda$, phân bố dòng điện trên anten sẽ đồng đều hơn so với các tháp thông thường có cùng độ dài. Do đó anten tiếp điện theo sơ đồ trên cũng có độ cao hiệu dụng lớn hơn.

Sơ đồ 18.8b cũng tương tự sơ đồ 18.8a về mặt nguyên lý tiếp điện nhưng ở đây phần dưới của lưới dây dẫn hình trụ bao bọc tháp không tiếp đất trực tiếp mà được nối qua một điện kháng X_l. Điện kháng này được hình thành giữa vỏ ngoài của cáp đồng trục tiếp điện và mặt đất. Trị số của nó có thể điều chỉnh được bởi một cầu trượt ngắn mạch K.

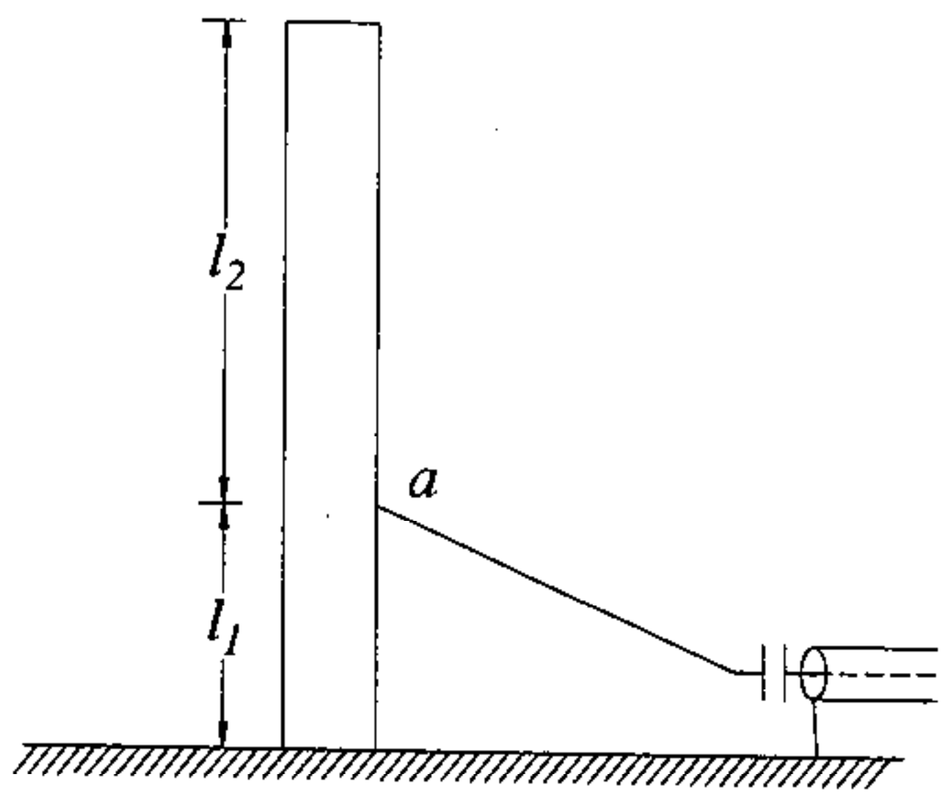


a) b)

Hình 18.8.

Nếu ở anten tiếp điện theo sơ đồ 18.8a bụng dòng điện luôn luôn nằm ở gốc của tháp và phân bố dòng điện theo tháp được xác định chỉ bởi tỷ số $\frac{l}{\lambda}$ thì đối với anten tiếp điện theo sơ đồ 18.8b, phân bố dòng điện có thể điều chỉnh được khi thay đổi X_t, nghĩa là bằng cách thay đổi vị trí điểm tiếp đất của vỏ cáp đồng trục. Điểm bụng dòng điện sẽ nằm ở vị trí ngắn mạch của vỏ cáp với đất. Khi thay tần số công tác có thể chọn độ dài điện tổng cộng của chấn tử thoả mãn điều kiện chống fađinh bằng cách thay đổi điểm tiếp đất.

Sơ đồ tháp tiếp điện song song. Hình 18.9 là anten tháp tiếp điện song song, được ứng dụng cho các tháp tiếp đất. Trong sơ đồ này điện áp cao tần được đặt vào điểm *a* cách hai đầu các khoảng cách là l_1 và l_2. Dây tiếp điện được đặt nghiêng trên mặt đất, nối trực tiếp giữa *a* và đầu cuối cáp tiếp điện hoặc nối gián tiếp thông qua một điện kháng ghép. Nếu áp dụng phương pháp ảnh *gương* để khảo sát ảnh hưởng của mặt đất thì sơ đồ chấn tử hình 18.9 thực chất cũng không khác sơ đồ chấn tử đối xứng tiếp điện song song (chấn tử kiểu *Y* xem 17.2 chương 17, và do đó khi phân tích chúng ta cũng có thể áp dụng sơ đồ tương đương hình 17.3b. Nếu độ cao của tháp ($l = l_1 + l_2$) có giá trị bằng $\lambda/4$ thì điện kháng của các đoạn l_1 và l_2 sẽ bù cho nhau và trở kháng vào của anten sẽ có giá trị thuần trở, được xác định theo công thức:



Hình 18.9.

$$R_v = \frac{\rho_A^2}{R_{\Sigma b}\sin^2 kl_2} \qquad (18.2)$$

ở đây, $R_{\Sigma b}$ là điện trở bức xạ toàn phần của anten tính theo dòng điện ở điểm bụng; ρ_A là trở kháng sóng của anten tháp, được xác định theo công thức:

$$\rho_A = 60\left(\ln\frac{1}{a_{td}} - 1\right)$$

với a_{td} là bán kính tương đương của tháp(*).

Bằng cách chọn điểm tiếp điện thích hợp có thể nhận được R_v có trị số bằng trở kháng sóng của fide tiếp điện và như vậy có thể thực hiện việc phối hợp trở kháng giữa anten và fide không cần đến các thiết bị phối hợp ngoài. Nếu trở kháng vào của anten là đại lượng phức thì có thể điều chỉnh điện kháng ghép giữa anten và fide để khử thành phần điện kháng này.

Ở đây cần lưu ý rằng đoạn dây dẫn đặt nghiêng cũng tham gia một phần vào quá trình bức xạ và do đó cũng sẽ ảnh hưởng đến đồ thị phương hướng của anten.

Anten dây có tải

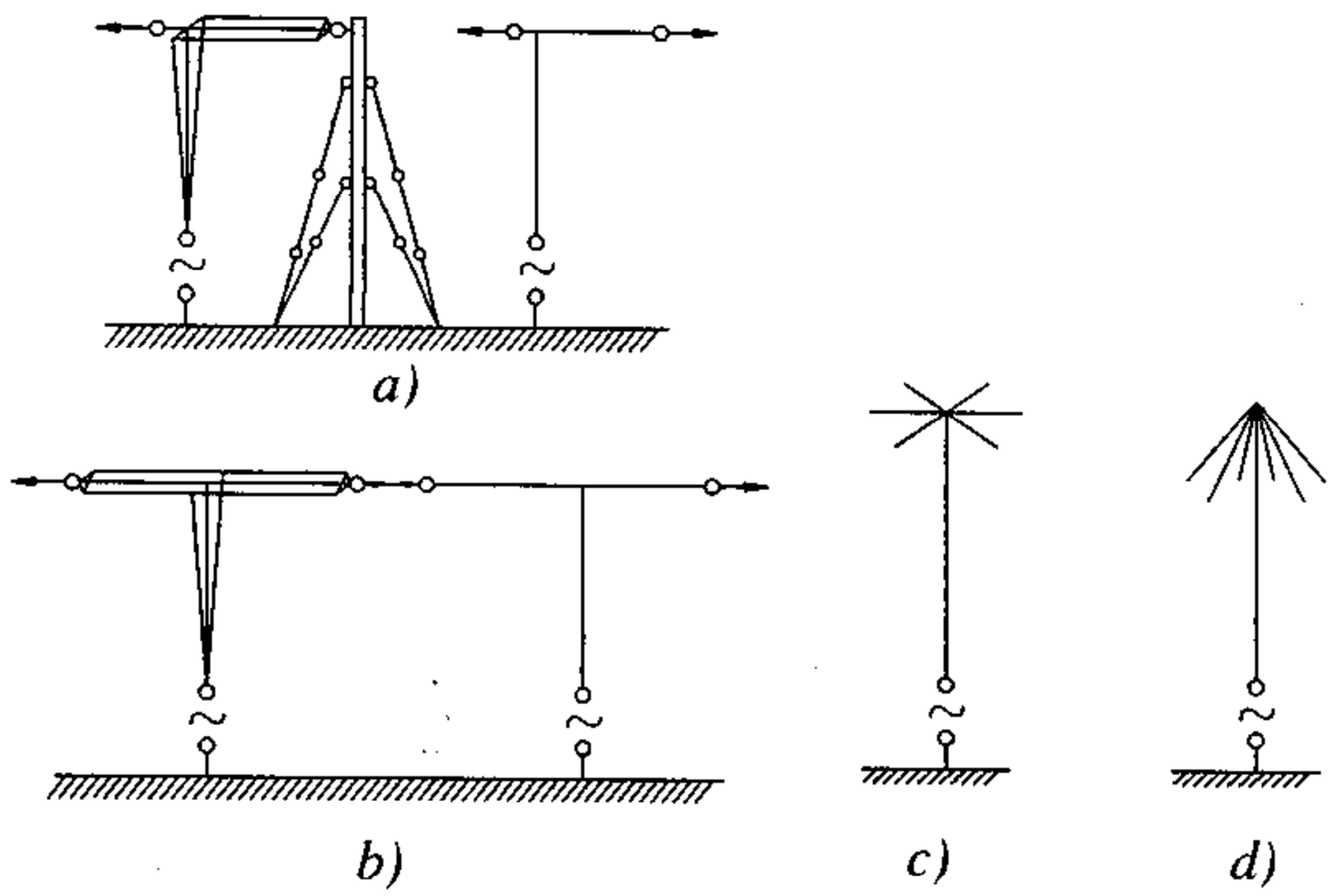
Đối với các đài phát công suất nhỏ hoặc các trạm thu phát lưu động, thường sử dụng loại anten đơn giản, dễ lắp dặt. Chấn tử không đối xứng đơn giản được ứng dụng phổ biến ở dải sóng trung là loại anten dây thẳng đứng có tải dung kháng. Phần dây dẫn thẳng đứng (đóng vai trò của nhánh chấn tử và làm nhiệm vụ bức xạ chủ yếu) có thể được thực hiện dưới dạng dây dẫn đơn hoặc tập hợp các dây dẫn. Tải dung kháng được kết cấu bởi một hoặc một số dây dẫn mắc ở đỉnh. Hình 18.10 giới thiệu một số phương án của anten dây có tải, trong đó hình 18.10a và 18.10b là sơ đồ anten *gama* (Γ) và anten *T* đối với hai trường hợp dây dẫn đơn và kép. Hình 18.10c là anten tán, còn hình 18.10d là anten dù.

Để khảo sát phân bố dòng điện và xác định các thông số của anten cần biết giá trị của tải mắc ở đầu cuối nhánh đứng. Vấn đề này đã được khảo sát ở chương 15. Trong một vài trường hợp đơn giản (ví dụ trường hợp anten Γ và anten *T*) bài toán có thể được giải quyết một cách đơn giản hơn, theo lý thuyết mạch. Ví dụ có anten gama với nhánh đứng có độ dài l_1; trở kháng sóng ρ_1; nhánh ngang có độ dài L_2 trở kháng sóng ρ_2. Để xác định phân bố dòng điện ta thay thế đoạn dây ngang với độ dài l_2, trở kháng sóng ρ_2 bởi đoạn thẳng đứng tương đương với độ dài b, trở kháng sóng ρ_1. Khi ấy anten Γ được coi tương đương với một anten thẳng đứng không tải, có độ dài $(l_1 + b)$ và trở kháng sóng ρ_1 (hình 18.11). Hàm phân bố dòng điện trên anten sẽ được xác định theo qui luật sin đã biết:

$$I(z) = \frac{I_o}{\sin kl_{td}}\sin k(l_{td} - z) \qquad (18.3a)$$

trong đó, I_0 là dòng điện ở đầu vào (gốc) anten; $l_{td} = l_1 + b$.

(*) Đối với tháp thiết diện vuông hoặc tam giác thì a_{td} là bán kính của vòng tròn nội tiếp.



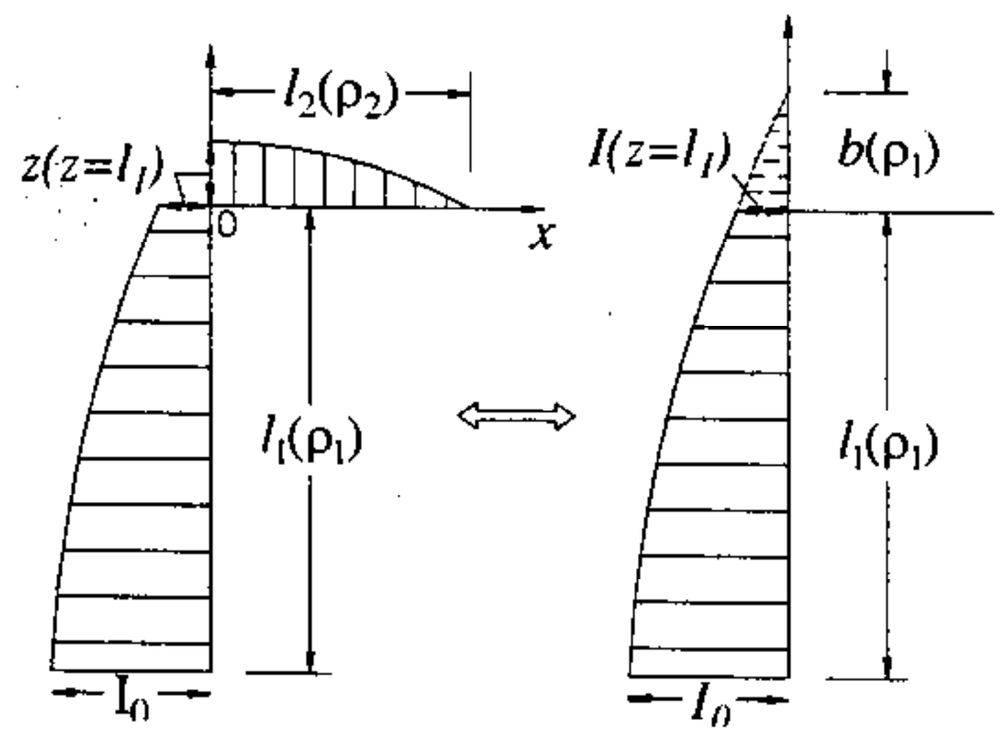
Hình 18.10.

Tương ứng, ta có hàm phân bố điện áp:

$$U(z) = U_o \frac{\cos k(l_{td} - z)}{\cos kl_{td}}, \qquad (18.3b)$$

trong đó, U_0 là điện áp đầu vào anten.

Để việc thay thế không làm biến đổi phân bố dòng điện trên nhánh đứng l_1 (bộ phận bức xạ chủ yếu của anten), độ dài tương đương b cần được chọn thế nào để cho trở kháng nhìn từ đầu cuối nhánh đứng l_1 về phía đoạn dây đứng tương đương (dài b; trở kháng sóng ρ_1) phải bằng trở kháng nhìn từ đầu cuối nhánh đứng l_1 về phía đoạn dây ngang (dài l_2, trở kháng sóng ρ_2), nghĩa là :



Hình 18.11.

$$\rho_1 \text{cotg} kb = \rho_2 \text{cotg} kl_2 \qquad (18.4)$$

Từ đây ta rút ra được biểu thức xác định độ dài tương đương b:

$$\text{cotg} kb = \frac{\rho_2}{\rho_1} \text{cotg} kl_2 \qquad (18.5)$$

Phân bố dòng điện trên nhánh đứng l_1 được xác định bởi (18.3a), với b rút ra từ 18.5). Biên độ dòng điện ở đầu cuối nhánh đứng phải có giá trị bằng biên độ dòng điện ở đầu vào nhánh ngang và được xác định từ (18.3a) khi cho $z = l_1$

$$I(x=0) = I(z=l_1) = \frac{I_o \sin kl}{\sin kl_{td}} \qquad (18.6a)$$

Tương ứng, ta có điện áp đầu cuối nhánh đứng

$$U(z=l_1) = \frac{U_o \cos kl}{\cos kl_{td}} \qquad (18.6b)$$

Phân bố dòng điện trên nhánh ngang được xác định theo qui luật sin với biên độ đầu vào xác định bởi (18.6a).

$$I(x) = I(x=0)\frac{\sin k(l_2 - x)}{\sin kl_2} \qquad (18.7)$$

Đối với anten T có thể áp dụng toàn bộ phương pháp phân tích ở trên để xác định phân bố dòng trên anten. Nhưng ở đây cần lưu ý là dòng điện ở đầu cuối nhánh đứng phải bằng tổng dòng điện vào của hai nhánh ngang (hình 18.12).

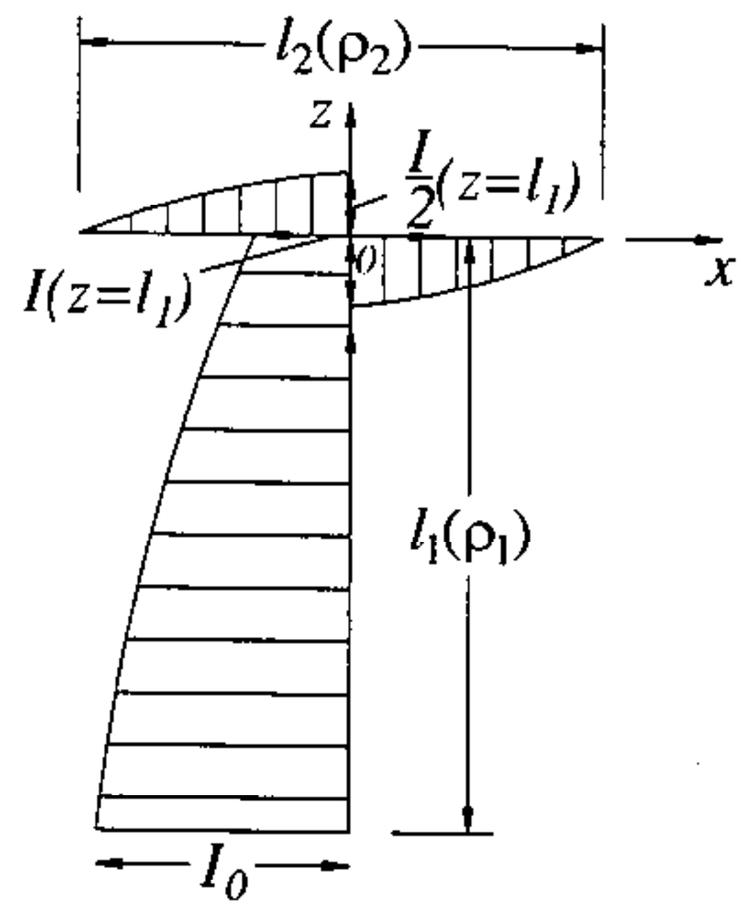
Dễ dàng thấy rằng, điều kiện cân bằng trở kháng khi thay thế đoạn dây ngang có độ dài l_2, trở kháng sóng ρ_2 bởi đoạn dây đứng có độ dài b trở kháng sóng ρ_1 được viết dưới dạng:

$$\rho_1 \text{cotg} kl = \frac{1}{2}\rho_2 \text{cotg}\frac{kl_2}{2} \qquad (18.8)$$

Thật vậy, hai nhánh ngang ở đỉnh (mỗi nhánh dài $\frac{l_2}{2}$, trở kháng ρ_2) có thể coi như được mắc song song với nhau tại đầu cuối nhánh đứng l_1.

Phân bố dòng điện trên phần thẳng đứng cũng được xác định theo (18.3a), với b xác định từ (18.8), còn phân bố dòng điện trên hai nhánh ngang có dạng đối xứng nhau và được xác định bởi:

$$I(x) = \frac{I(z=l_1)}{2}\frac{\sin k\left(\frac{l_2}{2} - x\right)}{\sin\frac{kl_2}{2}} \qquad (18.9)$$



Hình 18.12.

ở đây, $I(z = l_1)$ là dòng điện ở đầu cuối nhánh đứng (khi $z = l_1$).

Độ dài hiệu dụng của anten. Vì tác dụng bức xạ của các phần tử đỉnh không đáng kể nên độ dài hiệu dụng của anten được quyết định chủ yếu bởi nhánh đứng.

Diện tích phân bố dòng điện trên nhánh đứng được xác định bởi:

$$S_I = \frac{I_o}{\sin kl_{td}}\int_0^{l_1}\sin k(l_{td} - z)dz \qquad (18.10)$$

Độ dài hiệu dụng của anten sẽ được xác định khi so sánh biểu thức (18.10) với biểu thức định nghĩa $S_1 = I_0 L_H$.

Ta nhận được:

$$L_H = \frac{1}{k}\frac{\cos kl - \cos kl_{td}}{\sin kl_{td}}, \qquad (18.11)$$

ở đây $l_{td} = l_1 + b$

Trở kháng vào của anten. Thành phần điện kháng của trở kháng vào có thể được xác định theo lý thuyết đường dây (xem lý thuyết anten)

$$X_v = -\rho_1 \text{cotg} k(l_1 + b) \tag{18.12}$$

ở đây, $\rho_1 = 60\left(\ln\frac{l_1}{a} - 1\right)$

Để thuận tiện cho việc tính toán các phần tử điện kháng phối hợp và ghép giữa anten với máy phát, ta đưa vào khái niệm bước sóng riêng của anten.

Bước sóng riêng λ_0 được định nghĩa là bước sóng mà ứng với nó điện kháng vào của anten có giá trị bằng không ($X_v = 0$), nghĩa là khi ấy anten làm việc ở chế độ cộng hưởng.

Bước sóng riêng được xác định từ điều kiện:

$$k_o(l_1 + b) = \frac{\pi}{2}, \tag{18.13}$$

ở đây, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_o}$.

Đối với anten không có đỉnh ($l_2 = 0$), ta có $b = 0$ và do đó $\lambda_0 = 4l_1$.

Khi bước sóng công tác lớn hơn bước sóng riêng ($\lambda_c > \lambda_0$), theo (18.12) ta nhận được $X_v < 0$ nghĩa là có đặc tính dung kháng. Để điều chỉnh cộng hưởng cần mắc ở góc anten một điện cảm có $X_{dc} = \omega L_{dc} = \rho_1 \text{cotg} k(l_1 + b)$.

Nếu bước sóng công tác nhỏ hơn bước sóng riêng ($\lambda_c < \lambda_0$) từ (18.12) ta nhận được điện kháng vào của anten có đặc tính cảm kháng. Để điều chỉnh cộng hưởng cần mắc ở gốc anten một tụ điện C_{dc} sao cho:

$$\frac{1}{\omega C_{dc}} = -\rho_1 \text{cotg} k(l_1 + b)$$

Thành phần điện trở của trở kháng vào bao gồm điện trở bức xạ $R_{\Sigma 0}$ và điện trở tổn hao R_{th}.

Điện trở tổn hao của anten được xác định bởi tổn hao cao tần dưới dạng nhiệt trong điện trở ở mặt đất gần đế anten, bởi tổn hao nhiệt trong điện trở dây dẫn anten và trong các phần tử phối hợp. Để đánh giá tổn hao trong đất có thể áp dụng công thức kinh nghiệm của Sulâykin.

$$R_{th} = A\left(\frac{\lambda_c}{\lambda_o}\right)$$

Hệ số A được xác định bởi các thông số điện của mặt đất và hệ thống lưới dây dẫn tiếp đất của anten. Nó có giá trị vào khoảng $0,5 \div 0,7$.

Điện trở bức xạ $R_{\Sigma 0}$ có thể được biểu thị qua điện trở bức xạ $R_{\Sigma b}$ bởi các công thức (đã suy được từ lý thuyết) có dạng sau:

Đối với anten có $l_{td} \leq 0{,}35\lambda$:

$$R_{\Sigma 0} = \frac{R_{\Sigma b}}{\sin^2 kl_{td}} \tag{18.14}$$

Đối với anten có $l_{td} > 0{,}35\lambda$:

$$R_{\Sigma c} = \frac{R_{\Sigma b}}{\left(\frac{R_{\Sigma b}}{\rho_1}\right)^2 + \sin^2 kl_{td}} \tag{18.15}$$

Điện trở bức xạ $R_{\Sigma b}$ đối với anten có tải có thể được xác định theo phương pháp vectơ Poyntinh giống như đối với chấn tử thường. Ở đây cần lưu ý là phân bố dòng điện trên nhánh đứng được xác định bởi (18.3) và coi các phần tử đỉnh không bức xạ. Ta có:

$$\begin{aligned} R_{\Sigma b} = 30\Bigg[& C + \ln 2kl_1 - C_i 2kl_{td} + \sin^2 kb\left(\frac{\sin 2kl_1}{2kl_1} - 1\right) + \\ & + \frac{\cos 2kl_{td}}{2}\left(C + \ln kl_1 + C_i 4kl_1 - 2C_i 2kl_1\right) + \\ & + \frac{\sin 2kl_{td}}{2}\left(S_i 4kl_1 - 2S_i 2kl_1\right)\Bigg] \end{aligned} \tag{18.16}$$

trong đó, $C = 0{,}5772$ là hằng số ơle.

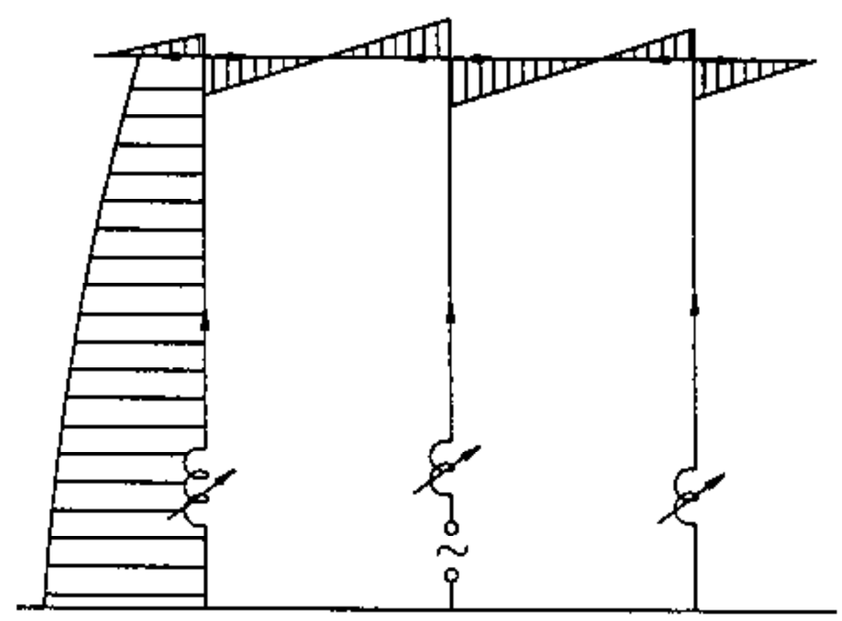
Anten dây có nhiều nhánh đứng

Đối với dải sóng dài và cực dài, độ cao anten thường rất nhỏ so với bước sóng khiến điện trở bức xạ của anten thường rất thấp.

Biện pháp để tăng điện trở bức xạ là thiết lập anten gồm một số chấn tử không đối xứng có đỉnh liên kết với nhau.

Hình 18.13 là sơ đồ của một trong các ví dụ đối với loại anten nói trên.

Anten gồm có ba nhánh đứng, tiếp điện vào nhánh giữa còn ở hai nhánh kia được mắc các điện kháng điều chỉnh. Hệ thống như vậy có thể được coi như gồm 3 anten hình T ghép với nhau. Nếu bước sóng công tác lớn hơn bước sóng riêng của mỗi anten phần tử thì điện kháng điều chỉnh sẽ là điện cảm. Các điện cảm này sẽ được điều chỉnh sao cho dòng điện ở các nhánh đứng đồng pha nhau và biên độ bằng nhau.



Hình 18.13.

Trở kháng bức xạ của mỗi nhánh sẽ là tổng trở kháng bức xạ riêng của nhánh ấy và trở kháng phản ảnh từ các nhánh đứng khác. Trở kháng phản ảnh có thể tính toán theo phương pháp sức điện động cảm ứng đã khảo sát ở phần lý thuyết anten, còn trở kháng bức xạ riêng được tính theo các công thức (18.14 ÷ 18.16). Vì dòng điện ở các nhánh đứng có biên độ và pha giống nhau, khoảng cách giữa chúng nhỏ so với bước sóng công tác nên trở kháng phản ảnh có giá trị gần bằng trở kháng riêng. Vì vậy tổng trở bức xạ của mỗi nhánh sẽ bằng:

$$R_{\Sigma 1} \approx nR_{\Sigma 11}$$

ở đây $R_{\Sigma 11}$ là điện trở xa riêng của mỗi nhánh đứng, n là số nhánh đứng

Tổng trở bức xạ của các anten sẽ bằng:

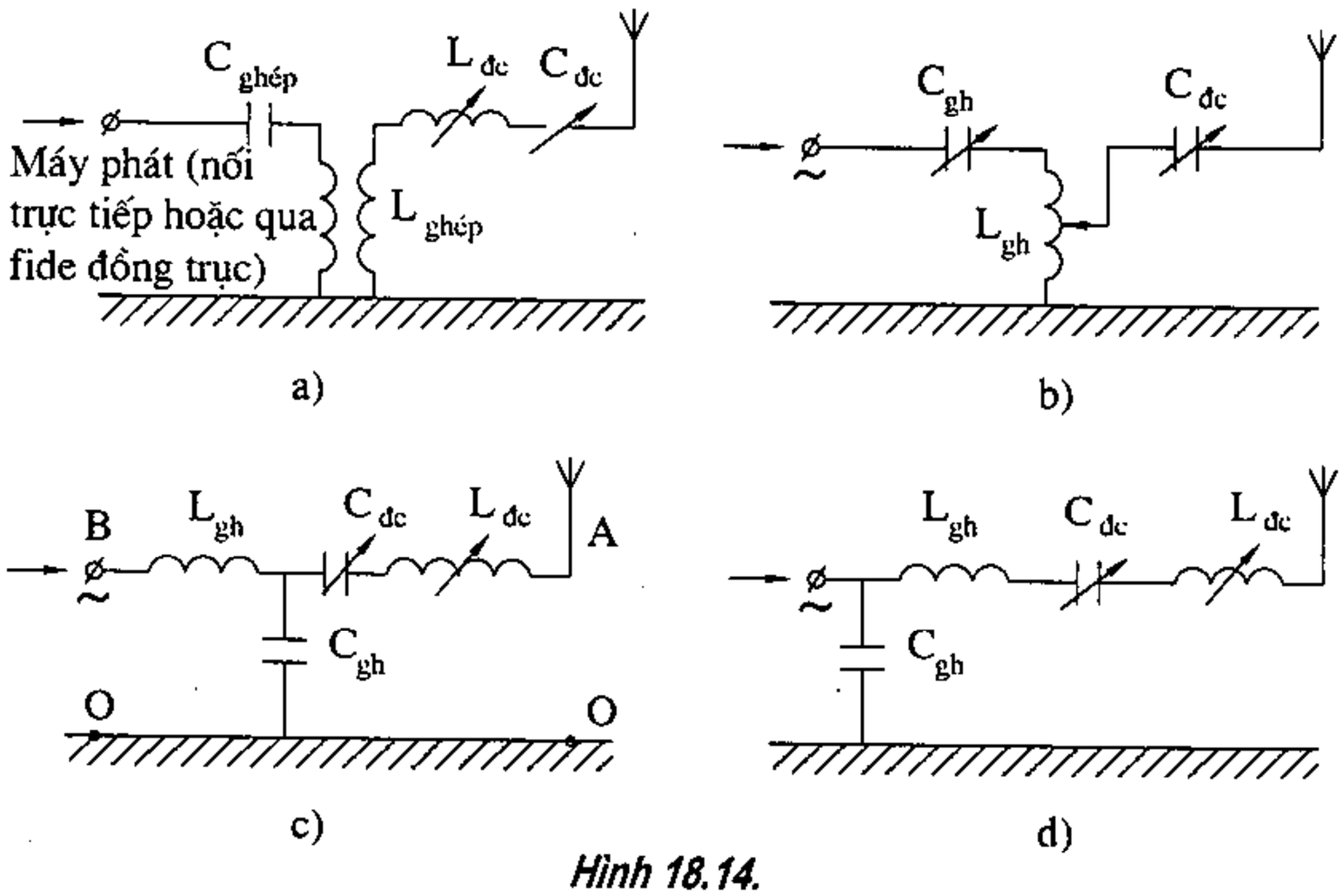
$$R_{\Sigma} = R_{\Sigma 1} + R_{\Sigma 2} + ... + R_{\Sigma n} \approx n^2 R_{\Sigma 11}$$

Như vậy điện trở bức xạ của anten có n nhánh đứng sẽ bằng n^2 lần điện trở bức xạ của anten có một nhánh đứng với độ cao tương tự. Trong khi đó điện trở tổn hao của anten có n nhánh đứng chỉ tăng n lần so với điện trở tổn hao của anten một nhánh đứng.

Kết quả là hiệu suất của anten sẽ tăng.

§18.3. VẤN ĐỀ TIẾP ĐIỆN VÀ PHỐI HỢP TRỞ KHÁNG CHO ANTEN

Ở các đài phát công suất lớn, anten và máy phát thường đặt cách xa nhau. Để tiếp điện cho anten thường dùng fide đồng trục nối anten với đầu ra máy phát (tiếp điện qua fide). Ở các đài phát công suất nhỏ và đài lưu động, anten va máy phát thường đặt gần nhau và có thể tiếp điện trực tiếp, không qua fide. Trường hợp tiếp điện trực tiếp, tải của máy phát chính là trở kháng vào anten. Để việc truyền đạt công suất của máy phát cho tải đạt cực đại, tải cần có đặc tính thuần trở với giá trị thích hợp đối với chế độ làm việc của máy phát. Trường hợp tiếp điện qua fide thì trở kháng vào anten cần có giá trị bằng trở kháng sóng fide để đảm bảo chế độ sóng chạy. Khi ấy tải của máy phát bằng trở kháng sóng của fide.



Hình 18.14.

Bài toán phối hợp anten với máy phát hoặc với fide có thể chia làm hai phần:

– Điều chỉnh cộng hưởng cho anten bằng cách bù phần kháng của trở kháng vào;

– Biến đổi trở vào anten để nhận được giá trị cần thiết

Để thực hiện các nhiệm vụ trên có thể sử dụng các phần tử điện kháng điều chuẩn (thông số tập trung) và các phần tử ghép. Hình 18.14 vẽ một số phương án phối hợp khi tiếp điện cho anten không đối xứng, trong đó hình 18.14a, b là sơ đồ anten ghép điện cảm, còn hình 18.14c là sơ đồ anten ghép điện dung (khi điện trở vào anten lớn hơn trở kháng sóng fide: $R_{VA} > \rho$). Hình 18.14d là sơ đồ ghép điện dung khi $R_{VA} < \rho$.

Để làm sáng tỏ phương pháp tính toán các phần tử phối hợp (ghép và điều chuẩn) ta khảo sát sơ đồ ghép điện dung (hình 18.14c).

Giả sử anten được điều chuẩn cộng hưởng bởi các phần tử điều chuẩn C_{dc} và L_{dc} thì trở kháng vào tại $A - 0$ sẽ được xác định bởi điện trở vào anten R_{VA} và C_{gh} mắc song song nhau:

$$Z_{A-0} = \frac{R_{VA}\dfrac{1}{i\omega C_{gh}}}{R_{VA} + \dfrac{1}{i\omega C_{gh}}} = \frac{R_{VA}}{1 + i\omega C_{gh}R_{VA}}$$

hoặc

$$Z_{A-0} = \frac{R_{VA}}{1 + \omega^2 C_{gh}^2 R_{VA}^2} - \frac{i\omega C_{gh}R_{VA}^2}{1 + \omega^2 C_{gh}^2 R_{VA}^2}$$

Để phối hợp trở kháng với fide hoặc máy phát, trở kháng vào tại $B - 0$ cần phải thuần trở và có giá trị bằng trở kháng sóng fide (hoặc trở kháng ra của máy phát) nghĩa là phải thực hiện được:

$$\frac{R_{VA}}{1 + \omega^2 C_{gh}^2 R_{VA}^2} = \rho \text{ (trở kháng sóng fide)}$$

$$\omega L_{gh} - \frac{\omega C_{gh}R_{VA}^2}{1 + \omega^2 C_{gh}^2 R_{VA}^2} = 0$$

L_{gh} là điện cảm ghép, có nhiệm vụ bù thành phần điện kháng tại $A - 0$.

Từ hai phương trình trên sẽ xác định được giá trị của L_{gh} và C_{gh}:

$$C_{gh} = \frac{1}{\omega R_{VA}}\sqrt{\frac{R_{VA}}{\rho} - 1}$$

$$L_{gh} = \frac{\rho}{\omega}\sqrt{\frac{R_{VA}}{\rho} - 1}$$

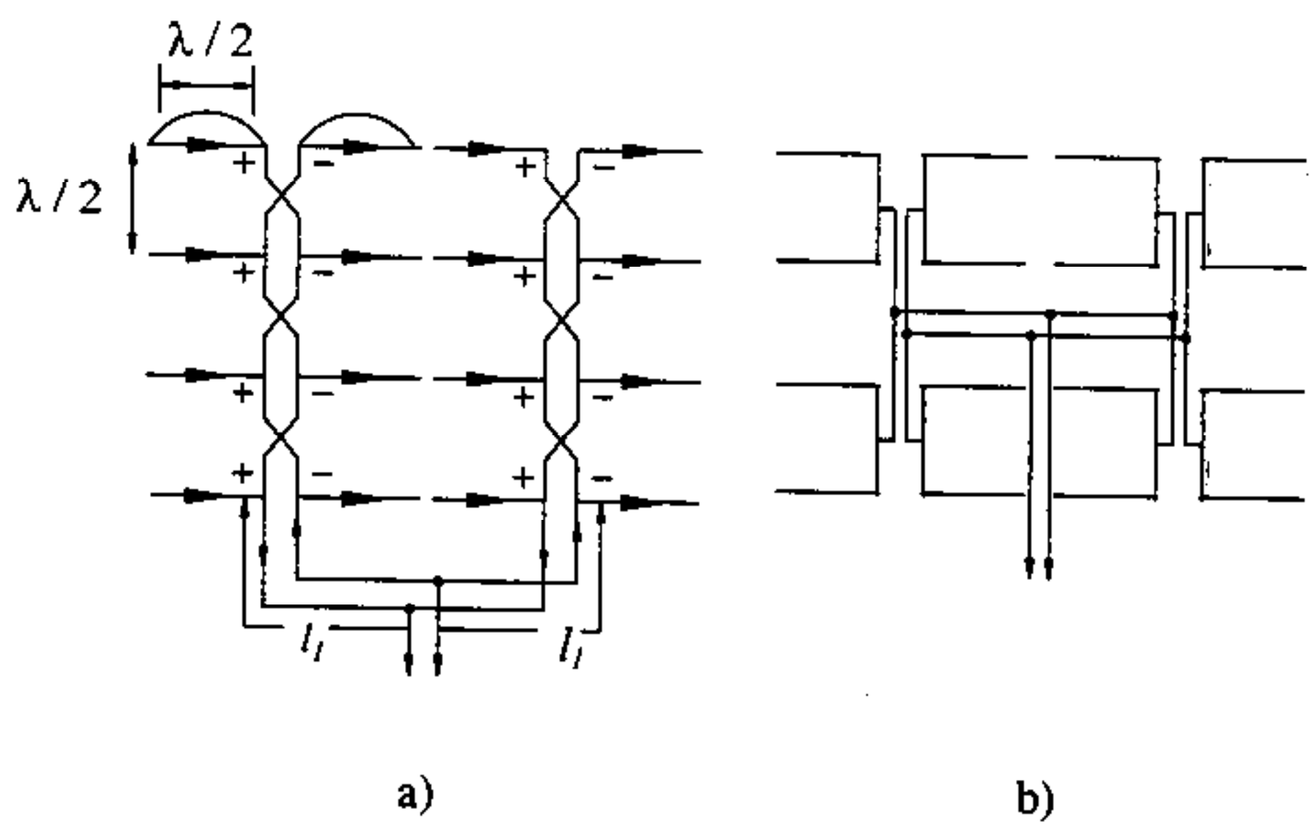
Theo các công thức trên, ta nhận thấy sơ đồ này chỉ có thể làm việc khi $\dfrac{R_{VA}}{\rho} > 1$, nghĩa là khi thành phần điện trở của trở kháng vào anten lớn hơn trở kháng sóng fide hoặc trở kháng ra của máy phát.

Chương XIX
ANTEN NHIỀU CHẤN TỬ

A. ANTEN ĐỒNG PHA NHIỀU CHẤN TỬ

§ 19.1. DÀN CHẤN TỬ ĐỒNG PHA

Dàn chấn tử đồng pha được sử dụng trong thực tế ở dải sóng ngắn và sóng cực ngắn. Anten thường bao gồm một số chấn tử nửa sóng được sắp xếp thành hàng và cột trong mặt phẳng, với khoảng cách giữa các chấn tử bằng 0,5λ theo phương thẳng đứng và nằm ngang (hình 19.1). Để tiếp điện đồng pha cho các chấn tử có thể dùng sơ đồ mắc liên tiếp đường dây fide bắt chép (hình19.1a), hoặc bằng cách mắc song song từng cấp (hình 19.1b).

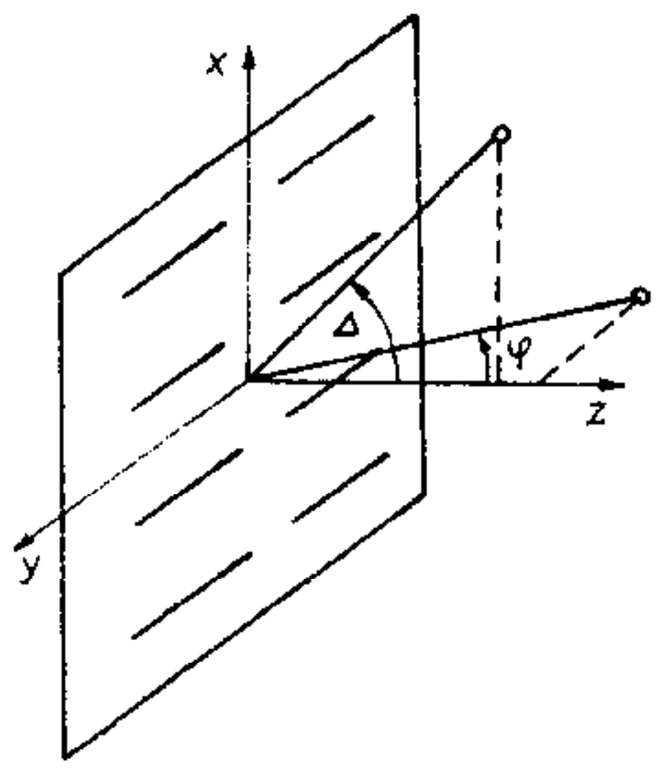


Hình 19.1.

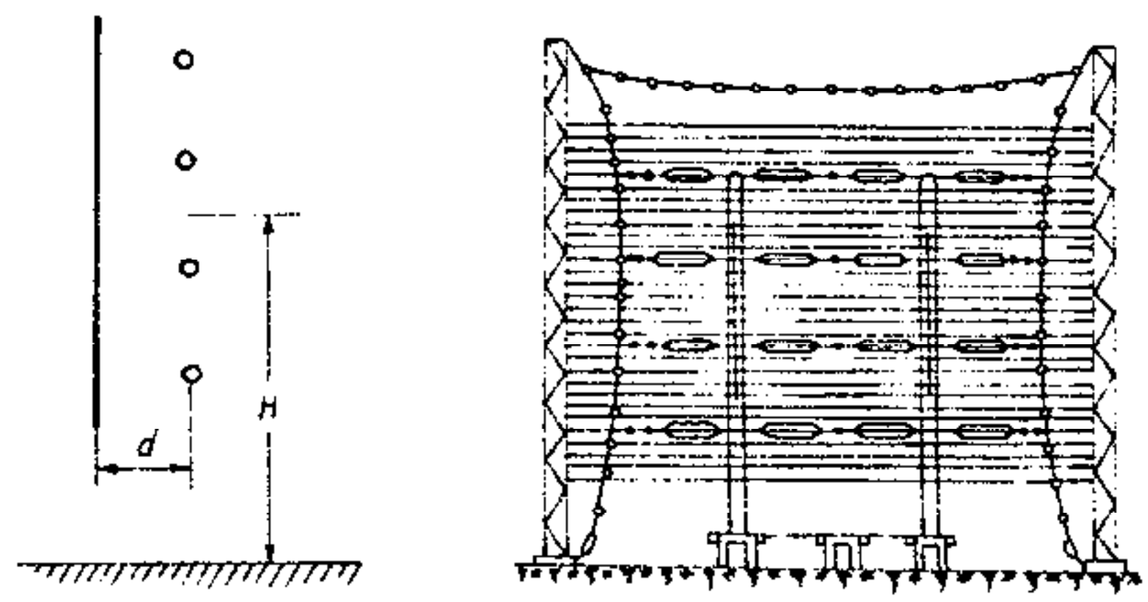
Ở hình 19.1a, chiều dòng điện chảy trên các chấn tử được vẽ bởi các mũi tên. Việc bắt chéo đường dây tiếp điện giữa hai tầng nhằm đảm bảo tiếp điện đồng pha cho chấn tử ở các tầng. Thật vậy, do khoảng cách giữa hai tầng bằng λ/2 nên dòng điện sẽ đổi chiều khi đi qua đoạn fide nối giữa hai tầng, do đó việc bắt chéo đường dây fide sẽ bù lại sự biến đổi pha 180^0 ấy.

Ở hình 19.1b, với cách mắc song song từng cấp có thể dễ dàng nhận thấy rằng độ dài của đường fide tiếp cho các chấn tử sẽ có giá trị như nhau, do đó pha của dòng điện tiếp cho các chấn tử của dàn anten cũng giống nhau.

Như đã biết, dàn chấn tử đồng pha có giản đồ hướng tính với hai hướng bức xạ cực đại theo hai phía vuông góc với mặt phẳng của dàn. Trong thực tế, để nhận được bức xạ đơn hướng người ta thường kết hợp dàn chấn tử nói trên với một *mặt phản xạ phẳng* hoặc một *dàn chấn tử phản xạ*. Mặt phản xạ phẳng có thể là mặt phẳng kim loại (hình 19.2) hoặc lưới dây dẫn gồm các dây kim loại đặt song song (hình 19.3).



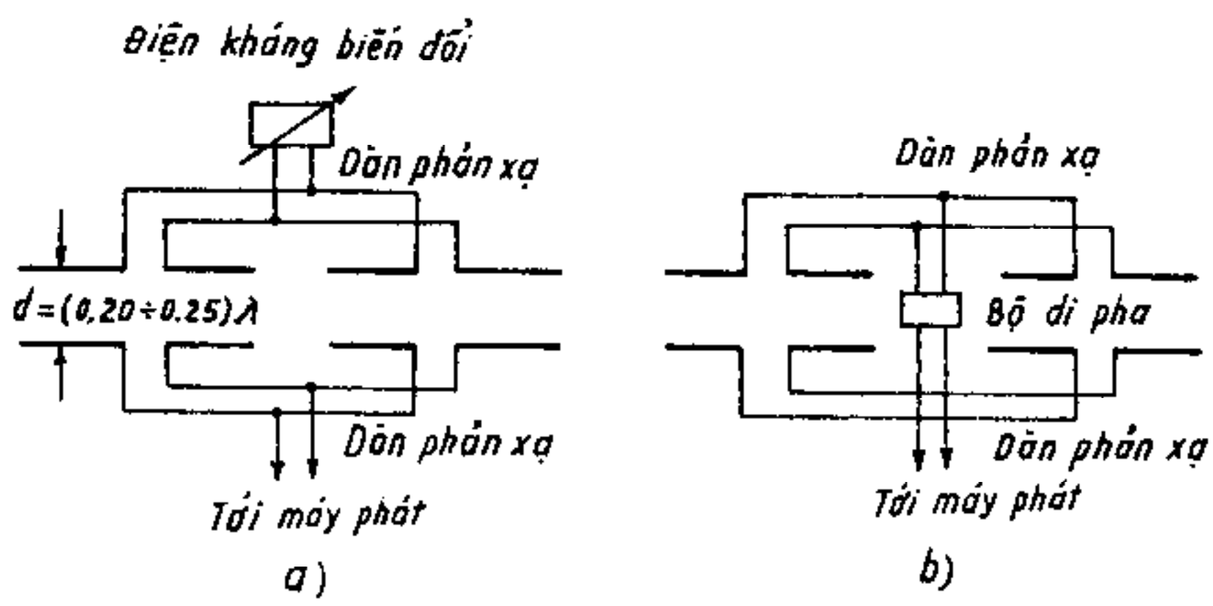
Hình 19.2.



Hình 19.3.

Dàn chấn tử phản xạ có kết cấu giống như dàn chấn tử phát xạ và được đặt song song với dàn phát xạ ở một khoảng cách d nhất định, với $d=(0,2 \div 0,25)\lambda$. Dàn chấn tử phản xạ có thể làm việc theo chế độ chủ động hoặc thụ động. Trong chế độ thụ động, các chấn tử không nối với nguồn (máy phát), dòng điện trong chúng sẽ nhận được do cảm ứng trường của dàn chấn tử chính. Việc điều chỉnh biên độ và pha của dòng cảm ứng được thực hiện nhờ điện kháng biến đổi mắc ở cực của dàn anten (hình 19.4a). Trong kỹ thuật anten, điện kháng biến đổi thường được làm bằng một đoạn fide ngắn mạch có độ dài biến đổi được.

Trong chế độ chủ động, dàn chấn tử phản xạ được nối với nguồn thông qua một bộ dịch pha, nhằm đảm bảo góc lệch pha cần thiết của dòng điện giữa dàn phản xạ và dàn phát xạ (hình 19.4b).



Hình 19.4.

Hàm phương hướng của dàn chấn tử đồng pha được xác định theo công thức đã biết trong phần "Lý thuyết anten". Khi sử dụng dàn chấn tử kết hợp với mặt phản xạ phẳng sẽ nhận được hàm phương hướng trong hai mặt phẳng của dàn chấn tử đồng pha được xác định theo công thức đã biết trong phần "Lý thuyết anten". Khi sử dụng dàn chấn tử kết hợp với mặt phản xạ phẳng sẽ nhận được hàm phương hướng trong hai mặt phẳng E và H dưới dạng.

Trong mặt phẳng H (mặt phẳng xoz – xem hình 19.2)

$$f(\Delta)=\frac{\sin\left(M\frac{\pi}{2}\sin\Delta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\Delta\right)}\sin(kH\sin\Delta).\sin(kd\cos\Delta)$$

Trong mặt phẳng E (mặt phẳng yoz)

$$f(\varphi)=\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)\sin\left(N\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{\cos\varphi\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}.\sin(kd\cos\varphi)$$

Trong đó Δ là góc ngẩng của điểm khảo sát (góc hợp bởi hướng khảo sát và trục z trong mặt phẳng đứng); φ là góc phương vị của điểm khảo sát (góc hợp bởi hướng khảo sát và trục z trong mặt phẳng ngang); M là số chấn tử xếp theo hàng; N là số chấn tử xếp theo cột; H là độ cao trung bình của dàn so với mặt đất (xem hình 19.2).

Khi sử dụng dàn chấn tử đồng pha kết hợp với dàn chấn tử phản xạ sẽ nhận được:

Trong mặt phẳng H:

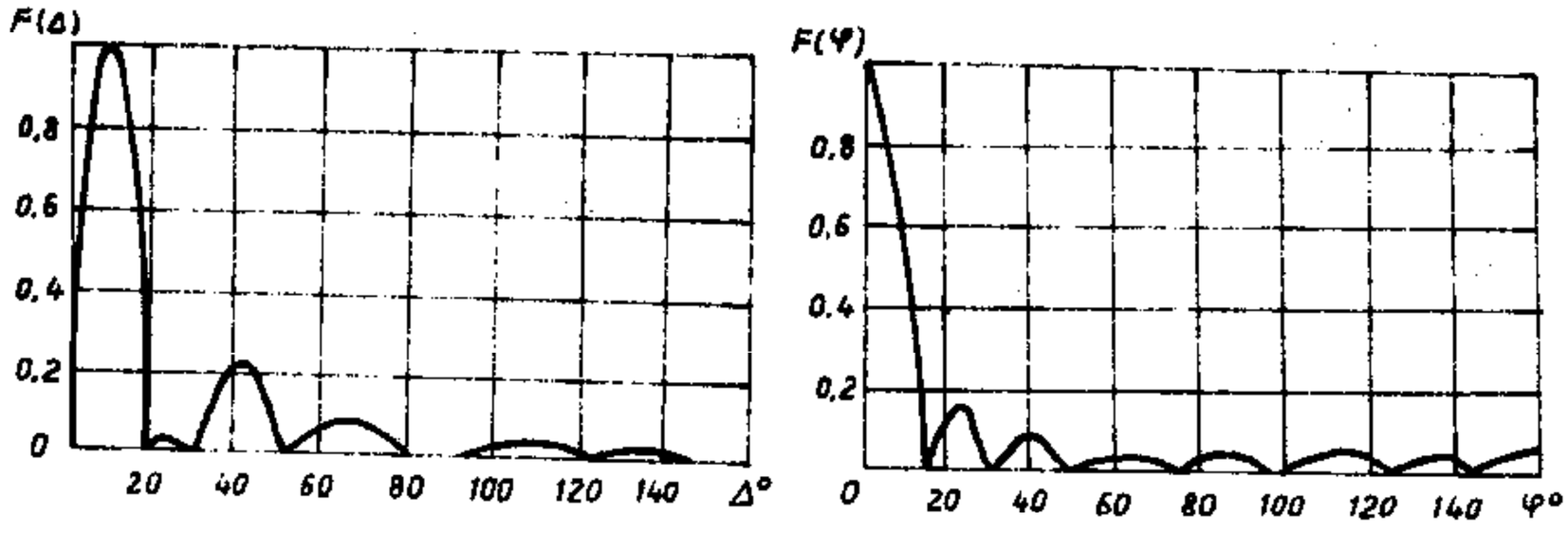
$$f(\Delta)=\frac{\sin\left(M\frac{\pi}{2}\sin\Delta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\Delta\right)}\sin(kH\sin\Delta).\sqrt{1+a^2+2a\cos(\psi-kd\cos\Delta)}$$

Trong mặt phẳng E:

$$f(\varphi)=\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{\cos\varphi}\frac{\sin\left(N\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}.\sqrt{1+a^2+2a\cos(\psi-kd\sin\varphi)}$$

Trong đó, a là tỷ số biên độ dòng điện trong dàn phản xạ và dàn anten; ψ là góc lệch pha của dòng điện trong dàn phản xạ và dàn anten.

Đồ thị phương hướng của dàn chấn tử đồng pha trong hai mặt phẳng được vẽ ở hình 19.5.



Hình 19.5.

§ 19.2. ANTEN TUANIKÊ

Anten tuanikê đơn giản là một kết cấu gồm hai chấn tử đối xứng đặt vuông góc với nhau, được tiếp điện với các dòng điện có biên độ bằng nhau, góc pha lệch nhau một góc $\pi/2$.

Như đã khảo sát trong phần "Lý thuyết anten", trường bức xạ của anten trong mặt phẳng chứa hai chấn tử là trường phân cực thẳng, giản đồ hướng tính trong mặt phẳng này là hình tròn. Do đặc điểm, anten Tuanikê được sử dụng thích hợp làm anten phát vô tuyến truyền hình hoặc anten phát thanh sóng cực ngắn. Thật vậy, nếu sử dụng anten Tuanikê đặt nằm ngang (mặt phẳng anten song song với mặt đất) thì sẽ nhận được bức xạ vô hướng trong mặt phẳng ngang, với trường cực hóa ngang là dạng cực hóa thích hợp để tránh nhiễu công nghiệp ở dải sóng cực ngắn.

Một trong các yêu cầu đối với anten của các đài phát vô tuyến truyền hình và phát thanh sóng cực ngắn là phải có hướng tính cao trong mặt phẳng thẳng đứng, sao cho năng lượng được tập trung cực đại theo hướng song song với mặt đất nhằm tăng cự ly hoạt động của đài phát. Để đạt được yêu cầu này, anten được cấu tạo từ nhiều anten Tuanikê đơn giản, xếp đặt thành nhiều tầng (hình 19.6). Khoảng cách giữa hai tầng thường được chọn bằng $\lambda/2$, và các tầng được tiếp điện đồng pha nhau.

Khi số tầng chẵn, bức xạ của anten theo phương trục của hệ (phương thẳng đứng, hướng lên trên và hướng xuống dưới) sẽ bằng không, bức xạ của anten theo phương vuông góc với trục của hệ (phương nằm ngang) sẽ nhận được cực đại.

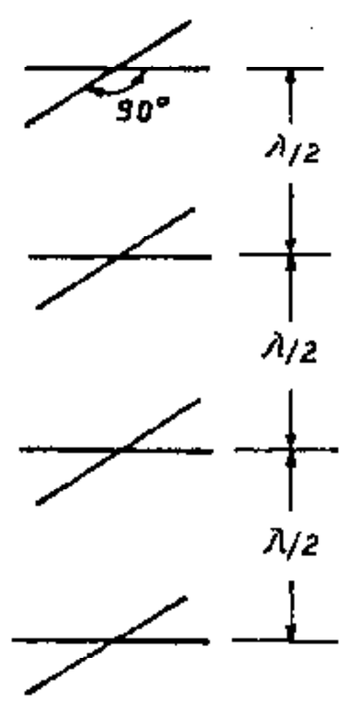
Thật vậy, vì khoảng cách giữa hai tầng bằng $\lambda/2$ nên sai pha do khoảng cách giữa hai tầng (góc chậm pha khi sóng truyền theo phương thẳng đứng giữa 2 tầng) bằng π; trường bức xạ của từng cặp anten Tuanikê đơn giản sẽ triệt tiêu nhau theo phương thẳng đứng. Nếu số tầng là chẵn thì bức xạ của hệ sẽ triệt tiêu nhau theo phương thẳng đứng. Trong khi đó, trường bức xạ của các anten Tuanikê đơn giản theo phương nằm ngang luôn đồng pha nhau (do các tầng được tiếp điện đồng pha và không có sai pha do khoảng cách) nên trường tổng sẽ nhận được cực đại.

Đối với các anten dùng trong kỹ thuật vô tuyến truyền hình, ngoài yêu cầu về đồ thị phương hướng như nói ở trên, còn có các yêu cầu khác như:

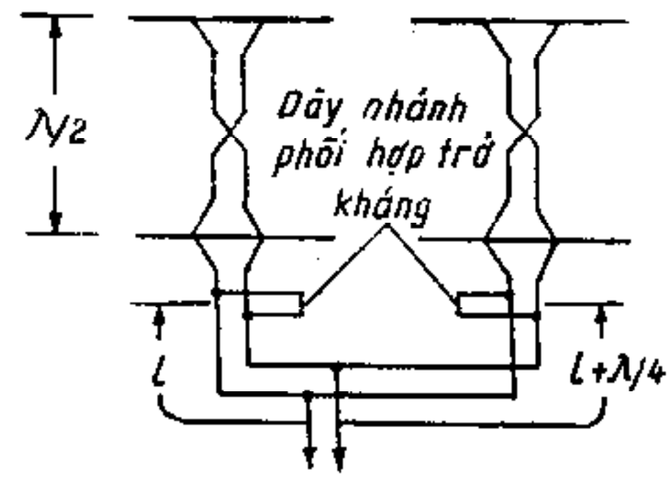
– Dải thông tần của hệ anten-fide phải đủ rộng để không gây ra méo dạng đối với tín hiệu ảnh, để giảm nhỏ sự phản xạ sóng trong hệ anten-fide; sự phản xạ này là nguyên nhân dẫn tới hiện tượng lặp hình ảnh. Ngoài ra, trong một số trường hợp, hệ anten-fide cần có dải tần công tác đủ lớn để có thể dùng chung anten cho một vài kệnh truyền hình lân cận nhau, hoặc dùng chung anten cho truyền hình và cho phát thanh sóng cực ngắn.

– Anten thường phải đặt trên các cột cao, đòi hỏi kết cấu anten phải chắc chắn và ít cản gió. Ngoài ra, trong điều kiện khí hậu nhiệt đới nó phải được chống sét tốt, nghĩa là anten phải được kết cấu thế nào để các phần tử của nó có thể tiếp đất trực tiếp mà không ảnh hưởng đến chế độ làm việc của anten.

Để thực hiện việc tiếp điện lệch pha 90^0 giữa hai chấn tử trong cùng một tầng và tiếp điện đồng pha giữa các tầng, có thể bố trí sơ đồ tiếp điện của anten như sau: các chấn tử nằm trong mỗi mặt phẳng đứng sẽ được cấp điện bởi một đường fide riêng, với sơ đồ nối tiếp hoặc song song, sao cho dòng điện của tất các chấn tử trong cùng mặt phẳng đồng pha nhau.



Hình 19.6.

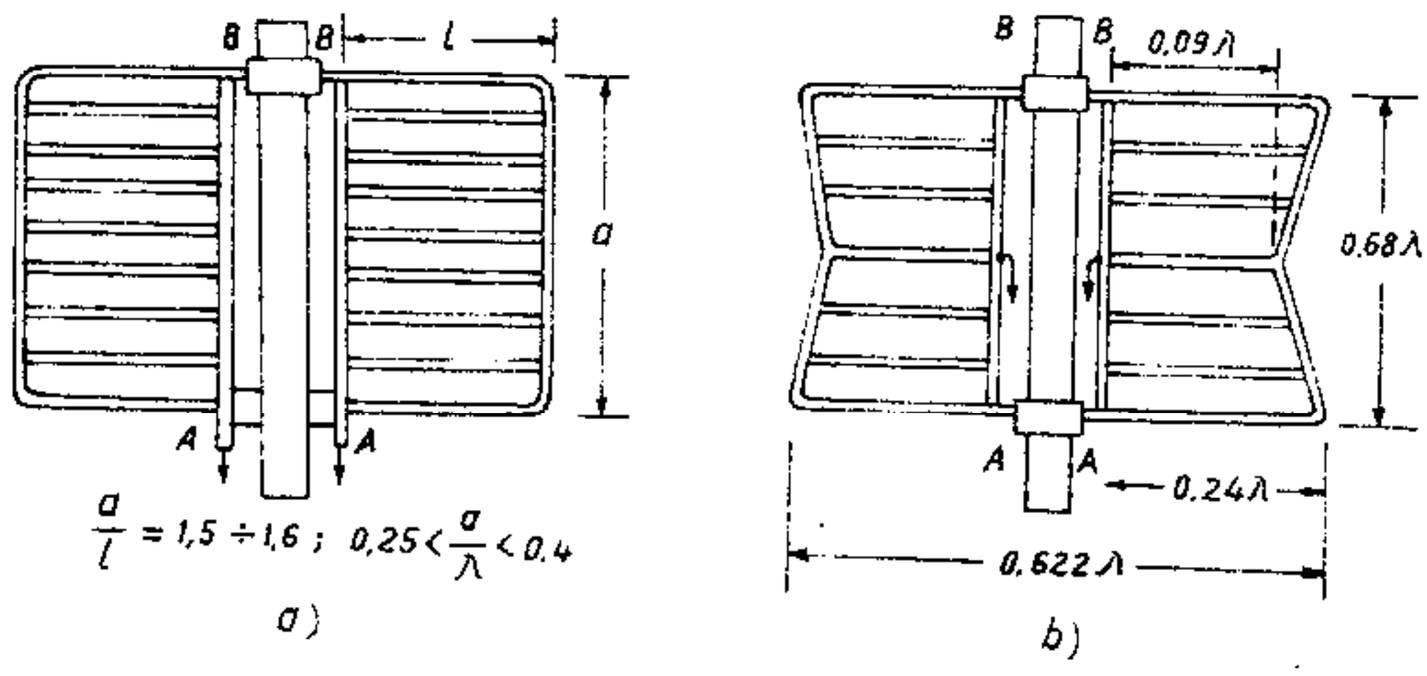


Hình 19.7.

Hai đường fide nối với hai nhóm chấn tử của hai mặt phẳng đứng sẽ được điều chuẩn ở chế độ sóng chạy và được nối song song với nhau, đồng thời độ dài của hai đường fide này cần khác nhau một phần tư bước sóng để tạo góc lệch pha 90^0 giữa hai chấn tử vuông góc ở các tầng. Sơ đồ tiếp điện của anten được vẽ ở hình 19.7, trong đó các chấn tử thuộc mỗi mặt phẳng đứng được vẽ ở một cột riêng và việc tiếp điện đồng pha cho chấn tử của mỗi cột được thực hiện bởi đường dây fide hai sợi bắt chéo giống như đã khảo sát ở tiết 19.1.

Để thoả mãn yêu cầu về dải tần số, các chấn tử của anten tuanikê phải là các chấn tử dải rộng. Nguyên lý và kết cấu của chấn tử dải rộng đã được khảo sát ở chương 14. Để kết hợp yêu cầu về dải tần số và các yêu cầu khác nhằm đảm bảo có một kết cấu vững chắc, ít chắn gió, và có khả năng chống sét tốt, các chấn tử của anten tuanikê được chế

tạo dưới dạng tấm lưới phẳng hình chữ nhật hoặc hình cánh bướm (hình 19.8). Mỗi tấm gồm có 11 ống kim loại, đường kính mỗi ống khoảng 10mm, các kích thước tương đối của anten được cho trên hình vẽ.



Hình 19.8.

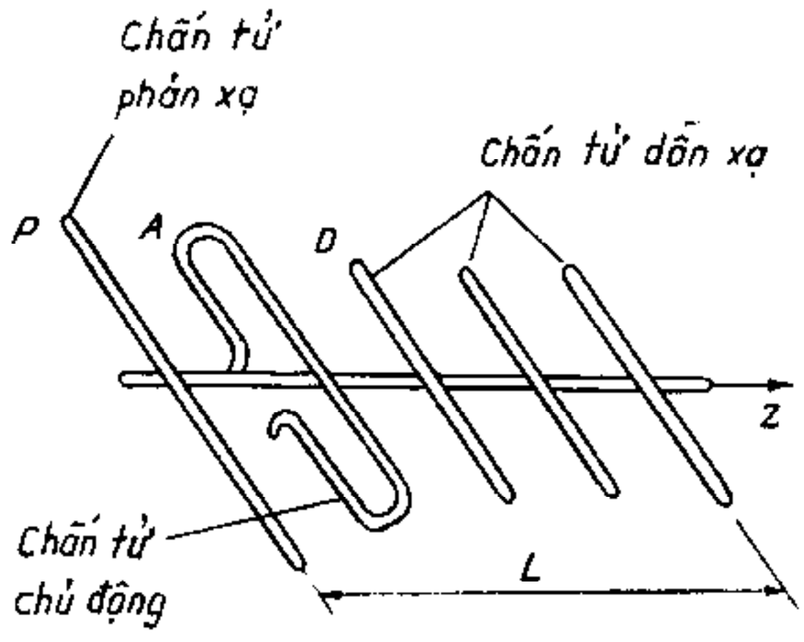
Các nhánh chấn tử vẽ ở hình 19.8a có thể được gắn trực tiếp (ngắn mạch) với cột đỡ kim loại tại hai điểm *B - B*. Nhờ đó có thể tạo được một kết cấu vững chắc, đồng thời tạo điều kiện cho việc chống sét tốt. Tại hai điểm *A - A*, chấn tử được cách điện với cột và đường fide tiếp điện được nối với chấn tử tại đây. Khi ấy, hai mép trong của chấn tử tính theo các cạnh *AB* sẽ hình thành một đoạn dây truyền sóng, tương tự như dây song hành, được nối tắt đầu cuối tại *BB*. Đoạn dây này giống như một dây nhánh, nó sẽ tạo một điện kháng tại *AA*, và nếu được lựa chọn thích hợp thì nó sẽ đóng vai trò đoạn dây nhánh phối hợp trở kháng.

Trên hình 19.8b, các nhánh chấn tử được chế tạo hình cánh bướm nhằm tạo ra một kết cấu vững chắc về cơ học, đồng thời để giảm nhỏ thành phần dòng điện dọc chảy ở mép ngoài . Chấn tử được gắn trực tiếp với cột ở cả hai đầu AA và BB, đồng thời điểm tiếp điện trong trường hợp này được đặt tại *CC*. Trở kháng vào của chấn tử có giá trị khoảng 150 ôm trong một dải tần khá rộng.

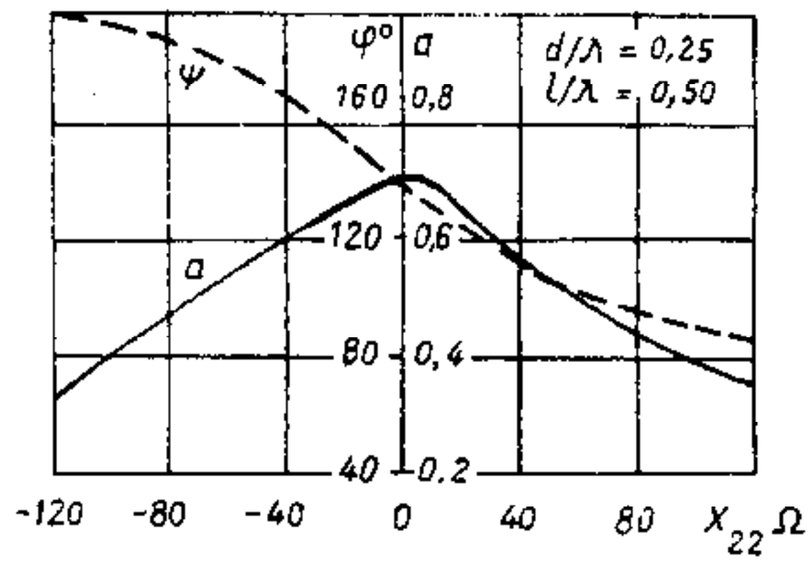
B. ANTEN NHIỀU CHẤN TỬ CÓ PHA BIẾN ĐỔI

§ 19.3. ANTEN DẪN XẠ (ANTEN YAGI)

Sơ đồ anten được vẽ ở hình 19.9. Nó gồm một chấn tử chủ động thường là chấn tử nửa sóng, một chấn tử phản xạ thụ động, và một số chấn tử dẫn xạ thụ động. Thường các chấn tử phản xạ và dẫn xạ thụ động được gắn trực tiếp với thanh đỡ kim loại. Nếu chấn tử chủ động là chấn tử vòng dẹt thì nó cũng có thể gắn trực tiếp với thanh đỡ và kết cấu anten sẽ trở nên đơn giản (xem hình 19.9). Việc gắn trực tiếp các chấn tử lên thanh kim loại thực tế sẽ không ảnh hưởng gì đến phân bố dòng điện trên anten vì điểm giữa của các chấn tử cũng phù hợp với nút của điện áp. Việc sử dụng thanh đỡ bằng kim loại cũng không ảnh hưởng gì đến bức xạ của anten vì nó được đặt vuông góc với các chấn tử.



Hình 19.9.



Hình 19.10.

Để tìm hiểu nguyên lý làm việc của anten ta hãy xét một anten dẫn xạ đơn giản gồm 3 phần tử: chấn tử chủ động *A*, chấn tử phản xạ *P* và chấn tử dẫn xạ *D*. Chấn tử chủ động được nối với máy phát cao tần. Dưới tác dụng của trường bức xạ tạo bởi *A*, trong *P* và *D* sẽ xuất hiện dòng cảm ứng và các chấn tử này sẽ bức xạ thứ cấp. Như đã biết, nếu chọn được độ dài của *P* và khoảng cách từ *A* đến *P* một cách thích hợp thì *P* sẽ trở thành *chấn tử phản xạ của A*. Khi ấy, năng lượng bức xạ của cặp *A*-P sẽ giảm yếu về phía chấn tử phản xạ và được tăng cường theo hướng ngược lại (hướng +z). Tương tự như vậy, nếu chọn được độ dài của *D* và khoảng cách từ *D* đến *A* một cách thích hợp thì *D* sẽ trở thành *chấn tử dẫn xạ của A*. Khi ấy, năng lượng bức xạ của hệ *A* – *D* sẽ được tập trung về phía chấn tử dẫn xạ và giảm yếu theo hướng ngược (hướng –z). Kết quả là năng lượng bức xạ của cả hệ sẽ được tập trung về một phía, hình thành một kênh dẫn sóng dọc theo trục anten, hướng từ phía chấn tử phản xạ về phía chấn tử dẫn xạ.

Theo lý thuyết chấn tử ghép, dòng điện trong chấn tử động (I_1) và dòng điện trong chấn tử thụ động (I_2) có quan hệ với nhau bởi biểu thức.

$$\frac{I_2}{I_1} = ae^{i\psi} \tag{19.1}$$

với

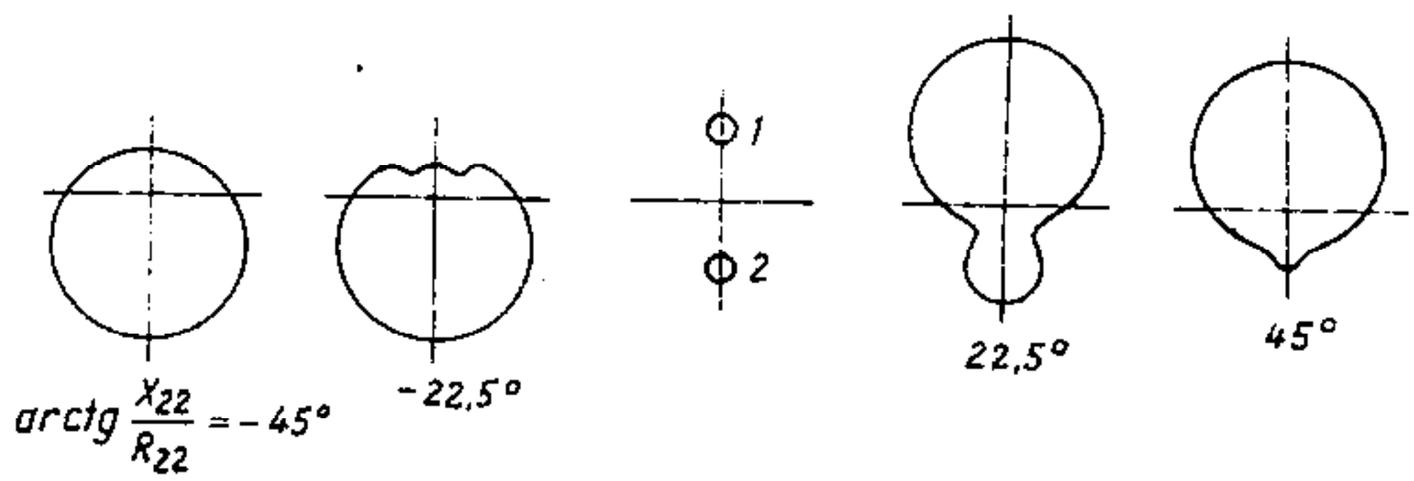
$$a = \sqrt{\left(R_{12}^2 + X_{12}^2\right)\left(R_{22}^2 + X_{22}^2\right)}$$

$$\psi = \pi + \operatorname{arc}tg\left(\frac{X_{12}}{R_{12}}\right) - \operatorname{arc}tg\left(\frac{X_{22}}{R_{22}}\right)$$

Bằng cách thay đổi độ dài của chấn tử thụ động, có thể biến đổi độ lớn và dấu của điện kháng riêng X_{22} và do đó sẽ biến đổi được *a* và ψ. Hình 19.10 biểu thị quan hệ của *a* và ψ với X_{22} đối với trường hợp chấn tử có độ dài xấp xỉ nửa bước sóng và ứng với khoảng cách d = λ/4.

Càng tăng khoảng cách *d* thì biên độ dòng chấn tử thụ động càng giảm. Tính toán cho thấy rằng, với $d \approx (0,1 \div 0,25)\lambda$ thì khi điện kháng của chấn tử thụ động mang tính

cảm kháng sẽ nhận được $\dot{I}_2$ sớm pha so với $\dot{I}_1$. Trong trường hợp này chấn tử thụ động sẽ trở thành chấn tử phản xạ. Ngược lại, khi điện kháng của chấn tử thụ động mang tính dung kháng thì dòng $\dot{I}_2$ sẽ chậm pha so với $\dot{I}_1$ và chấn tử thụ động sẽ trở thành chấn tử dẫn xạ.



Hình 19.11.

Hình 19.11 vẽ đồ thị phương hướng của cặp chấn tử chủ động và thụ động khi $d = 0,1\lambda$ ứng với các trường hợp khác nhau của $arc\,tg\frac{X_{22}}{R_{22}}$. Từ hình vẽ ta thấy khi $arc\,tg\frac{X_{22}}{R_{22}} > 0$, chấn tử thụ động trở thành chấn tử phản xạ, còn khi $arc\,tg\frac{X_{22}}{R_{22}} < 0$, chấn tử thụ động trở thành chấn tử dẫn xạ. Trong thực tế, việc thay đổi điện kháng X_{22} của chấn tử thụ động được thực hiện bằng cách điều chỉnh độ dài của chấn tử: khi độ dài chấn tử lớn hơn độ dài cộng hưởng sẽ có $X_{22} > 0$ còn khi độ dài chấn tử nhỏ hơn độ dài cộng hưởng sẽ có $X_{22} < 0$. Vì vậy chấn tử phản xạ thường có độ dài lớn hơn $\lambda/2$, còn chấn tử dẫn xạ thường có độ dài nhỏ hơn $\lambda/2$.

Thông thường, ở mỗi anten Yagi chỉ có một chấn tử làm nhiệm vụ phản xạ. Đó là vì trường bức xạ về phía ngược lại bị chấn tử này làm yếu đáng kể, nếu có thêm một chấn tử nửa đặt tiếp sau đó thì chấn tử phản xạ thứ hai sẽ được kích thích rất yếu và do đó nó cũng không phát huy được tác dụng. Để tăng cường hơn nữa hiệu quả phản xạ, trong một số trường hợp có thể sử dụng mặt phản xạ kim loại, lưới kim loại, hoặc một tập hợp vài chấn tử đặt ở khoảng cách giống nhau so với chấn tử chủ động, khoảng cách giữa chấn tử chủ động và chấn tử phản xạ thường được chọn trong giới hạn $(0,15 \div 0,25)\lambda$

Trong khi đó, số lượng chấn tử dẫn xạ có thể khá nhiều. Vì sự bức xạ của anten được định hướng về phía các chấn tử dẫn xạ nên các chấn tử này được kích thích với cường độ khá mạnh và khi số chấn tử dẫn xạ đủ lớn sẽ hình thành một kênh dẫn sóng. Sóng truyền lan trong hệ thống thuộc loại sóng chậm, nên về nguyên lý, anten dẫn xạ có thể được xếp vào loại anten sóng chậm. Số chấn tử dẫn xạ có thể từ $2 \div 10$, đôi khi có thể lớn hơn (tới vài chục). Khoảng cách giữa chấn tử chủ động và chấn tử dẫn xạ đầu tiên, cũng như giữa các chấn tử dẫn xạ được chọn trong khoảng $(0,1 \div 0,35)\lambda$.

Trong thực tế, thường dùng chấn tử chủ động là chấn tử vòng dẹt vì hai lý do chính sau đây:

– Có thể gắn trực tiếp chấn tử lên thanh đỡ kim loại, không cần dùng phần tử cách điện;

– Chấn tử vòng dẹt có trở kháng vào lớn, thuận tiện trong việc phối hợp trở kháng.

Để có được hệ số định hướng cực đại theo hướng bức xạ chính, kích thước của các chấn tử dẫn xạ và khoảng cách giữa chúng cần được lựa chọn thích đáng, sao cho đạt được quan hệ xác định đối với dòng điện trong các chấn tử. Quan hệ tốt nhất cần đạt được đối với các dòng điện này là *tương đối đồng đều về biên độ*, với giá trị gần bằng biên độ dòng điện của chấn tử chủ động, và *chậm dần về pha* khi di chuyển dọc theo trục anten, từ chấn tử chủ động về phía các chấn tử dẫn xạ. Khi đạt được quan hệ nói trên, trường bức xạ tổng của các chấn tử sẽ được tăng cường theo một hướng (hướng của các chấn tử dẫn xạ), và giảm nhỏ theo các hướng khác. Thường điều kiện để đạt được cực đại của hệ số định hướng về phía các chấn tử dẫn xạ cũng phù hợp với điều kiện để đạt được bức xạ cực tiểu về phía chấn tử phản xạ. Do vậy, khi anten dẫn xạ được điều chỉnh tốt thì bức xạ của nó sẽ trở thành đơn hướng. Vì đặc tính bức xạ của anten có quan hệ rất mật thiết với các kích thước tương đối của anten (kích thước so với bước sóng) nên anten Yagi thuộc loại anten dải hẹp. Dải tần số của anten, khi hệ số định hướng ở hướng chính biến đổi dưới 3 dB, đạt được khoảng vài phần trăm. Khi số lượng chấn tử dẫn xạ khá lớn, việc điều chỉnh thực nghiệm đối với anten rất phức tạp vì khi thay đổi độ dài hoặc vị trí của mỗi chấn tử sẽ dẫn đến sự thay đổi biên độ và pha của dòng điện trong tất cả các chấn tử.

Việc xác định sơ bộ các kích thước và thông số của anten có thể được tiến hành theo phương pháp của lý thuyết anten sóng chậm (anten sóng chạy có vận tốc pha nhỏ hơn vận tốc ánh sáng). Giả thiết các chấn tử dẫn xạ có độ dài bằng nhau và gần bằng một nửa bước sóng, chúng được đặt cách đều nhau dọc theo trục z và tạo thành một cấu trúc sóng chậm (sóng mặt), với hệ số chậm $\xi = \frac{c}{v} > 1$.

Để tính gần đúng hệ số chậm ξ, ta giả thiết kết cấu có kích thước vô hạn theo trục z. Giả thiết này nhằm loại bỏ việc khảo sát ảnh hưởng của sóng phản xạ tại đầu cuối của kết cấu. Qua phân tích đã cho thấy rằng sóng điện từ truyền lan dọc theo kết cấu sẽ có năng lượng tập trung gần các chấn tử và tạo ra dòng trong các chấn tử có biên độ bằng nhau nhưng lệch pha nhau $\Delta\psi$. Nếu d là khoảng cách giữa hai chấn tử thì hệ số pha của sóng chậm sẽ được xác định bởi:

$$\gamma = \frac{\Delta\psi}{d}$$

Ta có hệ số chậm bằng

$$\xi = \frac{c}{v} = \frac{\gamma}{k} = \frac{\Delta\psi}{kd}$$

Hệ số chậm ξ phụ thuộc vào độ dài l của các chấn tử và khoảng cách d giữa chúng. Bảng 19.1 dẫn ra các giá trị của hệ số chậm ξ ứng với các độ dài khác nhau của chấn tử, tính theo ba thông số d/l khi bán kính của chấn tử $a/l = 0{,}01$.

Qua phân tích cũng đã xác nhận rằng nếu kết cấu có độ dài hữu hạn thì sẽ xuất hiện sóng phản xạ ở đầu cuối, với hệ số phản xạ theo công suất không quá 15%. Do sự phản xạ không đáng kể nên có thể coi gần đúng kết cấu hữu hạn gồm các chấn tử dẫn xạ có độ dài bằng nhau và đặt cách đều nhau tương đương với một hệ thống thẳng - liên tục, bức xạ trục. Hệ số chậm của sóng trong hệ thống được xác định theo bảng 19.1

Bảng 19.1. Hệ số chậm ξ

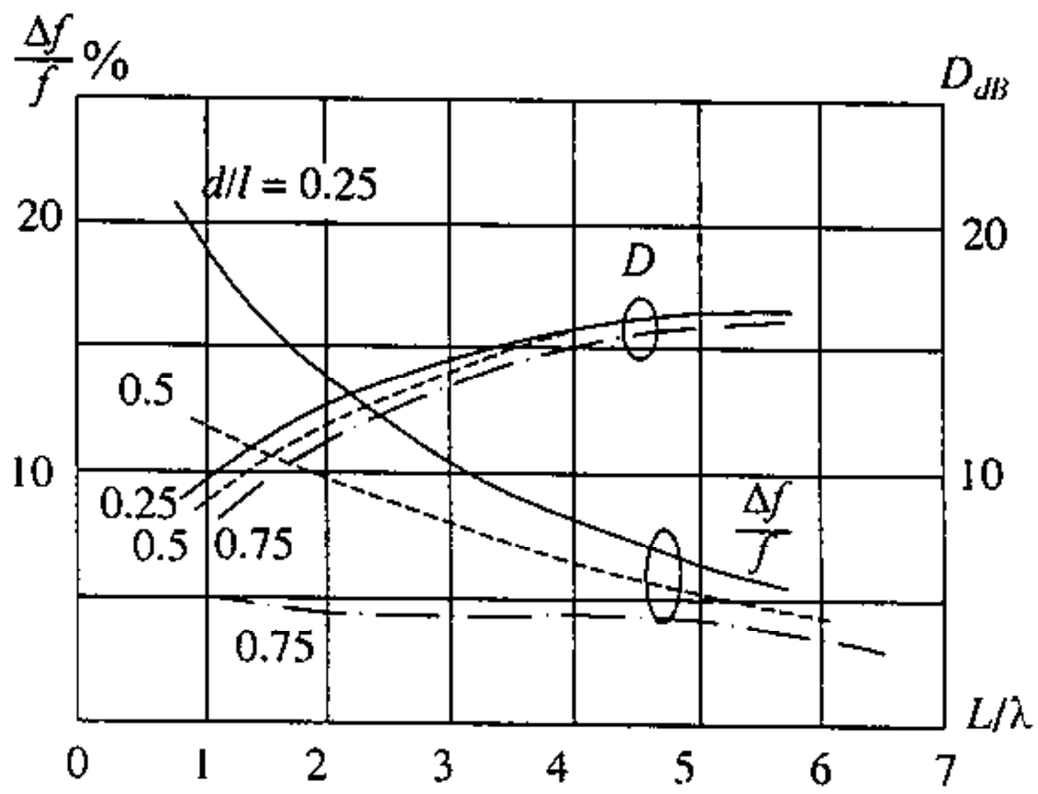
$kl/2$ \ $2d/l$	1,26	1,28	1,30	1,32	1,34	1,36	1,38	1,40	1,42	1,44
0,5	1,14	1,17	1,22	1,26	1,30	1,37	1,43	1,51	1,58	1,67
1,0			1,08	1,10	1,13	1,16	1,20	1,26	1,34	1,44
1,5					1,07	1,09	1,12	1,29		

Với độ dài của anten $L = Nd$ đã biết, có thể xác định được hệ số chậm tốt nhất (ứng với bước sóng công tác trung bình λ_0) theo công thức:

$$\xi_{opt} = 1 + \frac{\lambda_0}{2L} \tag{19.2}$$

Sau đó, áp dụng công thức của lý thuyết anten sóng chậm [28] có thể tính được sự phụ thuộc của hệ số định hướng với tần số và xác định được dải thông tần $\frac{\Delta f}{f_0}$ mà trong đó hệ số định hướng biến đổi không quá 3dB. Các kết quả tính toán sự phụ thuộc của hệ số định hướng D và dải thông tần $\frac{\Delta f}{f_0}$, theo độ dài của anten $\frac{L}{\lambda}$, ứng với các giá trị $\frac{2d}{l}$ khác nhau được vẽ ở hình 19.12

Từ hình vẽ ta thấy hệ số định hướng của anten được xác định chủ yếu bởi độ dài tổng cộng L/λ và ít phụ thuộc vào bước của kết cấu (khoảng cách d). Ngược lại, dải thông tần của anten lại phụ thuộc nhiều vào số lượng chấn tử (ứng với L cho trước). Vì vậy, để mở rộng dải thông tần của anten cần tăng số chấn tử dẫn xạ (khi không thay đổi độ dài chung của anten).

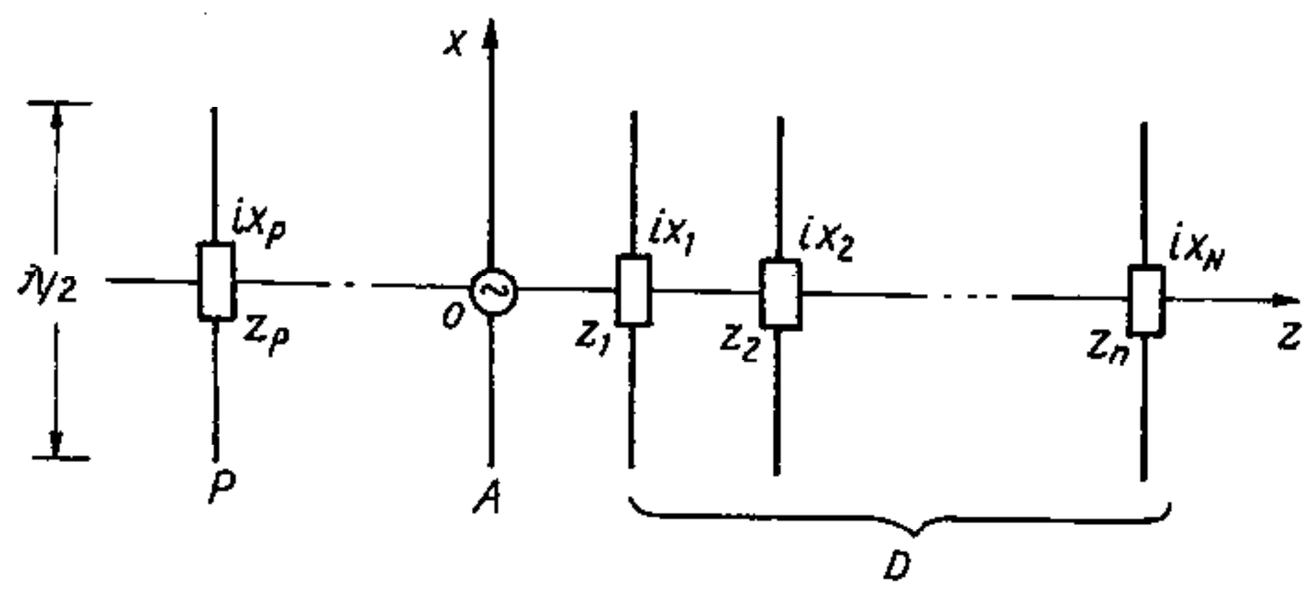


Hình 19.12.

Ta hãy khảo sát một ví dụ. Giả sử cần thực hiện một anten dẫn xạ để làm việc trong dải tần 200 ± 10MHz, độ dài anten cho trước là 3 mét, sao cho nhận được hệ số định hướng cực đại khi số phần tử của anten là ít nhất. Trong trường hợp này, độ dài của anten $L/\lambda_0 = 2$ và dải thông tần yêu cầu bằng 10%. Từ hình 19.12 ta thấy cần chọn thông số $d/l = 0,5$ để nhận được hệ số định hướng gần bằng 12dB. Đồng thời, với độ dài anten đã cho sẽ tính được hệ số chậm tốt nhất $\xi_{opt} = 1,25$. Tiếp theo, từ bảng 19.1 sẽ xác định được độ dài chấn tử $\frac{kl}{2} = 1,3$ (ứng với $2d/l = 1$). Từ đó suy ra $\frac{l}{2} = d = 0,22.\lambda_0$ và số chấn tử của anten bằng 10 (trong đó có 1 chấn tử phản xạ, 1 chấn tử chủ động và 8 chấn tử dẫn xạ).

Rõ ràng cách tính toán như vậy chỉ cho phép ước lượng sơ bộ mà không thể dùng để thiết kế anten. Để tính toán chính xác anten dẫn xạ có thể sử dụng lý thuyết của chấn tử ghép. Sau đây sẽ giới thiệu nội dung và các bước tính toán đối với bài toán tổng quát của loại anten này.

Ta chọn mô hình anten dẫn xạ là một tập hợp các chấn tử nửa sóng giống nhau (hình 19.13) chấn tử chủ động A được đặt ở gốc toạ độ. Vị trí của các chấn tử thụ động trên trục z được đặc trưng bởi các toạ độ z_n, với $n=1,2,...N$ (N là số chấn tử dẫn xạ) và bởi toạ độ z_p đối với chấn tử phản xạ. Việc điều chỉnh đối với mỗi chấn tử thụ động sẽ được thực hiện bởi các điện kháng biến đổi được $iX_p, iX_1, iX_2, ...iX_n$. Các bước tính toán với mô hình anten ở trên như sau:



Hình 19.13.

Bước 1: ứng với vị trí cố định của các chấn tử và với giá trị của các điện kháng điều chỉnh đã chọn, biên độ phức của dòng điện trong mỗi chấn tử sẽ được xác định khi giải hệ phương trình Kirchhoff đối với hệ (N + 2) chấn tử ghép.

$$\begin{bmatrix} (R_{pp}+iX_p) & Z_{pA} & Z_{p1} & \dots & Z_{pN} \\ Z_{Ap} & (R_{AA}+iX_A) & Z_{A1} & \dots & Z_{AN} \\ Z_{1p} & Z_{A1} & (R_{11}+iX_1) & \dots & Z_{1N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ Z_{Np} & Z_{NA} & Z_{Np} & \dots & (R_{NN}+iX_N) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_p \\ I_A \\ I_1 \\ \dots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ U \\ 0 \\ \dots \\ 0 \end{bmatrix} \qquad (19.3)$$

Trong đó, $R_{pp}, R_{AA}, R_{11}, R_{22} ... R_{NN}$ là phần thực của trở kháng riêng của chấn tử phản xạ, chấn tử chủ động và các chấn tử phản xạ. Các trở kháng tương hỗ $Z_{pA} = Z_{Ap}, Z_{p1} = Z_{1p}, Z_{A1} = Z_{1A}, ... X_{nk} = Z_{kn}$ có thể được xác định theo công thức của lý thuyết anten (phương pháp sức điện động cảm ứng), hoặc tính theo các bảng cho sẵn. Các đại lượng X_p, X_A, X_1, X_2, X_N là điện kháng toàn phần của chấn tử phản xạ, chấn tử chủ động và các chấn tử dẫn xạ, trong đó bao gồm điện kháng riêng của mỗi chấn tử và điện kháng điều chỉnh đối với mỗi chấn tử nếu có (sau này, khi đã tính toán xong thì việc thể hiện thực tế các điện kháng này sẽ được thực hiện bằng cách sử dụng các chấn tử ngắn mạch ở giữa và lựa chọn độ dài thích hợp cho chúng). Đại lượng U trong công thức trên là điện áp đặt ở đầu vào chấn tử chủ động và có thể được chọn tuỳ ý (ví dụ $U = 1\ V$).

Bước 2. Theo các trị số dòng điện tìm được khi giải hệ phương trình (19.3) sẽ tính được hàm phương hướng tổ hợp.

$$f_k(\theta) = \frac{I_p}{I_A} e^{ikzp\cos\theta} + 1 + \sum_{1}^{n=1} \left(\frac{I_n}{I_A} \right) e^{ikz_n \cos\theta} \qquad (19.4)$$

ttrong đó, θ là góc giữa trục anten và hướng của điểm khảo sát.

Đối với mặt phẳng H thì (19.4) cũng chính là hàm phương hướng của cả hệ, còn đối với mặt phẳng E thì hàm phương hướng của hệ sẽ bằng tích của hàm tổ hợp (19.4) với hàm phương hướng riêng của chấn tử $\left[f_1(\theta) = \cos(\frac{\pi}{2}\sin\theta)/\cos\theta \right]$.

Bước 3. Tìm trở kháng vào của chấn tử chủ động khi có ảnh hưởng tương hỗ của các chấn tử thụ động.

$$Z_{VA} = R_{VA} + iX_{VA} = \frac{I_p}{I_A} Z_{pA} + R_{AA} + iX_A + \frac{I_1}{I_A} Z_{1A} + ... + \frac{I_N}{I_A} Z_{1N} \qquad (19.5)$$

Trị số X_A sẽ được chọn theo điều kiện để đảm bảo $X_{VA} = 0$. Như vậy, từ (19.5) sẽ xác định được X_A và do đó $Z_{VA} = R_{VA}$.

Bước 4. Tính hệ số định hướng của anten ở hướng trục theo công thức:

$$D(\theta = 0^0) = \frac{D_1 R_{11} \left[f_K(\theta = 0^0) \right]^2}{R_{VA}} \qquad (19.6)$$

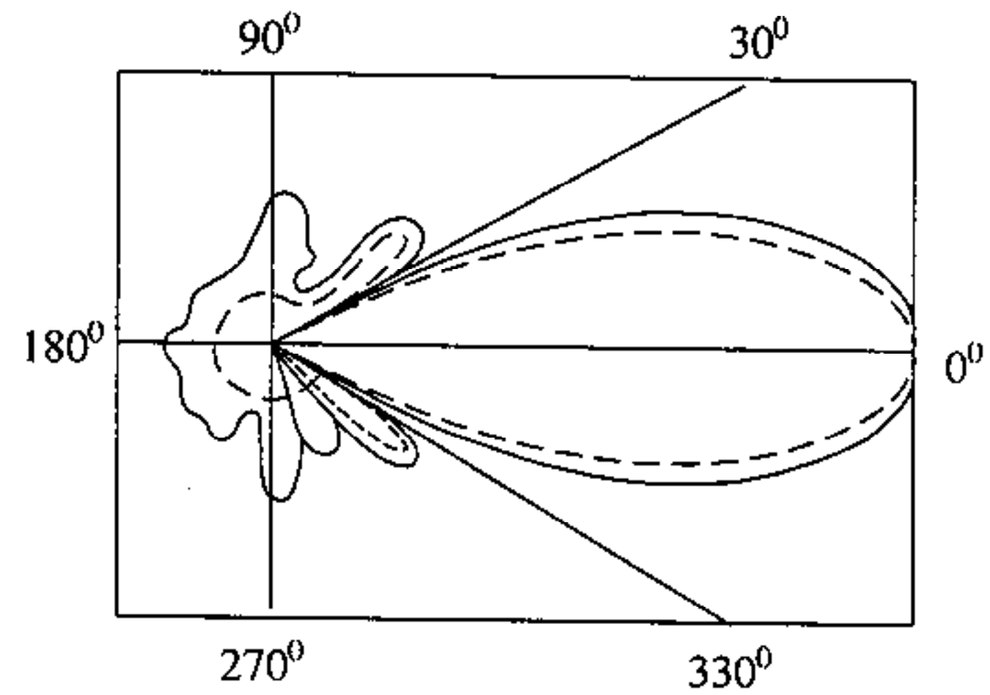
Trong đó $D_1 = 1{,}64$ là hệ số định hướng của chấn tử nửa sóng

$R_{11} = 73{,}1\Omega$ là điện trở riêng của chấn tử nửa sóng (nghĩa là của một phần tử anten).

Các bước tính toán ở trên cho phép giải quyết bài toán thuận (*bài toán phân tích*) đối với anten dẫn xạ có các phần tử đặt ở các vị trí xác định và với các điện kháng ở đầu vào đã biết. Bài toán ngược (*bài toán tổng hợp*) đối với anten dẫn xạ có thể được đặt ra

như sau: Với độ dài của anten đã cho và với số chấn tử thụ động đã chọn, hãy xác định vị trí của các chấn tử và điện kháng toàn phần của mỗi chấn tử sao cho anten đạt được các chỉ tiêu chất lượng cao nhất. Trong trường hợp đơn giản, chỉ tiêu chất lượng của anten có thể được chọn là hệ số định hướng ở tần số cho trước. Trong các trường hợp khác, chỉ tiêu chất lượng có thể không chỉ là hệ số định hướng mà còn là bức xạ phụ, mức bức xạ ngược, dải tần công tác...

Để giải quyết bài toán tổng hợp anten theo các chỉ tiêu chất lượng cho trước có thể áp dụng các phương pháp tính tối ưu, bằng cách sử dụng máy tính số. Quá trình tính toán được tóm tắt như sau: Sau khi chọn gần đúng các thông số tự do như vị trí chấn tử, điện kháng toàn phần (các số liệu này được gọi là các số liệu gần đúng ban đầu), tiến hành giải bài toán thuận và xác định các chỉ tiêu chất lượng của anten. Sau đó biến đổi liên tiếp giá trị của các thông số tự do và lặp lại thủ tục tính toán nhiều lần đến chừng nào mà chỉ tiêu chất lượng của anten đạt đến mức cao nhất có thể. Để giải quyết bài toán lựa chọn tối ưu này có thể sử dụng nhiều phương pháp như phương pháp lặp, phương pháp quy hoạch tuyến tính, phương pháp gradient, phương pháp Monte–Carlo...



Hình 19.14.

Sau khi hoàn thành quá trình lựa chọn tối ưu nghĩa là xác định được giá trị tốt nhất của vị trí các phần tử và các điện kháng toàn phần sẽ tiến hành tính toán kết cấu anten. Như đã nói ở trên, để thể hiện thực tế điện kháng toàn phần của chấn tử có thể sử dụng chấn tử ngắn mạch với độ dài thích hợp. Thật vậy, nếu chọn l xấp xỉ $\lambda/2$ thì điện kháng toàn phần của chấn tử sẽ được xác định bởi.

$$X_n = 42,5 - \rho_A \cot g \frac{kl}{2} \qquad (19.7a)$$

Trong đó $l = 0,5\lambda + 2\Delta\lambda$

Ta có $\cot g \frac{kl}{2} = tgk\Delta l$ và (19.7a) sẽ trở thành

$$X_n = 42,5 + \rho_A tgk\Delta l \qquad (19.7)$$

Từ (19.7) sẽ xác định được độ dài hiệu chỉnh của chấn tử để đảm bảo điện kháng toàn phần cần thiết.

Hình 19.14 vẽ đồ thị phương hướng thực nghiệm của anten dẫn xạ gồm 8 phần tử trong mặt phẳng H (đường liền) và trong mặt phẳng E (đường nét đứt).

§19.4. ANTEN LOGA - CHU KỲ

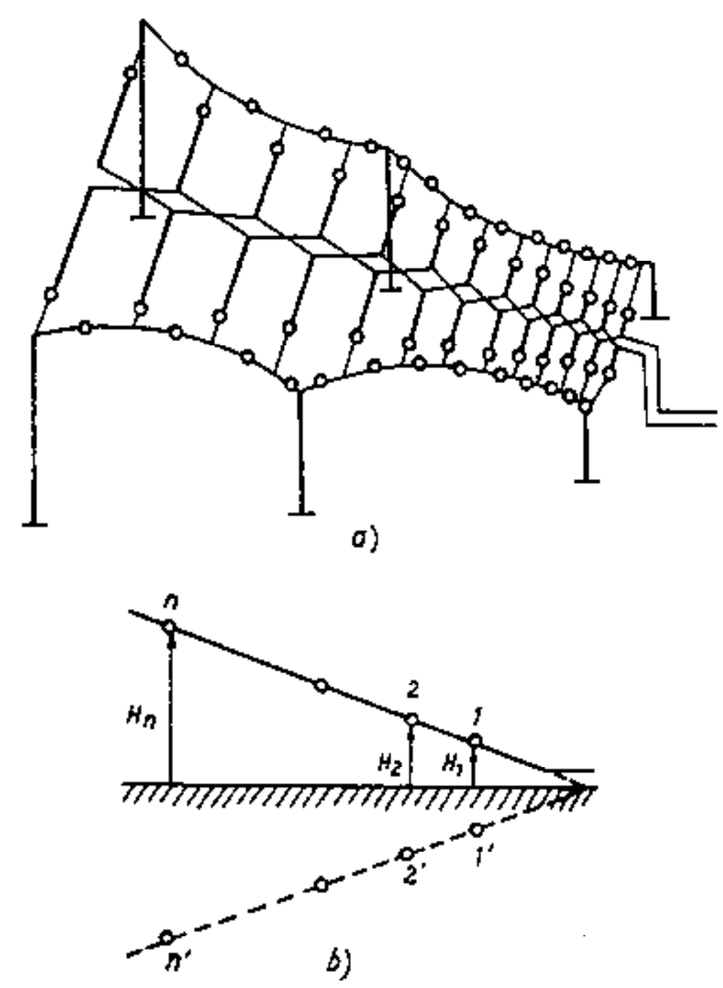
Nguyên lý của anten loga – chu kỳ đã được khảo sát ở chương 14. Trong phần này sẽ giới thiệu một số đặc điểm kết cấu của anten và phương pháp tính toán.

Để đảm bảo đồ thị phương hướng của anten trong mặt phẳng không biến đổi khi thay đổi tần số công tác, anten được đặt nghiêng một góc Δ so với mặt đất, sao cho độ cao tương đối của mỗi phần tử so với mặt đất là đại lượng không đổi (xem hình 19.15b).

$$\frac{H_1}{\lambda_1} = \frac{H_2}{\lambda_2} = ... = \frac{H_n}{\lambda_n} \tag{19.8}$$

Khi ấy, độ cao tương đối của miền bức xạ tác dụng (miền này sẽ di chuyển dọc theo anten khi biến đổi tần số công tác) sẽ không thay đổi và do đó hướng bức xạ cực đại trong mặt phẳng đứng sẽ không biến đổi.

Sơ đồ của anten loga – chu kỳ đặt nghiêng trên mặt đất và tiếp điện bởi đường dây song hành mắc chéo được vẽ ở hình (19.15a).



Hình 19.15.

Một trong các kết cấu hợp lý của anten loga – chu kỳ tiếp điện bởi đường dây đồng trục, không dùng bộ biến đổi đối xứng được vẽ ở hình 19.16.

Để tính toán anten loga – chu kỳ có thể áp dụng phương pháp giải hệ phương trình Kirchhoff đối với hệ thống chấn tử song song tương tự như phương pháp đã được sử dụng để tính toán anten dẫn xạ. Tuy nhiên, cần lưu ý đến sự khác nhau giữa hai sơ đồ anten: trong trường hợp anten loga – chu kỳ, tất cả các chấn tử đều được tiếp điện bởi đường fide chung (giữa hai chấn tử là một đoạn fide song hành mắc chéo), và độ dài của các chấn tử tương đương với một mạng bốn cực, còn mỗi chấn tử tương đương với một trở kháng có giá trị bằng tổng trở vào của chấn tử (khi có kể đến ảnh hưởng tương hỗ với các phần tử của hệ thống), ta có sơ đồ tương đương của anten loga – chu kỳ vẽ ở hình 19.17.

Theo hình 19.17 quan hệ điện áp ở cửa của các tầng có thể được viết như sau:

Đối với tầng 1:

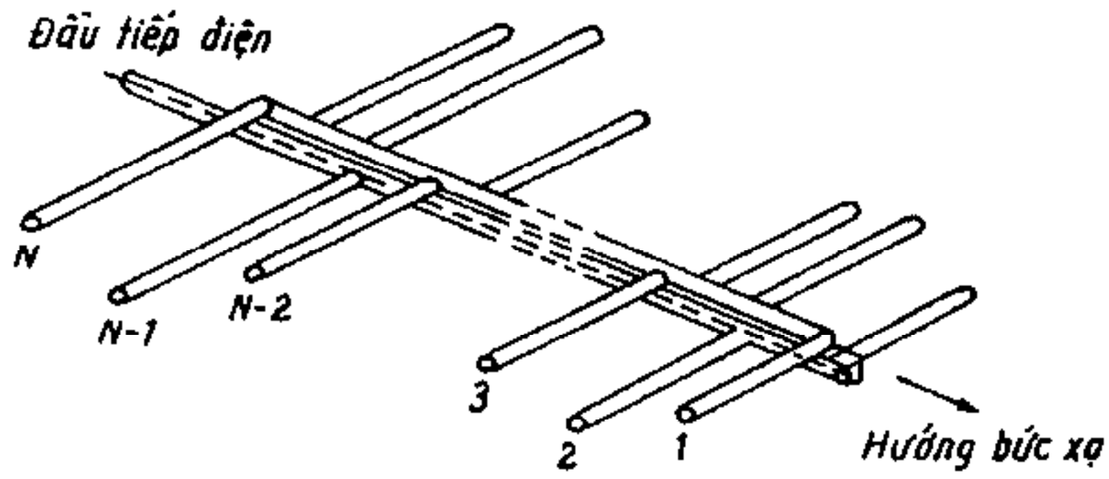
$$\begin{cases} V_1^I = V_0 \text{ (điện áp của nguồn cấp điện)} \\ V_2^I = V_1^{II} = V_1 \end{cases}$$

Đối với tầng II

$$\begin{cases} V_1^{II} = V_2^{I} = V_1 \\ V_2^{II} = V_1^{III} = V_2 \end{cases} \quad (19.9)$$

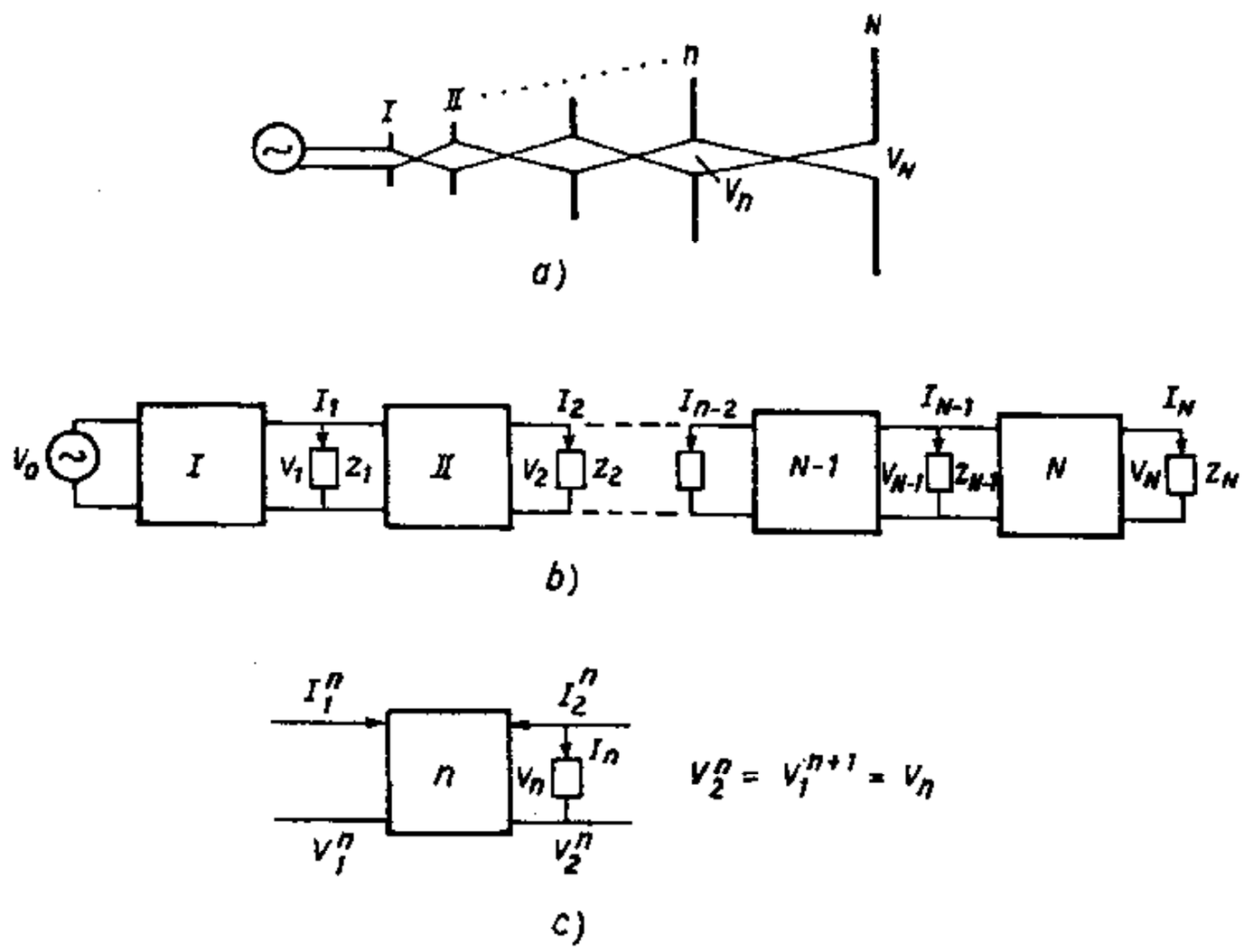
Đối với tầng N:

$$\begin{cases} V_1^{N} = V_2^{N-1} = V_{N-1} \\ V_2^{N} = V_N \end{cases}$$



Hình 19.16.

Ở đây, ký hiệu I_1^n, I_2^n và V_1^n, V_2^n là các dòng điện và điện áp ở cửa vào và cửa ra của tầng thứ n, còn V_1, V_2,...V_N là điện áp ở cửa ra của các tầng 1,2,...N.



Hình 19.17.

Ta có phương trình mạch điện đối với mạng 2 cửa thứ n được viết như sau:

$$\begin{aligned} I_1^n &= y_{11}^n V_I^n + y_{12}^n V_2^n \\ I_2^n &= y_{21}^n V_2^n + y_{22}^n V_2^n \end{aligned} \quad (19.10)$$

Trong đó $y_{II}^n = \left.\dfrac{I_1^n}{V_1^n}\right|_{V_2^n=0}$ là dẫn nạp vào của đoạn dây truyền sóng khi đầu kia nối tắt.

$y_{12}^n = \left.\dfrac{I_2^n}{V_1^n}\right|_{V_2^n=0}$ là dẫn nạp truyền đạt của đoạn dây truyền sóng khi đầu kia nối tắt.

Từ lý thuyết đường dây, ta xác định được các dẫn nạp vào và dẫn nạp truyền đạt:

$$y_{11}^{n} = y_{22}^{n} = \frac{1}{\rho_0} cth(\gamma d) \tag{19.11}$$

$$y_{12}^{n} = y_{21}^{n} = -\frac{1}{\rho_0} \cos ech(\gamma d) \tag{19.12}$$

Ở đây ρ_0 là trở kháng sóng của đường dây, d là độ dài của đoạn dây truyền sóng ,γ là hằng số truyền lan phức.

Áp dụng (19.10) ta viết phương trình mạch điệu đối với các tầng:

Tầng 1:
$$I_1^I = y_{11}^I V_1^I + y_{12}^I V_2^I = y_{11}^I V_0 + y_{12}^I V_1$$
$$I_2^I = y_{21}^I V_1^I + y_{22}^I V_2^I = y_{21}^I V_0 + y_{22}^I V_1$$

Tầng II:
$$I_1^{II} = y_{11}^{II} V_1^{II} + y_{12}^{II} V_2^{II} = y_{11}^{II} V_1 + y_{12}^{II} V_2$$
$$I_2^{II} = y_{21}^{II} V_1^{II} + y_{22}^{II} V_2^{II} = y_{21}^{II} V_1 + y_{22}^{II} V_2 \tag{19.13}$$

.....

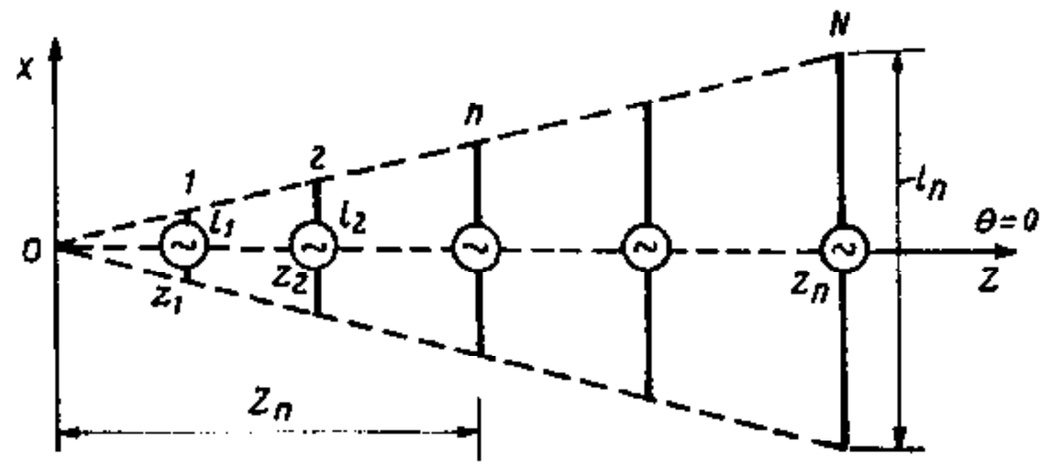
Tầng N:
$$I_1^N = y_{11}^N V_1^N + y_{12}^N V_2^N = y_{11}^N V_{N-1} + y_{12}^N V_N$$
$$I_2^N = y_{21}^N V_1^N + y_{22}^N V_2^N = y_{21}^N V_{N-1} + y_{22}^N V_N$$

Tại các nút, ta có phương trình mạch điện được viết như sau:

$$I_1 = -\left(I_1^{II} + I_2^I\right)$$
$$I_2 = -\left(I_1^{III} + I_2^{II}\right) \tag{19.14}$$
.....
$$I_N = -I_2^N$$

Sau khi xác định được dòng điện trong các chấn tử (theo các công thức 19.13) và (19.14), ta có thể đưa anten loga – chu kỳ về mô hình đơn giản gồm các loga – chu kỳ về mô hình đơn giản gồm các chấn tử có độ dài thay đổi l_n đặt song song cách nhau những khoảng cách nhất định dọc theo trục z ở các vị trí có toạ độ z_n (hình 19.18). Mỗi chấn tử được tiếp điện bởi một nguồn riêng biệt có sức điện động V_n. Các kích thước l_n và toạ độ z_n được xác định khi cho trước các thông số của kết cấu như chu kỳ τ các góc mở α (xem chương 14)

Hệ phương trình Kirchhoff đối với hệ thống N chấn tử ghép khi có tính đến ảnh hưởng tương hỗ của các phần tử được viết dưới dạng:



Hình 19.18.

$$\left.\begin{array}{l} Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 + ...Z_{1N}I_N = V_1 \\ Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 + ...Z_{2N}I_N = V_2 \\ ..... \\ Z_{N1}I_1 + Z_{N2}I_2 + ...Z_{NN}I_N = V_N \end{array}\right\} \quad (19.15)$$

Các bước tính toán thuận đối với mô hình anten loga – chu kỳ nêu ở trên cũng tương tự như các bước tính toán đối với anten dẫn xạ đã khảo sát trước đây.

Bước 1: Thay (19.13) và (19.14) vào (19.15) sẽ nhận được hệ N phương trình mới. Giải hệ phương trình vừa tìm được sẽ nhận được N nghiệm V_1, V_2,...V_N. Thay các nghiệm này vào (19.13) và (19.14) sẽ xác định được dòng điện trong các chấn tử I_1, I_2....I_N.

Bước 2: Theo các trị số dòng điện đã tìm được, tính hàm phương hướng của anten trong hai mặt phẳng chính theo công thức:

Trong mặt phẳng H (mặt phẳng yoz)

$$f(\theta^H) = \sum_1^N (-1)^n I_n \frac{1 - \cos\frac{kl_n}{z}}{\sin\frac{kl_n}{2}} e^{ikz_n \cos\theta^H} \quad (19.16)$$

Trong mặt phẳng E (mặt phẳng xoz)

$$f(\theta^E) = \sum_1^N (-1)^n I_n \frac{\cos\left(\frac{kl_n}{2}\sin\theta^E\right) - \cos\frac{kl_n}{2}}{\sin\frac{kl_n}{2}\cos\theta^E} e^{ikz_n \cos\theta^E} \quad (19.17)$$

ở đây, θ^E, θ^H là góc hợp bởi hướng khảo sát và trục z trong mỗi mặt phẳng E và H.

Số hạng $(-1)^n$ đưa vào các công thức trên là để hiệu chỉnh dấu của các dòng điện do mắc chéo đoạn dây truyền sóng giữa hai chấn tử. Thật vậy, do cách mắc chéo nên dòng điện ở hai chấn tử liên tiếp nhau (dòng này nhận được khi giải các phương trình ở bước 1) cần phải có dấu ngược nhau.

Bước 3: Biết các dòng điện và điện áp I_n, V_n sẽ xác định được tổng trở vào của các chấn tử.

$$Z_n = \frac{V_n}{I_n} \quad (19.18)$$

và tổng trở vào của anten.

$$Z_{VA} = \frac{V_1}{I_1} = \frac{V_1}{y_{11}^I V_0 + y_{12}^I V_1} \quad (19.19)$$

Bài toán xác định các thông số tối ưu của anten loga chu kỳ được giải quyết bằng các lập lại nhiều lần các bước 1 và 2 (biến đổi các thông số hình học của anten) đến chừng nào đạt được các chỉ tiêu chất lượng tốt nhất.

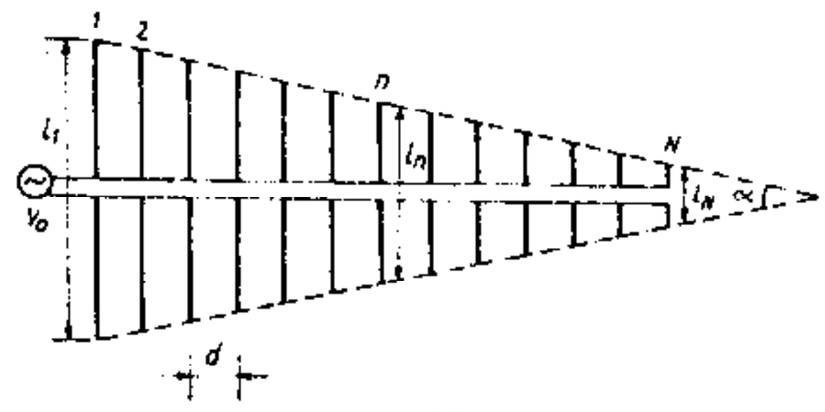
Hệ số định hướng của anten có thể được xác định theo công thức gần đúng

$$D \approx \frac{4\pi}{\theta_{1/2}^{E}\theta_{1/2}^{H}} \tag{19.20}$$

trong đó $\theta_{1/2}^{E}$ và $\theta_{1/2}^{H}$ là độ rộng của góc nửa công suất trong mặt phẳng E và mặt phẳng H.

§ 19.5 ANTEN SÓNG CHẠY

Sơ đồ của anten được vẽ ở hình 19.19, kết cấu anten là một tập hợp N chấn tử đối xứng có độ dài thay đổi, đặt cách đều nhau những khoảng d và được cấp điện bởi đường fide song hành chung. Khác với trường hợp anten loga – chu kỳ, ở đây đường dây truyền sóng giữa hai chấn tử không mắc chéo và điểm tiếp điện lại ở về phía chấn tử có độ dài lớn.



Hình 19.19.

Nguyên lý làm việc của anten là nguyên lý bức xạ của hệ chấn tử song song có góc pha dòng điện biến đổi theo quy luật sóng chạy (sóng chậm). Qua phân tích đã cho thấy, dưới tác dụng của điện áp sóng chạy trong đường dây và dưới ảnh hưởng của trường bức xạ của các chấn tử, dòng điện toàn phần được kích thích trong các chấn tử sẽ có pha biến đổi với góc pha chậm dần về phía cuối anten, theo quy luật biến đổi pha của sóng chậm. Do đó, bức xạ của hệ anten là bức xạ trục, với cực đại hướng về phía các chấn tử có độ dài nhỏ hơn, tương tự như đối với anten dẫn xạ và anten loga – chu kỳ. Quy luật biến đổi góc chậm pha giữa các chấn tử (hay hệ số chậm của vận tốc pha) phụ thuộc vào khoảng cách giữa các chấn tử, độ dài các chấn tử và ảnh hưởng tương hỗ giữa các chấn tử. Nếu lựa chọn được các thông số hình học của anten một cách thích hợp thì sẽ nhận được các chỉ tiêu chất lượng của anten cao.

Việc thay đổi độ dài của các chấn tử nhằm mục đích mở rộng dải tần công tác của anten vừa tuân theo nguyên lý tương tự (như đã khảo sát đối với anten loga – chu kỳ), vừa tuân theo nguyên lý biến đổi từ từ trở kháng sóng của hệ thống chậm để giảm sóng phản xạ từ đầu cuối anten theo nguyên lý phối hợp trở kháng giữa hệ anten và không gian tự do.

Khu vực các chấn tử có độ dài bằng hoặc xấp xỉ độ dài cộng hưởng được kích thích mạnh nhất, hình thành một miền kích thích của anten (miền này có vai trò như chấn tử chủ động của anten dẫn xạ), và các chấn tử còn lại sẽ có vai trò của chấn tử phản xạ (khi độ dài chấn tử lớn hơn độ dài cộng hưởng) hoặc vai trò của chấn tử dẫn xạ (khi độ dài của chấn tử nhỏ hơn độ dài cộng hưởng).

Như vậy, anten sóng chạy vừa có ưu điểm dải tần số rộng như đối với anten loga chu kỳ, vừa có ưu điểm hệ số định hướng cao như đối với anten dẫn xạ.

Độ dài các chấn tử của anten sóng chạy được xác định như sau:

$$l_n = l_1 - (n-1)d.tg\frac{\alpha}{2} \tag{19.21}$$

trong đó , l_1 là độ dài của chấn tử dài nhất (l_{max}). Thường chọn $l_{max} \approx 0{,}6\lambda_{max}$; $n = 1,2...N$ (N là số chấn tử của hệ). Độ dài của chấn tử ngắn nhất ($l_{min} = l_N$) thường được chọn bằng $0{,}6\lambda_{min}$

Bài toán thuận đối với anten sóng chạy cũng giống như bài toán thuận đối với anten loga – chu kỳ nhưng cần lưu ý đến đặc điểm khác biệt giữa anten sóng chạy và anten loga- chu kỳ đã nói ở trên.

Bước 1: Tính toán giống như đối với anten loga – chu kỳ.

Bước 2: Tính hàm phương hướng của anten trong hai mặt phẳng chính theo các công thức (19.16) và (19.17) nhưng cần lưu ý trong trường hợp này các chấn tử không mắc chéo nên số hạng $(-1)^n$ không cần đưa vào

$$f\left(\theta^H\right) = \sum_1^N I_n \frac{1-\cos\frac{kl_n}{2}}{\sin\frac{kl_n}{2}} e^{ikzn\cos\theta^H} \tag{19.22}$$

$$f\left(\theta^E\right) = \sum_1^N I_n \frac{\cos\left(\frac{kl_n}{2}\sin\theta^E\right) - \cos\frac{kl_n}{2}}{\sin\frac{kl_n}{2}\cos\theta^E} \tag{19.23}$$

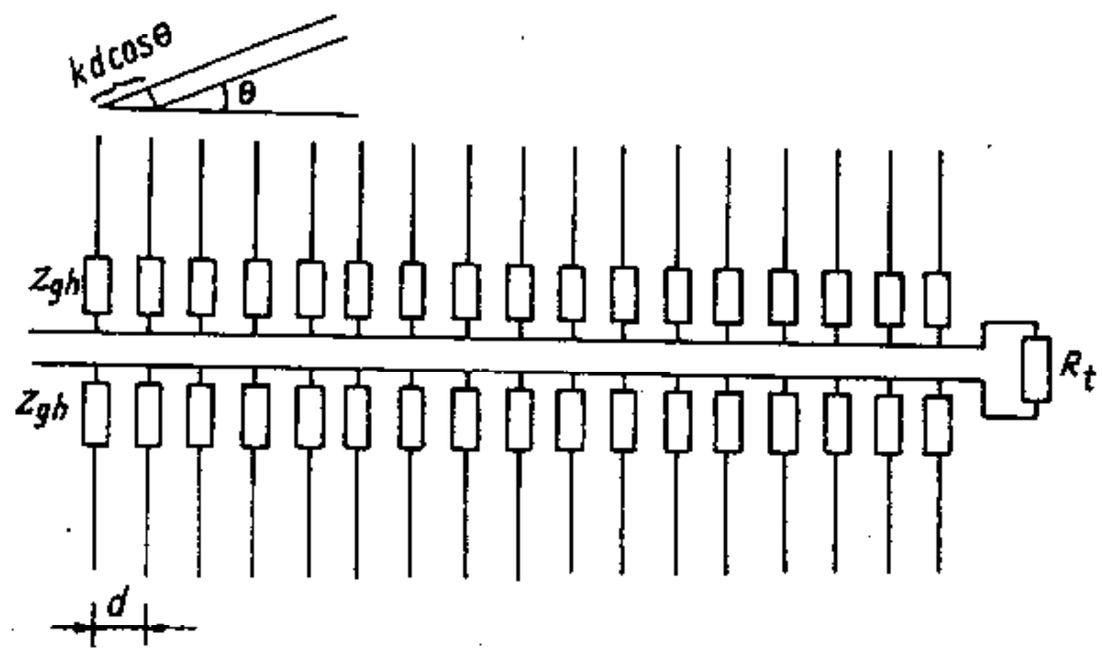
Bước 3. Tính toán theo các công thức (19.18), (19.19), (19.20)

Bài toán xác định các thông số tối ưu của anten sóng chạy cũng được giải quyết bằng cách lặp lại nhiều lần các bước 1 và 2 (khi biến đổi các thông số hình học của anten) đến chừng nào đạt được các chỉ tiêu chất lượng cao nhất.

§ 19.6. ANTEN SÓNG CHẠY CÓ PHẦN TỬ GHÉP (ANTEN XƯƠNG CÁ)

Sơ đồ của anten được vẽ ở hình 19.20. Đó là một tập hợp các chấn tử đối xứng (khoảng 20 – 40 chấn tử) mắc song song cách đều nhau trên một đường dây fide chung, qua các phần tử ghép Z_{gh}. Một đầu của anten nối với máy thu còn đầu kia được nối với tải thuần trở có giá trị bằng trở kháng sóng của đường dây $R_l = \rho_d$. Độ dài của các chấn tử thường được chọn nhỏ hơn một nửa bước sóng cực tiểu của dải tần công tác $\left(l < \frac{\lambda_{min}}{2}\right)$. Khoảng cách giữa các chấn tử $d \approx 0{,}1\lambda_0$, ở đây λ_0 là bước sóng trung bình của dải tần (hoặc bước sóng tính toán). Anten được đặt song song trên mặt đất ở độ cao H. Độ cao này được xác định từ điều kiện đảm bảo bức xạ cực đại trong mặt phẳng đứng. Độ dài tổng cộng của anten $L = (3 \div 5)\lambda_0$. Phần tử ghép có thể là điện trở hoặc tụ điện. Để tìm hiểu nguyên lý làm việc của anten, ta khảo sát anten làm việc ở chế độ thu. Giả sử anten được đặt trong trường của sóng phân cực ngang, truyền đến theo hướng θ so với trục anten. Dưới tác dụng của trường sóng tới sẽ xuất hiện các sức điện động cảm

ứng ở các chấn tử. Các sức điện động này sẽ được đưa vào đường dây truyền sóng qua phần tử ghép và tạo ra dòng điện cảm ứng trong đường dây. Các sóng dòng điện lan truyền về phía tải R_t sẽ bị điện trở hấp thụ còn các sóng truyền lan về phía máy thu sẽ được cộng lại ở đầu vào máy thu. Quan hệ pha của các dòng điện này phụ thuộc vào hướng của sóng đến. Thật vậy, sai pha của sóng điện do sai lệch về độ dài đường đi của sóng truyền đến hai phần tử kế nhau bằng $\psi_1 = kd\cos\theta$, còn sai pha của sóng dòng điện truyền trong dây fide giữa hai phần tử kề nhau bằng $\psi_2 = kd$. Nếu hướng sóng đến ở về phía tải R_t thì hai sóng dòng điện này khi truyền theo đường dây tới máy thu sẽ có góc lệch pha bằng

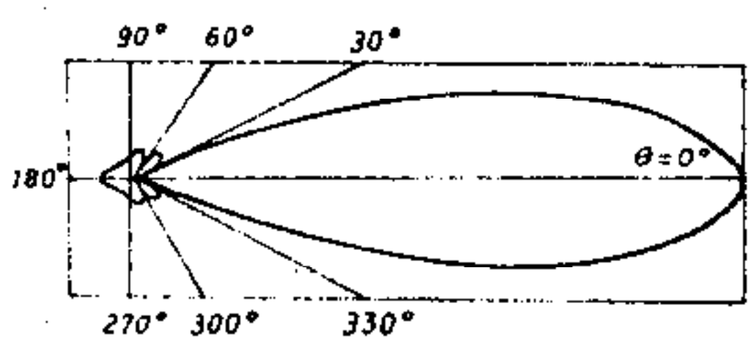


Hình 19.20.

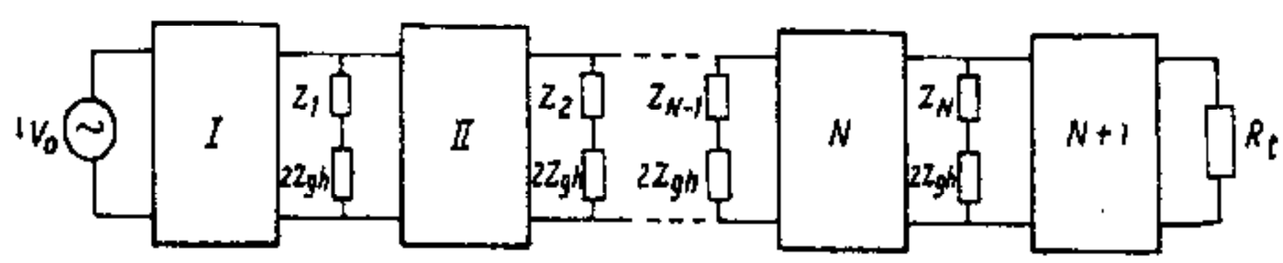
$$\psi = \psi_1 - \psi_2 = kd(1 - \cos\theta) \qquad (19.24)$$

Ở đầu vào máy thu, các dòng điện sẽ được cộng vectơ với nhau, với góc lệch pha giữa hai vectơ xác định bởi (19.24). Đồ thị phương hướng của anten do đó sẽ có cực đại theo hướng $\theta = 0^0$ và anten thuộc loại bức xạ trục (hình 19.21).

Để tính toán anten, có thể áp dụng hoặc theo phương pháp anten sóng chậm, coi tập hợp các chấn tử là một hệ thống chậm có hệ số chậm được xác định bởi các thông số hình học của kết cấu, hoặc theo phương pháp hệ chấn tử ghép như đã khảo sát đối với anten loga – chu kỳ và anten sóng chạy. Khi ấy, sơ đồ tương đương của anten cũng có dạng giống như ở hình 19.17 nhưng cần thay thế trong đó trở kháng mắc ở cửa các mạng 2 cửa là tổng trở vào của anten và trở kháng của phần tử ghép, còn trở kháng ở đầu cuối của anten bằng R_t. Sơ đồ tương đương của anten được vẽ ở hình 19.22



Hình 19.21.



Hình 19.22.

Các bước tính toán anten cũng được thực hiện tương tự như đối với anten sóng chạy khảo sát ở đoạn trên.

Chương XX

ANTEN DÂY SÓNG CHẠY

Anten dây sóng chạy là anten mà phần tử bức xạ của nó là các đoạn dây dẫn thẳng có dòng điện sóng chạy.

§20.1. ANTEN DÂY ĐƠN

Anten sóng chạy dây đơn là một đoạn dây dẫn thẳng, một đầu được mắc điện trở phối hợp có giá trị bằng trở kháng sóng của đường dây (hình 20.1a)

Trong phần lý thuyết anten chúng ta đã khảo sát bức xạ của một dây dẫn thẳng có dòng điện sóng chạy đặt trong không gian tự do và đã nhận được biểu thức của hàm phương hướng dưới dạng:

$$F(\theta) = \sin\theta \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)\right]}{\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)}, \tag{20.1a}$$

trong đó, L là độ dài anten; $\xi = \frac{c}{v}$ là hệ số chậm.

Nếu vận tộc pha của sóng trên đường dây bằng vận tốc ánh sáng thì (20.1a) sẽ trở thành

$$F(\theta) = \sin\theta \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(1 - \cos\theta)\right]}{\frac{kL}{2}(1 - \cos\theta)} \tag{20.1b}$$

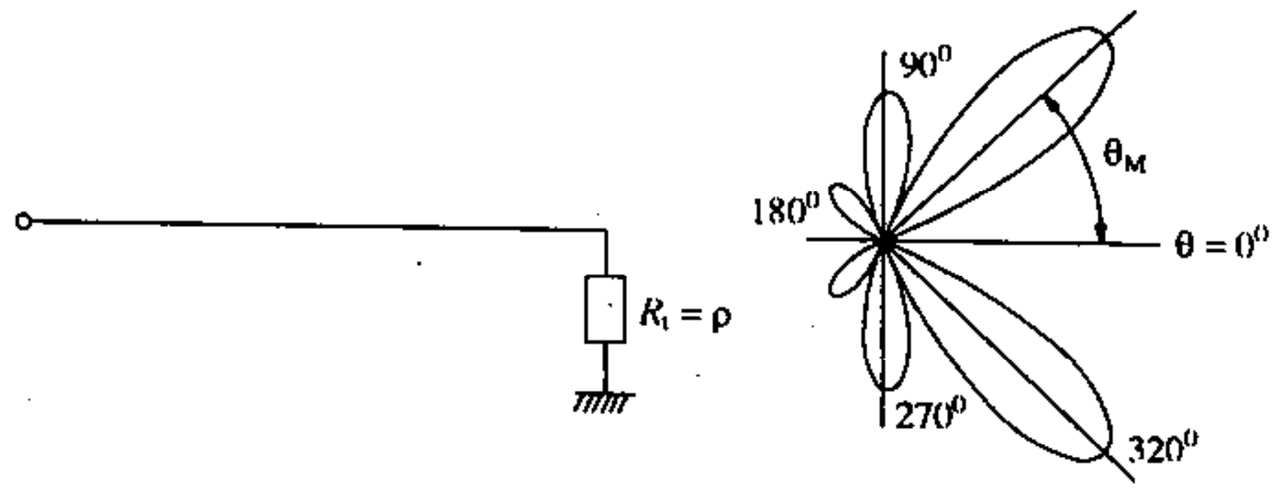
Đồ thị phương hướng của anten được vẽ ở hình 20.1b (trường hợp $L = 1{,}5\lambda$). Hướng cực đại của đồ thị phương hướng lệch với trục dây dẫn một góc θ_M theo hướng truyền lan của dòng điện sóng chạy trên dây. Phân tích (20.1b) cho thấy rằng góc lệch θ_M sẽ càng nhỏ khi L/λ càng lớn. Khi L/λ có giá trị lớn, góc θ_M được xác định gần đúng từ điều kiện cực đại của tử số hàm tổ hợp, nghĩa là từ điều kiện

$$\sin\left[\frac{kL}{2}(1 - \cos\theta_M)\right] \approx 1$$

Từ đó rút ra: $$\theta_M \approx \frac{(2L - \lambda)}{2L} \qquad (20.2)$$

Từ công thức trên ta thấy rằng, nếu L/λ khá lớn thì góc θ_M sẽ ít biến đổi khi bước sóng thay đổi. Đó là lý do mà đối với các anten dây sóng chạy sẽ khảo sát sau này các dây dẫn cần có độ dài $L > (3 \div 4)\,\lambda_o$.

Như ta thấy ở hình 20.1, bức xạ của dây dẫn đơn có sóng chạy (khi dây dẫn được đặt trong không gian tự do hoặc đặt cao trên mặt đất) không phải là bức xạ trục. Do đó, việc sử dụng riêng rẽ một dây đơn có sóng chạy đặt cao trên mặt đất là không thích hợp so với các yêu cầu thực tế của kỹ thuật thông tin.



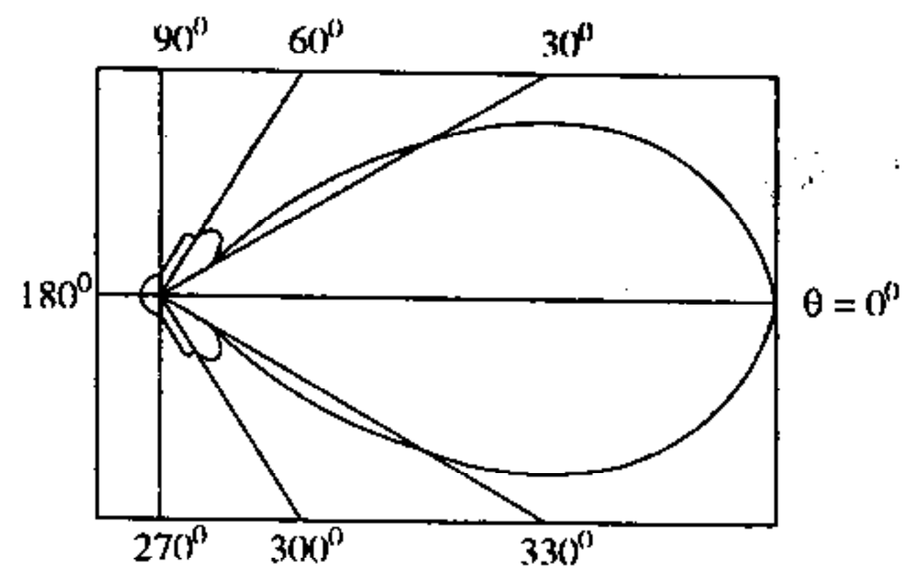
Hình 20.1.

Trong thực tế, có thể nhận được anten dây đơn bức xạ trục khi đặt anten rất gần mặt đất (sát mặt đất hay dưới mặt đất). Trong trường hợp này, dây dẫn sẽ cảm ứng thành phần dọc của điện trường (thành phần này xuất hiện do sự nghiêng của mặt sóng gây ra bởi mặt đất có độ dẫn hữu hạn – đối với sóng trung, sóng dài, và gây ra do sóng tới nghiêng khi phản xạ từ tầng điện ly – đối với sóng ngắn). Hàm phương hướng riêng của phần tử anten trong trường hợp này sẽ có dạng cosin, và thay vì (20.1) ta nhận được:

$$F(\theta) = \cos\theta \frac{\sin\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)}{\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)} \qquad (20.3)$$

ở đây, θ là góc phương vị của điểm khảo sát so với trục dây dẫn, tính theo hướng sóng chạy trên dây;

ξ là hệ số chậm phụ thuộc vào các thông số của đất, chiều cao anten, và bước sóng.



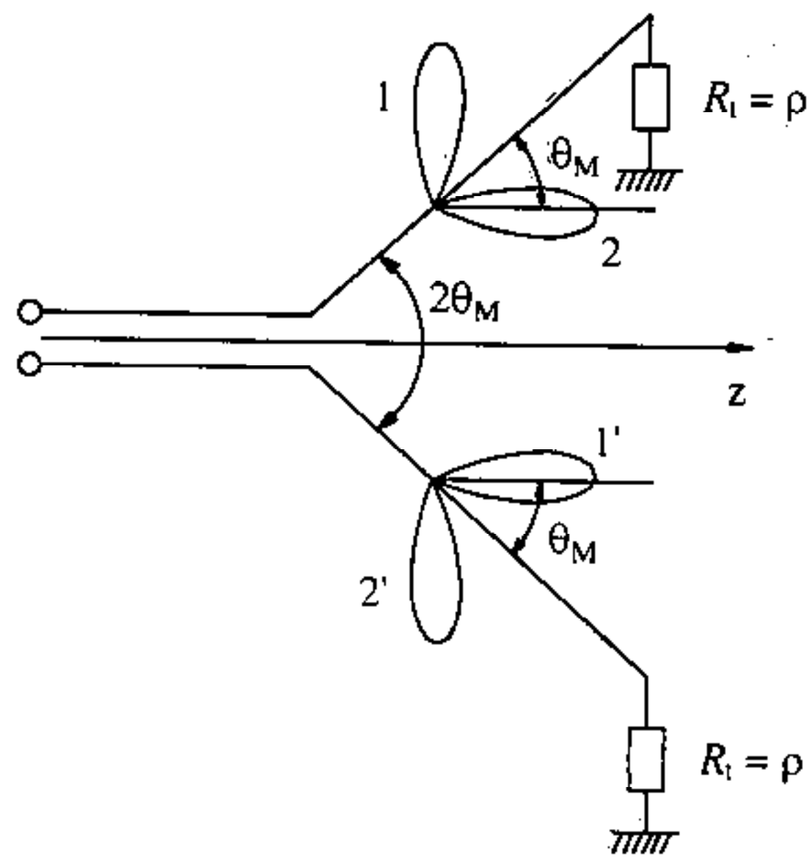
Hình 20.2.

Đồ thị phương hướng của anten trong mặt phẳng ngang được vẽ ở hình 20.2.

§20.2. ANTEN HÌNH V

Sơ đồ của anten được vẽ ở hình 20.3. Kết cấu anten gồm hai dây đơn sóng chạy làm thành hình chữ V. Mỗi dây có độ dài L ($L \geq 4\lambda$), một đầu được mắc điện trở phối hợp có giá trị bằng trở kháng sóng của đường dây, còn đầu kia được nối với nguồn (hoặc tải).

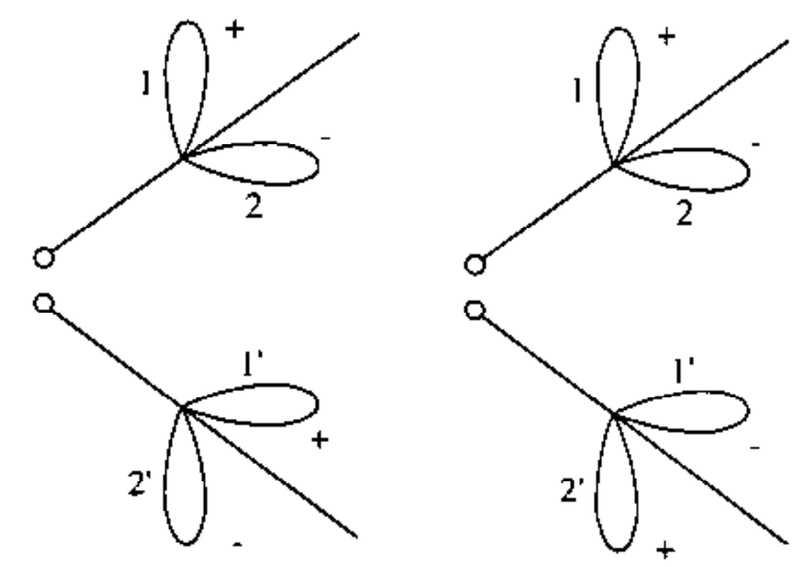
Nếu ta chọn góc giữa hai dây dẫn bằng $2\theta_M$, trong đó θ_M được xác định bởi (20.2) và tiếp điện cho anten bởi đường dây song hành như vẽ ở hình 20.3 thì bức xạ của anten sẽ có hướng cực đại trùng với đường phân giác của góc (hướng trục z). Điều này có thể được giải thích như sau:



Hình 20.3.

Thứ nhất, nếu xét theo khía cạnh sai pha của trường bức xạ của hai dây đơn do sai lệch về độ dài đường đi của tia thì theo hướng z, độ sai lệch này bằng không.

Thứ hai, đồ thị phương hướng của mỗi dây đều có một (trong số hai) búp sóng mà hướng cực đại của nó song song với trục z (ở hình 20.4, hai búp sóng này được kí hiệu là *2* và *1*), trường bức xạ thuộc các búp sóng này lại đồng pha nhau do đặc điểm tiếp điện tạo ra. Thật vậy, do mỗi dây được tiếp điện bởi dòng điện từ mỗi nhánh của dây song hành nên sai pha của chúng bằng 180°. nếu để ý rằng trường bức xạ thuộc hai búp sóng của cùng một đồ thị phương hướng trong mặt phẳng khảo sát có pha khác nhau 180° thì dễ dàng suy ra trường bức xạ thuộc các búp sóng *2* và *1'* của hai dây đơn sẽ đồng pha nhau (xem minh họa ở hình 20.4).



a) Tiếp điện đồng pha b) Tiếp điện ngược pha

Hình 20.4.

Đồ thị phương hướng anten hình *V* có búp sóng phụ khá lớn. Dễ dàng thấy rằng sự có mặt của các bức xạ phụ này là do bức xạ từ các búp sóng *1* và *2'* của mỗi dây đơn gây ra.

Vì mỗi dây đơn có độ dài $L \geq 4\lambda$ nên đồ thị phương hướng của nó ít biến đổi theo bước sóng. Chính vì vậy mà anten hình *V* cũng là anten dải rộng, hướng bức xạ cực đại của nó ít biến đổi khi λ thay đổi trong một phạm vi khá lớn. Tuy nhiên, anten hình *V* có nhược điểm về mặt kết cấu là tải phối hợp của nó phải được nối đất bằng một đoạn dây thẳng đứng, và để đảm bảo tiếp đất tốt cần có mạng dây đất phân nhánh có kích thước đủ lớn.

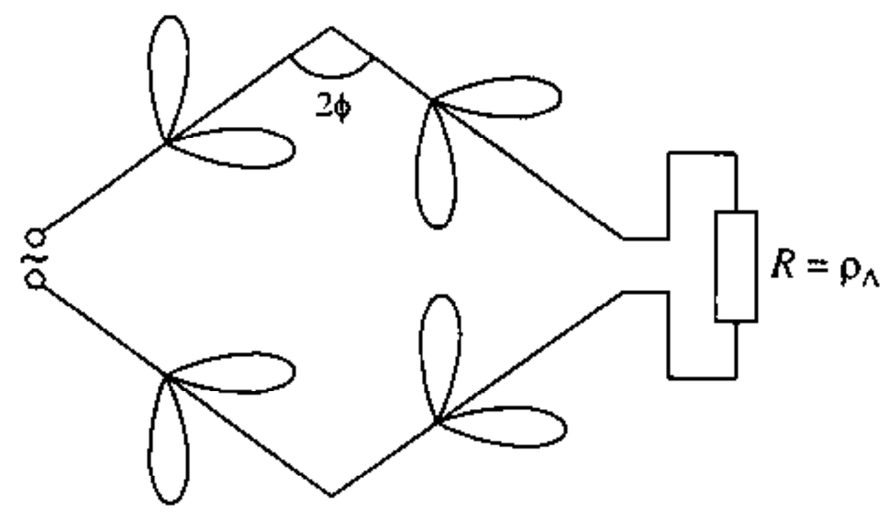
Để tăng hệ số định hướng và khắc phục nhược điểm trên, có thể sử dụng thêm hai đoạn dây dẫn nữa và biến anten *V* thành anten hình trám.

§20.3. ANTEN TRÁM

Anten được sử dụng phổ biến ở dải sóng ngắn. Sơ đồ anten được vẽ ở hình 20.5. Các phần tử của anten là các đoạn dây đơn được cấp điện theo chế độ sóng chạy. Chúng

được xếp đặt trong cùng một mặt phẳng ngang tạo thành hình trám; một trong hai góc nhọn của trám được nối với một điện trở phối hợp có giá trị bằng trở kháng sóng của anten, còn đầu kia được nối với nguồn (hoặc tải). Như vậy, anten trám có thể được coi là tập hợp của 4 dây đơn sóng chạy, với hướng sóng chạy từ nguồn về phía điện trở phối hợp.

Cũng tiến hành phân tích như đối với anten hình V, có thể thấy rằng nếu lựa chọn thích hợp độ dài các cạnh và độ lớn các góc của trám thì theo hướng đường chéo lớn sẽ nhận được bức xạ đồng pha của các cạnh và đồ thị phương hướng anten sẽ đạt được cực đại theo hướng này trong một dải tần rộng.



Hình 20.5.

Hàm phương hướng của anten trám trong mặt phẳng ngang và mặt phẳng đứng khi không tính đến tổn hao trong các dây dẫn được xác định theo các công thức sau:

$$f(\varphi) = \left[\frac{\cos(\Phi + \varphi)}{1 - \sin(\Phi + \varphi)} + \frac{\cos(\Phi - \varphi)}{1 - \sin(\Phi - \varphi)}\right] \sin\left\{\frac{kL}{2}\left[1 - \sin(\Phi + \varphi)\right]\right\} \times$$

$$\times \sin\left\{\frac{kL}{2}\left[1 - \sin(\Phi - \varphi)\right]\right\} \qquad (20.4)$$

$$f(\Delta) = f_1(\Delta) f_2(\Delta) f_3(\Delta) = \frac{\cos\Phi}{1 - \sin\Phi\cos\Delta} \sin^2\left[\frac{kl}{2}(1 - \sin\Phi\cos\Delta)\right] \sin(kH\sin\Delta) \qquad (20.5)$$

trong đó, L – độ dài mỗi cạnh hình trám;

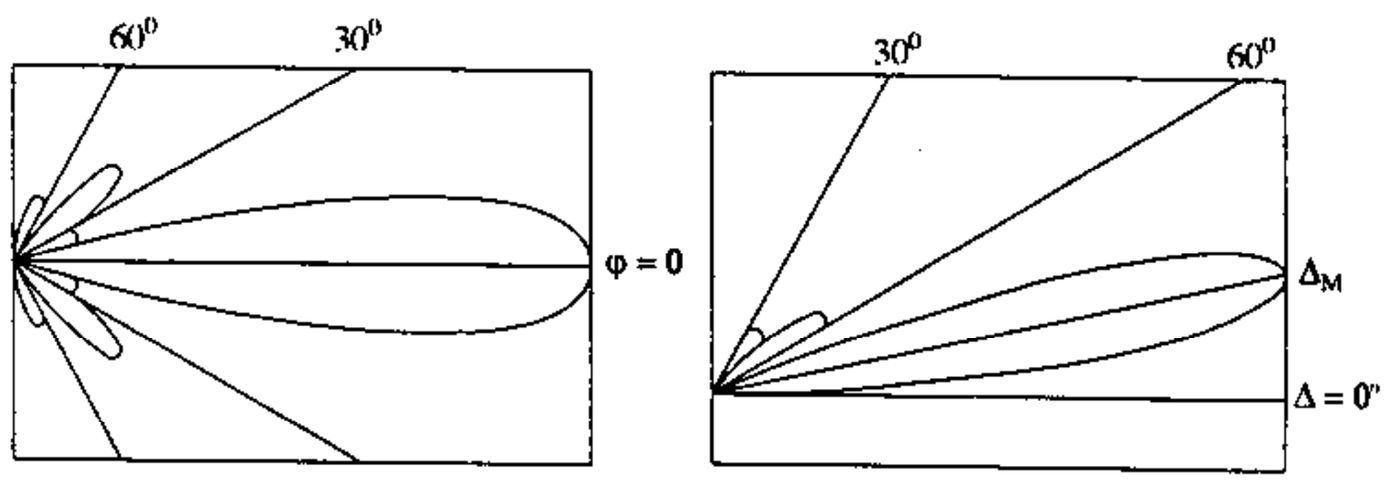
2Φ – góc tù của trám;

φ – góc phương vị của điểm khảo sát (trong mặt phẳng ngang) tính từ đường chéo lớn;

Δ – góc ngẩng của điểm khảo sát (trong mặt phẳng đứng) tính từ mặt đất;

H – độ cao đặt anten trên mặt đất.

Như ta đã thấy từ các công thức (20.5), hàm phương hướng của anten trong mặt phẳng ngang phụ thuộc vào độ dài L và góc tù 2Φ của trám; hàm phương hướng trong mặt phẳng đứng ngoài sự phụ thuộc với L và Φ còn phụ thuộc vào H là độ cao đặt anten. Đồ thị phương hướng của anten trong hai mặt phẳng ngang và đứng được vẽ ở hình 20.6.



a) Trong mặt phẳng ngang

b) Trong mặt phẳng đứng

Hình 20.6.

Trong dải sóng từ $0,7\lambda_o$ đến $2\lambda_o$ (λ_o là bước sóng mà ở

đó anten có các chỉ tiêu tốt nhất), mức bức xạ phụ có thể lên tới 0,4 ÷ 0,6. Đó là một trong các nhược điểm của anten trám.

Trở kháng bức xạ của anten trám có thể được tính toán theo phương pháp sức điện động cảm ứng. Giá trị gần đúng của điện trở bức xạ (khi không xét đến tổn hao), tính theo dòng điện ở điểm giữa của cạnh trám (vị trí góc tù) sẽ được xác định theo công thức

$$R_\Sigma \approx 240\left[C - 1 + \ln 2kL - Ci2kL + \frac{\sin 2kL}{2kL}\right] \tag{20.6}$$

trong đó, $C = 0{,}5772$ là hằng số Ơle.

Điện trở bức xạ của anten trám có giá trị biến đổi trong khoảng 800 ÷ 500 Ω khi bước sóng biến đổi trong giới hạn (0,8 ÷ 2,5) λ_o.

Hiệu suất của anten được xác định (theo định nghĩa) bằng tỷ số của công suất bức xạ P_Σ và công suất vào P_v.

Giả sử biên độ dòng điện trên các cạnh của trám biến đổi theo qui luật

$$I_x = I_o e^{-\alpha x}$$

trong đó, α là hệ số suy giảm của dòng điện do hiệu ứng bức xạ. Ta có thể tính hiệu suất của anten sau khi xác định được α.

Coi điện trở vào của anten bằng trở kháng sóng ρ_A, ta tính được công suất vào

$$P_v = \frac{I_o^2}{2}\rho_A. \tag{20.7}$$

Công suất bức xạ của anten khi tính theo dòng điện ở điểm giữa của trám (tại $x = L$) sẽ bằng

$$P_\Sigma = \frac{I_o^2}{2}e^{-2\alpha L}R_\Sigma, \tag{20.8}$$

trong đó, R_Σ được xác định theo (20.6).

Coi công suất tiêu hao trên anten chủ yếu là công suất tiêu hao ở điện trở phối hợp đầu cuối ($R_t = \rho_A$), ta có:

$$P_{th} = \frac{I_o^2}{2}e^{-4\alpha L}\rho_A \tag{20.9}$$

Theo nguyên lý cân bằng công suất, khi không xét đến tổn hao trên đường dây, có thể viết

$$P_v = P_\Sigma + P_{th} \tag{20.10}$$

Thay (20.7) ÷ (20.9) vào (20.10) sẽ tính được

$$\frac{R_\Sigma}{\rho_A} = 2\text{sh}2\alpha L \tag{20.11}$$

Khi α nhỏ, có thể tính gần đúng $\mathrm{sh}2\alpha L \approx 2\alpha L$ và ta có

$$\alpha = \frac{R_\Sigma}{4L\rho_A} \tag{20.12}$$

Hiệu suất của anten trám được xác định bởi

$$\eta = \frac{P_\Sigma}{P_v} = \frac{R_\Sigma}{\rho_A} e^{-2\alpha L}.$$

Nếu để ý đến quan hệ (20.11) thì sẽ tính được

$$\eta = 1 - e^{-4\alpha L} \tag{20.13}$$

Như vậy, α có giá trị càng lớn thì hiệu suất càng cao. Thực nghiệm đã cho thấy hiệu suất của anten trám đạt được khoảng 0,5 ÷ 0,75, nghĩa là có tới 25 ÷ 50% năng lượng bị tiêu hao trên điện trở phối hợp *R*. Khi anten làm việc ở chế độ phát với công suất phát lớn thì năng lượng tiêu hao này rất đáng kể và khi ấy điện trở phối hợp phải được chế tạo đặc biệt để có khả năng chịu đựng công suất lớn. Trong thực tế, điện trở phối hợp *R* đối với anten làm việc ở chế độ phát thường được thực hiện dưới dạng một đường dây song hành làm từ dây hợp kim có điện trở suất lớn (xem hình 20.7). Nếu trở kháng sóng của đường dây bằng trở kháng sóng của anten thì dòng điện truyền đến đầu cuối của trám sẽ liên tục truyền qua dây song hành và sẽ bị tiêu hao dưới dạng nhiệt trong quá trình lan truyền trên dây.

Hệ số định hướng của anten trám có thể được xác định theo công thức gần đúng (khi coi đất dẫn điện lý tưởng).

$$D = 7680 \frac{e^{-2\alpha L}}{\rho_A (1 - e^{-4\alpha L})} \frac{\cos^2 \Phi}{(1 - \cos\Delta \sin\Phi)^2} \times$$
$$\times \sin^4\left[\frac{kL}{2}(1 - \cos\Delta\sin\Phi)\right] \sin^2(kH\sin\Delta) \tag{20.14}$$

Hệ số tăng ích của anten trám (so với chấn tử nửa sóng) được xác định theo công thức đã biết $\varepsilon = \dfrac{D\eta}{1,64}$.

Các kích thước của anten trám (L, Φ, H) sẽ được lựa chọn thế nào để đảm bảo cường độ trường ở điểm thu đạt được cạc đại (ứng với góc ngẩng Δ_M cho trước). Như vậy, việc lựa chọn các kích thước tối ưu của anten cần xuất phát từ điều kiện cực trị đối với các thành phần biến đổi theo góc tọa độ của hàm phương hướng (20.5) ứng với Δ_M đã cho.

Điều kiện để thừa số cuối cùng trong (20.14) cực đại là

$$\frac{2\pi}{\lambda_o} H \sin\Delta_M = \frac{\pi}{2}$$

Từ đó suy ra độ cao tối ưu của anten

$$H = \frac{\lambda_o}{4\sin\Delta_M} \qquad (20.15)$$

Điều kiện cực trị của thừa số.thứ nhất là

$$\frac{d}{d\Phi}\left[\frac{\cos\Phi}{1-\sin\Phi\cos\Delta_M}\right] = 0 .$$

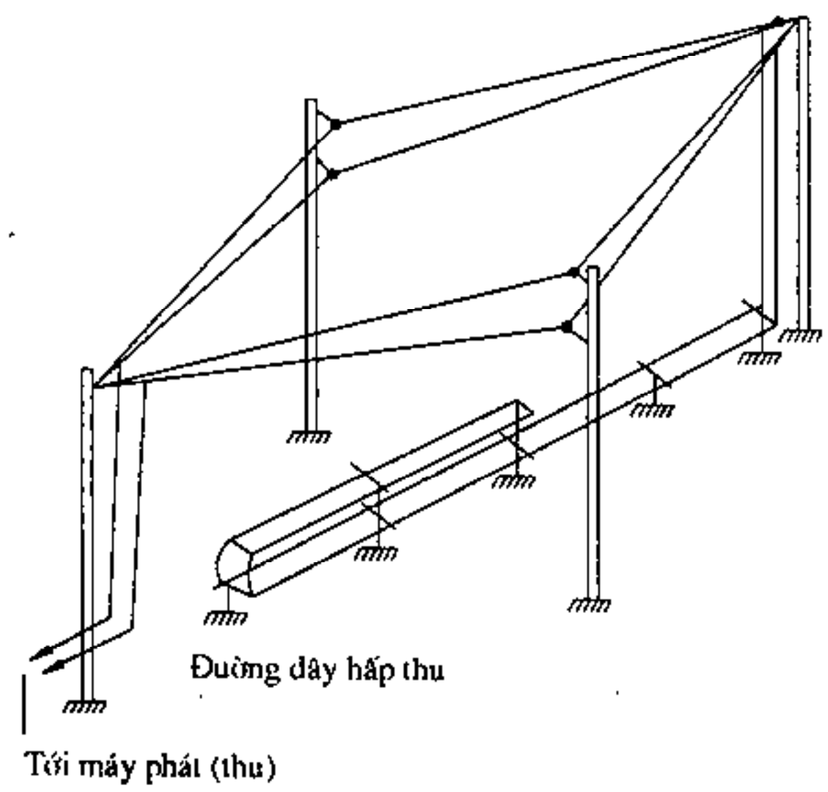
Từ đó suy ra được góc tốt nhất của trám

$$\Phi = \frac{\pi}{2} - \Delta_M \qquad (20.16)$$

Độ dài tốt nhất của cạnh trám có thể được xác định từ điều kiện cực đại của thừa số thứ hai trong (20.14)

$$\sin\left[\frac{kL}{2}\left(1-\sin\Phi\cos\Delta_M\right)\right] = \frac{\pi}{2}$$

Từ đó suy ra



Hình 20.7.

$$L = \frac{\lambda_o}{2(1-\sin\Phi\cos\Delta_M)} \qquad (20.17)$$

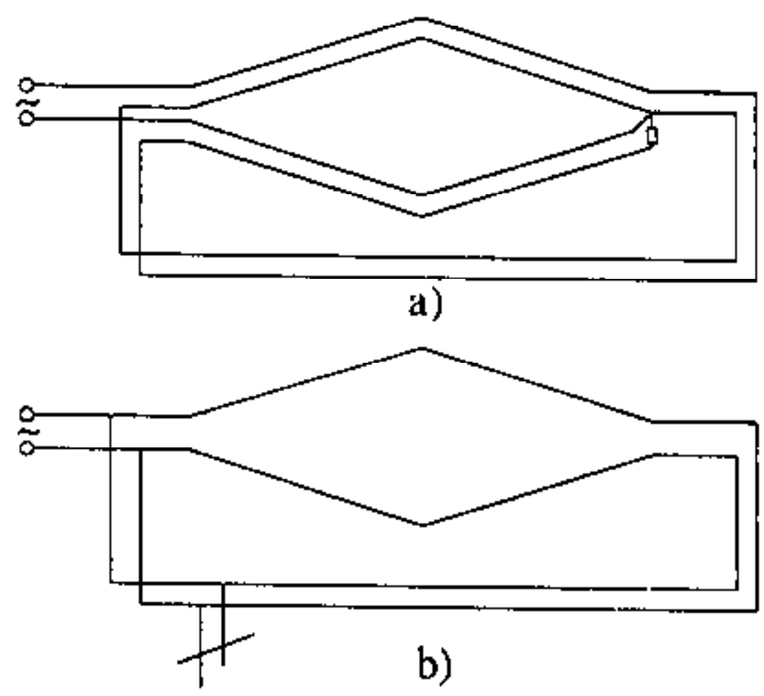
Góc bức xạ cực đại Δ_M của đồ thị phương hướng trong mặt phẳng đứng được xác định từ điều kiện truyền lan của sóng trên tuyến thông tin. Khi sử dụng anten trám trong thông tin sóng ngắn, góc ngẩng Δ_M được xác định bởi cự ly thông tin và độ cao của tầng điện ly phản xạ sóng:

Ví dụ, khi cự ly lớn hơn 1500 ÷ 2000 km, thường lấy $\Delta_m = 8 \div 15^o$. Với giá trị Δ_M này, nhờ các công thức (20.15) ÷ (20.17) sẽ nhận được các kích thước tối ưu của anten như sau:

$$H = \lambda_o ; \Phi = 75^o , L = 7{,}4\lambda_o$$

Tính toán và thực nghiệm đã cho thấy rằng, khi giảm độ dài của cạnh trám đi 1,5 ÷ 2 lần so với kích thước tối ưu thì đặc tính định hướng của anten cũng không biến đổi đáng kể. Vì vậy, để anten bớt cồng kềnh có thể chọn $l = 4\lambda_o$. Khi ấy, để thỏa mãn (20.17) cần lấy $\Phi = 65^o$. Do đó các kích thước tối ưu của anten được chọn là $\Phi = 65^o$, $L = 4\lambda_o$, $H = \lambda_o$.

Với các kích thước nói trên, hệ số tăng ích của anten trong dải sóng từ $0{,}8\lambda_o$ đến $2\lambda_o$ sẽ biến đổi từ 50 đến 15.



Hình 20.8.

Kết cấu thực tế của anten trám được vẽ ở hình 20.7.

Trường hợp anten được kết cấu bằng các dây đơn như vẽ ở hình 20.5 thì rõ ràng là do khoảng cách giữa các cạnh của trám không đồng đều (tăng dần ở phía giữa của trám) nên trở kháng sóng của anten cũng không đồng đều. Thật vậy, trở kháng sóng của đường dây song hành được xác định theo công thức $\rho = 276\log\frac{D}{a}$ (với D là khoảng cách giữa hai dây, a là bán kính dây dẫn). Sự không đồng đều của trở kháng sóng sẽ dẫn tới sự phối hợp không hoàn hảo để đảm bảo chế độ sóng chạy trên anten. Việc làm đều trở kháng sóng của anten có thể được thực hiện bằng cách thay đổi kết cấu của cạnh trám như vẽ ở hình 20.7.

Về nguyên lý, việc chế tạo mỗi cạnh của trám bằng hai dây dẫn và mở rộng dần về phía giữa tương đương với việc tăng bán kính so với khi dùng một dây dẫn đơn. Bằng cách này đã thực hiện được việc san đều trở kháng sóng của anten (từ đầu vào tới đầu cuối mắc tải phối hợp) với giá trị khoảng 700 ôm trong một dải tần khá rộng. Anten trám trình bày ở trên có nhược điểm là mức bức xạ phụ khá lớn, chiếm diện tích rộng và hiệu suất thấp. Tuy nhiên, anten có ưu điểm đặc biệt là dải tần rộng, tiếp điện đơn giản. Nguyên nhân chủ yếu dẫn đến hiệu suất của anten trám thấp là do có sự tiêu hao năng lượng trong tải phối hợp ở đầu cuối. Để khắc phục điều này có thể sử dụng anten trám với mạch hồi tiếp đồng pha. Khi ấy, đầu cuối của trám sẽ không mắc điện trở hoặc đường dây hấp thụ mà được nối với một đường dây phối hợp để đưa phần năng lượng dư thừa quay trở lại đầu vào của chính anten ấy (hình 20.8b), hoặc đưa trở lại cung cấp cho một anten trám thứ hai ghép song song với nó (hình 20.8a). Tất nhiên đường dây fide hồi tiếp phải được tính toán thế nào để đảm bảo sự đồng pha của năng lượng hồi tiếp và năng lượng cung cấp ở đầu vào.

Để nâng cao chỉ tiêu chất lượng của anten có thể thiết lập anten trám kép.

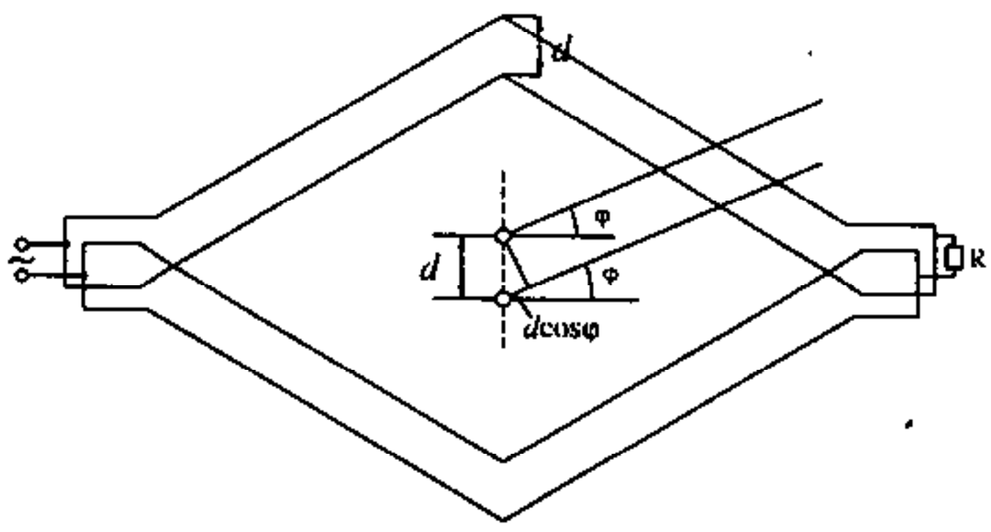
Anten trám kép là một tổ hợp của hai trám đơn đặc cách nhau một khoảng d trong mặt phẳng ngang, dọc theo phương đường chéo nhỏ của trám (hình 20.9). Hai trám được mắc song song với nhau và do đó chúng được tiếp điện đồng pha. Trường bức xạ của hai trám sẽ được cộng đồng pha với nhau theo hướng trục lớn của mỗi trám, nghĩa là theo hướng bức xạ cực đại của mỗi trám đơn (vì ở hướng này không có sai pha do sai lệch đường đi). Còn ở các hướng khác trường sẽ bằng tổng véctơ trường bức xạ của mỗi trám đơn, với góc pha giữa chúng được xác định bởi độ sai lệch độ dài đường đi của tia. Vì khoảng cách giữa hai trám bằng d, ta có thể coi khoảng cách giữa hai tâm pha cũng bằng d và do đó ở hướng φ (φ là góc phương vị của điểm khảo sát tính từ hướng bức xạ cực đại) sẽ nhận được sai pha của trường bức xạ từ hai trám bằng

$$\Delta\psi = kd\cos\varphi$$

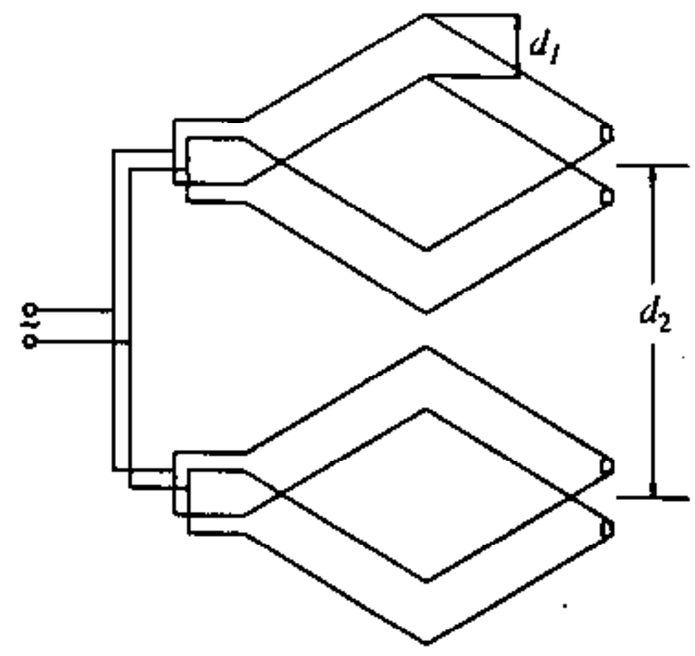
Nếu lựa chọn được khoảng cách d thích hợp, sao cho theo hướng φ_m trùng với hướng cực đại phụ của mỗi trám có sai pha bằng (hoặc gần bằng) 180° thì bức xạ phụ

của hai trám sẽ triệt tiêu nhau và đồ thị phương hướng của anten trám kép sẽ có mức bức xạ phụ nhỏ.

Anten trám kép cũng có hiệu suất cao hơn anten trám đơn. Thật vậy, vì hai trám được mắc song song nhau nên trở kháng sóng anten giảm đi hai lần so với anten trám đơn, khiến hệ số suy giảm dòng điện (suy giảm do hiệu ứng bức xạ) cũng tăng theo (theo công thức 20.12). Hiệu suất của anten trám kép có thể đạt tới 65 ÷ 85%. Hệ số tăng ích của anten trám kép tăng 1,5 ÷ 2 lần do việc giảm mức bức xạ phụ và tăng hiệu suất của anten.



Hình 20.9.



Hình 20.10.

Để tăng hơn nữa hệ số tăng ích của anten trám có thể dùng hệ anten trám mà điển hình là hệ hai trám kép tiếp điện đồng pha như vẽ ở hình 20.10.

Việc tăng hướng tính khi tăng số phần tử bức xạ đồng pha và tăng kích thước (khoảng cách giữa các phần tử) của anten đã được nghiên cứu trong lý thuyết anten, ở đây không cần giải thích thêm.

Chương XXI

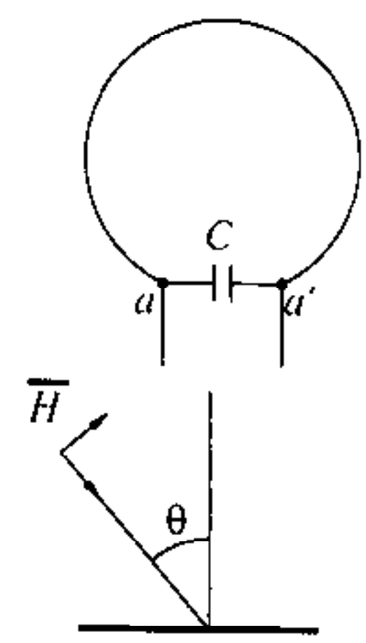
ANTEN VÒNG

Anten vòng là loại anten mà phần tử bức xạ cơ bản của nó là *các vòng dây dẫn có dòng điện sóng đứng*. Các vòng dây dẫn này có thể có hình dạng khác nhau (vuông tròn, tam giác...), có hoặc không có lõi từ tính, và được quấn theo các cách khác nhau. Tùy theo kích thước và kết cấu cụ thể mà anten có các tên gọi riêng: anten khung nhỏ, anten khung lớn, anten từ,...

§21.1. ANTEN KHUNG NHỎ

Anten khung nhỏ là anten được cấu tạo từ một hoặc một số vòng dây dẫn làm thành một *khung dây có bán kính rất nhỏ so với bước sóng*. Anten khung đơn giản nhất là loại chỉ có một vòng dây. Theo lý thuyết anten thì vòng dây có kích thước rất nhỏ so với bước sóng được coi là một vòng điện nguyên tố, nó có các tính chất tương đương với một đipol từ. Như đã khảo sát trong phần "Lý thuyết anten", trường bức xạ của dvòng điện nguyên tố được xác định bởi

$$E_\varphi = 30\, I_v^e\, k^2 \pi a^2 \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \qquad \text{a)}$$



Hình 21.1.

Hàm phương hướng của trường bức xạ có cực đại theo phương nằm trong mặt phẳng vòng dây, và bằng không theo phương vuông góc với mặt phẳng vòng dây (xem hình 21.2). Điện trở bức xạ của vòng dây có giá trị rất nhỏ [$R_\Sigma = 320\pi^4(S/\lambda^2)^2$]. Vì vậy loại khung này thường chỉ được sử dụng làm anten thu. Ta hãy tính sức điện động thu được trong anten khi nó được đặt trong trường của sóng tới. Giả sử vòng dây có dạng tròn và sóng đến nghiêng một góc θ so với trục vòng dây như vẽ ở hình 21.1. Theo định luật cảm ứng điện từ, ta có sức điện động cảm ứng trong vòng dây bằng:

$$E = -\frac{d\Phi}{dl}, \qquad (21.1)$$

trong đó, $\Phi = \mu HS\sin\theta$ là từ thông xuyên qua vòng dây;

S là diện tích vòng dây;

H là giá trị tức thời của cường độ từ trường;

μ là độ từ thẩm hiệu dụng của môi trường (nếu lõi vòng dây là không khí thì $\mu = \mu_o$, còn nếu là vật liệu từ tính thì μ là độ *từ thẩm hiệu dụng*(*) của lõi).

Giả sử trường biến thiên điều hoà theo thời gian và được biểu thị bởi

$$H = \dot{H}e^{i\omega t}$$

trong đó $\dot{H}$ là biên độ phức của cường độ từ trường.

Ta có biên độ phức của sức điện động cảm ứng trong vòng dây bằng

$$\dot{e} = -i\omega\mu S\dot{H}\sin\theta \tag{21.2}$$

Nếu để ý rằng $\dot{H} = \dfrac{\dot{E}}{W_o}$, trong đó W_o là trở kháng sóng của không gian tự do, ta có:

$$\dot{e} = -i\frac{\omega\mu}{W_o}S\dot{E}\sin\theta \tag{21.3}$$

Trong trường hợp tổng quát, độ từ thẩm hiệu dụng của môi trường được biểu thị bởi

$$\mu = \mu'_h\mu_o$$

trong đó μ'_h là độ từ thẩm hiệu dụng tương đối, (21.3) được viết lại dưới dạng

$$\dot{e} = -i\mu'_h\frac{\omega\mu_o}{W_o}S\dot{E}\sin\theta \tag{21.4}$$

Nếu để ý rằng $\omega\mu_o = kW_o$, với $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, ta có:

$$\dot{e} = -i\mu'_h kS\dot{E}\sin\theta$$

Biên độ sức điện động có giá trị bằng

$$e = \mu'_h kSE\sin\theta \tag{21.5}$$

Trường hợp anten khung gồm có n vòng dây thì sức điện động cảm ứng nhận được sẽ lớn gấp n lần sức điện động cảm ứng của một vòng dây:

$$e = \mu'_h nkSE\sin\theta \tag{21.6}$$

Hàm phương hướng anten có dạng $F(\theta) = \sin\theta$. Đồ thị phương hướng của anten được vẽ ở hình 21.2.

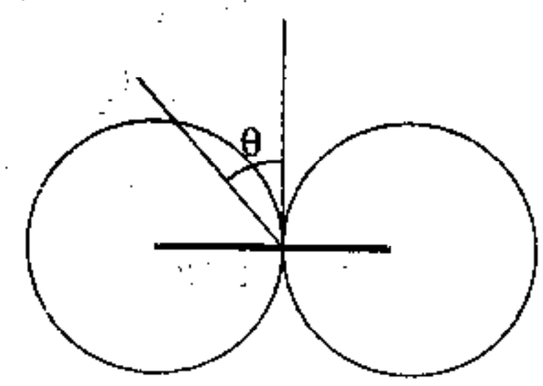
Biên độ sức điện động cực đại sẽ nhận được ở hướng $\theta = 90°$

$$e_{max} = \mu'_h nkSE \tag{21.7}$$

(*) Khái niệm độ từ thẩm hiệu dụng sẽ được trình bày rõ hơn ở phần sau.

Độ dài hiệu dụng của anten, theo định nghĩa bằng tỷ số của sức điện động thu được ở hướng cực đại và cường độ trường ở điểm đặt anten. Đối với anten khung ta nhận được.

$$L_{hd} = \mu'_h nkS \qquad (21.8)$$



Hình 21.2.

Ta hãy khảo sát một số trường hợp riêng.

Vòng dây lõi không khí hoặc lõi điện môi. Đối với không khí hoặc các vật liệu điện môi khác, có thể coi gần đúng $\mu'_h = 1$. Từ (21.7) và (21.8) sẽ nhận được sức điện động cảm ứng và độ dài hiệu dụng

$$\left.\begin{aligned} e_{\max} &= nkSE \\ L_{hd} &= nkS \end{aligned}\right\} \qquad (21.9)$$

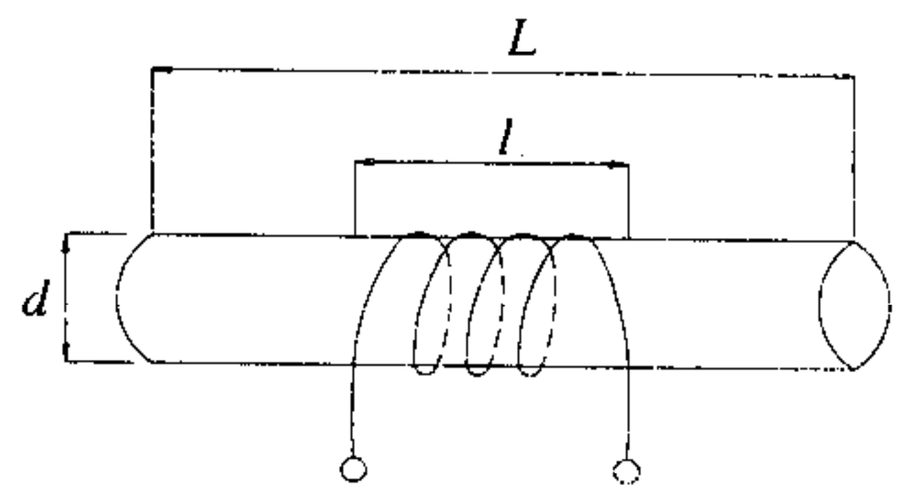
Thường, vòng dây được mắc với tụ điện chuẩn C tạo thành mạch cộng hưởng vào của máy thu. Khi ấy, điện áp cực đại thu được ở cực của vòng dây (điểm a-a', hình 21.1a) sẽ lớn hơn Q lần sức điện động cực đại $e_{\max}$emax:

$$U_{\max} = Qe_{\max} = knSQE, \qquad (21.10)$$

trong đó, Q là hệ số phẩm chất của vòng dây.

Độ dài hiệu dụng của anten trong trường hợp này cũng tăng lên Q lần.

$$L_{hd} = \frac{U_{\max}}{E} = knSQ \qquad (21.11)$$



Hình 21.3.

Vòng dây lõi từ tính. Sơ đồ của anten vẽ ở hình 21.3.

Ưu điểm của loại anten này so với loại không có lõi hoặc lõi điện mói là do độ từ thẩm hiệu dụng của lõi lớn ($\mu'_h > 1$) nên từ thông xuyên qua điện tích vòng dây sẽ tăng μ'_h lần; điều đó dẫn tới sức điện động thu được ở anten và độ dài hiệu dụng của anten cũng tăng μ'_h lần. Lõi từ tính thường được sử dụng là lõi ferit, độ từ thẩm tương đối μ' của ferit có thể đạt tới vài trăm hoặc hàng nghìn lần. Độ từ thẩm hiệu dụng của lõi là đại lượng phụ thuộc vào hình dạng, kích thước của lõi, vào độ từ thẩm tương đối μ' của vật liệu, và phụ thuộc vào tỷ số của độ dài cuộn dây với độ dài toàn phần của lõi L:

$$\mu'_h = m_\Lambda \mu_c, \qquad (21.12)$$

trong đó, m_Λ là hệ số phụ thuộc vào tỷ số của $\frac{l}{L}$, được xác định gần đúng theo công thức $m_\Lambda \approx 1 - 0{,}3\, l/L$;

μ_c là hệ số từ thẩm của lõi, được xác định theo công thức

$$\mu_c = \frac{\mu'}{[1 + (\mu' - 1)N]} \quad , (21.13)$$

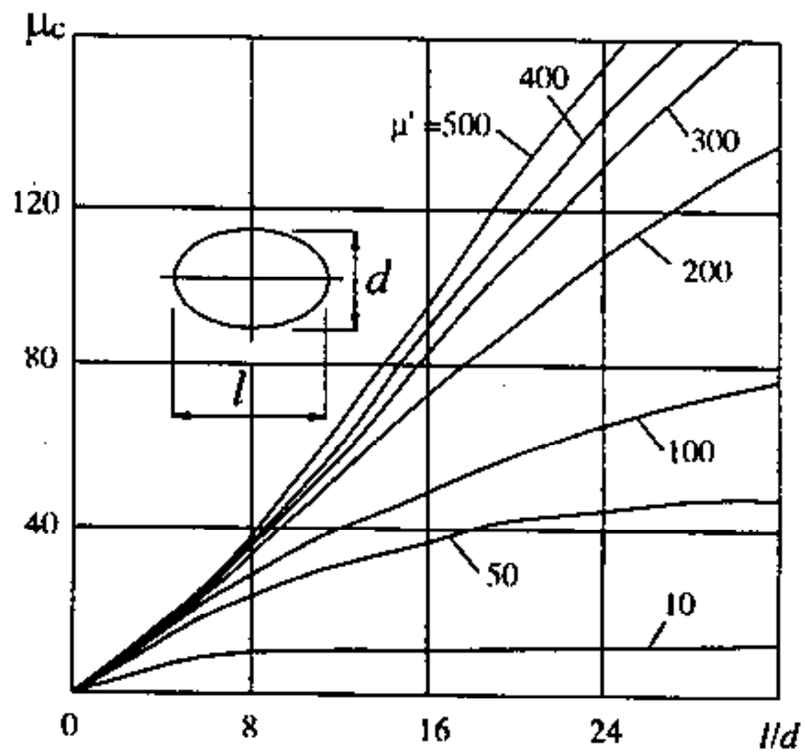
ở đây N là một hệ số phụ thuộc vào kích thước và hình dạng của lõi.

Thường, chỉ với một số lõi có hình dạng đặc biệt (ví dụ lõi hình elipsoit) thì việc tính N mới thuận lợi, còn đa số các trường hợp chỉ có thể tính N một cách gần đúng. Riêng đối với lõi hình trụ thì khi áp dụng các biểu thức của lõi elipsôit cũng cho ta kết quả khá phù hợp với thực tế.

Hình 21.4 vẽ đồ thị quan hệ của độ từ thẩm của lõi với các kích thước của lõi, đối với trường hợp lõi elipsôit, trong đó N được tính theo công thức:

$$N = \frac{1 - e^2}{e^2}\left(\frac{1}{2}\ln\frac{1+e}{1-e} - e\right) \quad (21.14)$$

trong đó, $e = \sqrt{\frac{(L^2 - d^2)}{L^2}}$ là suất ly tâm của elip; L và d là đường kính lớn và đường kính nhỏ của elip.



Hình 21.4.

Việc ứng dụng lõi từ tính đối với anten khung cho phép nhận được độ dài hiệu dụng của anten đủ lớn khi sử dụng khung có kích thước khá nhỏ.

§21.2. ANTEN KHUNG CÓ VỎ BỌC KIM

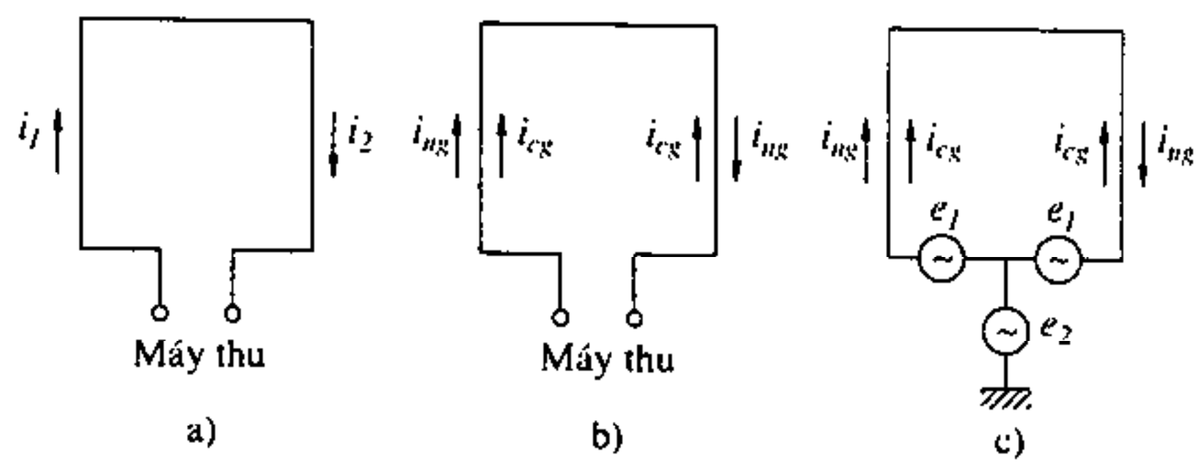
Ở trên ta đã chứng minh rằng giản đồ hướng tính của anten khung nhỏ là giản đồ có dạng hình số 8 đối xứng, với *hướng không* là hướng vuông góc với mặt phẳng của khung. Trong thực tế, đồ thị phương hướng của anten có thể bị méo dạng nếu sự đối xứng về điện tính của khung bị vi phạm. Hiện tượng này được gọi là *hiệu ứng anten* của khung. Hiệu ứng nói trên sẽ xảy ra khi khung được đặt không đối xứng, nghĩa là khi các nửa đối xứng (về kết cấu) của khung có điện dung phân bố không đều nhau đối với các cấu trúc xung quanh (như vỏ máy, mặt đất hay mặt kim loại, hoặc các vật lân cận khác). Khi ấy các dòng I_1, I_2 chảy theo các nửa của khung sẽ có biên độ và pha khác nhau (hình 21.5a). Điều này có thể được suy luận như là khi ở hai nửa của khung có các dòng cùng pha và ngược pha nhau tác dụng đồng thời (xem hình 21.5b). Giá trị của các dòng này được xác định từ hệ thức

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_{ng} + \dot{I}_{cg} \; ; \; \dot{I}_2 = \dot{I}_{ng} - \dot{I}_{cg}$$

Từ đó suy ra:

$$\dot{I}_{ng} = \frac{\left(\dot{I}_1 + \dot{I}_2\right)}{2}\ ;\ \dot{I}_{cg} = \frac{\left(\dot{I}_1 - \dot{I}_2\right)}{2}$$

Để dễ dàng suy luận về ảnh hưởng của các dòng không cân bằng $\dot{I}_1$, $\dot{I}_2$, ta giả thiết khung làm việc ở chế độ phát và được kích thích bởi ba nguồn sức điện động (hình 21.5c). Hai nguồn e_1 sẽ gây ra trong hai nhánh của khung các dòng $\dot{I}_{ng}$ ngược pha nhau. Đồ thị phương hướng của khung (do các dòng ngược pha kích thích) sẽ có dạng số 8 đối xứng như đối với khung có đối xứng điện tính. Nguồn e_2 sẽ gây ra các dòng $\dot{I}_{cg}$ cùng chiều nhau trong hai nhánh của khung và đồ thị phương hướng của nó sẽ là đồ thị phương hướng của hai chấn tử đồng pha đặt cách nhau một khoảng cách d. Vì $d << \lambda$ nên đồ thị phương hướng trong mặt phẳng ngang sẽ có dạng gần như tròn.

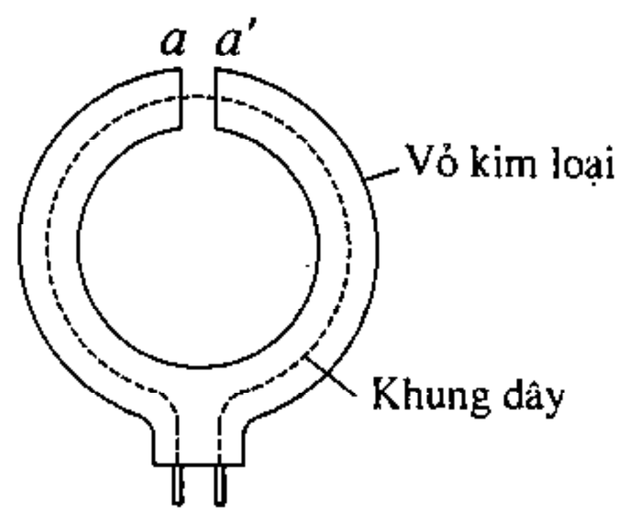


Hình 21.5.

Đồ thị phương hướng tổng cộng của khung do đó sẽ bị méo dạng. Dạng thực tế của nó phụ thuộc vào quan hệ biên độ và pha của các dòng $\dot{I}_{ng}$ và $\dot{I}_{cg}$. Kết quả, *hướng không* của đồ thị phương hướng cũng sẽ biến đổi và nếu sử dụng anten để làm thiết bị tìm phương hướng thì kết quả đo lường sẽ thiếu chính xác (do *hướng không* bị trôi).

Có thể lập luận rằng sự khác nhau của các dạngòng $\dot{I}_1$ và $\dot{I}_2$ trong hai nhánh của khung chính là do sự hiện diện của các dòng cùng pha. Vì vậy, muốn khử hiệu ứng anten cần phải triệt tiêu các dòng này.

Một trong các biện pháp có hiệu quả để triệt tiêu các dòng cùng pha là bọc khung dây dẫn bằng một vỏ kim loại, vỏ này có khe hở ở phía trên như vẽ ở hình 21.6. Sóng điện từ truyền tới anten sẽ cảm ứng lên vỏ của khung các dòng điện cùng pha và ngược pha. Nhưng chỉ các dòng ngược pha mới tạo ra hiệu điện thế ở khe hở (giữa hai điểm *a-a'*. Dưới tác dụng của hiệu điện thế này, ở mặt trong của vỏ khung cũng sẽ xuất hiện các dòng ngược pha và đồng thời sẽ xuất hiện các dòng ngược pha ở khung dây dẫn bên trong (do sự *ghép* điện từ).



Hình 21.6.

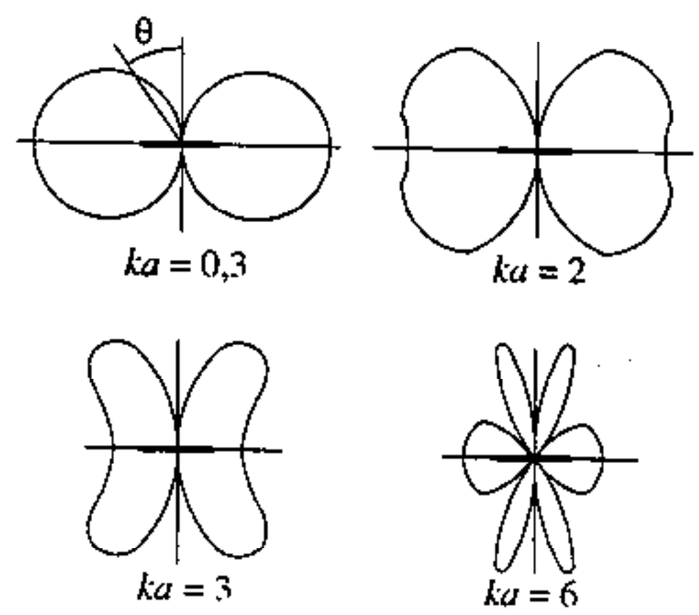
§21.3. ANTEN KHUNG LỚN

Anten khung lớn là anten khung mà kích thước tương đối của nó so với bước sóng không nhỏ hoặc không quá nhỏ (kích thước khung có thể so sánh được với bước sóng). Loại anten này thường được sử dụng ở dải sóng cực ngắn, mặt phẳng anten được đặt song song với mặt đất để tạo trường phân cực ngang và bức xạ vô hướng trong mặt phẳng ngang.

Ta hãy khảo sát một khung dây tròn bán kính a, có dòng điện với biên độ và pha không biến đổi dọc theo khung dây. Trường bức xạ của khung dây trong trường hợp tổng quát được xác định bởi:

$$E_\varphi = \frac{WI_\nu^2 k}{2} J_1(ka\sin\theta)\frac{e^{-ikR}}{R} \qquad (21.15)$$

Hình 21.7 vẽ đồ thị phương hướng của anten tính theo công thức (21.15) ứng với các giá trị ka khác nhau. Khi $ka << 2$, ta có hướng cực đại của đồ thị phương hướng nằm trong mặt phẳng của khung. Khi tăng bán kính khung, hướng cực đại của đồ thị phương hướng sẽ thay đổi và tiến tới xuất hiện nhiều búp sóng. Số búp sóng nguyên trong phạm vi của một góc vuông đúng bằng số nghiệm của hàm Bessel (ví dụ, trường hợp $ka = 6$, số búp sóng nguyên trong một góc vuông bằng 1). Trong thực tế, thường sử dụng các anten khung có $ka << 2$.

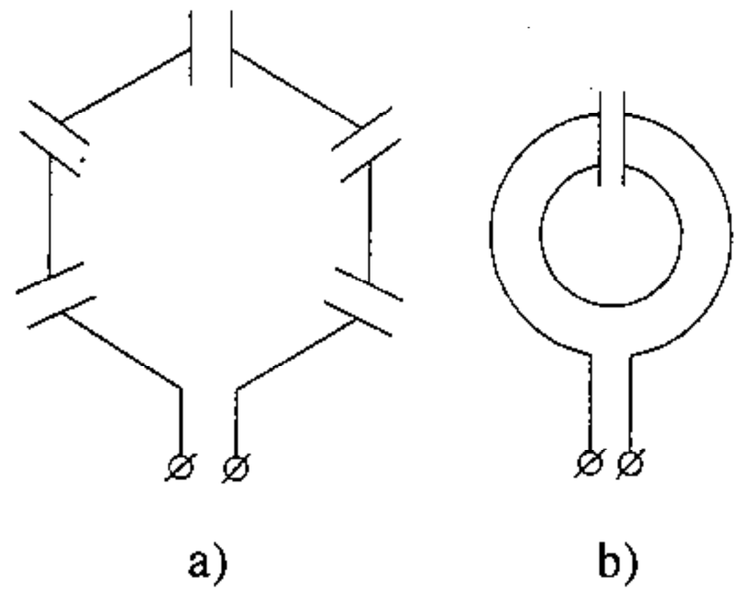


Hình 21.7.

Để tăng hệ số định hướng của anten, có thể sử dụng nhiều khung đặt song song với nhau theo phương thẳng đứng. Khi ấy, đồ thị phương hướng của anten trong mặt phẳng đứng sẽ hẹp lại, còn trong mặt phẳng ngang giản đồ hướng tính anten vẫn là vô hướng.

Để thực hiện thực tế các anten khung ta cần chú ý rằng khi độ dài dây dẫn của khung có giá trị so sánh được với bước sóng, (khi $a > 0{,}3\lambda$) thì phân bố dòng điện trong khung sẽ trở nên không đồng đều nữa. Vì vậy cần có biện pháp đặc biệt để làm cho phân bố dòng điện được đều đặn hơn.

Một trong các biện pháp ấy được mô tả ở hình 21.8a. Ở hình 21.8a khung được chế tạo từ các đoạn dây dẫn và chúng được nối với nhau bằng các tụ điện có điện dung được lựa chọn một cách thích hợp. Ở hình 21.8b, anten khung được biến dạng từ chấn tử vòng dẹt, có mắc tụ C ở hai đầu chấn tử. Trở kháng vào của anten có giá trị khoảng 30 – 40 ôm.

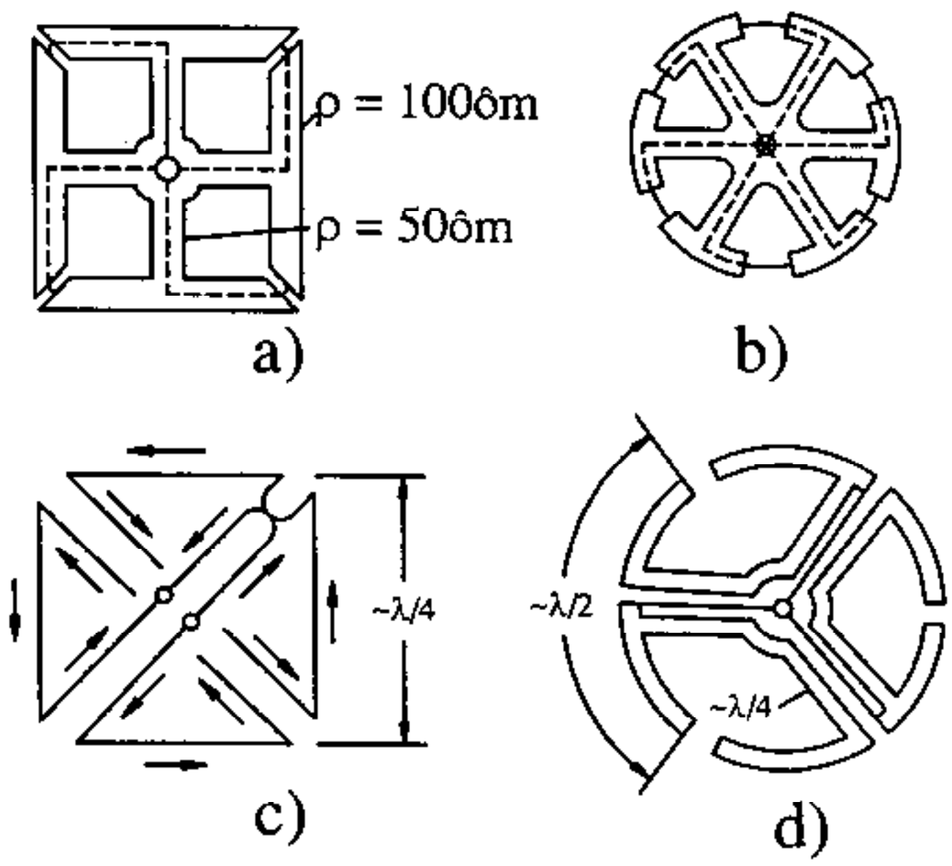


Hình 21.8.

Một phương pháp khác để nhận được phân bố dòng điện đều là phương pháp tiếp điện riêng lẻ cho từng bộ

phận của khung. Khi ấy người ta chia khung ta thành một số đoạn, và dùng các biện pháp để thực hiện việc tiếp điện đồng pha cho mỗi đoạn ấy. Độ dài của các đoạn cần được lựa chọn thế nào để vừa đảm bảo điện trở bức xạ của chúng đủ lớn, vừa đảm bảo phân bố dòng điện tương đối đồng đều trên mỗi đoạn. Hình 21.9 vẽ một số phương án cụ thể để thực hiện anten khung lớn.

Ngoài các anten khung vuông và khung tròn mà chúng ta vừa khảo sát ở trên, trong thực tế người ta còn dùng các khung có hình dạng khác như khung hình tam giác, hình trám, hình chữ nhật v.v... Anten khung có thể được sử dụng trong thực tế như một anten độc lập, hoặc dùng làm phần tử để kết cấu những anten phức tạp. Một trong những anten khung phức tạp là anten gôniômet. Anten gồm hai khung có tâm pha đặt trùng nhau, mặt phẳng của hai khung vuông góc với nhau trong không gian. Thực hiện phương pháp xử lý tín hiệu đối với các tín hiệu thu được từ hai anten riêng biệt, sẽ nhận được đồ thị phương hướng thích hợp dùng để xác định hướng sóng đến trong kỹ thuật định vị và đạo hàng.



Hình 21.9.

Chương XXII

ANTEN XOẮN

Anten xoắn là loại anten mà phần tử bức xạ cơ bản của nó là *các vòng dây dẫn có dòng điện sóng chạy*. Trường bức xạ của anten xoắn trong trường hợp tổng quát là trường phân cực quay. Anten xoắn thường được ứng dụng trong dải sóng cực ngắn, gồm nhiều loại: xoắn trụ, xoắn phẳng, xoắn hình chóp v.v... Sau đây sẽ khảo sát nguyên lý làm việc cảu các loại trên.

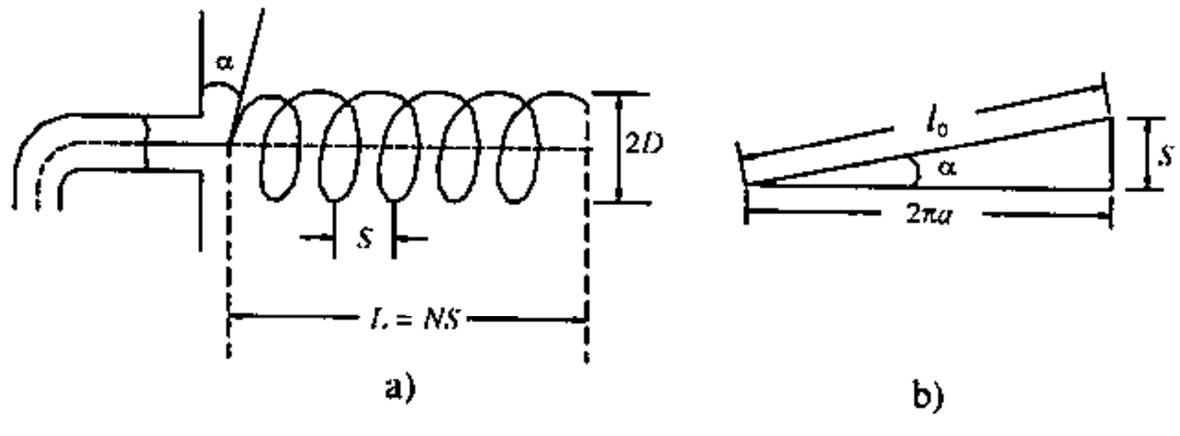
§22.1. ANTEN XOẮN TRỤ

Kết cấu anten gồm một đường dây xoắn dẫn điện và một màn chắn kim loại (hình 22.1).

Thông thường anten được tiếp điện bởi fide đồng trục, lõi của fide được nối với đường dây xoắn, còn vỏ fide nối với mặt kim loại. Mặt chắn kim loại vừa có tác dụng ngăn dòng điện chảy ra mặt ngoài fide, vừa có tác dụng của mặt phản xạ, làm giảm bức xạ ngược của anten.

Các thông số hình học đặc trưng cho anten xoắn trụ là bán kính a, bước xoắn s (hoặc độ dài l_o của mỗi vòng xoắn và góc xoắn α), và số vòng N (xem hình 22.1).

Các công trình nghiên cứu về đường dây xoắn đã cho biết rằng, trong trường hợp tổng quát, trên đường dây xoắn trụ có thể đồng thời tồn tại một số dạng sóng dòng điện với biên độ khác nhau và số chu kỳ trên một vòng xoắn khác nhau. Mỗi sóng truyền lan theo dây dẫn với vận tốc pha và hệ số suy giảm nhất định. Tuy nhiên, với mỗi anten có kích thước nhất định thì chỉ có một dạng sóng trong số các sóng nói trên chiếm ưu thế và đóng vai trò chủ yếu trong việc tạo thành đồ thị phương hướng của anten. Dạng sóng có tác dụng chủ yếu trong mỗi đường dây xoắn phụ thuộc vào kích thước tương đối của vòng xoắn so với bước sóng công tác. Trong các phần khảo sát sau đây, ta ký hiệu T_q là các dạng sóng (chỉ số $q = 0, 1, 2, 3...$ biểu thị số chu kỳ sóng trên mỗi vòng dây), v_q là vận tốc pha của các sóng tương ứng. Ta có thể phân biệt ba chế độ làm việc của anten xoắn trụ ứng với ba loại kích thước anten như sau:



Hình 22.1.

a) Bức xạ ngang (khi vòng xoắn có độ dài rất nhỏ so với bước sóng công tác $l_0 << \lambda$). Trong trường hợp này dạng sóng chủ yếu trong đường dây xoắn trụ là sóng T_o. Sóng T_1 và các sóng bậc cao khác có biên độ rất nhỏ và suy giảm nhanh nên không ảnh hưởng đến chế độ bức xạ của anten. Sóng T_o truyền lan dọc theo dây dẫn với vận tốc pha gần bằng vận tốc ánh sáng. Khi tăng kích thước của xoắn đến một giá trị nhất định thì sóng T_o biến mất và sẽ xuất hiện sóng bậc cao. Giá trị giới hạn này được xác định bởi hệ thức

$$(ka)_{\min} = \frac{\cos\alpha}{1 - \sin\alpha} \tag{22.1}$$

Vì vòng xoắn có độ dài nhỏ so với bước sóng nên sóng T_o có biên độ và pha gần như không đổi trên mỗi vòng dây. Như vậy, mỗi vòng xoắn ở chế độ này có thể được xem như một anten khung nhỏ. Như đã khả sát ở chương 21, bức xạ của anten khung nhỏ có cực đại theo các hướng nằm trong mặt phẳng của vòng dây và bằng không theo hướng vuông góc với mặt phẳng của vòng. Do đó, ở chế độ của sóng T_o, anten xoắn sẽ làm việc ở chế độ bức xạ ngang với giản đồ hướng tính vẽ ở hình 22.2a. Trong thực tế anten xoắn sẽ làm việc ở chế độ bức xạ ngang khi chiều dài của vòng dây nhỏ hơn $0{,}65\lambda$ (hoặc $\lambda > 10a$).

b) Bức xạ trục (khi vòng xoắn có độ dài khoảng một bước sóng: $l_o \approx \lambda$). Khi tăng kích thước vòng xoắn tới giá trị $ka > (ka)_{\min}$, sóng T_o sẽ biến mất và bắt đầu xuất hiện sóng T_1. Vận tốc pha của sóng T_1 dọc theo dây xoắn sẽ tăng khi tăng ka và tiến tới giá trị bằng vận tốc ánh sáng. Hình 22.3 biểu diễn sự phụ thuộc của tỷ số $\frac{v}{c}$ theo giá trị của ka đối với trường hợp sóng T_o và T_1. Khi $ka = 1$ (nghĩa là khi độ dài vòng xoắn vào khoảng bước sóng) ta có $v_1 = 0{,}8c$.

Vì kích thước vòng xoắn so sánh được với bước sóng nên trong trường hợp này điện trở bức xạ của các vòng dây có giá trị đáng kể, hiệu ứng bức xạ của các vòng dây biểu hiện khá rõ rệt. Sóng điện truyền từ đầu vào sẽ được bức xạ mạnh bởi các vòng dây trong quá trình lan truyền dọc theo anten. Sóng phản xạ từ đầu cuối có biên độ nhỏ và do đó có thể coi gần đúng dòng điện trên anten là dòng điện sóng chạy.

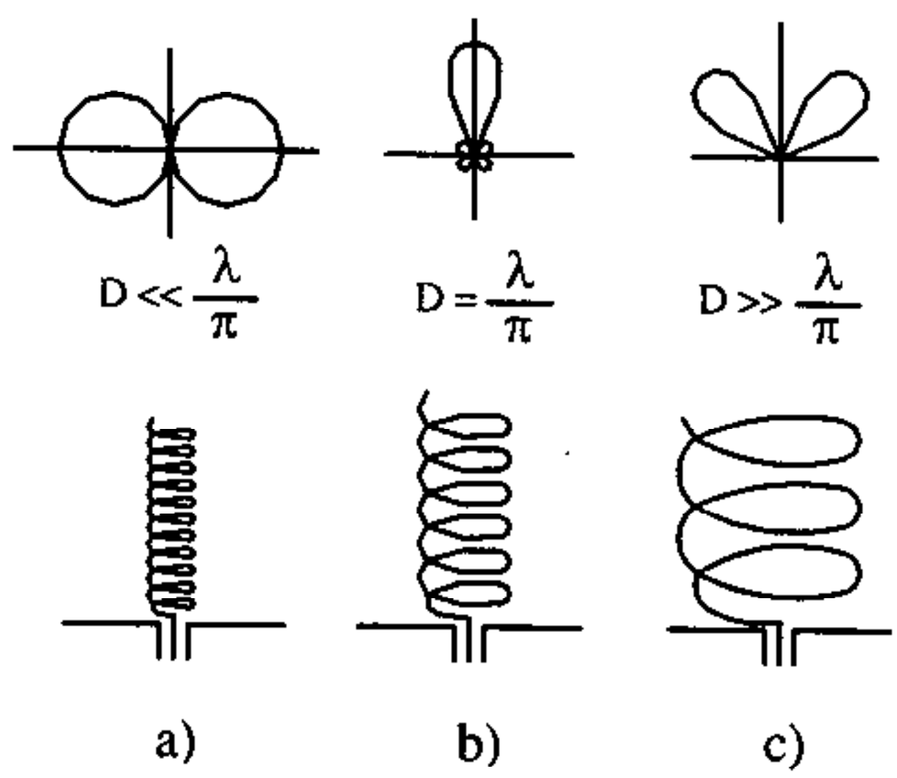
Như đã khảo sát ở §16.3 chương 16 (về bức xạ của vòng dây dẫn có dòng điện sóng chạy), trong trường hợp này ta sẽ nhận được trường bức xạ của mỗi vòng xoắn là trường phân cực quay, có cực đại theo hướng vuông góc với mặt phẳng vòng dây. Mặt khác, theo lý thuyết của anten sóng chạy ta có hàm phương hướng tổ hợp của anten cũng có cực đại phù hợp với hướng trục. Do đó, chế độ bức xạ chung của anten xoắn với sóng T_1 sẽ là chế độ bức xạ trục. Đồ thị phương hướng của anten trong trường hợp này được xvẽ ở hình 22.2b. Thực tế, chế độ bức xạ trục của anten sẽ được thực hiện khi $l_o = 0{,}75\lambda \div 1{,}3\lambda$ (hoặc $\lambda = 5a \div 8a$).

c) Bức xạ xiên (khi vòng xoắn có độ dài lớn hơn bước sóng: $l_o >> \lambda$). Trong trường hợp này bước sóng T_o và T_1 suy giảm khá nhanh, dạng sóng có tác dụng chủ yếu trong

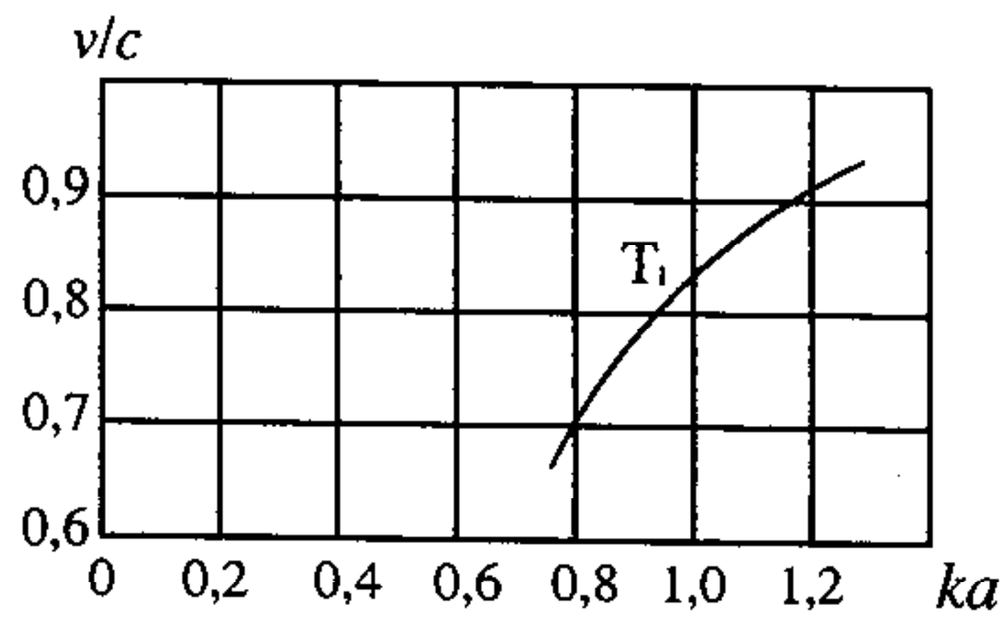
anten sẽ là các sóng bậc cao hơn: T_2, T_3 ... Trên mỗi vòng xoắn trong trường hợp này sẽ có phân bố nhiều chu kỳ sóng. Do đó, tại các điểm đối diện nhau của mỗi vòng dây, dòng điện có thể khác pha, đồng thời pha của dòng điện ở hai điểm kế cận nhau trên hai vòng xoắn cũng có thể khác nhau. Tác dụng tương hỗ của các vòng xắn trong trường hợp này sẽ làm giảm điện trở bức xạ của mỗi vòng dây, do đó ảnh hưởng đến chế độ sóng chạy trên anten. Kết quả là hướng bức xạ cực đại của anten sẽ lệch khỏi hướng trục xoắn (xem hình 22.2c). Thực tế, chế độ bức xạ xiên (hay bức xạ lệch trục) của anten xoắn sẽ xẩy ra khi độ dài của mỗi vòng xoắn lớn hơn 1,5λ ($l_o > 1{,}5\lambda$ *hoặc* $\lambda < 4a$).

Sau đây sẽ khảo sát kỹ hơn đặc tính bức xạ của anten xoắn ở chế độ bức xạ trục.

Để làm sáng tỏ hơn nguyên lý làm việc của anten ta hãy biểu thị anten dưới dạng một hệ bức xạ thẳng gồm các phần tử bức xạ là các vòng xoắn đặt cách đều nhau với khoảng cách *s*.



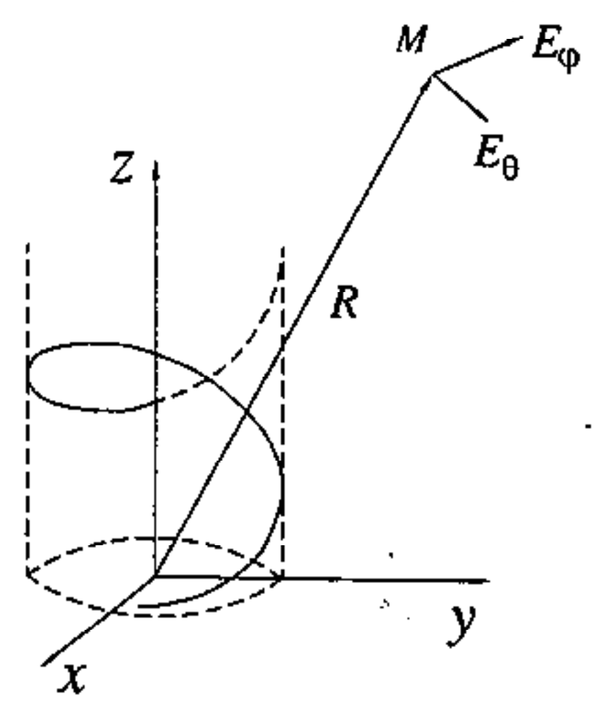
Hình 22.2.



Hình 22.3.

Đối với vòng dây phẳng thì như đã khảo sát ở phần lý thuyết anten, điện trường bức xạ chỉ có thành phần E_φ và do đó hàm phương hướng của vòng dây phẳng cũng chỉ có thành phần $f_\varphi(\theta)$. Đối với vòng dây xoắn, trường bức xạ trong trường hợp tổng quát bao gồm hai thành phần là E_θ và E_φ (xem hình 22.4), và do đó hàm phương hướng của vòng dây xoắn cũng có hai thành phần theo tọa độ θ và φ

$$\begin{cases} f_{o\varphi}(\theta) = J_o(ka\sin\theta) \\ f_{o\theta}(\theta) = J_o(ka\sin\theta)\cos\theta \end{cases} \qquad (22.2)$$



Hình 22.4.

Hàm phương hướng tổ hợp của anten được xác định bởi

$$f_k(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(ks\cos\theta + \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(ks\cos\theta + \psi)\right]}, \qquad (22.3)$$

trong đó, N – số phân tử của hệ (số vòng xoắn);

s – khoảng cách giữa hai phần tử (bước xoắn);

ψ – góc lệch pha của dòng điện ở hai vòng kề nhau;

θ – góc hợp bởi hướng khảo sát và trục xoắn.

Biết rằng bức xạ của mỗi vòng dây có cực đại theo hướng trục. Khi ấy, để đảm bảo chế độ bức xạ trục cho toàn thể anten thì trường bức xạ của mỗi vòng dây theo hướng trục cần có pha giống nhau. Muốn vậy, dòng điện trong hai vòng dây kề nhau cần có góc sai pha bằng:

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} s + 2\pi \tag{22.4}$$

Mặt khác, sai pha dòng điện giữa hai vòng dây phụ thuộc vào vận tốc pha của dòng điện truyền theo dây xoắn

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda'} l_o \tag{22.5}$$

λ' – bước sóng trong dây dẫn của đường dây xoắn:

l_o – độ dài của một vòng xoắn.

Theo hình 22.1 ta xác định được:

$$l_o = \sqrt{s^2 + (2\pi a)^2} \tag{22.6}$$

So sánh (22.4) và (22.5) sẽ nhận được điều kiện bức xạ trục

$$l_o = \frac{1}{\xi}(s + \lambda)\,, \tag{22.7}$$

trong đó $\xi = \dfrac{\lambda}{\lambda'}$ là hệ số chậm của sóng truyền lan dọc theo dây dẫn.

Đối với đường dây xoắn trụ, giá trị của ξ thường nằm trong khoảng $1 \div 1{,}4$. Vì vậy, để đảm bảo điều kiện bức xạ trục đối với anten xoắn có bước xoắn khoảng từ $0{,}15\lambda$ đến $0{,}3\lambda$, độ dài của một vòng xoắn cần có giá trị khoảng một bước sóng:

$$l_o \approx \lambda\,, \tag{22.8}$$

λ – bước sóng trong không gian tự do.

Như vậy, điều kiện cực đại của hàm tổ hợp theo hướng trục cũng phù hợp với điều kiện bức xạ cực đại của mỗi vòng xoắn theo hướng trục.

Các thông số của anten xoắn trụ có thể được xác định theo các công thức kinh nghiệm sau:

Độ rộng của đồ thị phương hướng tính theo góc nửa công suất

$$2\theta_{1/2} \approx \frac{52^\circ}{\dfrac{l_o}{\lambda}\sqrt{\dfrac{Ns}{\lambda}}} \tag{22.9}$$

Độ rộng của đồ thị phương hướng tính theo góc bức xạ không

$$2\theta_o \approx \frac{115^o}{\frac{l_o}{\lambda}\sqrt{\frac{Ns}{\lambda}}} \tag{22.10}$$

Hệ số định hướng của anten

$$D \approx 15\left(\frac{l_o}{\lambda}\right)^2 N\frac{s}{\lambda}\ , \tag{22.11}$$

Điện trở vào của anten

$$R_v \approx 140\frac{l_o}{\lambda}\ (\Omega)\ , \tag{22.12}$$

Các công thức (22.9) ÷ (22.12) được coi là đúng và có thể áp dụng khi số vòng xoắn $N > 03$, giá trị $\frac{l_o}{\lambda}$ biến đổi từ (0,75 ÷ 1,3), còn góc nâng của xoắn α nằm trong giới hạn ($12^o \div 16^o$). Ở đây α có quan hệ với bước xoắn s và chiều dài vòng xoắn l_o theo công thức:

$$\sin\alpha = \frac{s}{l_o} \tag{22.13}$$

Khi tính toán gần đúng anten xoắn, có thể chọn:

$$l_o \approx \lambda$$

$$s \approx (0{,}15 \div 0{,}3)\ \lambda$$

$$\xi = 1{,}25$$

Dải tần công tác của anten được xác định từ điều kiện:

$$0{,}7l_o \le \lambda \le 1{,}3l_o$$

Đường kính của tấm chắn kim loại có thể chọn trong khoảng (1,0 ÷ 1,6) L, trong đó L là độ dài anten.

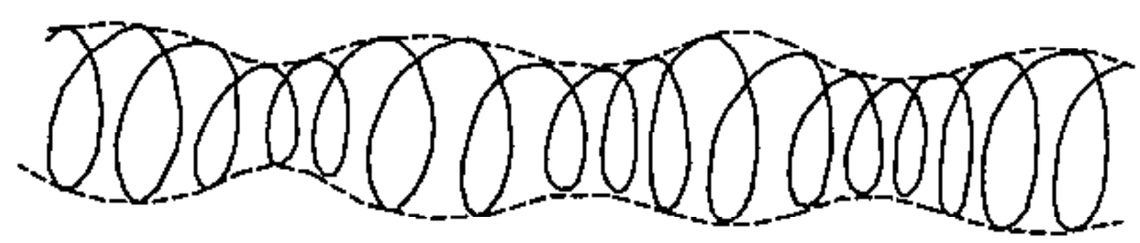
Ưu điểm của anten xoắn trụ là kết cấu đơn giản, dải tần rộng. Hệ số bao trùm dải sóng $\frac{\lambda_{max}}{\lambda_{min}} \approx 1{,}7$.

Nhược điểm của anten xoắn là hướng tính không cao. Với một anten đơn khó có thể thiết lập đồ thị phương hướng có độ rộng nhỏ hơn 25°. Để nâng cao hướng tính anten có thể sử dụng hệ thống anten xoắn đồng pha.

Nguyên lý làm việc của anten xoắn trong chế độ bức xạ trục cũng có thể được phân tích theo quan điểm của anten sóng mặt, bởi lẽ sóng truyền làan trên anten trong trường hợp này là sóng chậm.

Anten xoắn *có điều biến vận tốc pha* được thiết lập theo lý thuyết trình bày ở phần lý thuyết anten có dạng vẽ ở hình 22.5.

Với cùng một độ dài như nhau, anten, xoắn có điều biến vận tốc pha sẽ có đồ thị phương hướng hẹp hơn so với anten xoắn thường.



Hình 22.5.

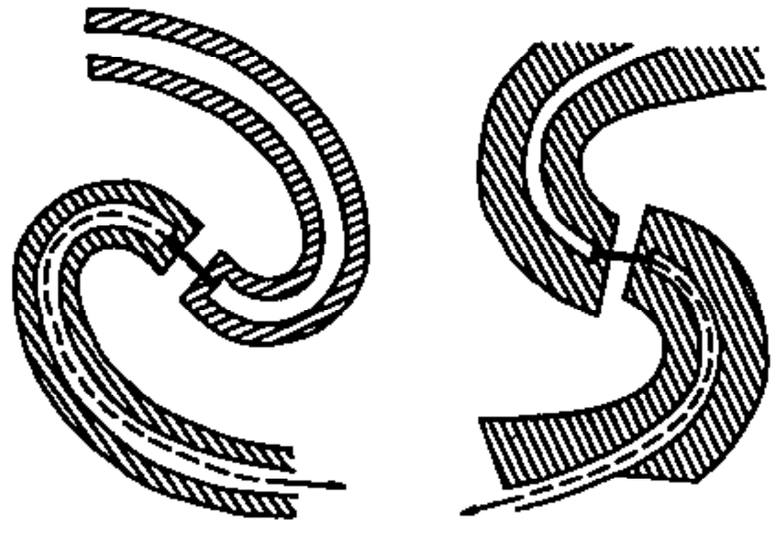
Nói chính xác thì anten xoắn thuộc loại anten không có tâm pha. Tuy nhiên có thể coi gần đúng tâm pha của anten ở gần tâm hình học của xoắn.

§22.2. ANTEN XOẮN PHẲNG

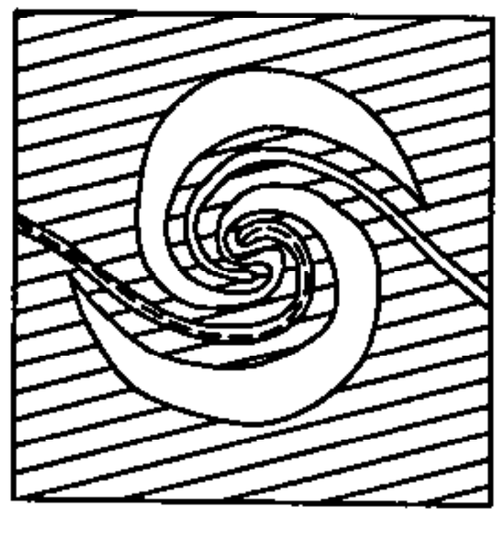
Anten xoắn phẳng lôgarit và xoắn phẳng acsimét đều là các anten bức xạ trường phân cực quay. Nguyên lý làm việc của các anten này đã khảo sát ở chương 14, vì vậy ở đây chúng ta không nhắc lại mà chỉ đề cập đến những vấn đề kỹ thuật có liên quan.

Để tiếp điện cho anten xoắn phẳng lôgarít cũng như xoắn Acsimét có thể dùng fide song hành vì kết cấu của các anten này là kết cấu đối xứng. Trong thực tế, việc tiếp điện cho anten có thể thực hiện bằng fide đồng trục. Khi ấy vỏ ngoài của fide được gắn vào một nhánh của anten xoắn, còn lõi của fide đồng trục được tiếp cho nhánh thứ hai.

Để cho kết cấu được đối xứng, trên nhánh thứ hai của anten được gắn thêm một đoạn fide đồng trục nhưng lõi của đoạn fide này không sử dụng tới, còn vỏ của đoạn fide được gắn liền với băng kim loại của nhánh anten, tương tự như đối với nhánh thứ nhất. Hình 22.6 mô tả phương pháp tiếp điện cho anten xoắn bằng fide đồng trục. Hình 22.6a là anten xoắn phẳng acsimét, còn hình 22.6b là anten xoắn phẳng lôgarit.



Hình 22.6.



Hình 22.7.

Các nhánh của anten có thể được cấu tạo từ các lá kim loại mỏng dán lên các tấm điện môi.

Một dạng khác của anten xoắn phẳng lôgarít là anten được thiết lập dưới dạng cấu trúc khe xoắn (hình 22.7). Tiếp điện của anten khe xoắn cũng có thể thực hiện theo phương pháp tương tự như trường hợp anten băng xoắn kim loại.

Sau đây chúng ta sẽ khảo sát các vấn đề cụ thể về việc xác định các thông số hình học cho anten và đặc tính kỹ thuật của các anten ấy.

– *Anten xoắn lôgarít*. Phương trình các đường giới hạn trong và ngoài của các băng xoắn được xác định bởi

$$\left.\begin{aligned} \rho'_1 &= \rho'_o e^{a\varphi} \; ; \; \rho''_1 = \rho'_o e^{a(\varphi-\varphi_o)} \\ \rho'_2 &= \rho'_o e^{a(\varphi-\pi)} \; ; \; \rho''_2 = \rho'_o e^{a(\varphi-\pi-\varphi_o)} \end{aligned}\right\} \qquad (22.14)$$

trong đó,

$$e^{a\varphi_o} = \frac{\rho'_o}{\rho''_o} = K \qquad (22.15)$$

Như đã phân tích trước đây, nếu anten có kích thước vô tận thì đặc tính bức xạ của nó sẽ không phụ thuộc tần số. Tuy nhiên, kích thước anten trong thực tế là hữu hạn, vì vậy các thông số điện của anten thực tế sẽ chỉ được đảm bảo không đổi trong một giới hạn tần số nào đó. Các kết quả nghiên cứu đã cho biết rằng bước sóng cực đại của dải tần số có quan hệ với độ dài nhánh anten và được xác định từ hệ thức:

$$l = (1 \div 1{,}5)\,\lambda_{max} \qquad (22.16)$$

l – là độ dài của một nhánh anten.

Bước sóng cực tiểu của dải tần số có quan hệ với bán kính ban đầu của đường xoắn và được xác định từ hệ thức:

$$\rho'_o \le \frac{\lambda_{min}}{8} \qquad (22.17)$$

Khi cho trước đường kính anten, để có được độ rộng dải tần cực đại, các vòng xoắn cần được quấn sít nhau, nghĩa là hệ số a cần có giá trị nhỏ.

Giá trị a có thể chọn trong giới hạn

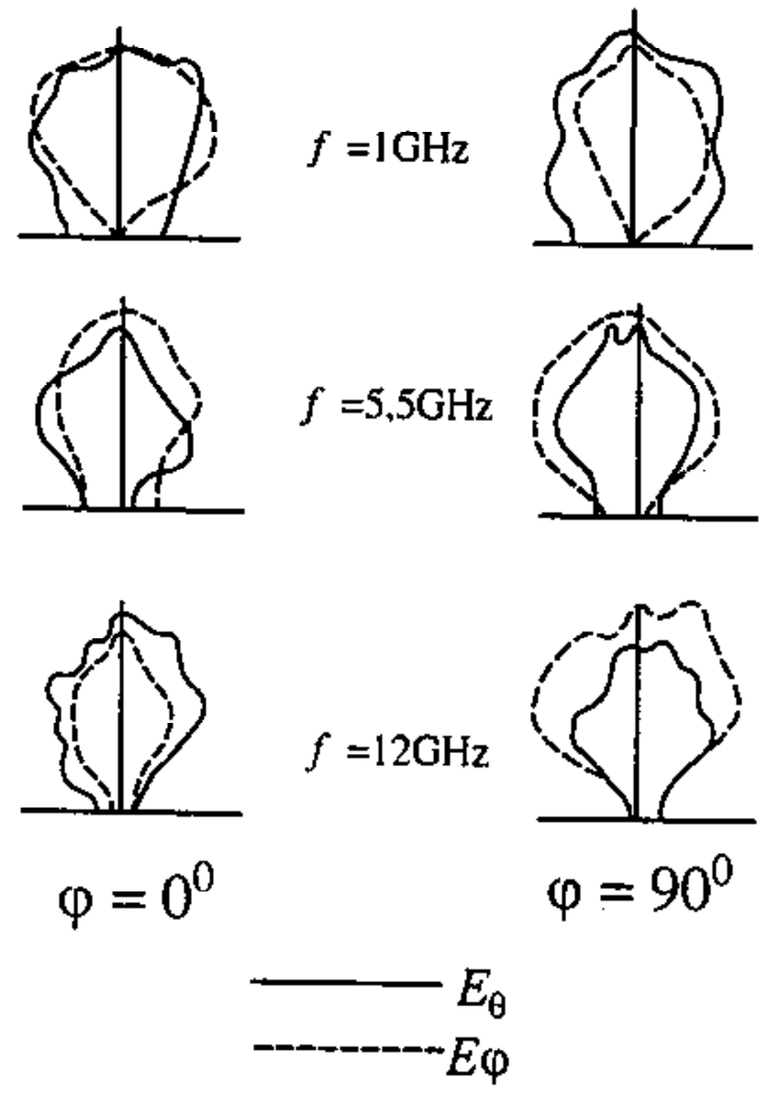
$$0{,}2 \le a \le 0{,}45\,, \qquad (22.18)$$

trong đó giá trị tốt nhất của a nhận được qua tính toán và thực nghiệm là bằng 0,3.

Hệ số K (công thức 22.15) được chọn trong giới hạn

$$e^{-a\pi} < K < 1$$

Thường lấy $\quad K = 0{,}6 \div 0{,}75 \qquad (22.19)$



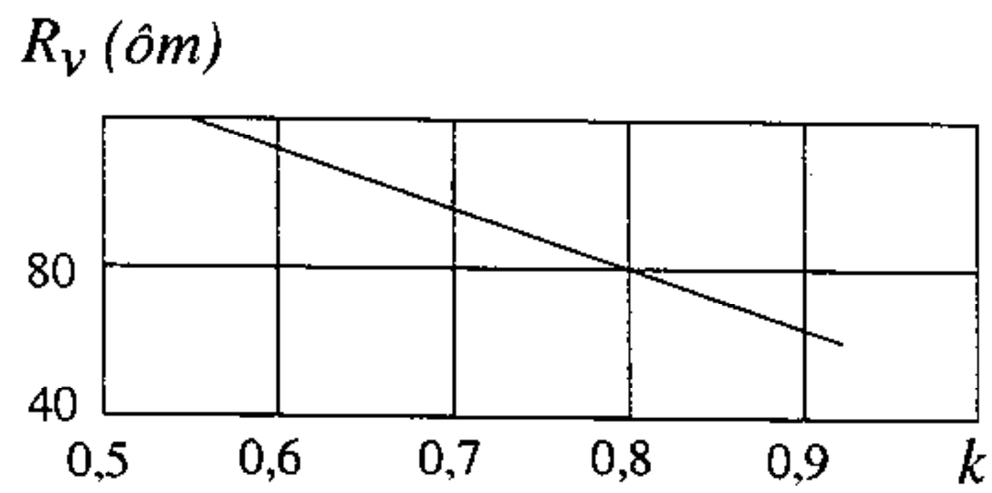
Hình 22.8.

Đối với anten thực tế, dải tần số công tác đạt được khá rộng. Hệ số bao trùm dải sóng có thể đạt tới khoảng $\frac{20}{1}$.

Đồ thị phương hướng anten không có tính đối xứng trục, nghĩa là nó có dạng thay đổi trong các mặt phẳng φ khác nhau. Đồ thị có cực đại về cả hai phía vuông góc với mặt phẳng aten. Độ rộng của đồ thị phương hướng có giá trị khác nhau trong mỗi mặt phẳng φ. Góc nửa công suất của đồ thị trong mặt phẳng này có giá trị trong khoảng từ $60^o \div 110^o$. Có thể dễ dàng nhận thấy rằng khi biến đổi tần số trong giới hạn của dải tần

công tác, dạng của đồ thị không gian sẽ không thay đổi mà hậu quả của sự thay đổi tần số chỉ là sự quay đồ thị đi một góc quanh trục anten, nhưng hướng bức xạ cực đại không thay đổi.

Một trong các dạng điển hình của đồ thị phương hướng anten xoắn phẳng lôgarit được vẽ ở hình 22.8. Đây là đồ thị phương hướng của các thành phần E_θ và E_φ vẽ trong nửa mặt phẳng, đối với hai mặt phẳng khảo sát $\varphi = 0^o$ và $\varphi = 90^o$. Trường bức xạ của anten là trường phân cực quay. Đối với các tần số mà độ dài của nhánh anten nhỏ hơn đáng kể so với bước sóng công tác ($l << \lambda$) thì phân cực của trường là phân cực thẳng. Khi tăng tần số công tác, trường bức xạ theo hướng trục bắt đầu chuyển từ phân cực thẳng thành phân cực elip, sau đó thành phân cực tròn. Bởi vì sự biến đổi tần số ít làm thay đổi dạng của đồ thị phương hướng nên có thể lấy đặc tính biến đổi phân cực làm tiêu chuẩn để xác định giới hạn của dải tần. Dải tần số công tác có thể được coi là dải tần số mà hệ số elip của elip phân cực theo hướng trục lớn hơn 0,5.



Hình 22.9.

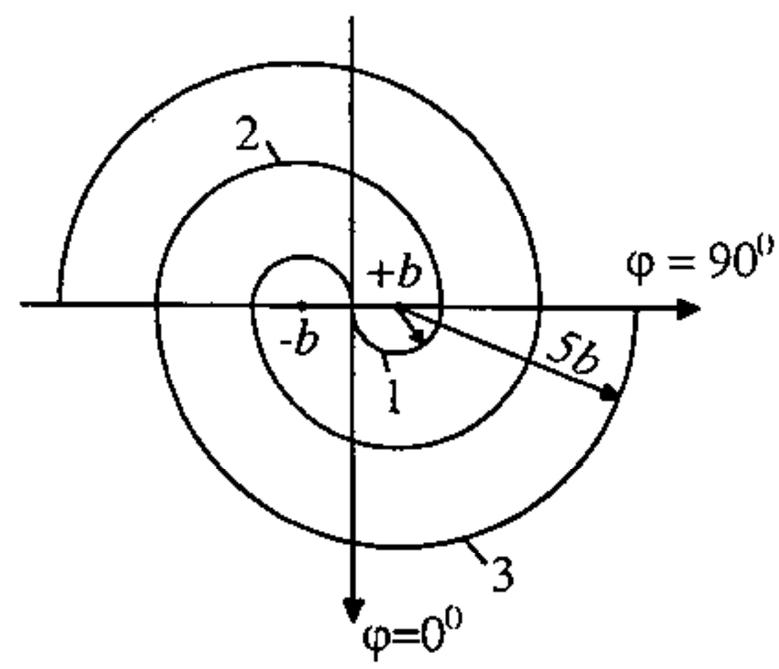
Ở các tần số mà độ dài của nhánh anten lớn hơn bước sóng, trở kháng vào anten sẽ là thuần trở và có giá trị không đổi. Trị số của trở kháng vào phụ thuộc hệ số K. Hình 22.9 vẽ quan hệ của R_v và K.

Anten xoắn phẳng lôgarit có hiệu suất khá cao. Thực nghiệm cho thấy rằng với những anten mà độ dài của một nhánh lớn hơn một bước sóng, hiệu suất có thể đạt tới 98%.

– *Anten xoắn phẳng acsimet.* Phương trình đường cong của nhánh anten có dạng:

$$\rho = a\varphi + b \qquad (22.20)$$

Như đã biết, anten được thiết lập theo nguyên lý tương tự của điện động học. Mỗi khu vực vòng xoắn có kích thước nhất định sẽ bức xạ có hiệu quả với một tấn số nhất định của dải tần công tác. Ứng với bước sóng công tác λ, miền bức xạ tác dụng của anten sẽ là các vòng xoắn nằm trong một hình vành khăn có bán kính trung bình $r = \dfrac{\lambda}{2\pi}$, nghĩa là miền lân cận của vòng xoắn có chu vi bằng một bước sóng. Từ đây có thể thấy rằng, giới hạn của dải tần công tác được xác định bởi kích thước của vòng xoắn lớn nhất và nhỏ nhất. Bước sóng cực đại của dải tấn số sẽ tương ứng với chu vi trung bình của vòng xoắn ngoài cùng, còn bước sóng cực tiểu của dải tần sẽ tương ứng với chu vi trung bình của vòng xoắn trong cùng.



Hình 22.10.

$$\lambda_{max} \approx 2\pi r_{max} \qquad (22.21)$$

$$\lambda_{min} \approx 2\pi r_{min} \qquad (22.22)$$

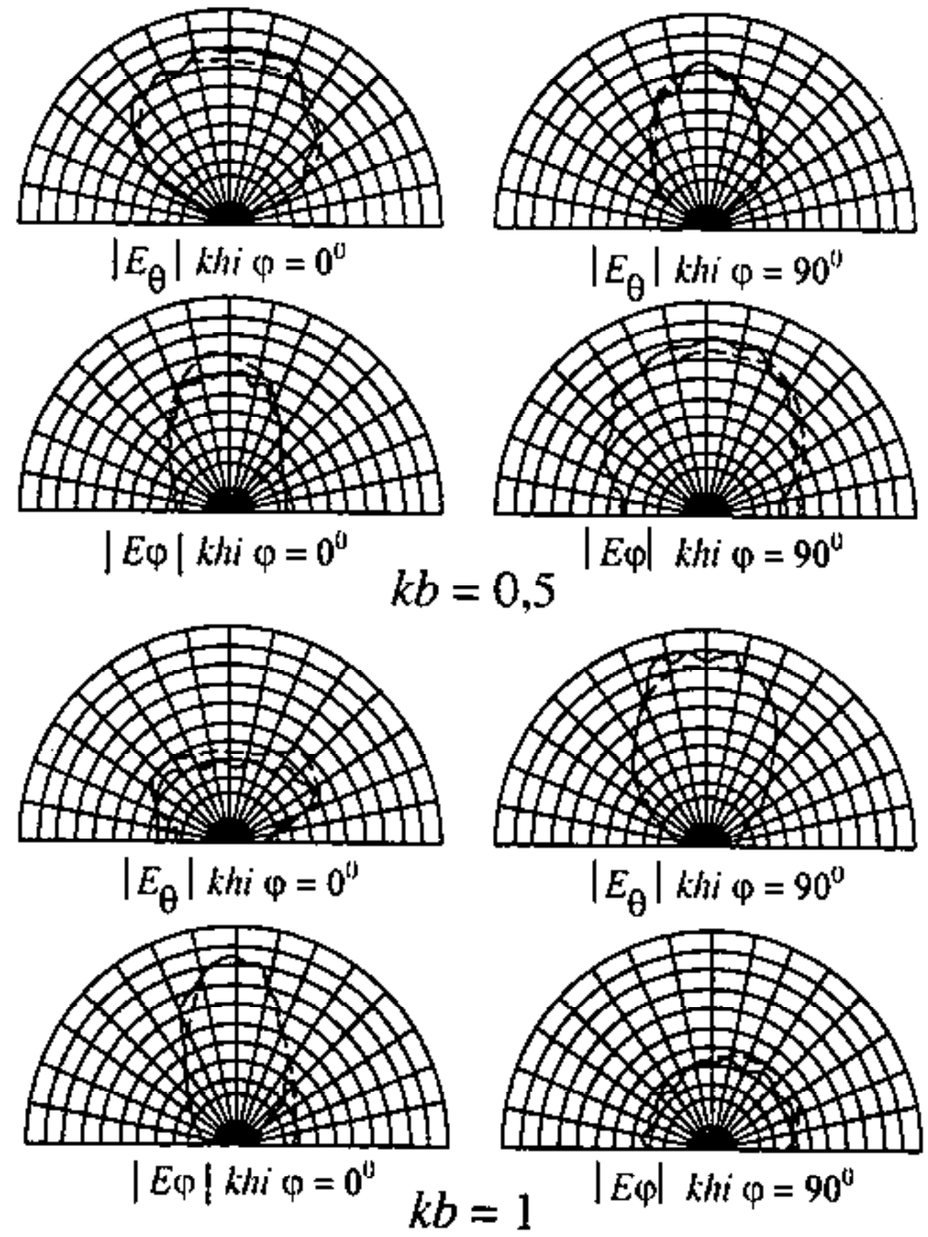
Đồ thị phương hướng có cực đại về hai phía vuông góc với mặt phẳng anten. Khảo sát đồ thị của các thành phần E_θ, E_φ trong các mặt phẳng φ khác nhau ta thấy rằng chúng không chỉ khác nhau về dạng mà cả về biên độ. Sự khác nhau này phụ thuộc vào các thông số hình học của đường xoắn. Điều này chứng tỏ các thông số hình học của đường xoắn có liên quan mật thiết đến đặc tính phân cực của trường bức xạ.

Trong thực tế, có thể thực hiện gần đúng đường xoắn acsimet dưới dạng các nửa vòng tròn liên tiếp (hình 22.10).

Gọi b là bán kính của nửa vòng tròn nhỏ nhất, m là số nửa vòng tròn của mỗi nhánh, như vậy bán kính của nửa vòng tròn thứ m sẽ là $(2m - 1)\,b$.

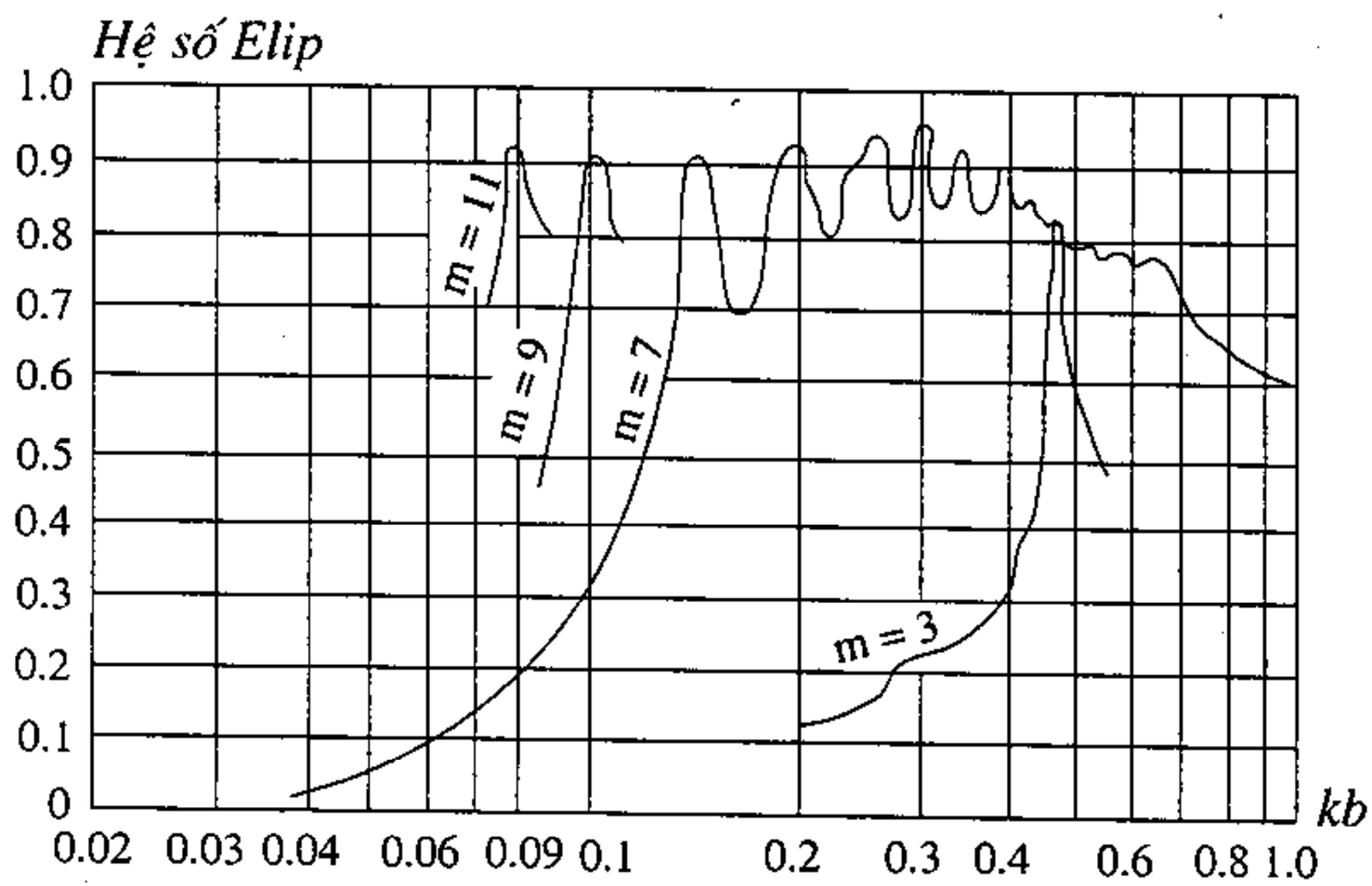
Đồ thị phương hướng của các thành phần E_θ, E_φ trong hai mặt phẳng $\varphi = 0^o$ và $\varphi = 90^o$, với các thông số b khác

Đồ thị phương hướng của các thành phần E_θ, E_φ trong hai mặt phẳng $\varphi = 0^o$ và $\varphi = 90^o$, với các thông số b khác nhau được vẽ ở hình 22.11 (trong trường hợp này $m = 3$). Như trên đã nói, đối với anten xoắn, đặc tính phân cực của trường bức xạ là một trong những tiêu chuẩn cơ bản để xác định độ rộng dải tần công tác của anten. Biểu đồ phụ thuộc của hệ số elip với kb, ứng với các giá trị m khác nhau được vẽ ở hình 22.12. Trường hợp phân cực thẳng, hệ số elip bằng không, còn phân cực tròn, hệ số elip bằng 1.



Hình 22.11.

Thường yêu cầu phân cực của trường là phân cực tròn hoặc gần tròn. Vì vậy giới hạn dưới của dải tần số (λ_{max}) được chọn ứng với cực đại đầu tiên của đường cong biểu thị đặc tính phân cực. Tuy nhiên đường cong này không cho phép xác định giới hạn trên của dải tần số (λ_{min}). Vì vậy, trong thực tế giới hạn trên của dải tần công tác xác định theo (22.22). Khi các vòng dây quấn tương đối sít nhau, trở kháng vào của anten xoắn acsimet có giá trị khoảng 100 Ω.

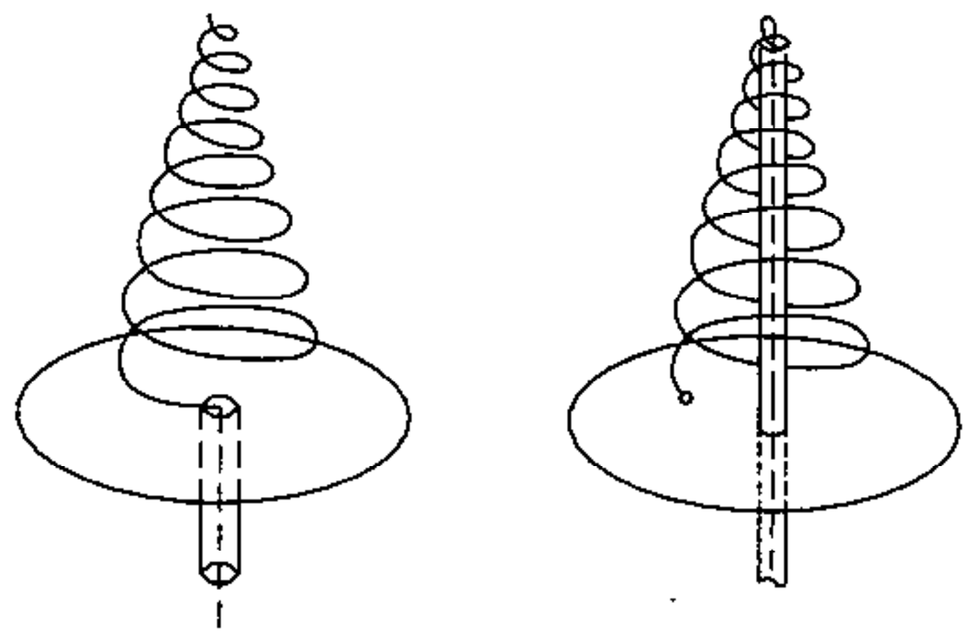


Hình 22.12.

§22.3. ANTEN XOẮN CHÓP

Anten xoắn chóp cũng có hai loại: xoắn chóp thường và xoắn chóp lôgarit.

Anten xoắn chóp thường về nguyên lý cũng giống anten xoắn trụ nhưng các vòng xoắn có đường kính biến đổi dần (hình 22.13).



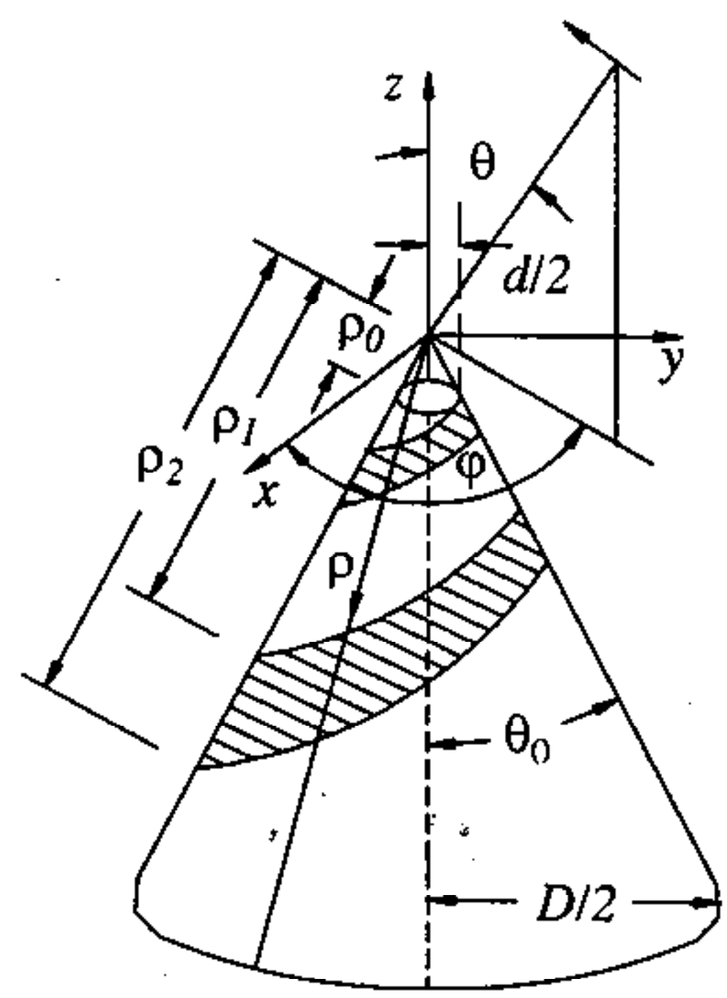
Hình 22.13.

Nếu phân tích theo quan điểm của nguyên lý tương tự thì dễ dàng thấy rằng dải tần số của anten xoắn chóp sẽ rộng hơn nhiều so với anten xoắn trụ. Hệ số bao trùm dải sóng của anten loại này có thể đạt tới $\frac{20}{1}$. Thông thường giới hạn trên của dải tần công tác đối với anten xoắn chóp sẽ ứng với tần số mà bước sóng λ_{min} của nó bằng độ dài của vòng xoắn nhỏ nhất, còn giới hạn dưới sẽ ứng với tần số mà bước sóng λ_{max} của nó bằng độ dài của vòng xoắn lớn nhất.

Tiếp điện cho anten xoắn chóp có thể được thực hiện theo hai phương án như vẽ ở hình 22.13: tiếp ở đỉnh chóp và tiếp ở đáy chóp. Thực nghiệm cho biết rằng tiếp điện ở đỉnh sẽ nhận được đặc tính dải tần tốt hơn so với tiếp điện ở đáy. Ví dụ khi đo lường anten xoắn chóp với các thông số (n = 10; góc nâng của vòng xoắn $\alpha = 60^o$, đường kính đỉnh d = 20 cm, đường kính đáy D = 60cm) đã nhận thấy rằng trong chế độ bức xạ trục, anten tiếp điện ở đáy có dải tần khoảng $\frac{2}{1}$ còn anten tiếp điện ở đỉnh có dải tần bằng $\frac{3}{1}$.

Anten xoắn chóp cũng có thể được thực hiện khi không có tấm chắn làm mặt phản cxạ. Do đó kết cấu anten sẽ trở nên đơn giản và có thể cấu trúc anten theo kiểu anten gập để đáp ứng điều kiện công tác cơ động.

Anten xoắn chóp lôgarit. Về nguyên lý cũng tương tự anten xoắn phẳng lôgarit nhưng ở đây các băng xoắn không nằm trên mặt phẳng mà nằm trên mặt chóp. Anten chóp có đồ thị bức xạ đơn hướng, còn anten phẳng có bức xạ cực đại theo hai hướng vuông góc với mặt phẳng anten. Hướng bức xạ của anten xoắn chóp là hướng trục, cực đại về phía đỉnh chóp.



Hình 22.14.

Sơ đồ của anten xoắn chóp lôgarit và hệ tọa độ khảo sát được vẽ ở hình 22.14.

Đối với xoắn phẳng lôgarit, phương trình của các đường giới hạn có dạng (22.14)

$$\rho'_1 = \rho'_{01} e^{a\varphi}$$

$$\rho''_1 = \rho'_{01} e^{a(\varphi-\varphi_o)}$$

Phương trình của đường xoắn chóp có thể nhận được bằng cách chiếu vuông góc phương trình đường xoắn phẳng lên mặt chóp. Ký hiệu $2\theta_o$ là góc đỉnh chóp, ρ_o là bán kính véctơ tại phần đỉnh chóp, α là góc nghiêng của đường xoắn, φ_o là hằng số góc (góc quay của đường giới hạn trong ρ'_1 để đạt được đường giới hạn ngoài ρ''_1) D, d là đường kính của đáy chóp và đỉnh chóp.

Vì

$$\text{tg}\alpha = \frac{\rho'}{\frac{d\rho'}{d\varphi}} = \frac{1}{a}$$

nên

$$\rho'_1 = \rho'_{01} e^{(\varphi/\text{tg}\alpha)}$$

Hình chiếu vuông góc của ρ'_1 và ρ'_2 lên mặt chóp được viết dưới dạng:

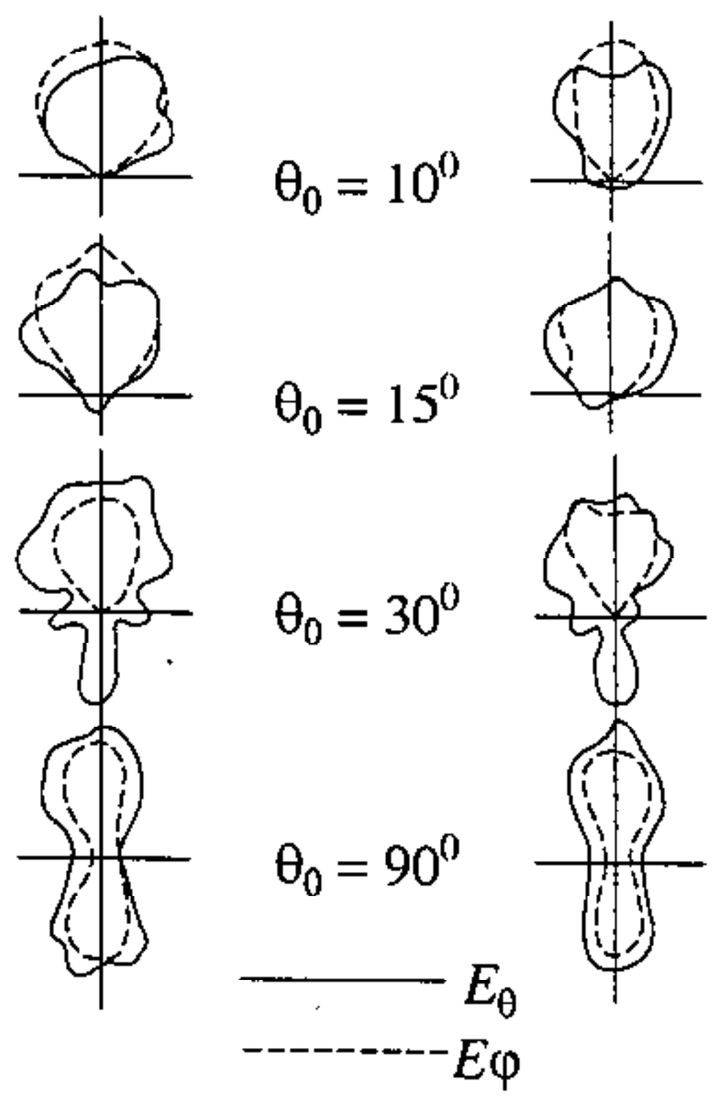
$$\left.\begin{aligned} \rho_1 &= \rho_o e^{\left(\frac{\sin\theta_o}{\text{tg}\alpha}\varphi\right)} \\ \rho_2 &= \rho_o e^{\left[\frac{\sin\theta_o}{\text{tg}\alpha}(\varphi-\varphi_o)\right]} = k\rho_1 \end{aligned}\right\} \qquad (22.23)$$

Ở đây $k = e^{-\left(\frac{\sin\theta_o}{\text{tg}\alpha}\varphi_o\right)}$.

Phương trình các đường giới hạn của nhánh xoắn thứ hai được xác định theo (22.23) khi thay $\varphi = \varphi + 180^o$, tương đương với việc quay nhánh xoắn thứ nhất một góc 180° theo chiều tăng của φ.

Trong thực tế, anten được kết cấu từ các băng kim loại gắn lên mặt nón điện môi. Giống như đối với anten phẳng, mật độ dòng điện trên các nhánh anten chóp giảm rất nhanh, do đó việc tiếp điện cho anten có thể được thực hiện bằng cáp đồng trục gắn dọc theo băng kim loại giống như sơ đồ tiếp điện cho anten phẳng.

Đồ thị phương hướng của anten xoắn chóp lôgarít phụ thuộc chủ yếu vào góc θ_o, và ít phụ thuộc hơn đối với α. Hình 22.15 vẽ đồ thị phương hướng của anten với $\alpha = 73^o$, $k = 0{,}925$, còn góc θ_o biến đổi. Từ hình vẽ ta thấy rằng khi $\theta_o \leq 15^o$ bức xạ ngược rất nhỏ. Anten bức xạ cực đại về phía đỉnh chóp. Giới hạn trên của dải tấn số được xác định bởi kích thước d, còn giới hạn dưới được xác định bởi kích thước D tương tự như trường hợp anten phẳng.



Hình 22.15.

Để ví dụ, ta khảo sát anten xoắn có các thông số sau:

$\theta_o = 10^o$; $k = 0,85 \div 0,9$; $\alpha = 73^o$; $d = \frac{\lambda_{min}}{4}$; $D = \frac{3}{8}\lambda_{max}$.

Hệ số elip của trường bức xạ theo hướng trục nhận được lớn hơn 0,5. Đặc tính phân cực của trường gần với phân cực tròn trong một giới hạn góc bức xạ khá rộng, khoảng 70° so với trục anten.

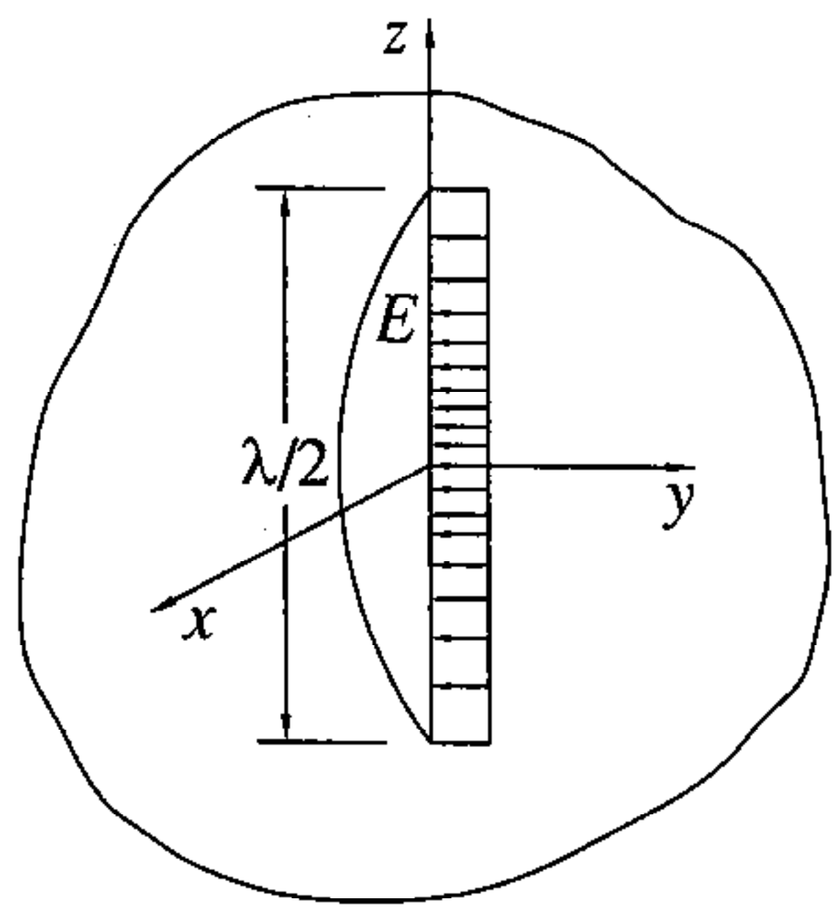
Trở kháng vào của anten xoắn chóp lôgarit thực tế không biến đổi trong dải tần công tác. Trị số của nó phụ thuộc chủ yếu vào góc θ_o của đỉnh chóp, R_{vA} tăng khi θ_o tăng. Trong thực tế, anten xoắn thường và xoắn lôgarít cũng có thể được thiết lập trên các mặt có hình dạng khác, ví dụ mặt cầu.

θ^o_o	10	15	30	90
R_{vA}	129	147	153	164

Chương XXIII
ANTEN KHE

§23.1. ANTEN KHE NỬA SÓNG

Trong lý thuyết anten chúng ta đã khảo sát bức xạ của một khe hẹp, thẳng, được cắt trên mặt một tấm kim loại dẫn điện lý tưởng rộng vô hạn. Trong thực tế khe bức xạ có thể có dạng chữ nhật (khe thẳng) hoặc tròn (khe hình vành khăn) và được cắt trên các mặt kim loại có hình dạng và kích thước khác nhau: trên thành hốc cộng hưởng, thành ống dẫn sóng chữ nhật hoặc tròn, vỏ cáp đồng trục, trên các tấm kim loại phẳng, cánh máy bay v.v... Kích thước của các mặt kim loại mang khe hở có thể khá lớn so với bước sóng nhưng cũng có thể chỉ vào khoảng bước sóng(*).



Hình 23.1.

Chúng ta khảo sát trường hợp khe hẹp, có độ dài λ/2, được cắt trên thành ống dẫn sóng hay hốc cộng hưởng, nghĩa là khe chỉ bức xạ vào một nửa không gian (hình 23.1).

Trường bức xạ của anten có hai thành phần E_φ và H_θ. Biểu thức cường độ trường bức xạ được xác định theo công thức (*)

$$\left.\begin{aligned} E_\varphi &= i\frac{U_o^{khe}}{\pi}\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}\frac{e^{-ikR}}{R} \\ H_\theta &= -i\frac{WU_o^{khe}}{\pi}\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}\frac{e^{-ikR}}{R} \end{aligned}\right\} \qquad (23.1)$$

trong đó, U_o^{khe} là điện áp ở điểm giữa của khe.

(*) Anten khe được ứng dụng chủ yếu trong dải sóng *dm*, *cm* nhưng cũng có trường hợp được ứng dụng trong dải sóng mét, (anten vô tuyến truyền hình) và đôi khi dùng cho cả dải sóng trung.

(*) Xem chương 3 phần lý thuyết anten.

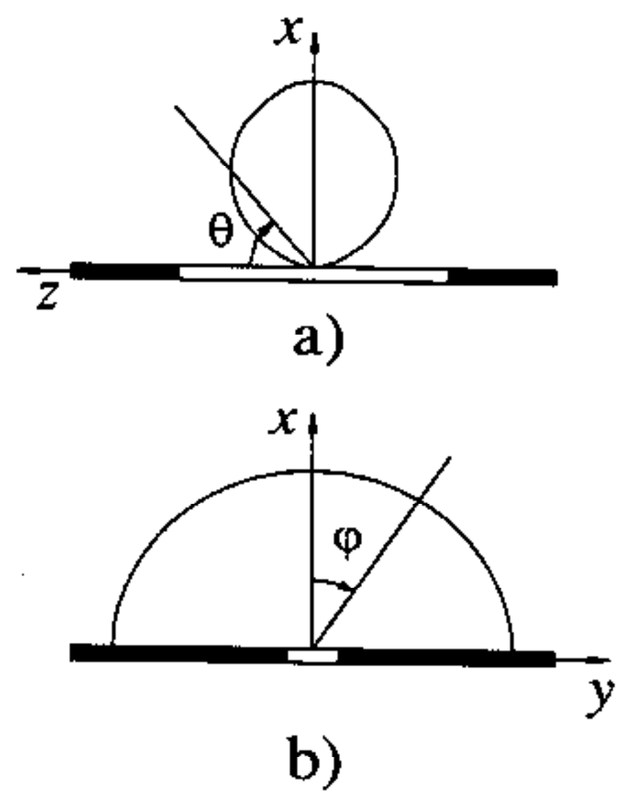
Đồ thị phương hướng của khe nửa sóng trong mặt phẳng đi qua trục của khe (mặt phẳng H) và trong mặt phẳng vuông góc với trục của khe (mặt phẳng E) được vẽ ở hình 23.2.

Vì khe chỉ bức xạ vào một nửa không gian nên đồ thị phương hướng anten cũng chỉ có ý nghĩa trong một nửa mặt phẳng khảo sát.

Điều kiện để anten khe bức xạ với cường độ bằng (về trị số) cường độ bức xạ của chấn tử điện có thể nhận được bằng cách so sánh biểu thức trường bức xạ của chấn tử điện và anten khe. Ta có:

$$U_o^{khe} = \frac{1}{2} W I_o^2$$

Điều kiện này cũng đã nhận được khi khảo sát khe nguyên tố: dòng điện bằng 1 ampe ở đầu vào chấn tử điện sẽ tạo ra cường độ trường bằng cường độ trường bức xạ của chấn tử khe với điện áp đầu vào bằng 60π vôn.



Hình 23.2.
a) đồ thị phương hướng của khe nửa sóng trong mặt phẳng H; b) đồ thị phương hướng của khe nửa sóng trong mặt phẳng E.

Trường hợp khe được cắt trên một tấm kim loại mỏng (khe hai mặt), điện dẫn bức xạ của chấn tử khe có thể xác định theo công thức tương tự như đối với khe nguyên tố. Ta nhận được:

$$G_\Sigma^{khe} = \frac{4R_\Sigma^e}{W^2} \tag{23.2}$$

ở đây, R_Σ^e là điện trở bức xạ của chấn tử điện tương đương, nghĩa là chấn tử có cùng dạng và kích thước hình học với khe. Trong trường hợp này cần chú ý rằng chấn tử điện tương đương sẽ là chấn tử dẹt (hình 23.3) chứ không phải chấn tử hình trụ như chúng ta khảo sát trước đây.

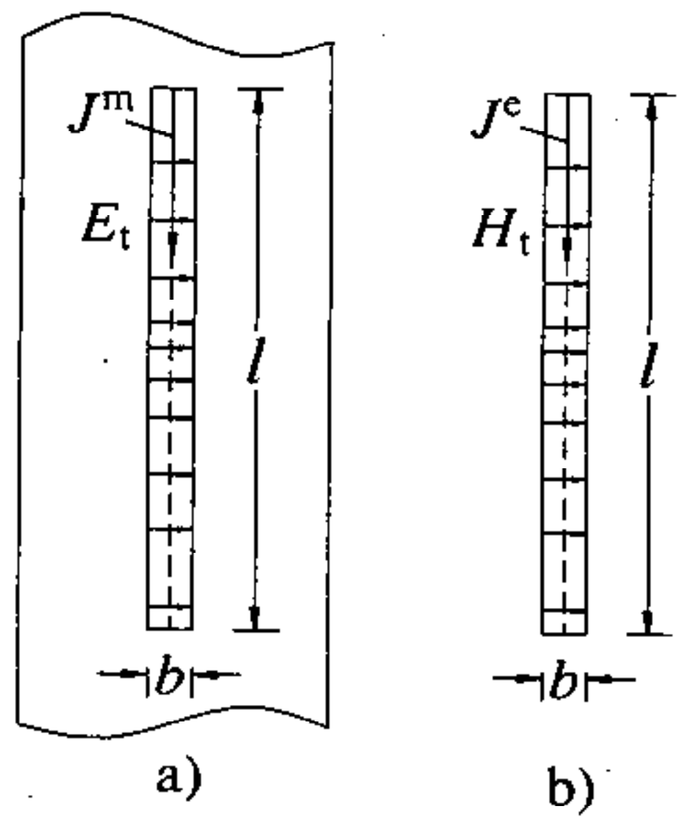
Cũng tương tự như khi xác định điện dẫn bức xạ của khe, ta nhận được công thức biểu thị quan hệ giữa dẫn nạp vào của khe hai mặt và trở kháng vào của chấn tử điện tương đương.

$$Y_v^{khe} = \frac{I_o}{U_o} = \frac{4Z_v^e}{W^2} \tag{23.3}$$

Z_v^e – trở kháng vào của chấn tử điện tương đương.

Trong phần lý thuyết anten, chúng ta đã khảo sát trở kháng vào của chấn tử điện hình trụ. Trường hợp chấn tử là băng dẹt thì theo Leontovich, có thể coi nó tương đương với chấn tử trụ có bán kính bằng $\frac{b}{4}$ (b là độ rộng của băng kim loại).

Trong thực tế, khe được cắt trên thành ống dẫn sóng hay hốc cộng hưởng, nghĩa là khe chỉ có một mặt bức xạ còn một mặt bị che khuất (khe một mặt). Khi ấy để tính công suất bức xạ theo phương pháp véctơ Poynting (tính tích phân của véctơ Poynting theo một mặt cầu bán kính khá lớn, bao bọc quanh anten) ta chỉ cần lấy tích phân theo một nửa mặt cầu về phía bức xạ của khe, còn ở nửa thứ hai do cường độ trường bức xạ bằng không nên tích phân sẽ bằng không. Kết quả là công suất bức xạ của khe một mặt sẽ nhận được bằng $\frac{1}{2}$ công suất bức xạ của khe hai mặt. Do đó điện dẫn bức xạ của khe một mặt cũng chỉ bằng một nửa điện dẫn bức xạ của khe hai mặt. Các công thức (23.2) và (23.3) đối với trường hợp khe một mặt sẽ có dạng

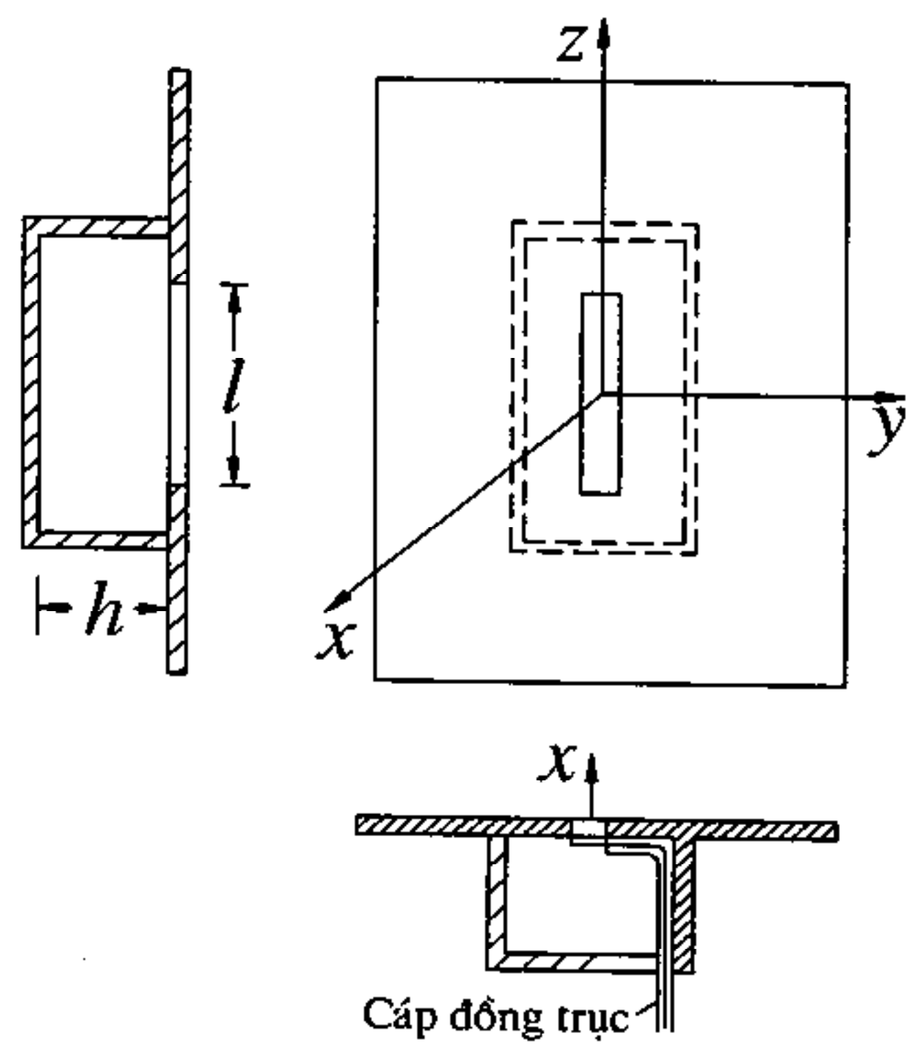


Hình 23.3.

$$G_\Sigma^{khe} = \frac{2R_\Sigma^e}{W^2} \qquad (23.4)$$

$$Y_y^{khe} = \frac{2Z_v^e}{W^2} \qquad (23.5)$$

Theo công thức trên ta có điện dẫn bức xạ của khe nửa sóng một mặt $G_\Sigma^{khe} = 0,001026.\frac{1}{\Omega}$. Để nhận được khe một mặt trong trường hợp khe được cắt trên tấm kim loại, có thể dùng hộp kim loại chắn một bên, hình 23.4.

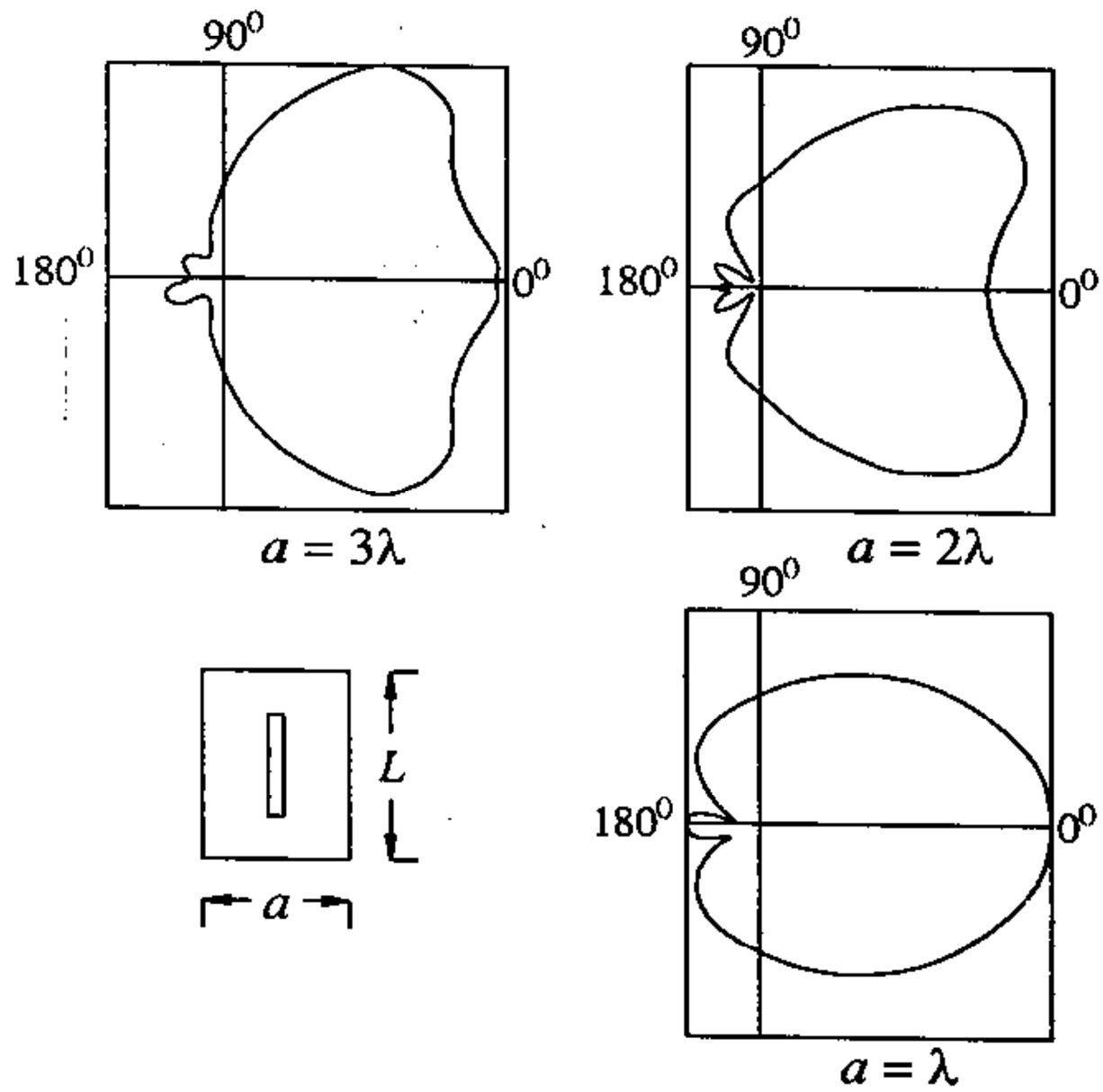


Hình 23.4.

Độ cao h của hộp được chọn thế nào để cho vỏ hộp sẽ không nối tắt khe. Nếu ta biểu thị hộp chắn dưới dạng đơn giản là một đường dây song hành ngắn mạch đầu cuối thì khi độ dài đường dây $h = \lambda/4$, trở kháng vào sẽ có giá trị lớn vô cùng. Vì vậy độ cao hộp nên chọn gần bằng $\lambda/4$.

Để khảo sát tính chất định hướng của khe cắt trên một tấm kim loại kích thước hữu hạn (kích thước có thể so sánh với bước sóng) có thể giải bài toán nhiễu xạ của sóng phẳng qua khe hở trên mặt kim loại. Các kết quả phân tích cho thấy rằng đồ thị phương hướng của khe trong mặt phẳng E phụ thuộc rất nhiều vào kích thước theo chiều song song với véctơ E của tấm kim loại. Đồ thị phương hướng của khe trong mặt phẳng H phụ thuộc tương đối ít hơn vào kích thước của tấm kim loại và có thể xác định theo các công thức đã rút ra từ nguyên lý đổi lẫn.

Hình 23.5 vẽ đồ thị phương hướng của anten khe một mặt trong mặt phẳng E (mặt phẳng xy) ứng với các kích thước khác nhau của tấm kim loại (cạnh a).



Hình 23.5.

§23.2. ANTEN KHE – ỐNG DẪN SÓNG

a) Nguyên lý của anten khe trên ống dẫn sóng

Anten khe ống dẫn sóng được cấu tạo từ một ống dẫn sóng chữ nhật hoặc tròn, trên thành ống được cắt một hoặc nhiều khe có độ dài bằng nửa bước sóng (khe nửa sóng).

Thông thường, khi dùng ống dẫn sóng chữ nhật thì dạng sóng kích thích là sóng H_{10} còn khi dùng ống dẫn sóng tròn thì dạng sóng kích thích là sóng H_{11}.

Khi có sóng điện từ truyền lan trong ống, ở mặt trong của thành ống sẽ có dòng điện mặt. Véctơ mật độ của nó được xác định bởi biểu thức:

$$\overline{J}_s^e = \left[\overline{n} \times \overline{H}\right] \tag{23.6}$$

$\overline{n}$ – Véctơ pháp tuyến với mặt trong của thành ống;

$\overline{H}$ – Véctơ cường độ từ trường trên bề mặt thành ống.

Khi truyền sóng H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật, véctơ từ trường có hai thành phần.

$$\left.\begin{aligned} H_x &= H_o \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-i\beta_z} \\ H_z &= -iAH_o \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-i\beta_z} \end{aligned}\right\} \tag{23.7}$$

H_o – biên độ cực đại của cường độ từ trường tại tâm ống dẫn sóng ($x = 0$);

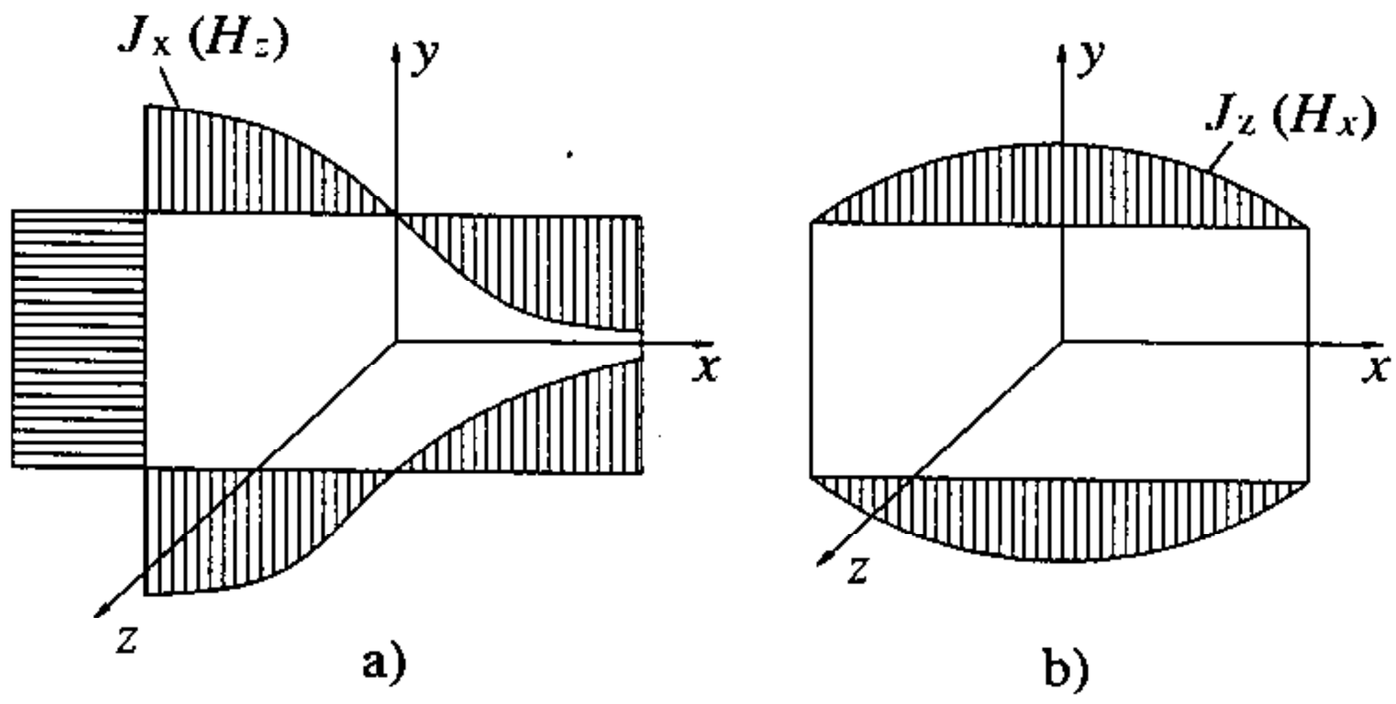
A – hằng số;

$\beta = \dfrac{2\pi}{\Lambda}$ – hệ số pha của sóng trong ống dẫn sóng;

a – độ rộng của thành hẹp ống dẫn sóng.

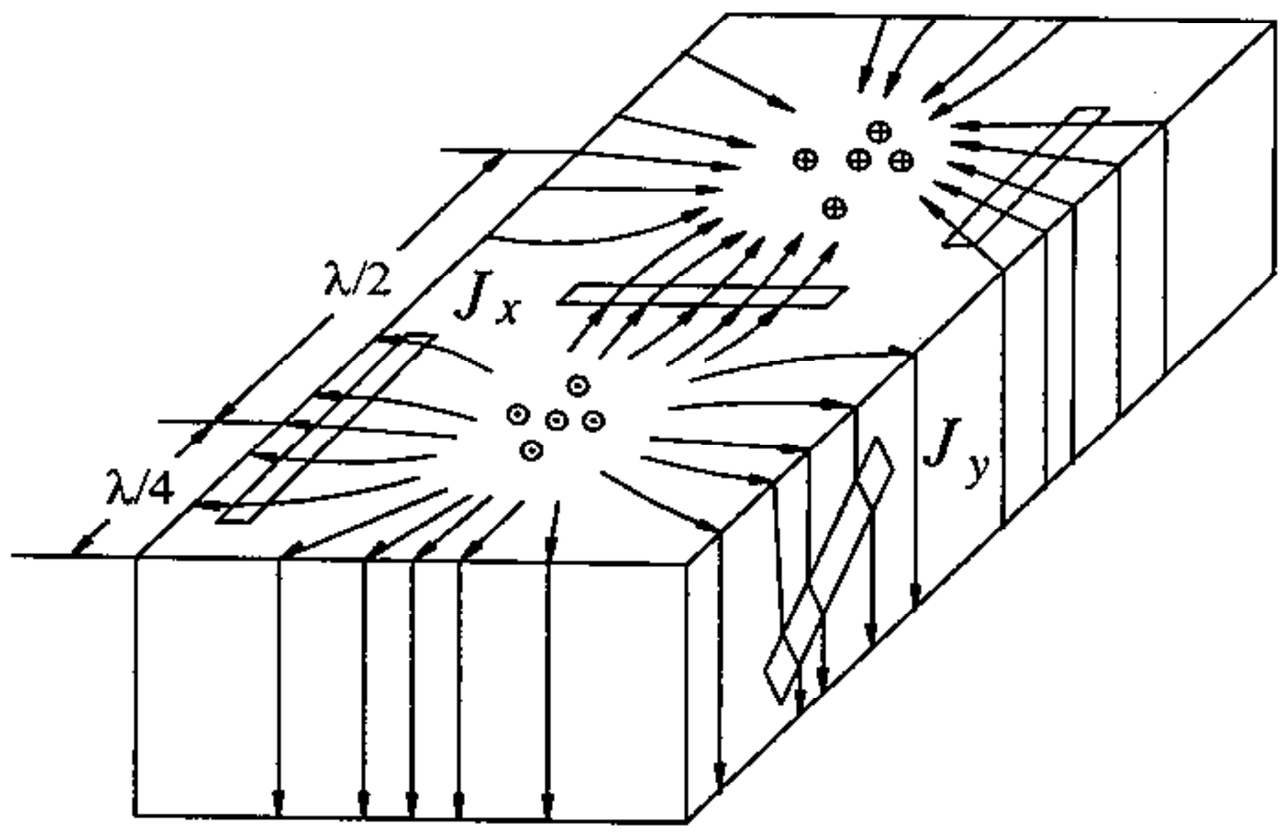
Theo (23.6) và (23.7) thì ở mặt trong thành ống sẽ có ba thành phần dòng điện mặt: hai thành phần ngang J_x, J_y gây ra bởi từ trường dọc H_z và một thành phần dòng điện dọc J_z gây ra bởi từ trường ngang H_x.

Phân bố của thành phần dòng điện ngang J_x, J_y và dòng điện dọc J_z trên thành rộng và thành hẹp của ống được vẽ ở hình 23.6.



Hình 23.6.

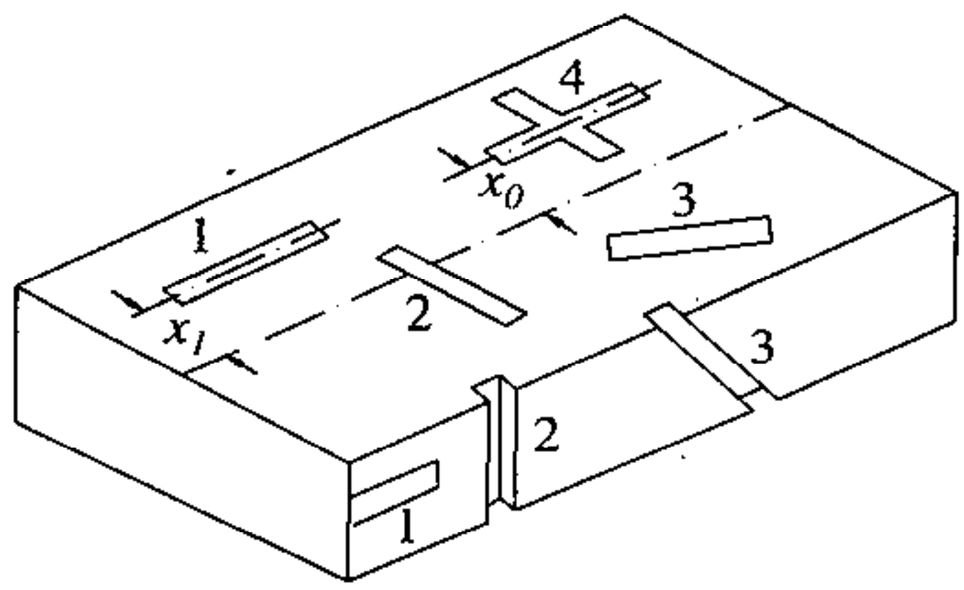
Nếu khe nằm trên thành ống dẫn sóng và cắt ngang đường sức mật độ dòng điện thì dòng điện dẫn trên thành ống sẽ bị gián đoạn tại khe hở và chuyển thành dòng điện dịch chảy vuông góc với hai mép khe (hình 23.7). Trong khe sẽ hình thành điện trường tương ứng với dòng điện dịch và giữa hai mép khe sẽ phát sinh điện áp. Nếu đặt khe vuông góc với đường sức mật độ dòng điện mặt thì thành phần dòng điện dịch chảy ngang mép khe là cực đại, khe được kích thích mạnh nhất. Bức xạ của một khe đơn như vậy đã được khảo sát trong các phần trước đây.



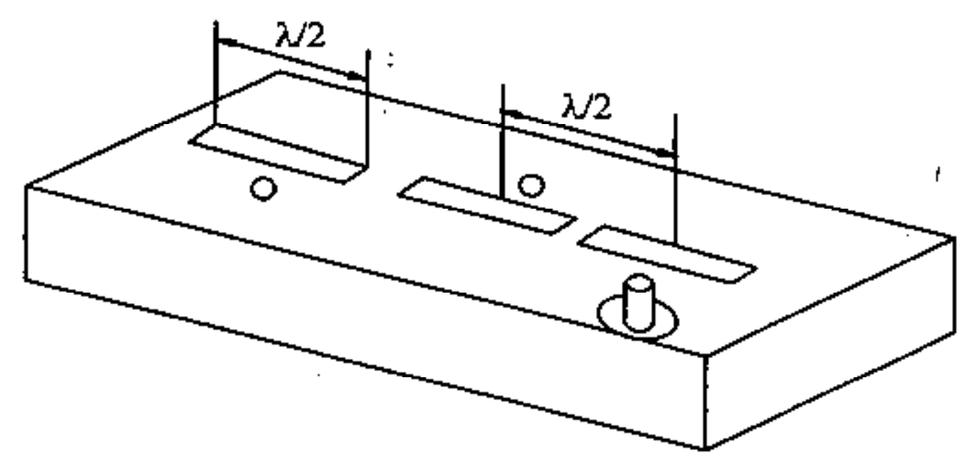
Hình 23.7.

Nếu đặt khe dọc theo đường sức mật độ dòng điện mặt thì sẽ không phát sinh dòng điện dịch chảy ngang mép khe, nghĩa là khe không được kích thích và nó sẽ không bức xạ năng lượng.

Các khe trên thành ống dẫn sóng có thể được xếp đặt theo nhiều cách khác nhau (hình 23.8).



Hình 23.8.



Hình 23.9.

Khe dọc trên ống dẫn sóng (1) được kích thích bởi các thành phần ngang của mật độ dòng điện mặt J_x, J_y và có thể cắt trên bản rộng cũng như bản hẹp của ống. Tuy nhiên cần chú ý rằng dọc theo đường trung bình của bản rộng, mật độ dòng điện ngang bằng không ($J_x = 0$), vì vậy nếu các khe nằm dọc theo đường trung bình thì chúng sẽ không được kích thích và không bức xạ năng lượng.

Để kích thích cho các khe này có thể dùng các thăm kích thích đặt cạnh khe, vuông góc với mặt phẳng của khe (hình 23.9). Dòng điện chảy trên các thăm kích thích được tạo nên bởi các dòng điện mặt chảy trên thành ống ở điểm đặt thăm.

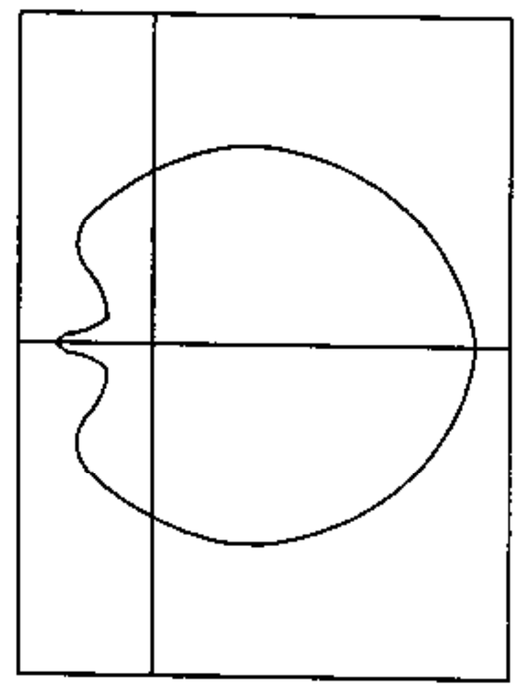
Khe ngang trên ống dẫn sóng (2) được kích thích bởi các thành phần dọc của mật độ dòng điện mặt J_z. Khe ngang chỉ có thể cắt trên bản rộng của ống vi trên bản hẹp thì $H_x = J_z = 0$.

Khe nghiêng (3) có thể cắt trên bản rộng cũng như trên bản hẹp của ống dẫn sóng và được kích thích bởi các thành phần dòng điện dọc cũng như ngang. Cường độ kích thích cho các khe được xác định bởi hình chiếu của véctơ mật độ dòng điện mặt lên hướng vuông góc với trục của khe.

Khe chữ thập (4) là kết hợp giữa khe ngang và khe dọc. Theo (23.7) dòng điện dọc và ngang trên thành ống tại cùng một thiết diện có góc lệch pha nhau 90°. Vì vậy các khe dọc và ngang sẽ được kích thích lệch pha nhau 90°. Nếu tâm của khe chữ thập được đặt cách đường trung bình của bản rộng một khoảng cách $x = x_o$ sao cho biên độ của các thành phần từ trường H_x và H_z tại đó bằng nhau thì cường độ kích thích cho hai khe sẽ bằng nhau. Do đó khe chữ thập sẽ bức xạ sóng phân cực tròn theo hướng vuông góc với thành rộng của ống dẫn sóng.

Theo nguyên lý tương hỗ, anten khe ống dẫn sóng có thể dùng làm anten phát cũng như anten thu. Cường độ kích thích khe (cũng có nghĩa là cường độ bức xạ hoặc thu của

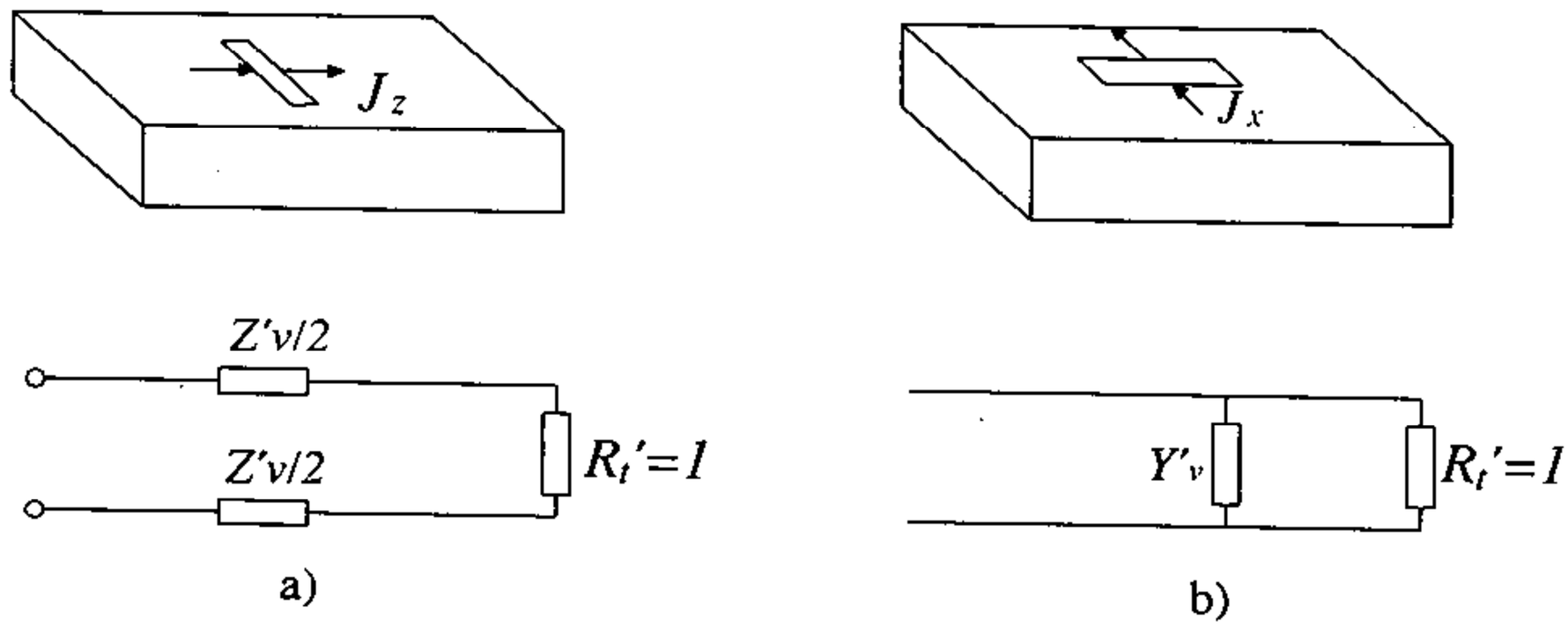
khe) phụ thuộc vào vị trí của khe trên thành ống dẫn sóng. Khảo sát hướng tính của khe cắt trên thành ống dẫn sóng không thể dựa vào nguyên lý đổi lẫn vì kích thước của thành ống là hữu hạn, so sánh được với bước sóng, đặc biệt là khi khảo sát hướng tính trong mặt phẳng E. Đồ thị phương hướng của khe trong mặt phẳng H có thể được xác định gần đúng theo nguyên lý đổi lẫn đối với chấn tử điện có cùng kích thước. Đồ thị phương hướng của khe dọc nửa sóng ($l = \lambda/2$) trong mặt phẳng E, khi có xét đến kích thước hữu hạn của thành ống dẫn sóng được vẽ ở hình 23.10.



Hình 23.10.

Điện dẫn bức xạ G_Σ của khe cũng phụ thuộc vào kích thước của mặt kim loại chứa khe và vị trí của khe trên mặt ấy. Tuy nhiên đối với khe trên ống dẫn sóng thì sự phụ thuộc này không lớn lắm và vì vậy khi tính toán kỹ thuật có thể dùng công thức (23.4) là công thức rút ra được từ nguyên lý đổi lẫn. Vì khe cắt trên thành ống dẫn sóng sẽ bức xạ năng lượng ra không gian bên ngoài nên nó trở thành tải của ống và sẽ ảnh hưởng đến chế độ làm việc của ống dẫn sóng. Khi ấy, năng lượng truyền trong ống sẽ có một phần bức xạ qua khe, một phần phản xạ lại từ khe giống như khi phản xạ sóng từ các chỗ không đồng nhất của ống dẫn sóng và đi ngược về phía máy phát, còn một phần tiếp tục truyền lan trong ống. Ảnh hưởng của khe đến chế độ làm việc cảu ống được đặc trưng bởi dẫn nạp vào và trở kháng vào của khe.

Trường hợp khe được cắt ngang trên thành rộng của ống dẫn sóng (xem hình 23.7), nó sẽ làm gián đoạn đường sức mật độ dòng điện chảy dọc theo ống. Vì vậy khe ngang trong trường hợp này có thể được coi như một trở kháng mắc nối tiếp trên đường dây song hành tương đương của ống dẫn sóng. Hình 23.11a vẽ ống dẫn sóng, đường dây song hành tương đương, và sơ đồ tương đương của khe ngang trên ống dẫn sóng. Các trở kháng vẽ ở hình là trở kháng chuẩn hóa, trong đó R'_t là điện trở tải mắc ở đầu cuối ống dẫn sóng để phối hợp trở kháng, tạo sóng chạy trong ống.



Hình 23.11.

Trường hợp khe cắt dọc, nó sẽ làm gián đoạn đường sức mật độ dòng điện ngang trên thành ống. Dòng điện ngang này có thể coi như dòng phân nhánh, chảy theo đường

dây nhánh mắc song song vào các dây dẫn của đường dây song hành tương đương. Vì vậy khe dọc có thể được coi tương đương với trở kháng (hay dẫn nạp) mắc song song (hình 23.11b).

Trở kháng vào (hay dẫn nạp vào) của khe có độ dài tùy ý là một đại lượng phức. Đối với khe cộng hưởng thì $X_V = 0$. Muốn cho khe cộng hưởng, độ dài của nó phải nhỏ hơn $\lambda/2$ chút ít. Với khe càng rộng thì độ rút ngắn so với $\lambda/2$ sẽ càng lớn. Vì cường độ kích thích cho khe phụ thuộc vào vị trí của khe trên thành ống nên ảnh hưởng của khe đến chế độ làm việc của ống dẫn sóng cũng phụ thuộc vào yếu tố này. Khi tăng cường độ kích thích khe thì trở kháng vào của khe ngang và dẫn nạp vào khe dọc sẽ tăng.

Điện dẫn vào chuẩn hóa của khe dọc cộng hưởng trên tấm rộng có thể được tính theo công thức gần đúng:

$$G'_v = G_v W_{td} = 2,09\frac{a}{b}\frac{\Lambda}{\lambda}\cos^2\left(\frac{\pi\lambda}{2\Lambda}\right)\sin^2\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) \qquad (23.8)$$

W_{td} – trở kháng sóng của đường dây song hành tương đương với ống dẫn sóng;

x_1 – khoảng cách từ tâm khe đến đường trung bình;

a – độ rộng của tấm lớn của ống dẫn sóng;

b – độ rộng của tấm nhỏ của ống dẫn sóng;

Λ – bước sóng trong ống dẫn sóng;

λ – bước sóng trong không gian tự do.

Từ công thức trên ta thấy rằng điện dẫn vào của khe dọc cộng hưởng sẽ bằng không nếu khe nằm dọc trên đường trung bình của tấm lớn ($x_1 = 0$) và cực đại nếu khe nằm ở mép của tấm lớn ($x_1 = a/2$) hoặc nằm dọc trên tấm nhỏ của ống.

Điện trở vào chuẩn hóa của khe ngang cộng hưởng được xác định theo công thức:

$$R'_v = \frac{R_v}{W_{td}} \approx 0,523\left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right)^3\frac{\lambda^2}{ab}\cos^2\left(\frac{\pi\lambda}{4a}\right)\cos^2\left(\frac{\pi}{a}x_1\right) \qquad (23.9)$$

Từ công thức này ta thấy điện trở vào của khe ngang cộng hưởng sẽ cực đại khi tâm của khe nằm trên đường trung bình của tấm rộng ($x_1 = 0$) vì ở vị trí này dòng điện dọc có giá trị cực đại, và R_v sẽ giảm khi tâm của khe càng lùi ra xa đường trung bình.

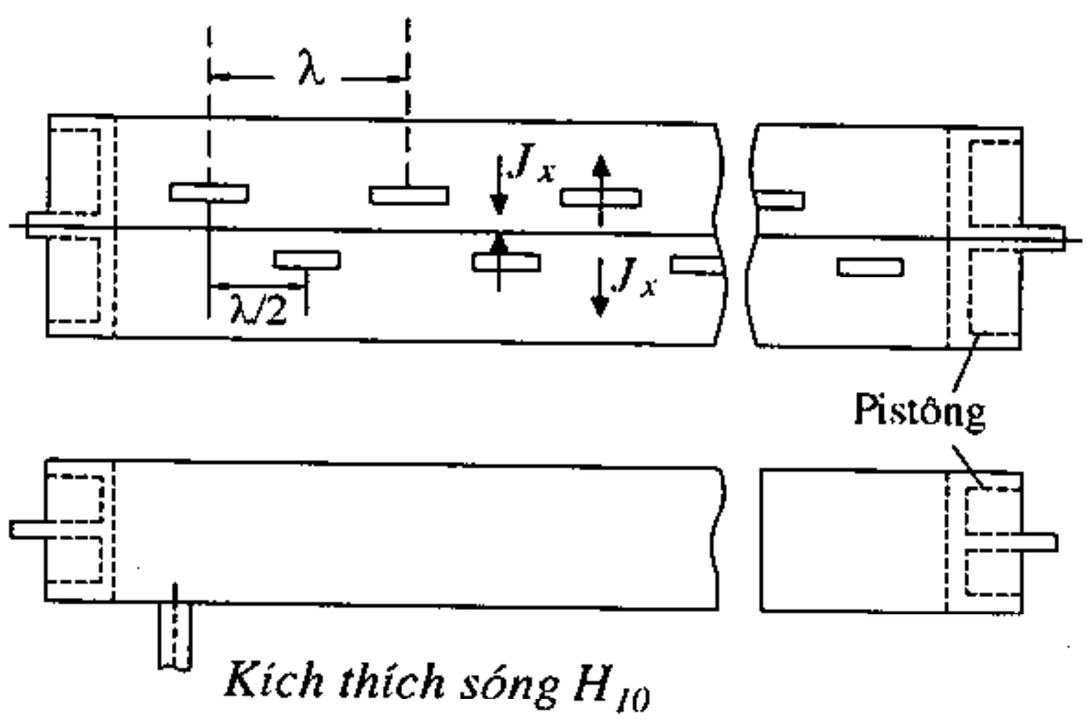
§23.3 HỆ ANTEN KHE TRÊN ỐNG DẪN SÓNG

Để nhận được đồ thị phương hướng hẹp hay đồ thị phương hướng dạng đặc biệt, đồ thị phương hướng điều khiển được bằng phương pháp tần số v.v... cần thiết lập anten gồm một hệ thống khe cắt trên ống dẫn sóng. Các khe này thường là cùng loại (khe dọc, khe ngang hay xiên). Một trong những loại anten nhiều khe là anten khe đồng pha. Để kích thích đồng pha cho các khe, ống dẫn sóng thường được nối tắt đầu cuối và điều

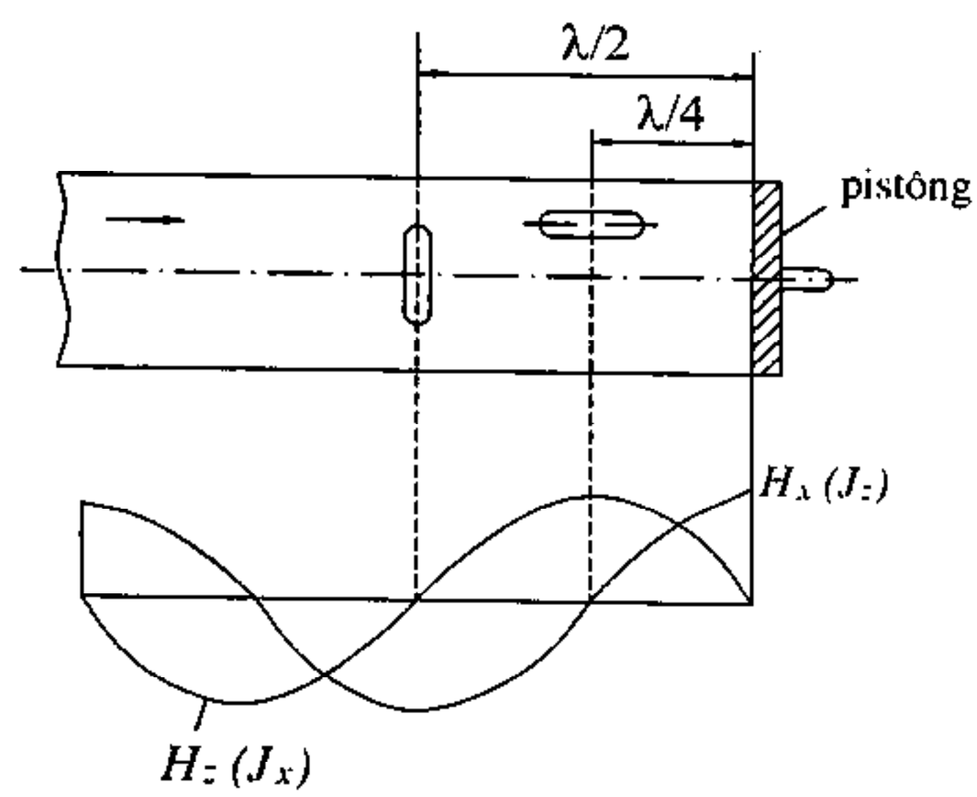
chỉnh điểm nối tắt bằng một pistông ngắn mạch. Để kích thích dạng sóng cần thiết trong ống dẫn sóng có thể dùng các phương pháp thông thường đã biết. Trường hợp ống dẫn sóng chữ nhật, các khe được cắt dọc và phân bố so le về hai phía của đường trung bình. Sóng H_{10} được kích thích bằng thăm đặt giữa tấm rộng của ống và điều chỉnh phối hợp bằng một pistông ngắn mạch khác (hình 23.12).

Khoảng cách giữa các tâm khe của hai khe kề nhau cùng nằm một bên của đường trung bình thường chọn bằng Λ. Điều này đảm bảo cho các khe nằm cùng một phía của đường trung bình sẽ được kích thích đồng pha. Khoảng cách giữa tâm khe kề nhau nằm về hai phía của đường trung bình bằng Λ/2. Vì J_x sẽ đổi dấu khi chuyển qua đường trung bình nên nếu cắt khe ở thiết diện cách tâm khe thứ nhất một khoảng $d = \Lambda/2$ thì dòng J_x ở đây sẽ đồng pha với dòng tại khe thứ nhất (xem hình 23.12). Kết quả là các khe được kích thích đồng pha.

Cường độ kích thích cho các khe không chỉ phụ thuộc vào khoảng cách từ các tâm khe đến đường trung bình mà còn phụ thuộc vào khoảng cách giữa 2 tâm khe kề nhau và khoảng cách từ khe đến pistông ngắn mạch.



Hình 23.12.



Hình 23.13.

Trong ống dẫn sóng thường (không có khe) và nối tắt ở đầu cuối sẽ có sóng đứng. Khi ấy, theo điều kiện bờ trên mặt vật dẫn lý tưởng, tại đầu cuối ống dẫn sóng (chỗ pistông ngắn mạch) sẽ có nút của H_z (hay J_x) và bụng của H_x (hay J_z) (hình 23.13).

Muốn cho khe dọc được kích thích với cường độ cực đại, tâm khe cần đặt ở điểm bụng của H_z, nghĩa là khoảng cách từ khe đến pistông ngăn mạch cần chọn bằng Λ/4 hoặc:

$$L = (2n + 1)\frac{\Lambda}{4} \tag{23.10}$$

ở đây, $n = 0, 1, 2, ...$

Nếu dùng khe ngang thì, để kích thích cực đại cần đặt khe tại các điểm bụng của H_x, (J_z), nghĩa là ở khoảng cách bằng Λ/2 từ khe đến pistông ngắn mạch hoặc:

$$L = n\frac{\Lambda}{2} \tag{23.11}$$

Trong thực tế thường ít ứng dụng khe ngang vì trong trường hợp này để kích thích đồng pha cho các khe, khoảng cách giữa hai khe kề nhau phải bằng Λ. Khi ấy đồ thị phương hướng của hệ thống sẽ có bức xạ phụ lớn.

Giả thiết rằng đồ thị phương hướng của khe nửa sóng trong mặt phẳng *H* cũng giống như đồ thị phương hướng của chấn tử điện nửa sóng trong mặt phẳng *E*, ta sẽ nhận được biểu thức hàm phương hướng của hệ thống khe dọc đồng pha trên ống dẫn sóng từ biểu thức hàm phương hướng đối với hệ thống chấn tử đồng pha sắp xếp theo đường thẳng:

$$F(\theta) = \frac{E}{E_{max}} = \frac{1}{N}\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}\frac{\sin\left(\frac{Nkd}{2}\sin\theta\right)}{\sin\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right)} \tag{23.12}$$

trong đó, N – số khe;

d – khoảng cách giữa hai tâm khe kề nhau;

θ – góc giữa pháp tuyến đối với tấm rộng của ống dẫn sóng và hướng của điểm khảo sát.

Công thức này có thể dùng để tính toán đồ thị phương hướng anten trong một nửa không gian ($-90^\circ \le \theta \le 90^\circ$). Bức xạ của anten trong nửa không gian phía sau các khe thường không đáng kể và khi tính toán có thể bỏ qua.

Đồ thị phương hướng của hệ thống khe dọc trên ống dẫn sóng trong mặt phẳng *E* cũng có dạng tương tự như đồ thị phương hướng trong mặt phẳng *E* của một khe đơn vẽ ở hình 23.10.

Hệ số định hướng của anten có thể được xác định theo công thức gần đúng

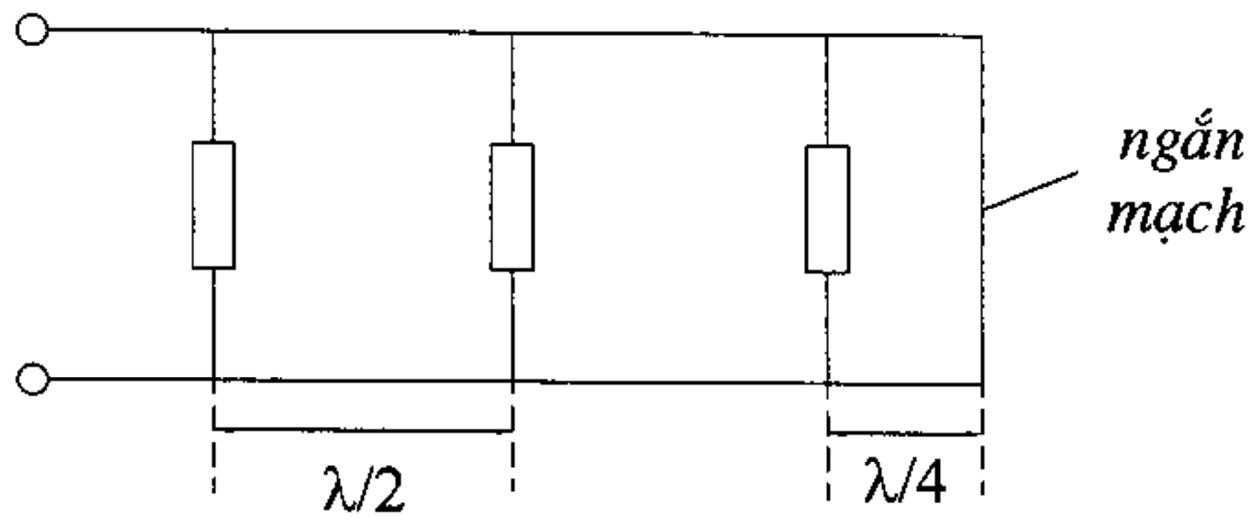
$$D = 3{,}2\,N \tag{23.13}$$

trong đó N là số khe.

Dải tần số của hệ anten khe khá hẹp. Khi biến đổi bước sóng thì khoảng cách tương đối giữa các khe d/Λ cũng biến đổi, do đó trường kích thích cho các khe sẽ có pha và biên độ không đồng đều nữa. Khi ấy đồ thị phương hướng của anten sẽ biến đổi, bức xạ cực đại sẽ lệch khỏi hướng pháp tuyến với mặt phẳng anten. Tuy nhiên, trong thực tế độ rộng dải thông tần của anten chủ yếu không phải bị giới hạn bởi sự méo dạng đồ thị phương hướng khi tần số thay đổi mà là do sự mất phối hợp trở kháng trong ống dẫn sóng tiếp điện.

Để anten phối hợp được với ống dẫn sóng tiếp điện, điện dẫn vào chuẩn hóa của anten phải có giá trị bằng 1 ($G_v = 1$). Ở đây, điện dẫn vào anten được tính tại vị trí của khe đầu tiên kể từ máy phát (thiết diện *ab* hình 23.14).

Nếu khoảng cách giữa hai khe kề nhau bằng $\Lambda/2$ và khoảng cách từ khe cuối đến pistông ngắn mạch $L = (2n + 1)\frac{\Lambda}{4}$, thì điện dẫn vào của anten sẽ bằng tổng điện dẫn của các khe, nghĩa là:



Hình 23.14.

$$G'_{V.A} = NG'_{\text{khe}}$$

G'_{khe} là điện dẫn vào của một khe đơn, được xác định theo công thức (23.8). Nếu khoảng cách từ trục khe đến đường trung bình được chọn sao cho điện dẫn vào của khe

$$G_{\text{khe}} = \frac{1}{NW_{td}}$$

hoặc viết theo giá trị chuẩn hóa:

$$G'_{\text{khe}} = \frac{1}{N}$$

thì

$$G'_{V.A} = NG'_{\text{khe}} = 1,$$

nghĩa là anten được phối hợp trở kháng với ống dẫn sóng. Như vậy, trong trường hợp ống dẫn sóng ngắn mạch, khi thoả mãn điều kiện

$$L = (2n + 1)\frac{\Lambda}{4}; \quad d = \frac{\Lambda}{2}$$

sẽ có phối hợp trở kháng:

$$G'_{V.A} = NG'_{\text{khe}} = 1$$

Khi bước sóng công tác biến đổi, điều kiện trên tất nhiên không còn thỏa mãn, do đó sẽ ảnh hưởng xấu đến sự phối hợp trở kháng giữa anten và fide.

Để khắc phục nhược điểm trên, trong thực tế người ta thường sử dụng hệ thống khe trên ống dẫn sóng với khoảng cách giữa các khe kề nhau $d \neq \Lambda/2$. Trong trường hợp này, đầu cuối ống dẫn sóng không nối tắt mà được mắc tải hấp thụ. Các khe được kích thích bởi sóng chạy truyền lan trong ống dẫn sóng và do đó trường kích thích cho các khe sẽ khác pha nhau một lượng nhất định. Anten này gọi là anten không đồng pha (hay anten không cộng hưởng).

Nếu khoảng cách giữa các khe kề nhau $d \neq \Lambda/2$ thì pha của dòng điện kích thích cho các khe sẽ biến đổi dọc theo hệ thống theo qui luật đường thẳng. Điều đó khiến cho đồ thị phương hướng bức xạ sẽ biến đổi. Góc lệch của hướng bức xạ cực đại được xác định từ biểu thức (23.1), nhưng ở đây θ là góc hợp bởi hướng khảo sát và pháp tuyến với mặt phẳng anten. Ta nhận được:

$$\sin\theta_{\max} = -\frac{\psi\lambda}{2\pi d}, \tag{23.14}$$

trong đó, $\psi = -\beta d = \frac{\Lambda}{2} d$ là góc lệch pha của dòng điện kích thích cho hai khe kề nhau;

d – khoảng cách giữa hai khe.

Nếu không sử dụng các biện pháp đặc biệt thì góc lệch θ_{max} sẽ lớn vì khoảng cách giữa hai khe kề nhau tương đối lớn, do đó góc lệch pha giữa chúng cũng khá lớn. Ví dụ khi $d = 0{,}4\Lambda$, sẽ có $\psi = 144^o$. Để giảm góc lệch pha này, các khe cũng được đặt so le về hai phía của đường trung bình giống như trường hợp anten cộng hưởng khảo sát ở phần trên. Khi ấy dòng kích thích cho hai khe kề nhau sẽ có thêm góc lệch pha phụ bằng π

$$\psi = -\beta d + 180^o = 36^o$$

Trường hợp $d > \frac{\Lambda}{2}$, hiệu quả giảm góc lệch pha cũng giống như trên nhưng cần chú ý là trong trường hợp này góc sẽ mang dấu âm và do đó hướng bức xạ cực đại sẽ lệch khỏi pháp tuyến về phía góc θ âm. Khoảng cách giữa hai khe kề nhau thường được chọn trong giới hạn từ $0{,}25\Lambda$ đến $0{,}8\Lambda$.

Hiện tượng biến đổi góc θ_{max} khi biến đổi ψ được ứng dụng để điều khiển đồ thị phương hướng của anten. Khi biến đổi tần số máy phát, bước sóng trong ống dẫn sóng Λ sẽ biến đổi và do đó θ_{max} biến đổi.

Khi biến đổi tần số, sự mất phối hợp giữa khe với ống dẫn sóng trong hệ anten khe không đồng pha sẽ xảy ra với mức độ nhỏ hơn nhiều so với anten khe đồng pha.

Khuyết điểm của hệ anten khe không đồng pha là cường độ kích thích cho các khe không đều mà giảm dần về phía các khe ở đầu cuối (gần tải) của ống dẫn sóng. Đó là vì công suất của sóng chạy trong ống dẫn sóng giảm dần do có bức xạ giữa các khe ở phía trước.

Khuyết điểm này có thể khắc phục được bằng cách tăng dần khoảng cách giữa các khe và khoảng cách giữa các khe với đường trung bình đối với các khe ở gần phía tải.

Dùng hệ anten khe trên ống dẫn sóng cho phép có thể nhận được đồ thị phương hướng tốt nhất (với các quan điểm nhất định) nếu chọn biên độ của dòng kích thích cho các khe một cách thích hợp. Điều này có thể thực hiện được bằng cách cắt khe ở các khoảng cách khác nhau đối với đường trung bình.

Độ rộng của các khe cần được chọn thế nào để sẽ không xảy ra phóng điện giữa hai mép khe. Muốn vậy cần thực hiện được điều kiện.

$$\frac{U_b}{b} \le \left(\frac{1}{2} \div \frac{1}{3}\right) E_{th}, \qquad (23.15)$$

trong đó, E_{th} – giá trị tới hạn của cường độ trường trong khe khi bắt đầu xảy ra phóng điện;

$U_b = \sqrt{\frac{2P_\Sigma}{G_\Sigma}}$ – biên độ điện áp giữa hai mép khe ở điểm bụng sóng đứng;

P_Σ – công suất bức xạ của khe;

b – độ rộng khe.

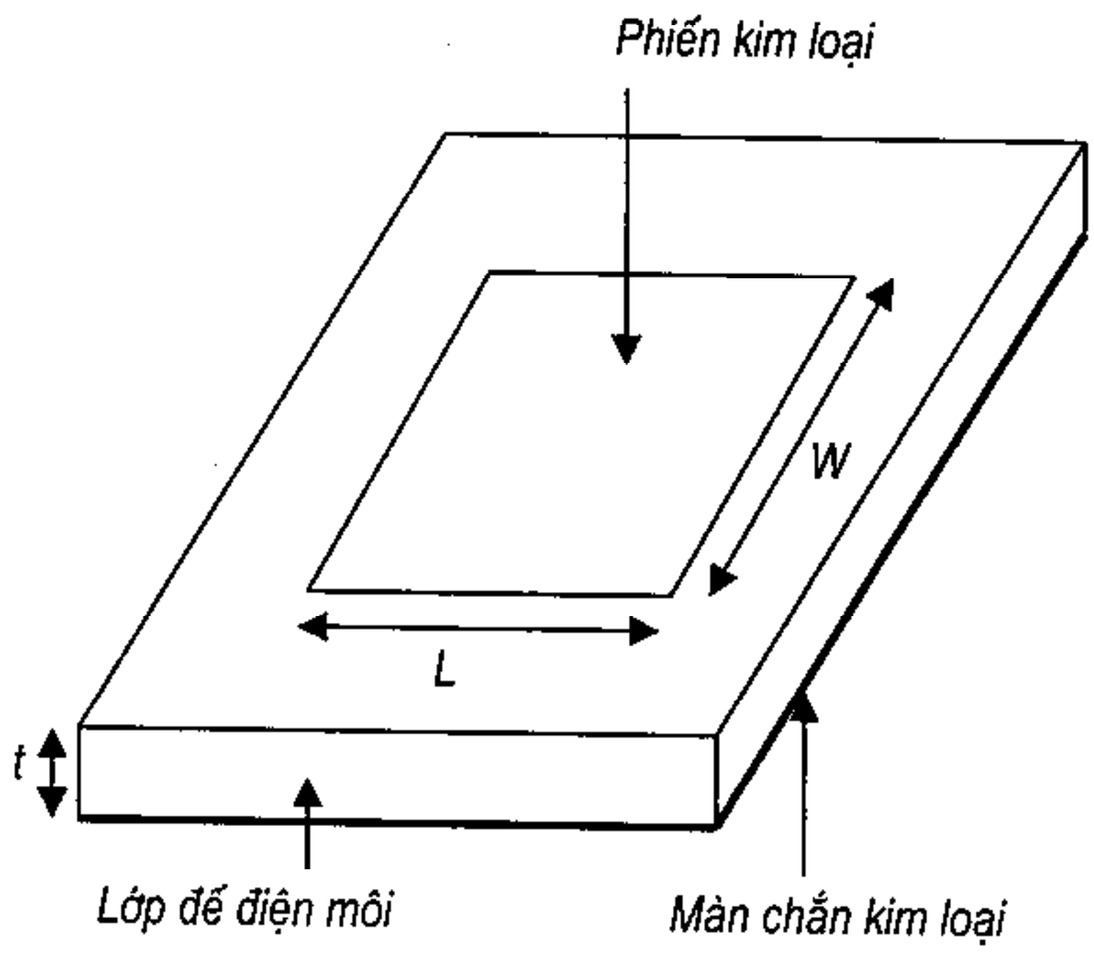
Chương XXIV

ANTEN MẠCH DẢI

§24.1. GIỚI THIỆU

Trong những năm gần đây, anten mạch dải đã được tập trung nghiên cứu khá nhiều, cả về lý thuyết và kỹ thuật. Đồng thời cũng đã nhận được nhiều kết quả đáng kể về mặt công nghệ và ứng dụng trong thực tiễn nhất là trong lĩnh vực thông tin vô tuyến di động, thông tin vô tuyến mạng cục bộ WLAN ở dải siêu cao tần. Nó đã tỏ ra là loại anten có nhiều tiện lợi và hiệu quả.

Về cấu tạo, mỗi phần tử anten mạch dải gồm có các phần chính là phiến kim loại, lớp đế điện môi, màn chắn kim loại và bộ phận tiếp điện (hình 24.1). Phiến kim loại được gắn lên trên lớp đế điện môi tạo nên một kết cấu tương tự như một mảng của mạch in,vì thế anten mạch dải còn có tên gọi là anten mạch in.



Hình 24.1

Các thông số cấu trúc cơ bản của một phần tử ănten mạch dải là chiều dài L, chiều rộng W, độ dày t và hằng số điện môi ε_r của lớp đế điện môi. Phần tử anten mạch dải có thể được tiếp điện bằng đường truyền mạch dải (được chế tạo theo công nghệ mạch in gắn liền với phiến kim loại (hình 24.2a), hoặc dùng cáp đồng trục, có đầu thăm nối với

phiến kim loại còn vỏ cáp nối với màn chắn (hình 24.2c). Tuỳ thuộc vào hình dạng phiến kim loại và các thông số hình học, ta có các loại anten khác nhau. Hằng số điện môi đóng vai trò quan trọng nhất với hoạt động của anten. Nó ảnh hưởng đến trở kháng đặc tính, tần số cộng hưởng, dải tần và hiệu suất của anten.

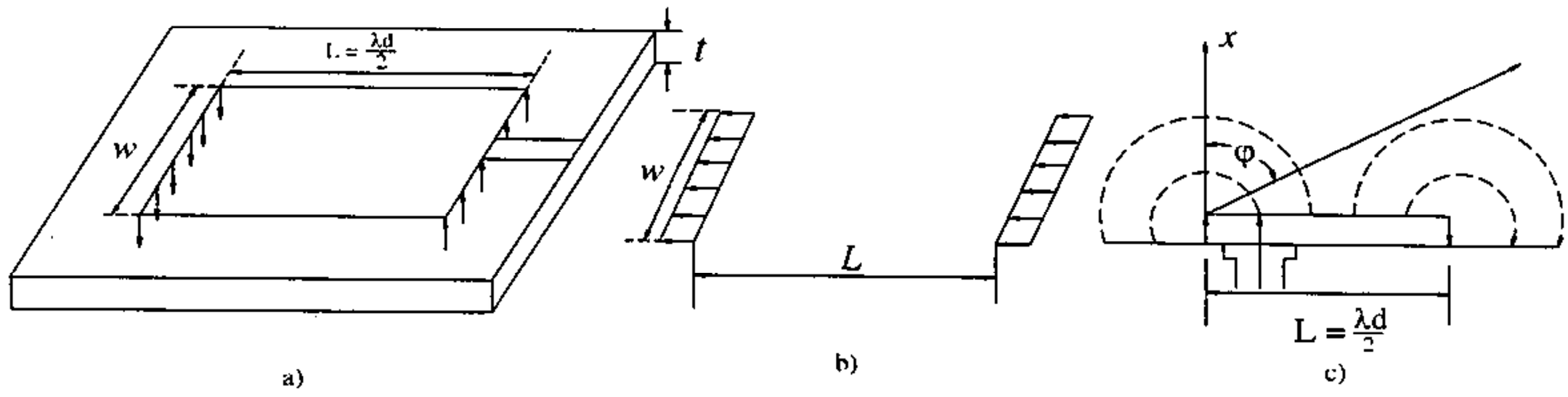
§24.2. PHƯƠNG PHÁP PHÂN TÍCH ANTEN MẠCH DẢI

Chương 5 đã giới thiệu về phương pháp phân tích các anten mạch dải có hình dạng tuỳ ý, dùng phương pháp moment. Đây là phương pháp rất hữu hiệu để tính toán các anten mạch dải, không chỉ có ý nghĩa về mặt lý thuyết mà còn có ý nghĩa thực tiễn trong việc nghiên cứu và thiết kế các anten mạch dải đa dạng trong thực tế phát triển của công nghệ truyền thông. Trong chương này, sẽ giới thiệu về phương pháp phân tích anten mạch dải dựa trên sự quan sát và suy luận vật lý một cách trực giác, để giúp các độc giả có thể tìm hiểu về nguyên lý của anten mạch dải một rõ ràng hơn theo các khía cạnh kỹ thuật.

Hai phương pháp thường được sử dụng để phân tích anten mạch dải là phương pháp đường truyền dẫn và phương pháp hốc cộng hưởng mở rộng. Phương pháp đường truyền dẫn được sử dụng cho các trường hợp phiến kim loại có hình dạng đơn giản (ví dụ hình chữ nhật, hình tròn), còn phương pháp hốc cộng hưởng mở rộng được áp dụng cho các trường hợp được áp dụng cho các trường hợp phiến kim loại có hình dạng phức tạp. Trong mục này sẽ chỉ đề cập đến phương pháp đường truyền dẫn.

Theo phương pháp đường truyền dẫn, mỗi phần tử anten mạch dải chữ nhật có thể được mô tả tương đương với 2 khe bức xạ, mỗi khe có chiều dài W (bằng độ rộng của tấm mạch dải), và đặt song song cách nhau một khoảng L (bằng chiều dài của tấm mạch dải) như vẽ ở hình 24.2b. Mỗi khe bức xạ được coi như một dipole từ.

Khi chọn $L = \lambda_d/2$, với λ_d là bước sóng trong lớp đế điện môi thì hai khe này được kích thích ngược pha nhau, nhưng vì mặt bức xạ của 2 khe lại hướng theo 2 phía ngược nhau nên kết quả là đường sức điện trường trong 2 khe lại trở nên cùng chiều trong không gian như mô tả ở hình 24.2b. Phần tử bức xạ này được gọi là phần tử mạch dải nửa sóng.



Hình 24.2.

Trong mục này sẽ đề cập đến anten mạch dải hình chữ nhật, với 2 loại nửa sóng và phần tư sóng.

1. Anten mạch dải nửa sóng

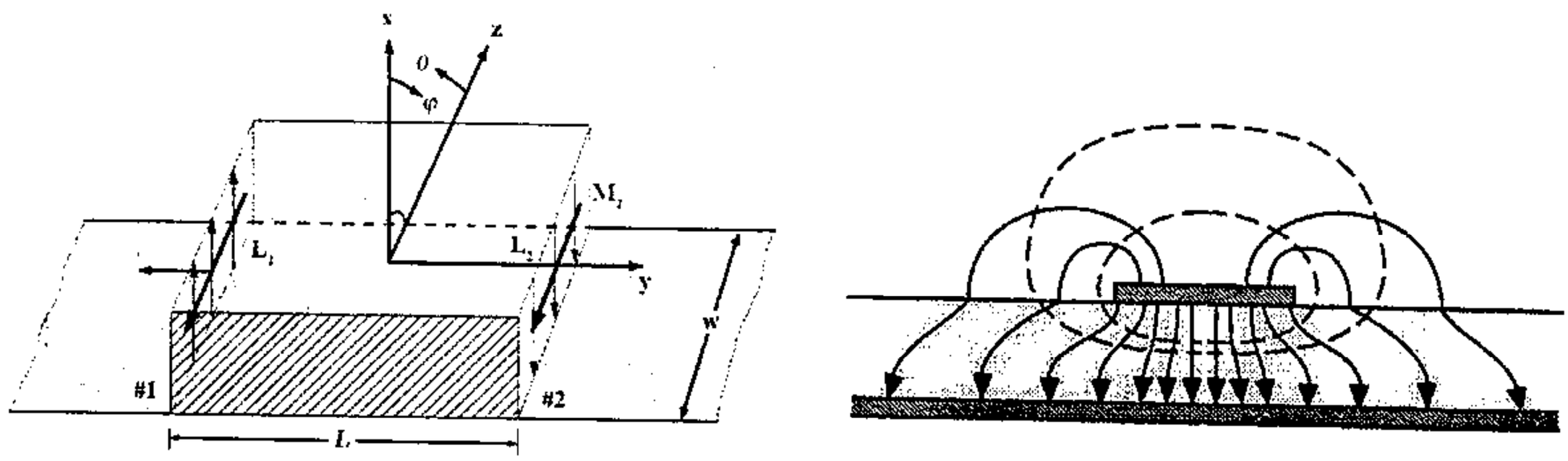
Loại anten mạch dải được sử dụng phổ biến nhất là loại gồm một phiến kim loại hình chữ nhật gắn trên bản mạch in, được tiếp điện bởi cáp đồng trục. Chiều dài L xấp xỉ bằng nửa bước sóng

$$L \approx 0.49\lambda_d = 0.49\frac{\lambda_o}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tag{24.1}$$

trong đó: λ_0: bước sóng trong không gian tự do

λ_d: bước sóng truyền trong lớp điện môi.

Như trên đã phân tích, trường bức xạ của anten có thể được xác định dựa trên nguồn bức xạ là điện trường dọc theo khe nhỏ được tạo ra bởi cạnh của phần tử mạch dải và mặt phẳng đế trực tiếp ở phía dưới. Do $t << \lambda_d/4$, mỗi khe đơn sẽ bức xạ đẳng hướng vào nửa không gian phía trên mặt phẳng đế.



Hình 24.3.

Hình 24.3a vẽ Anten mạch dải, các khe bức xạ của nó và hệ toạ độ khảo sát. Hình 24.3b là cấu trúc điện từ trường ở gần phiến kim koại, trong đó đường liền là trường *E*, đường đứt nét là trường *H*.

Trên hình vẽ có thể thấy các khe 1 và 2 là các khe bức xạ, M_1 và M_2 tương ứng là các dòng từ tương đương. Trường bức xạ có thể được tính toán nhờ các dòng tương đương trong khe, ta nhận được các thành phần trường bức xạ của một khe đơn lẻ, biểu thị trong hệ toạ độ cầu như sau [45]:

$$E_r \approx E_\theta = 0$$

$$E_\varphi = i\frac{k_0 tWE_0 e^{-ik_0 r}}{2\pi r}\left(\sin\theta\frac{\sin X}{X}\frac{\sin Z}{Z}\right) \tag{24.2}$$

trong đó: E_0 là cường độ điện trường trong khe

$$X = \frac{k_0 t}{2}\sin\theta\cos\varphi$$
$$Z = \frac{k_0 W}{2}\cos\theta \qquad (24.3)$$

Giả sử lớp đế điện môi là rất mỏng ($t << 1$), khi đó (24.2) có thể đơn giản thành:

$$E_\varphi = i\frac{tE_0 e^{-ik_0 r}}{\pi r}\left(\sin\theta\frac{\sin\left(\frac{k_0 W}{2}\cos\theta\right)}{\cos\theta}\right) \qquad (24.4)$$

Hàm phương hướng tổ hợp đối với một hệ gồm 2 khe được xác định bởi:

$$F_K = 2\cos\left(k_0 L_e \sin\theta\sin\varphi\right) \qquad (24.5)$$

Trong đó L_e là khoảng cách hiệu dụng giữa các khe khi có tính đến trường ở vùng biên. Áp dụng lý thuyết nhân đồ thị phương hướng, ta có trường bức xạ của anten mạch dải bằng:

$$E_\varphi = i\frac{2tE_0 e^{-ik_0 r}}{\pi r}\left(\sin\theta\frac{\sin\left(\frac{k_0 W}{2}\cos\theta\right)}{\cos\theta}\right)\cos\left(k_0 L_e \sin\theta\sin\varphi\right) \qquad (24.6)$$

Trong mặt phẳng E (mặt phẳng vuông góc với trục của khe, hay mặt phẳng xoy, $\theta = \pi/2$), công thức (24.6) trở thành:

$$E_\varphi(\varphi) = i\frac{k_0 W t E_0 e^{-ik_0 r}}{\pi r}\cos\left(k_0 L_e \sin\varphi\right) \qquad (24.7)$$

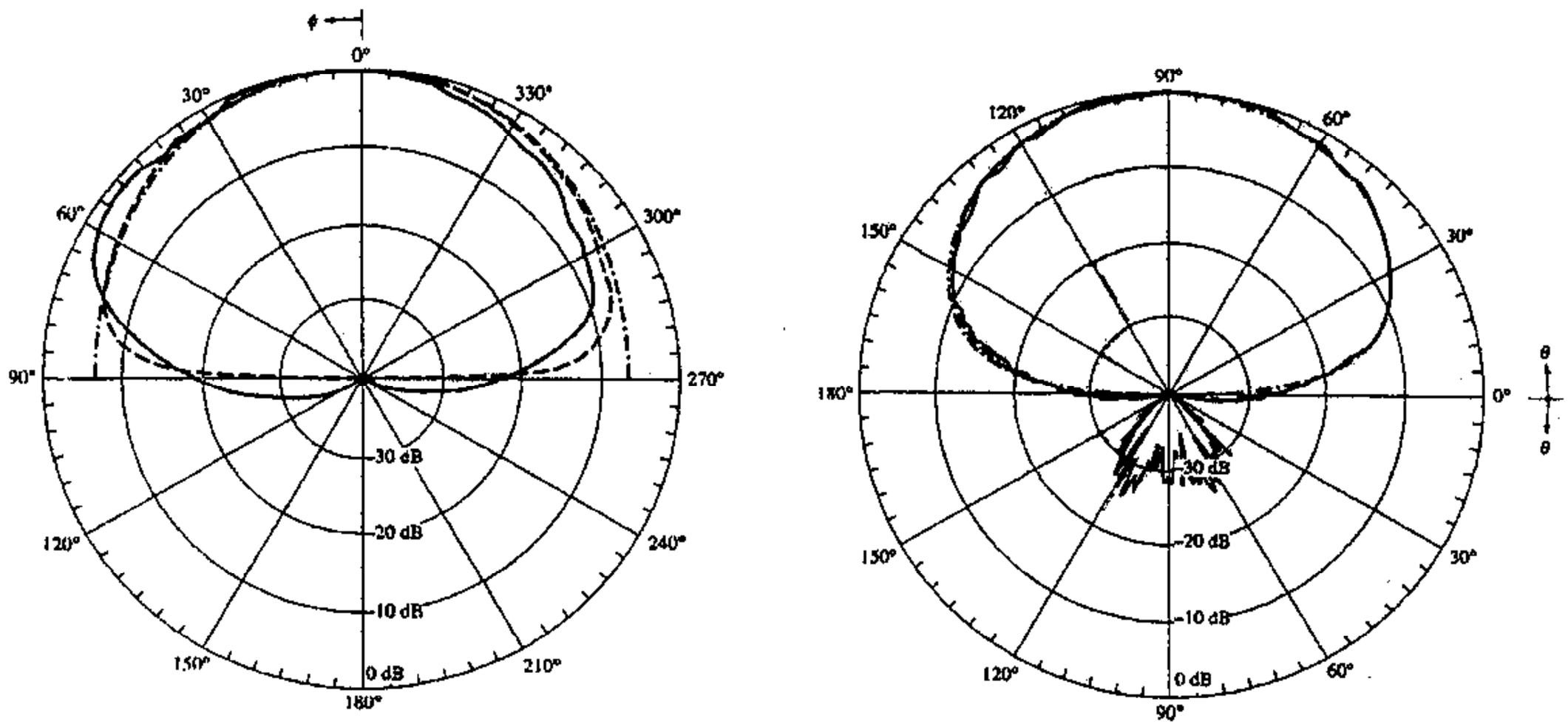
Còn trong mặt phẳng H (mặt phẳng yoz, $\varphi = \pi/2$), công thức (24.6) trở thành:

$$E_\varphi(\theta) = i\frac{2tE_0 e^{-ik_0 r}}{\pi r}\left(\sin\theta\frac{\sin\left(\frac{k_0 W}{2}\cos\theta\right)}{\frac{k_0 W}{2}\cos\theta}\right)\cos\left(k_0 L_e \sin\theta\right) \qquad (24.8)$$

Các công thức này đúng với các góc nằm trong giới hạn $0^0 \div 180^0$ (nghĩa là đúng cho nửa không gian phía trên của màn chắn).

Các hình 24.4a, b biểu diễn đồ thị phương hướng của anten mạch dải trong các mặt phẳng E và H tại tần số $f = 10$ GHz với $W = 11{,}86$mm, $\varepsilon_r = 2{,}2$ và $L = 9{,}06$mm. Cả hai đồ thị này đều được so sánh với kết quả thực nghiệm.

Công thức này sẽ không được chính xác tại khu vực gần đế điện môi. Sự bức xạ từ đáy của đế điện môi thường nhỏ hơn giá trị lý thuyết khoảng 6dB tại 0^0 và 180^0. Một số bức xạ cũng xuất hiện ở bán cầu dưới $180^0 \div 360^0$. Bức xạ tại bán cầu dưới sẽ nhanh chóng bị mất đi khi mặt phẳng đế điện môi rộng hơn bước sóng.



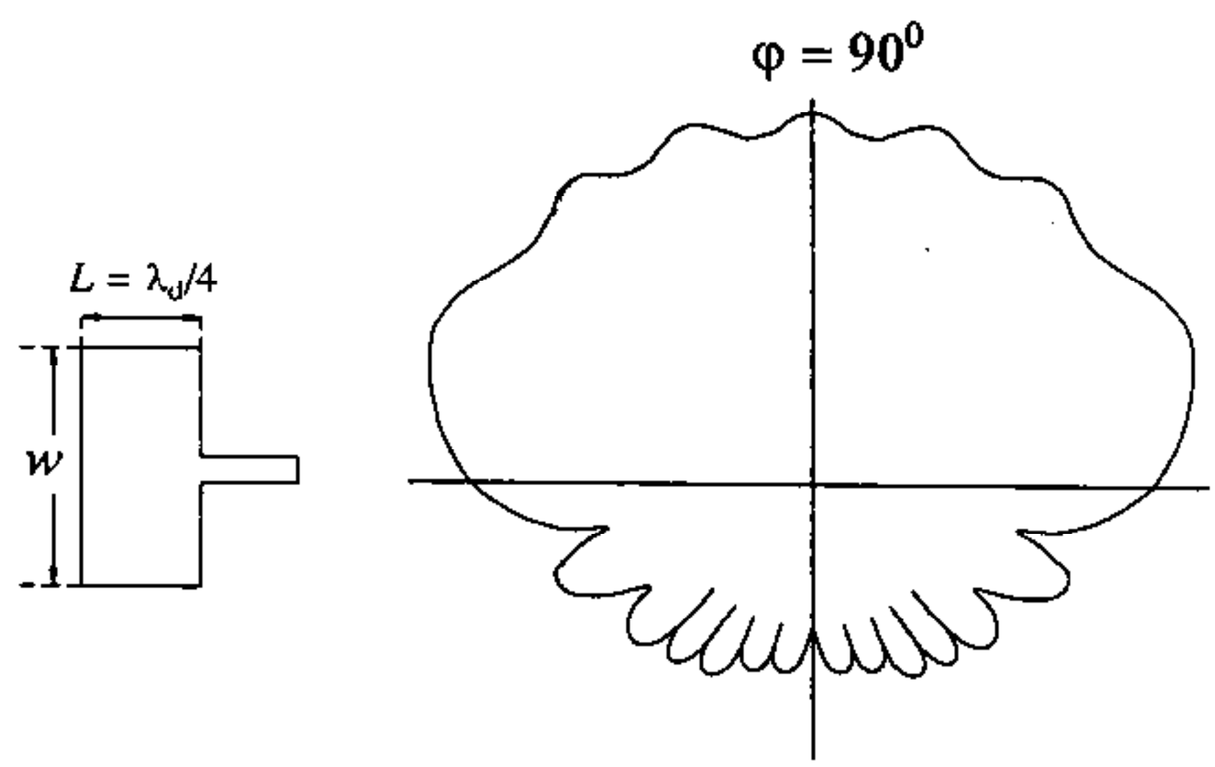
a) Mặt phẳng E *b) Mặt phẳng H*

Hình 24.4.

2. Anten phần tư sóng

Khi chọn $L = \lambda_d/4$ ta có anten phần tư sóng.

Cấu trúc của loại anten này như sau: một trong hai khe được nối tắt với màn chắn kim loại, còn điểm tiếp điện được nối vào khe bên kia. Trong trường hợp này phần tử anten mạch dải tương đương với một khe đơn. Nếu màn chắn là màn dẫn rộng vô hạn thì trường bức xạ trong mặt phẳng E sẽ có dạng đồng đều ở nửa không gian phía trên. Cường độ bức xạ giảm khoảng 6 dB tại $\varphi = \pm 90^0$. Tuy nhiên nếu màn chắn có kích thước hữu hạn thì trường bức xạ trong mặt phẳng E sẽ không còn đồng đều nữa. Chẳng hạn khi màn chắn có kích thước $6\lambda_0$, ta có giản đồ bức xạ như hình 24.5. Nhứng chỗ mấp mô trên giản đồ hướng có thể giảm đi khi độ lớn của màn chắn đủ rộng.



Hình 24.5.

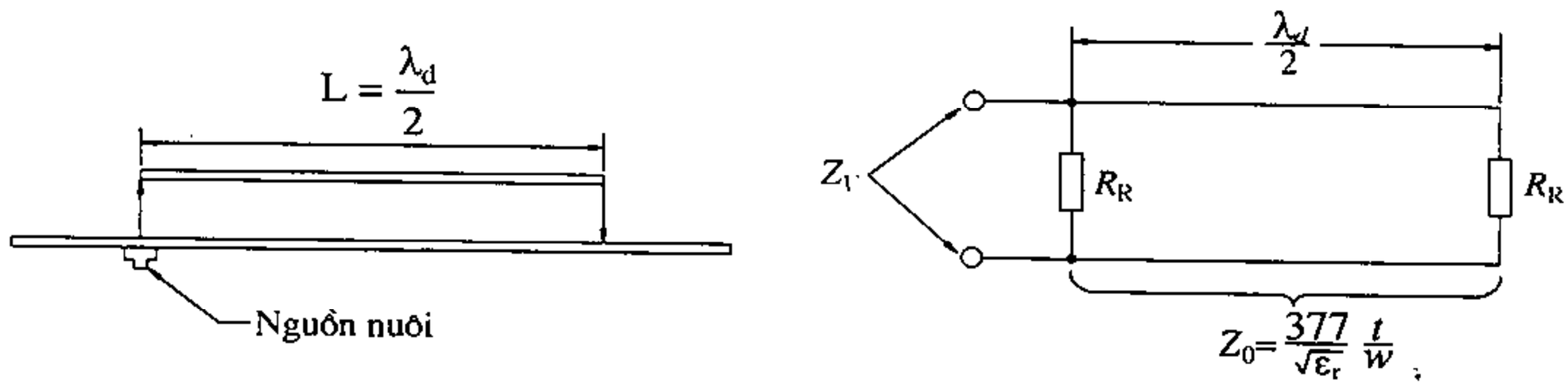
Trường bức xạ trong mặt phẳng H của phần tử 1/4 bước sóng được xác định theo công thức:

$$E_H = K \tan\theta \sin\left(\frac{\pi W}{\lambda_0}.\cos\theta\right) \tag{24.9}$$

với θ là góc hợp bởi trục khe và hướng quan sát nằm phía trên màn chắn.

§24.3. TRỞ KHÁNG VÀO CỦA ANTEN MẠCH DẢI

Sơ đồ tương đương của anten mạch dải nửa sóng được vẽ ở hình 24.6. Trở kháng vào của anten mạch dải nói trên có thể được tính từ mạch tương đương



Hình 24.6.

Điện trở bức xạ của mỗi khe sẽ là hàm phụ thuộc với độ rộng W của phiến mạch dải, được xác định theo công thức:

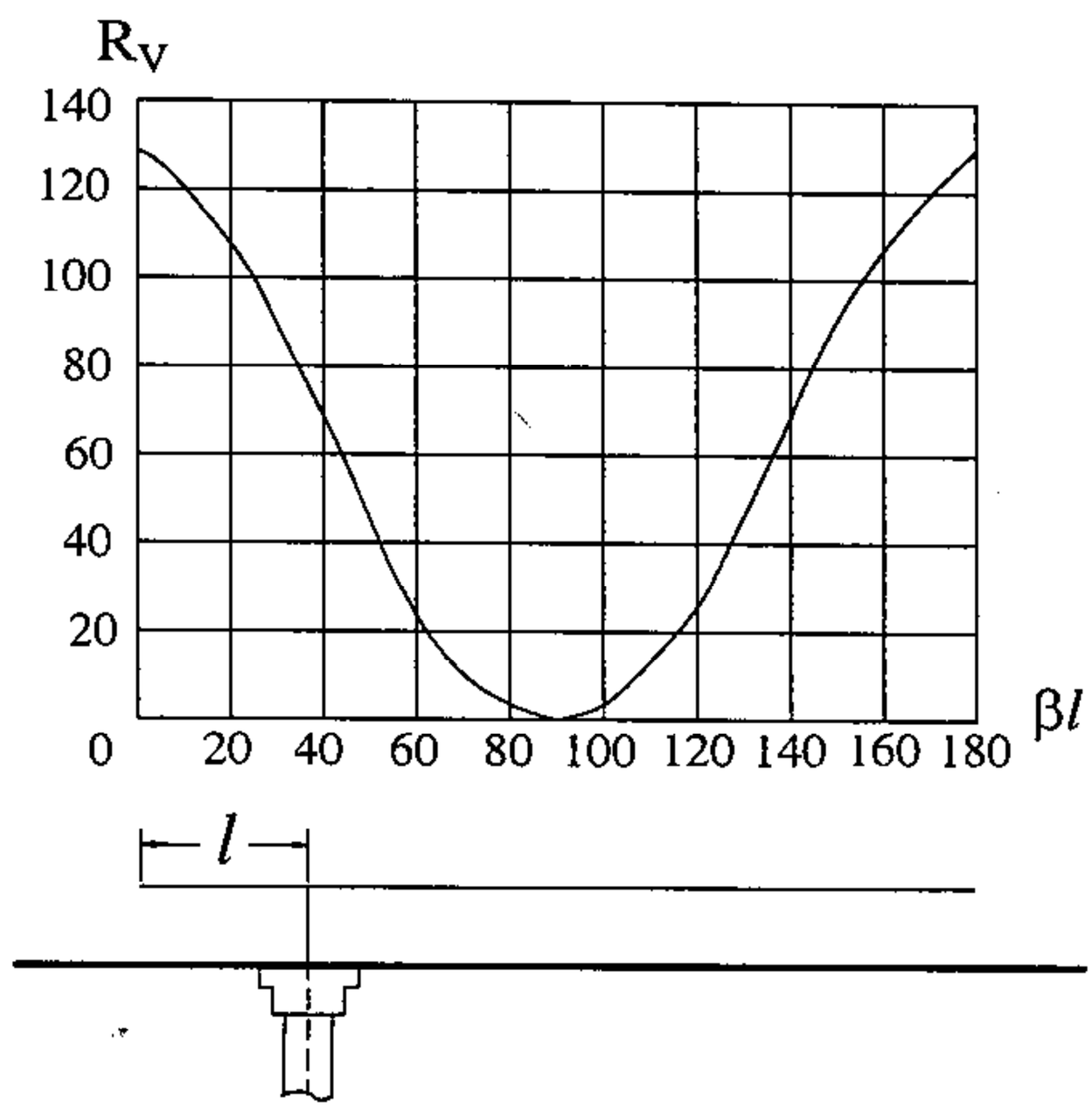
$$R_\Sigma = 120\lambda_0 / W \tag{24.10}$$

Do phần tử mạch dải được biểu thị như tập hợp của hai khe song song nhau, nên điện trở vào sẽ bằng:

$$R_V = 60\lambda_0 / W \tag{24.11}$$

Sự tồn tại của điện kháng vào khi anten có độ dài đúng bằng $\lambda_d/2$ là nguyên nhân mà ta cần giảm độ dài trên thực tế (tức là $L = 0.49\lambda_d$) để có được cộng hưởng ở đầu vào, tương tự như đối với chấn tử nửa sóng đã khảo sát ở §4.8, chương 4.

Việc phối hợp trở kháng đầu vào có thể được thực hiện bằng cách sử dụng một trong 2 kỹ thuật. Đối với các phần tử làm việc độc lập, tiếp điện bằng cáp đồng trục 50Ω, có thể lựa chọn điểm tiếp điện thích hợp bằng cách điều chỉnh khoảng cách l từ cạnh của phần tử đến điểm tiếp điện, như hình 24.7, để đạt được điểm có trở kháng vào đúng bằng 50Ω. Lưu ý rằng trở kháng sẽ bằng 0 tại tâm của phần tử. Đôi khi người ta lợi dụng điều này để đặt các đinh tán hoặc lớp mạ qua các lỗ tại tâm anten vì nó ảnh hưởng không đáng kể đến giản đồ bức xạ và chỉ làm thay đổi nhỏ đến tần số

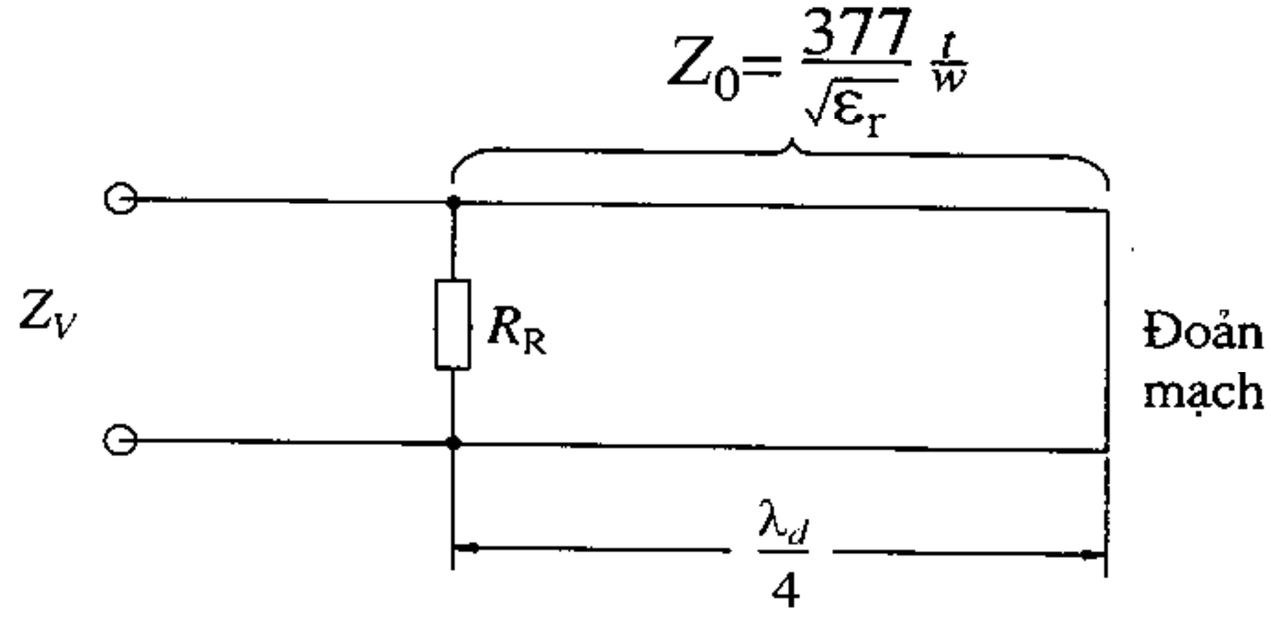


Hình 24.7.

cộng hưởng. Trong các hệ anten mạch dải gồm nhiều phần tử (dàn anten mạch dải), cấp điện bằng đường dây dải tại cạnh của các phiến kim loại thì thường dùng bộ chuyển đổi phần tư bước sóng để biến đổi trở kháng vào tới các giá trị mà ta mong muốn. Vấn đề này sẽ được đề cập tiếp ở mục 24.6 của chương này.

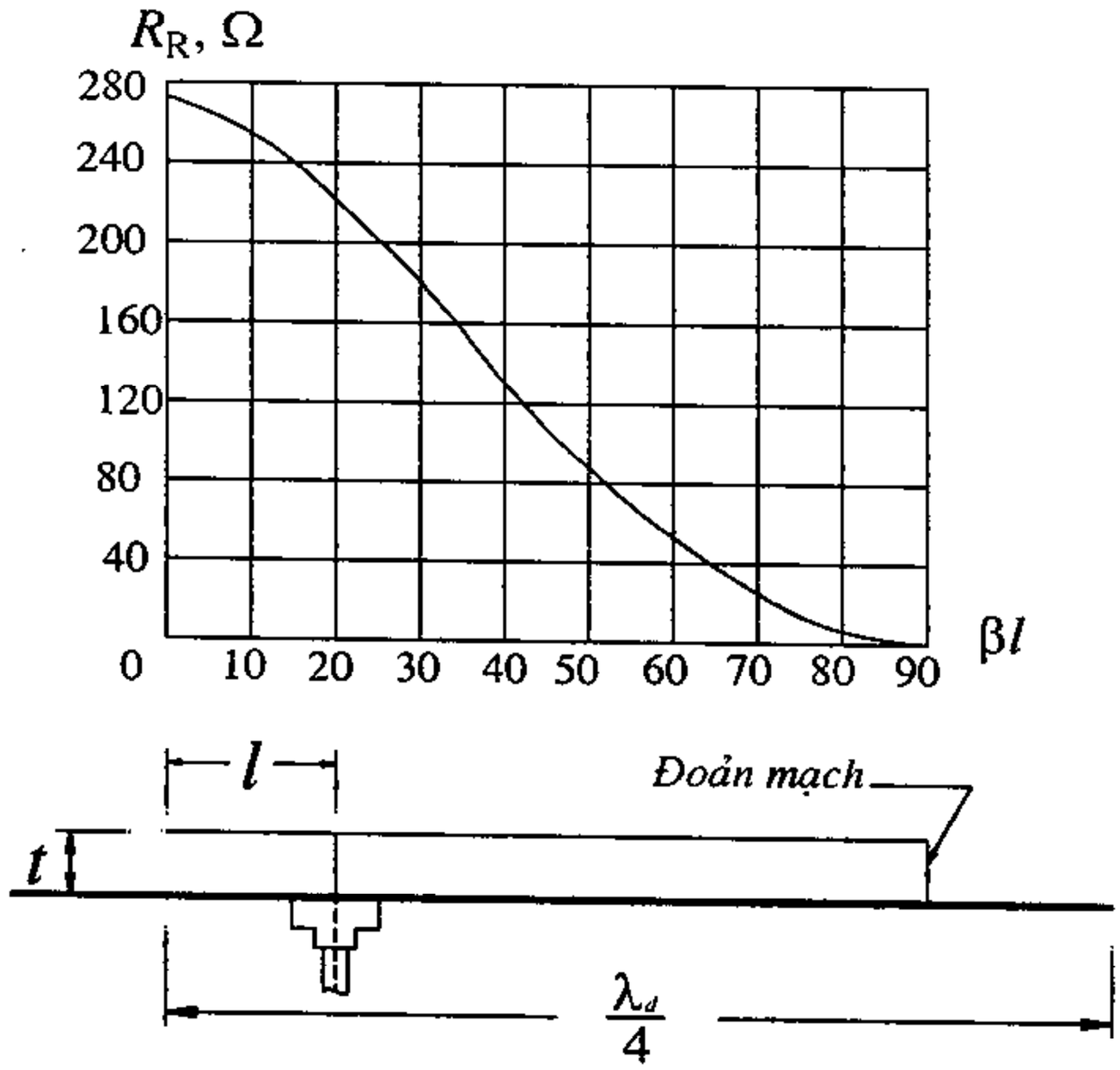
Anten phần tư bước sóng có trở kháng vào lớn gấp đôi so với anten nửa bước sóng. Trở kháng vào của anten có thể tính được từ mạch tương trên hình 24.8. Ta nhận được:

$$Z_V = R_\Sigma = \frac{120\lambda_o}{W} \qquad (24.12)$$



Hình 24.8.

Với các phần tử anten phần tư sóng, nếu chọn độ rộng W bằng nửa bước sóng, trở kháng vào sẽ là 240 Ω. Giá trị này khá cao, và tỷ số sóng đứng điện áp xảy ra khi thăm tiếp điện của cáp 50 Ω được nối trực tiếp vào cạnh của phần tử. Do đó phải đặt điểm tiếp điện cách xa cạnh một khoảng l, khoảng cách này có thể tìm được nhờ đồ thị vẽ trên hình 24.9. Đồng thời cũng có thể dùng bộ chuyển đổi phần tư bước sóng để biến đổi trở kháng vào tới các giá trị mà ta mong muốn như đã trình bầy ở trên.



Hình 24.9.

§24.4. BĂNG THÔNG CỦA ANTEN MẠCH DẢI

Độ rộng băng thông của anten mạch dải được định nghĩa là khoảng tần số mà trên đó anten phối hợp tốt với đường dây tiếp điện trong một giới hạn xác định. Nói cách khác, đó là khoảng tần số mà anten đáp ứng được các yêu cầu đặt ra. Độ rộng băng thông của một anten thường được xác định thông qua hệ số sóng đứng cho phép trên một khoảng tần số nào đó. Hầu hết các anten trong thương mại sử dụng tỉ số 2:1 hoặc 1.5:1.

Độ rộng băng tần của anten mạch dải tỷ lệ với độ dày của lớp điện môi. Khi độ dày của lớp điện môi rất nhỏ so với bước sóng ($t << \lambda_0/4$), dải tần thường rất hẹp. Ví dụ, độ rộng băng với tỷ lệ sóng đứng nhỏ hơn 2:1 có thể được tính toán theo công thức kinh nghiệm sau:

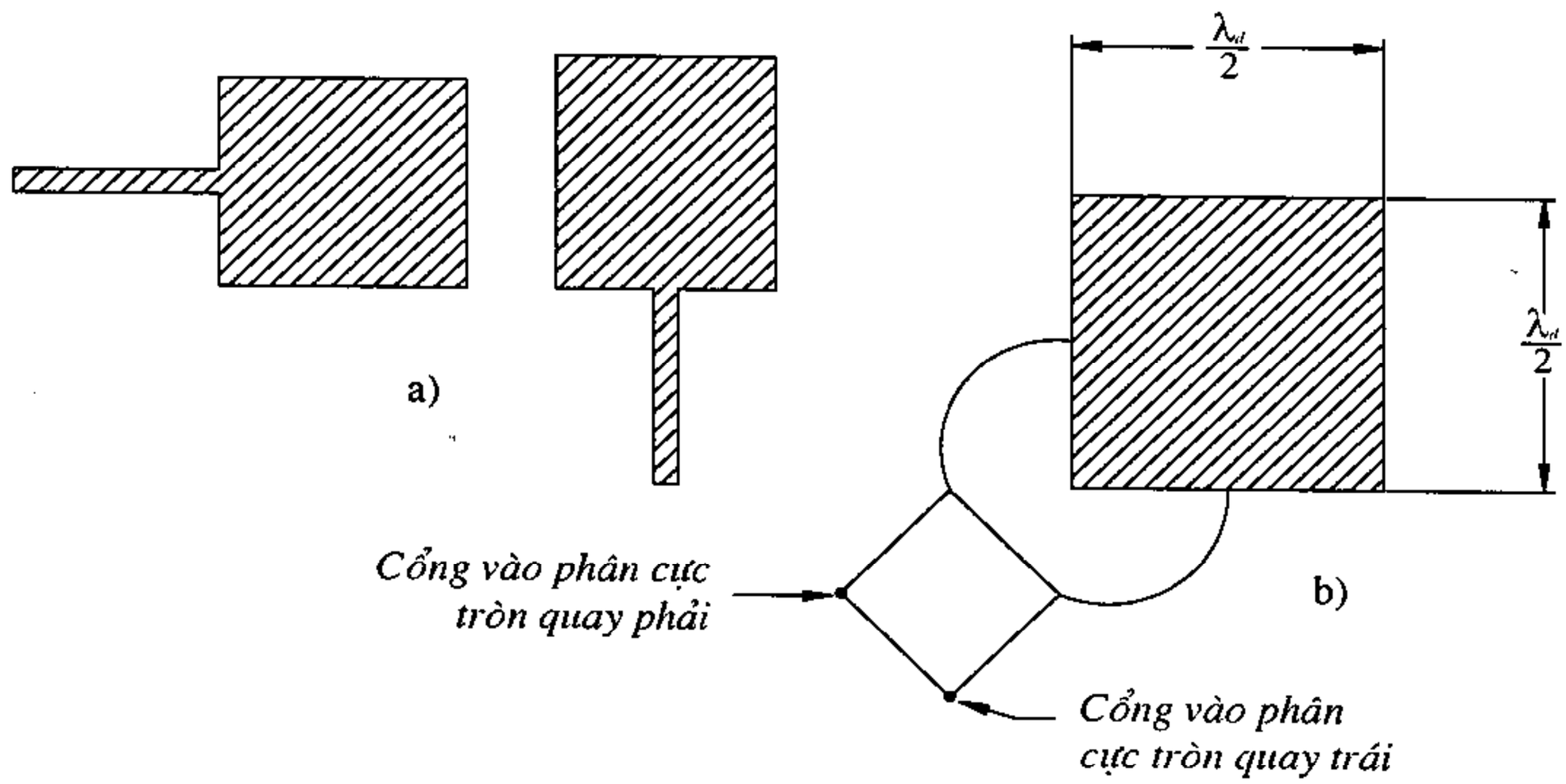
$$\Delta f = 4f^2\left(\frac{t}{1/32}\right) \tag{24.13}$$

Trong đó Δf là độ rộng băng, tính bằng MHz; f là tần số hoạt động, tính bằng GHz, t là độ dầy, tính bằng inch (inch là đơn vị đo lường Anh, bằng 25,4 cm).

Để tăng độ rộng băng có thể sử dụng lớp điện môi dày, với hằng số điện môi ε_r thấp. Tuy nhiên, trong thực tế việc tăng độ dày lớp điện môi là có giới hạn vì khi $t \geq 0{,}1\lambda_0$ thì ảnh hưởng của sóng bề mặt sẽ làm giảm hiệu suất của anten.

§24.5 PHÂN CỰC CỦA ANTEN MẠCH DẢI

Anten mạch dải có thể được chế tạo để nhận được trường bức xạ phân cực thẳng hoặc phân cực quay. Phân cực thẳng sẽ nhận được khi điểm tiếp điện được đặt vào giữa một cạnh của phiến kim loại. Hình 24.10a minh hoạ 2 trường hợp phân cực thẳng có hướng trực giao nhau. Phân cực quay có thể nhận được khi áp dụng các biện pháp tiếp điện thích hợp.

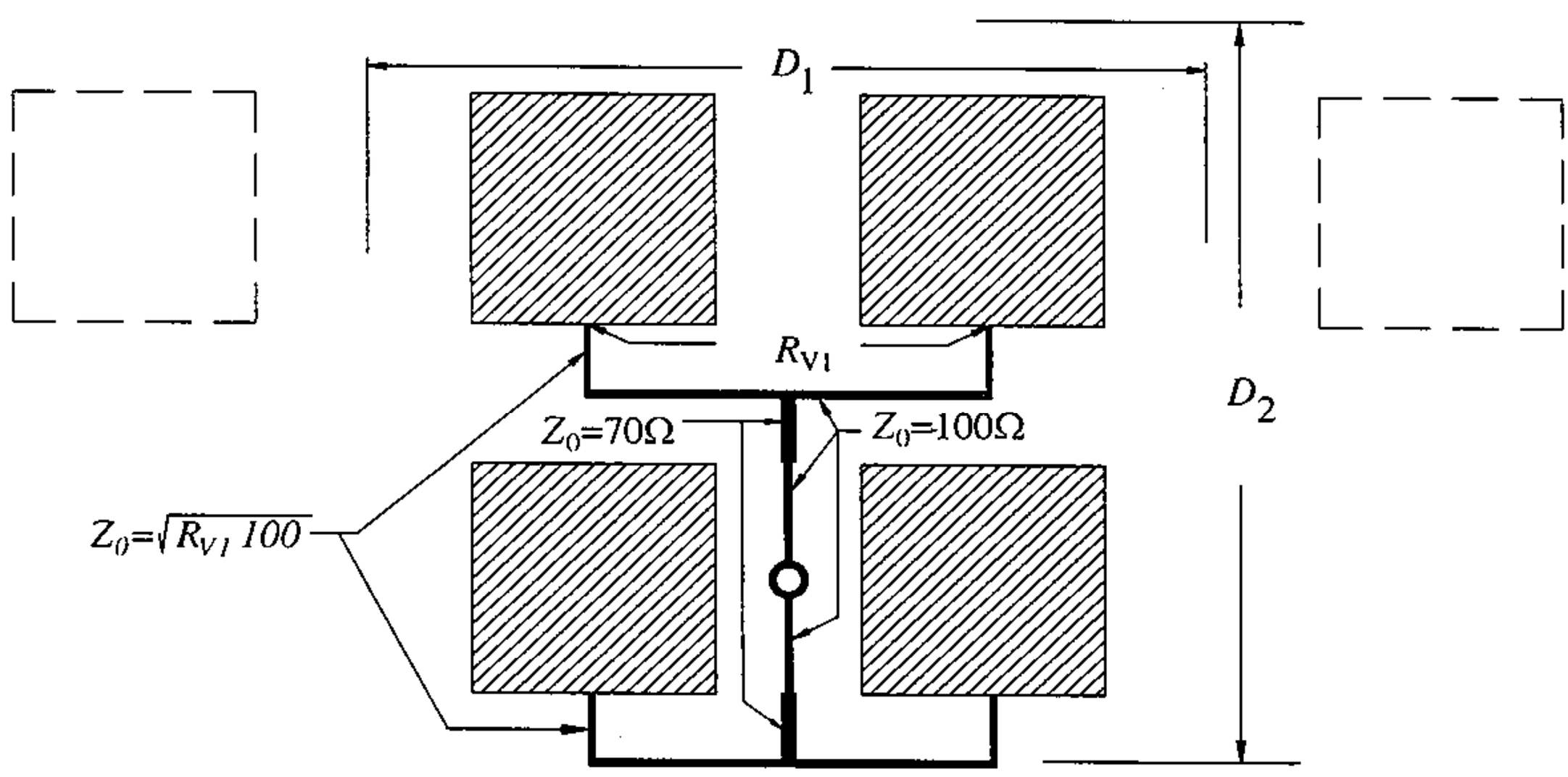


Hình 24.10.

Thật vậy, như đã phân tích ở chương 16, ta có thể tạo ra trường phân cực quay bằng cách tổ hợp 2 sóng phân cực thẳng vuông góc nhau, với góc lệch pha 90^0 giữa chúng. Đồng thời, ta có thể tạo ra hai sóng phân cực thẳng trực giao từ một phần tử anten mạch dải hình vuông có các kích thước $L = W = \lambda_d/2$, với việc tiếp điện riêng rẽ vào hai điểm nằm ở trung điểm hai cạnh kề nhau của phiến kim loại hình vuông ấy. Nếu dòng điện tiếp vào 2 điểm nói trên có góc pha lệch nhau 90^0 thì ta sẽ nhận được trường phân cực quay. Hình 24.10b mô tả việc tiếp điện dùng mạch hybrid chia công suất và tạo ra góc lệch pha 90^0 giữa 2 nhánh. Vì điện áp của hai nhánh có biên độ bằng nhau nên phân cực quay nhận được là phân cực tròn. Khi cấp điện vào các đầu khác nhau của hybride sẽ nhận được trường phân cực quay có hướng quay khác nhau (quay phải hoặc quay trái).

§24.6. ANTEN MẠCH DẢI NHIỀU PHẦN TỬ

Mỗi phần tử anten mạch dải có thể được sử dụng như một anten độc lập, hoặc chúng có thể kết hợp với nhau thành hệ anten, gọi là dàn anten mạch dải. Dàn anten mạch dải có thể được tiếp điện đồng pha nhằm tăng tính định hướng cho hệ anten, hoặc tiếp điện với góc pha biến đổi để có thể quét búp sóng trong không gian, tạo ra hệ anten có xử lý tín hiệu, anten thông minh như đã khảo sát ở chương 12.



Hình 24.11.

Hình 24.11 cho một ví dụ minh hoạ về dàn anten mạch dải 4 phần tử, tiếp điện đồng pha nhờ đường dây dải. Việc tiếp điện đồng pha được đảm bảo bởi khoảng cách bằng nhau từ điểm tiếp điện chung tới mỗi phần tử. Việc phối hợp trở kháng được thực hiện bằng các đoạn đường truyền mạch dải có độ dài bằng $\lambda_d/4$, có trở kháng sóng thích hợp nhờ thay đổi bề rộng của đường dây dải. Các đoạn đường truyền này được gọi là các bộ biến đổi trở kháng phần tư sóng.

Nếu ký hiệu Z_T là trở kháng đặc tính của đoạn đường truyền $\lambda_d/4$ (bộ chuyển đổi phần tư bước sóng) thì quan hệ của Z_T với các trở kháng Z_1, Z_2 ở 2 đầu (trong đó, một trong 2 đại lượng là đã biết còn đại lượng thứ hai là đại lượng cần đạt được), sẽ tuân theo hệ thức:

$$Z_1 Z_2 = Z_T^{\ 2} \tag{24.14}$$

Gọi trở kháng đầu vào của mỗi phần tử mạch dải hình vuông là R_{V1} (đại lượng này coi như đã biết). Trở kháng này được biến đổi thành 100 Ω nhờ bộ chuyển đổi phần tư sóng có trở kháng đặc tính $Z_T = \sqrt{R_{V1} 100}$. Tại điểm a, là điểm tổ hợp của hai nhánh 100 Ω sẽ có trở kháng bằng 50 Ω. Trở kháng 50 Ω này lại được chuyển đổi thành 100 Ω nhờ bộ biến đổi trở kháng phần tư sóng tiếp theo có trở kháng đặc tính (xác định theo 24.14), bằng 70 Ω. Tổ hợp của hai nhánh này tại điểm cấp điện chung sẽ cho ta trở kháng bằng 50 Ω, thoả mãn điều kiện phối hợp với cáp tiếp điện đồng trục 50 Ω thông dụng.

Hệ số tăng ích của dàn anten mạch dải nói trên có thể được xác định theo công thức:

$$G_{dB} = 10\log\left(\frac{4\pi A}{\lambda_0^{\ 2}}\right) - \alpha.\left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right) \tag{24.15}$$

Trong đó $A = D_1 . D_2$,

với D_1, D_2 là độ rộng và độ cao hiệu dụng của dàn anten, được xác định bằng khoảng cách giữa các tâm của 2 phần tử ngoài cùng của hàng (hay cột), cộng thêm một khoảng bằng khoảng phân cách giữa 2 phần tử theo hàng (hay cột), α là độ suy giảm trên một đơn vị dài của đường truyền mạch dải, tính theo dB

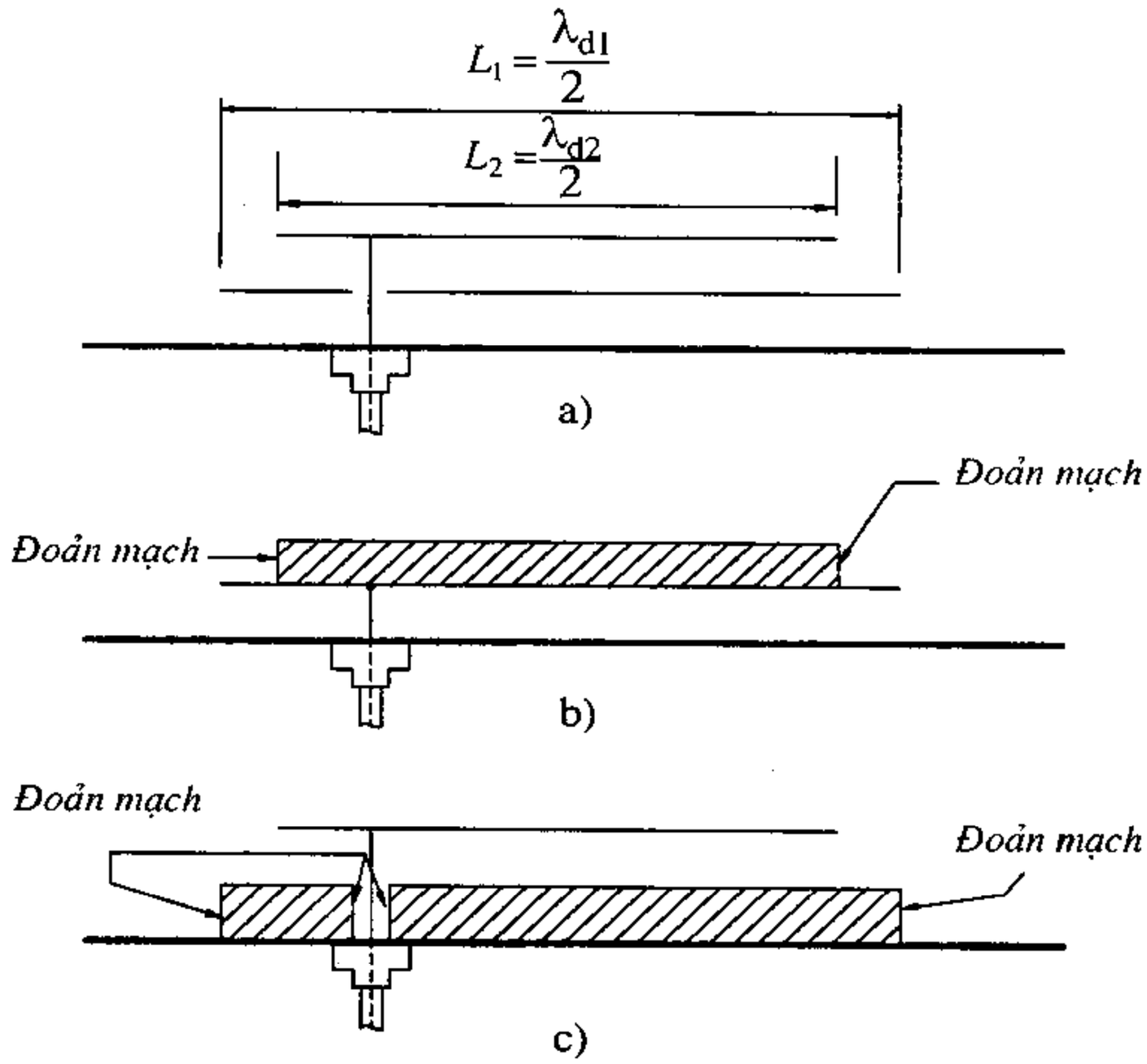
§24.7. PHẦN TỬ ANTEN MẠCH DẢI HAI TẦN SỐ, HAI PHÂN CỰC.

Các phần tử anten mạch dải hai tần số có thể hình thành bằng cách xếp chồng hai phần tử mạch dải, mỗi phần tử có tần số hoạt động riêng, và được tiếp điện nối tiếp như trên hình 24.12. Đặc tính quan trọng nhất cần lưu ý ở đây, tại các hình 24.12a, b và c là khi một trong hai phần tử mạch dải không cộng hưởng với tần số làm việc của mạch kia thì nó giống như một phiến kim loại bị đoản mạch. Điều này cho phép mỗi phần tử mạch dải hoạt động độc lập tại tần số không cộng hưởng của phần tử mạch dải kia. Điều này có thể đạt được khi khoảng cách tần số nhỏ hơn 10%, hoặc khi các tần số đó là hài của nhau.

Có thể xếp chồng nhiều phần tử và tiếp điện nối tiếp để tạo thành một hệ anten mạch dải nhiều tần số. Điều quan trọng là phải tìm điểm phù hợp của mỗi phần tử để có thể đặt nguồn nuôi vào đó với trở kháng đầu vào là 50 Ohm. Các phần tử phần tư sóng cũng như các phần tử toàn sóng cũng có thể được tiếp điện nối tiếp nhau.

Kích thước chính xác của phần tử tiếp điện nối tiếp và các điểm phù hợp để đặt nguồn nuôi tốt nhất là được xác định qua thực nghiệm.

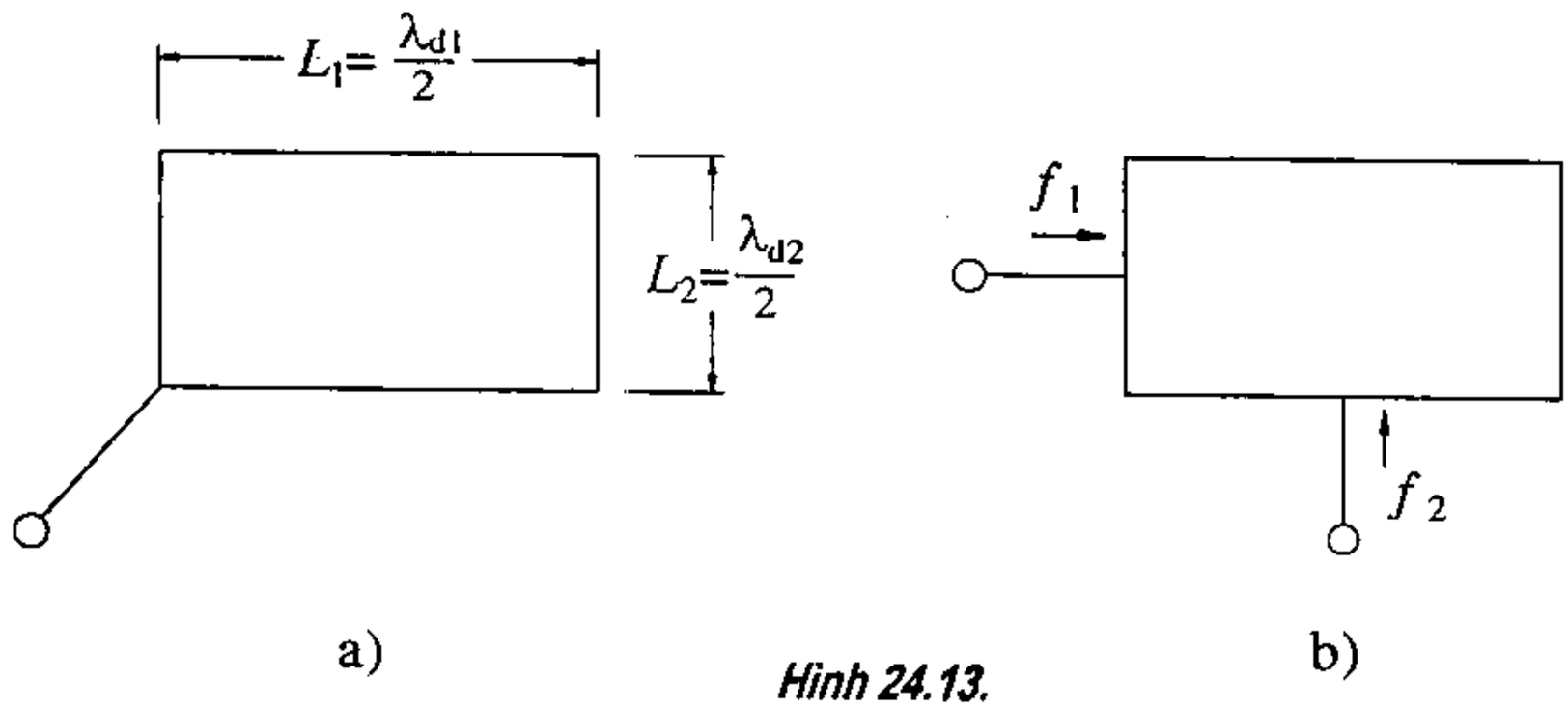
Các phần tử mạch dải có phân cực quay hai tần số cũng được thiết kế nhờ việc nuôi nối tiếp các phần tử mạch dải phân cực quay xếp chồng dọc theo đường chéo của mỗi phần tử.



Hình 24.12.

a) Tiếp điện nối tiếp, b) Cấu trúc tương đương tại tần số f_1, c) Cấu trúc tương đương tại tần số f_2

Các phần tử mạch dải hai phân cực là các phần tử mạch dải chữ nhật trong đó hai kích thước được chọn là các kích thước cộng hưởng. Như chỉ ra trên hình 24.13, hai kích thước này được chọn sao cho L_1 bằng nửa bước sóng trong điện môi tại tần số cộng hưởng đầu tiên và L_2 bằng một nửa bước sóng trong điện môi tại tần số cộng hưởng thứ hai. Phần tử có thể được tiếp điện với một nguồn nuôi chung đặt vào góc của hình chữ nhật (hình 24.13a) hoặc dùng hai nguồn nuôi độc lập đặt tại điểm giữa của mỗi bên như trên hình 24.13b. Đối với trường hợp dùng một nguồn nuôi chung đặt vào góc thì dòng điện chảy dọc theo đường chéo của hình chữ nhật sẽ được phân tích thành 2 thành phần vuông góc nhau và do đó cũng sẽ tạo ra hiệu quả giống như tiếp điện vào 2 cạnh, như ở hình 24.13b. Trong cả hai trường hợp, tần số f_1 sẽ bức xạ theo phân cực ngang, còn tần số f_2 theo phân cực đứng.



Hình 24.13.

a) Phân cực ngang tại tần số f_1 và phân cực đứng tại tần số f_2 (cùng cổng vào)
b) Phân cực ngang tại tần số f_1 và phân cực đứng tại tần số f_2 (các nguồn nuôi độc lập)

Chương XXV
ANTEN LOA

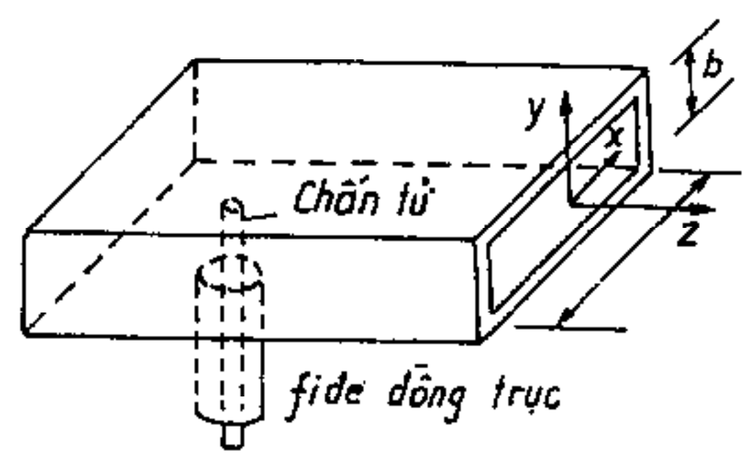
Anten loa thuộc loại anten bức xạ mặt. Mặt bức xạ của anten là miệng loa. Phần tử bức xạ cơ bản của anten là *nguyên tố Huyghen*, nghĩa là nguyên tố diện tích được kích thích bởi điện từ trường đồng pha.

§25.1. BỨC XẠ CỦA MIỆNG ỐNG DẪN SÓNG VÀ SỰ HÌNH THÀNH ANTEN LOA

Trước hết chúng ta hãy khảo sát trường hợp đơn giản nhất của bức xạ mặt là bức xạ từ miệng của một ống dẫn sóng chữ nhật hoặc tròn. Giả sử có ống dẫn sóng chữ nhật được kích thích bởi trường của sóng H_{10} (hình 25.1). Ở đây sóng H_{10} được tạo bởi đầu kích thích kiểu chấn tử không đối xứng. Khi truyền tới miệng ống, một phần năng lượng của sóng sẽ phản xạ trở lại, còn một phần bức xạ ra không gian bên ngoài. Trong trường hợp này, trường ở miệng ống sẽ là tổng hợp của trường sóng tới và trường sóng phản xạ(*)

$$\left.\begin{aligned} E_{y10} &= (1+p)\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \\ H_{x10} &= -\frac{(1-p)}{W_s}\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \end{aligned}\right\}$$

trong đó, $W_s = W_{H10} = \dfrac{W}{\sqrt{1-\left(\dfrac{\lambda}{2a}\right)^2}}$;



Hình 25.1.

W là trở kháng sóng của không gian tự do;

p là hệ số phản xạ của sóng từ miệng ống. Nếu coi miệng ống là chỗ ghép của hai đường truyền sóng có trở kháng sóng là W_s và W thì

$$p = \frac{W - W_s}{W + W_s}$$

(*) Nói chính xác hơn thì ở chỗ tiếp giáp giữa ống dẫn sóng và không gian ngoài (miệng ống) sẽ còn có các sóng bậc cao và các dòng điện mặt chảy ra vỏ ngoài của ống. Giải bài toán bức xạ của miệng ống trong trường hợp tổng quát là vấn đề rất phức tạp. Vì vậy trong các tính toán kỹ thuật ta đã bỏ qua các yếu tố này.

Áp dụng lý thuyết anten bức xạ mặt(*), ta xác định được hàm phương hướng chuẩn hóa của anten trong hai mặt phẳng E và H khi mặt bức xạ được kích thích bởi trường (25.1)

$$F_E(\theta) = \left| \frac{1 + K_c \dfrac{W}{W_s} \cos\theta^E}{1 + K_c \dfrac{W}{W_s}} \right| \left| \frac{\sin\left(\dfrac{kb}{2} \sin\theta^E\right)}{\dfrac{kb}{2} \sin\theta^E} \right| \tag{25.2}$$

$$F_H(\theta) = \left| \frac{K_c \dfrac{W}{W_s} + \cos\theta^H}{1 + K_c \dfrac{W}{W_s}} \right| \left| \frac{\left(\dfrac{\pi}{2}\right)^2 \cos\left(\dfrac{ka}{2} \sin\theta^H\right)}{\left(\dfrac{\pi}{2}\right)^2 - \dfrac{ka}{2} \sin\theta^H} \right|$$

trong đó, $K_c = \dfrac{(1-p)}{(1+p)}$ là hệ số sóng chạy trong ống dẫn sóng.

Độ rộng của đồ thị phương hướng trong các mặt phẳng E và H được xác định theo lý thuyết anten, bằng:

$$\left.\begin{aligned} 2\theta^E_{1/2} &= 51^\circ \lambda / b \\ 2\theta^H_{1/2} &= 67^\circ \lambda / a \end{aligned}\right\} \tag{25.3}$$

Từ (25.3) ta thấy độ rộng của đồ thị phương hướng trong hai mặt phẳng E và H tỷ lệ nghịch với các kích thước b và a của miệng ống dẫn sóng. Đồng thời ta cũng thấy rằng đồ thị trong mặt phẳng E có độ rộng nhỏ hơn so với đồ thị trong mặt phẳng H nếu kích thước $a = b$.

Anten kiểu miệng ống dẫn sóng (gọi tắt là anten *ống sóng*) có nhược điểm là hướng tính kém (nó được sử dụng làm bộ chiếu xạ cho anten gương hoặc làm phần tử của hệ anten phức tạp) và có hệ số phản xạ sóng trong ống dẫn sóng khá lớn ($p \approx 0{,}2 \div 0{,}3$). Để giảm hệ số phản xạ cần sử dụng các thiết bị phối hợp đặc biệt.

Để tăng hướng tính của anten ống sóng, cần mở rộng các kích thước của miệng ống. Từ đây ta sẽ nhận được các kiểu anten loa khác nhau.

§25.2. CÁC KIỂU ANTEN LOA

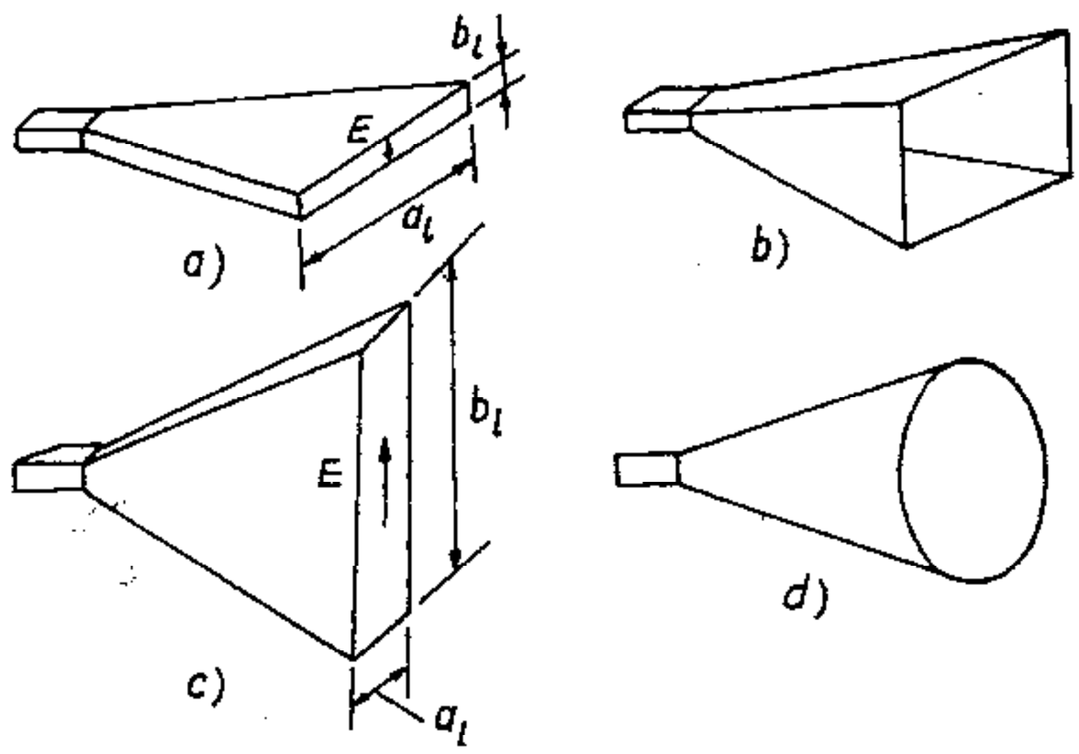
Khi mở rộng kích thước miệng ống của anten ống sóng theo các phương án khác nhau ta sẽ nhận được các kiểu anten loa khác nhau (hình 25.2).

Nếu ống dẫn sóng là ống chữ nhật và kích thước miệng ống được mở rộng trong mặt phẳng của véctơ từ trường thì ta gọi lao như vậy là *loa mở theo mặt H, viết tắt* là loa *H*

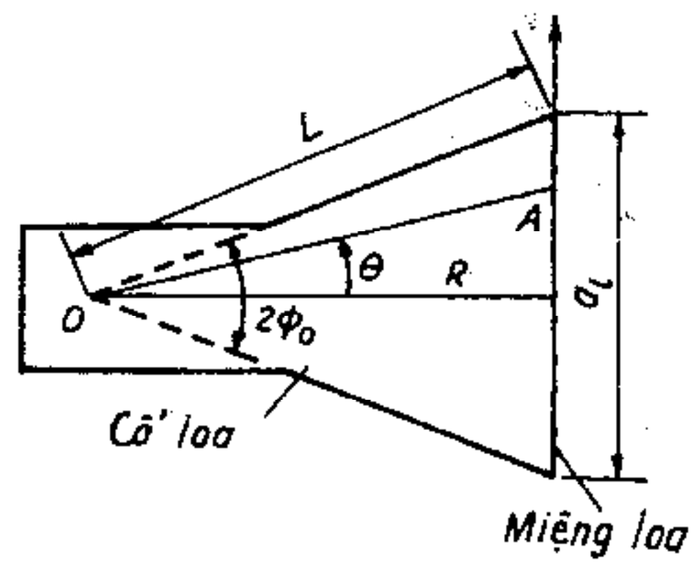
(*) §8.3. Chương 8.

(hình 25.2a). Nếu kích thước miệng ống được mở rộng trong mặt phẳng của véctơ điện trường thì ta có *loa mở theo mặt E* hay loa *E* (hình 25.2b). Nếu kích thước miệng ống được mở rộng theo cả hai mặt phẳng, ta có *loa hình tháp* (hình (25.2c). Đối với ống dẫn sóng tròn thì ta chỉ thiết lập được một loại anten loa là loa hình nón (hình 25.2d).

Để làm sáng tỏ nguyên lý làm việc của anten loa ta hãy khảo sát mặt cắt dọc của anten như ở hình 25.3.



Hình 25.2.



Hình 25.3.

Năng lượng cao tần được truyền theo ống dẫn sóng tới cổ của loa dưới dạng sóng phẳng (mặt đẳng pha là mặt phẳng). Ở đây, một phần nhỏ năng lượng sẽ phản xạ trở lại, còn đại bộ phận tiếp tục truyền theo *thân* loa dưới dạng sóng phân kỳ, tới *miệng* loa. Tại miệng loa, phần lớn năng lượng được bức xạ ra không gian ngoài, một phần sẽ phản xạ trở lại.

Sự phản xạ sóng từ *cổ loa* sẽ càng lớn khi *góc mở* của loa $2\Phi_0$ càng lớn, còn sự phản xạ từ miệng loa sẽ càng nhỏ khi kích thước của miệng loa càng lớn.

Cũng giống như ở trường hợp anten ống dẫn sóng, tại miền bất đồng nhất (cổ loa và miệng loa) sẽ phát sinh các sóng bậc cao. Khi tính toán anten loa có thể chọn góc mở và độ dài *R* của loa thích hợp để cho các sóng bậc cao phát sinh tại miền bất đồng nhất sẽ suy giảm nhanh và không làm méo dạng phân bố trường ở miệng loa.

Khi đã biết được quy luật phân bố của trường kích thích ở miệng loa sẽ tính được trường bức xạ của anten theo lý thuyết bức xạ mặt đã biết.

§25.3. TRƯỜNG ĐIỆN TỪ Ở TRONG VÀ TRÊN MIỆNG LOA

Để xác định trường ở trong loa cần giải hệ phương trình Maxwell với các điều kiện bờ đã biết trên các thành của loa, đồng thời coi cấu trúc của trường ở trong loa cũng giống như cấu trúc trường của đường dây truyền sóng hình thành loa với độ dài vô hạn.

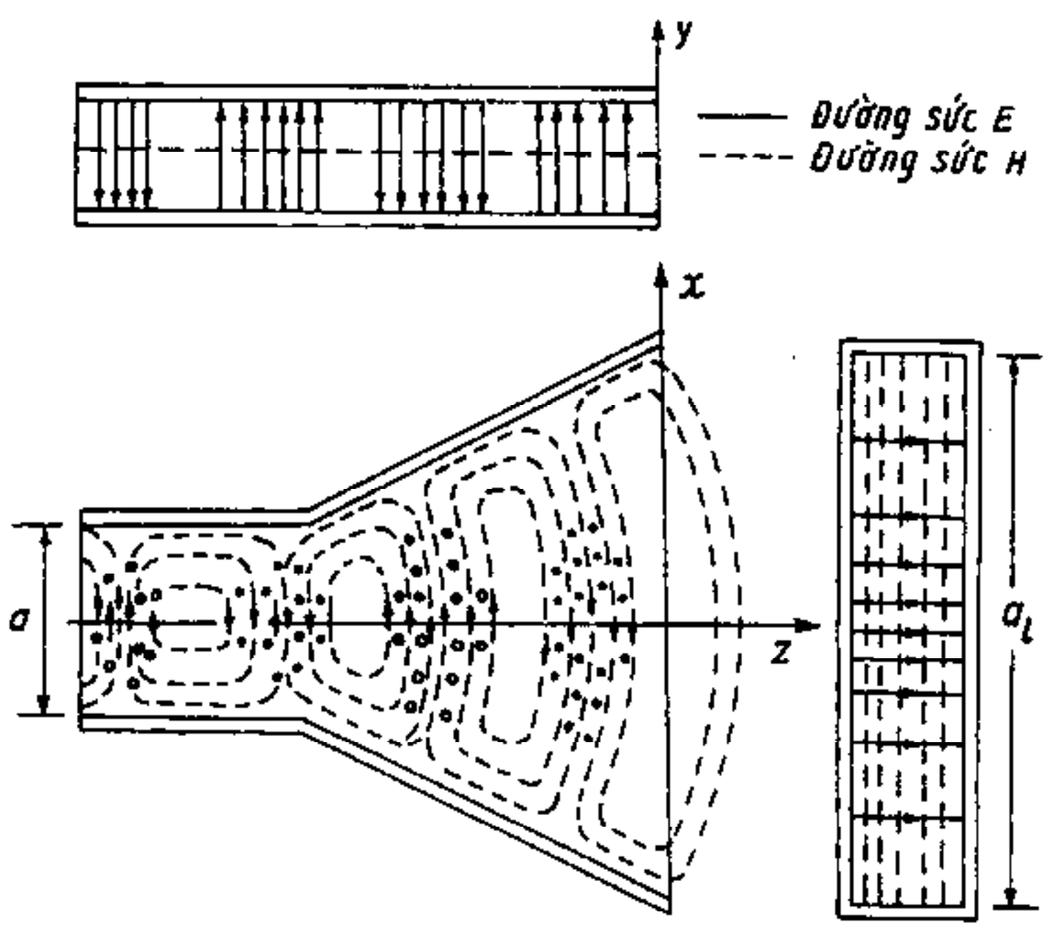
a) Loa H

Hình 25.4 vẽ cấu trúc của trường trong *loa mở theo mặt H* khi loa được kích thích bởi sóng H_{10}. Ở đoạn ống dẫn sóng, ta có sóng phẳng, còn ở trong loa ta có sóng trụ (mặt sóng là một phần của mặt trụ, có trục đi qua đỉnh O của loa – xem hình 25.3). Vì vậy trường ở trong loa sẽ biểu thị qua hàm trụ – *hàm Hankel*. Khi tính trường ở khoảng cách đủ lớn (tính từ đỉnh O) có thể sử dụng các công thức tiệm cận của hàm Hankel và ta sẽ nhận được biểu thức sau:

$$E_y(\rho) = \frac{B}{\sqrt{\rho}} \cos\left(\frac{\pi}{2\Phi_o}\Phi\right) e^{-ik\rho} \tag{25.4}$$

trong đó, B là hằng số đặc trưng cho biên độ của trường ở điểm M, tại khoảng cách ρ kể từ đỉnh; Φ là góc hợp bởi trục z và hướng khảo sát.

Sự giảm biên độ của trường theo $\frac{1}{\sqrt{\rho}}$ là đặc trưng cho sóng trụ. Hàm hân bố $\cos\left[\left(\frac{\pi}{2\Phi_o}\right)\Phi\right]$ đảm bảo thỏa mãn điều kiện bờ bằng không đối với thành phần tiếp tuyến của điện trường trên vách hẹp của loa (khi $\Phi = \Phi_o \rightarrow E_y = 0$). Thừa số $e^{-ik\rho}$ chứng tỏ sóng truyền trong loa với vận tốc pha bằng vận tốc ánh sáng. Thực ra thì vận tốc pha của sóng tại mỗi mặt cắt ngang của loa có giá trị gần với vận tốc pha của sóng H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật với bề rộng bằng bề rộng của loa tại thiết diện khảo sát. Như vậy, vận tốc pha của sóng dọc theo loa sẽ giảm dần bắt đầu từ giá trị $v = \frac{c}{\sqrt{1-(\lambda/2a)^2}}$ tới giá trị $v = c$ (thực tế có thể coi $v \approx c$ ở khoảng cách không lớn so với cổ loa). Đối với điểm A bất kỳ ở miệng loa (xem hình 25.3) ta có $\rho = \sqrt{R^2 + y^2}$.



Hình 25.4.

Khi loa có góc mở không lớn ($2\Phi_o < 60^o$) có thể coi:

$$\Phi_o \approx \text{tg}\Phi_o = \frac{a_l}{2R}; \quad \Phi \approx \text{tg}\Phi = \frac{x}{R}; \quad y << R; \rho \approx R + \frac{x^2}{2R}$$

a_l là kích thước của miệng loa (xem hình 25.4).

Khi ấy biểu thức (25.4) sẽ có dạng:

$$E_y(x) \approx E_o \cos\left(\frac{\pi x}{a_l}\right) e^{-ikx^2/2R}, \tag{25.5}$$

trong đó, E_o – biên độ của trường ở tâm của miệng loa. Trong công thức này, ta cũng bỏ qua thừa số pha e^{-kiR}.

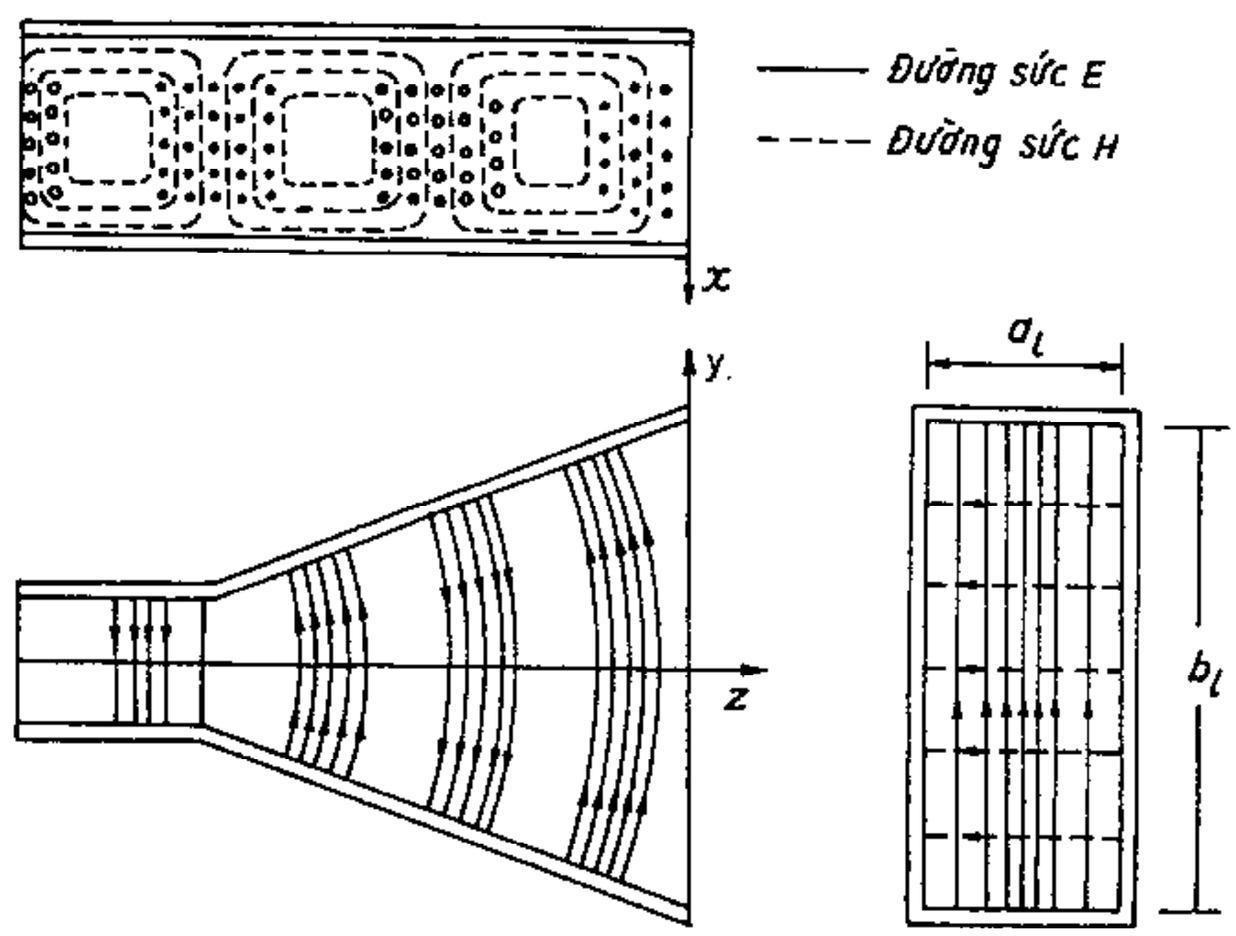
Như vậy, phân bố biên độ của trường ở miệng loa cũng giống phân bố trường ở trong ống dẫn sóng chữ nhật, còn pha của trường thì biến đổi theo quy luật bậc 2.

$$\psi(x) \approx \frac{-kx^2}{2R} = -0{,}5\, kR\Phi^2 \tag{25.6}$$

b) Loa E

Hình 25.5 vẽ cấu trúc của trường trong *loa mở theo mặt E*.

Trong trường hợp này sóng trong loa cũng là sóng trụ nhưng do kích thước của loa trong mặt phẳng *H* không biến đổi nên vận tốc pha của sóng sẽ không biến đổi và có giá trị bằng vận tốc pha của sóng trong ống dẫn sóng.



Hình 25.5.

Cũng suy diễn như ở trên, ta sẽ nhận được biểu thức gần đúng đối với phân bố biên độ và pha của trường ở miệng loa:

$$E_y(x,y) \approx E_o \cos\left(\frac{\pi x}{b_l}\right) e^{-iky^2/2R} \tag{25.7}$$

trong đó, $k = \dfrac{2\pi}{\Lambda}$, với Λ là bước sóng trong ống dẫn sóng.

c) Loa tháp

Loa tháp (hình 25.2c) có thể được coi như tổ hợp của một loa *E* và một loa *H*. Khi ấy, phân bố trường ở miệng loa trong mặt phẳng *E* sẽ giống như đối với loa mở theo mặt *E*, còn phân bố trường trong mặt phẳng *H* sẽ giống như đối với loa mở theo mặt *H*. Tuy nhiên, vì kích thước loa được mở theo cả hai mặt phẳng nên sóng trong loa sẽ dạng gần với sóng cầu. Phân bố trường ở miệng loa có thể được xác định gần đúng bởi biểu thức:

$$E_y(x, y) = E_o \cos\left(\frac{\pi x}{a_l}\right) e^{-iky^2/2R_E} e^{-ikx^2/2R_H} \tag{25.8}$$

trong đó, R_E và R_H là độ dài của loa mở theo mặt E và của loa mở theo mặt H.

d) Loa nón

Loa nón (hình 15.2d) thường được kích thích bởi sóng H_{11}. Vì loa có tính đối xứng trục nên mặt phẳng phân cực của sóng sẽ rất kém ổn định. Sóng truyền trong loa là sóng cầu. Phân bố biên độ của trường ở miệng loa cũng gần giống phân bố biên độ của sóng trong ống dẫn sóng tròn, còn phân bố pha thì giảm dần từ tâm ra mép ngoài theo qui luật bậc 2.

§25.4. BỨC XẠ CỦA LOA H

Áp dụng các công thức của lý thuyết bức xạ mặt ta sẽ xác định được trường bức xạ của loa H với phân bố của trường ở miệng loa theo (25.5) và sau đó tìm được hàm phương hướng trong các mặt phẳng như sau:

Trong mặt phẳng E

$$F_\theta(\theta) = \frac{1 + \cos\theta}{2} \times \frac{\sin\left(\frac{kb_1}{2}\right)\sin\theta}{\frac{kb_1}{2}\sin\theta} \tag{25.9}$$

Trong mặt phẳng H

$$F_\varphi(\theta) = (1 + \cos\theta)\left[e^{iV_1}\left\{(C(u_1) + C(u_2)) - i(S(u_1) + S(u_2))\right\} + \right.$$
$$\left. + e^{iV_2}\left\{(C(u_3) + C(u_4)) - i(S(u_3) + S(u_4))\right\}\right] \tag{25.10}$$

trong đó:

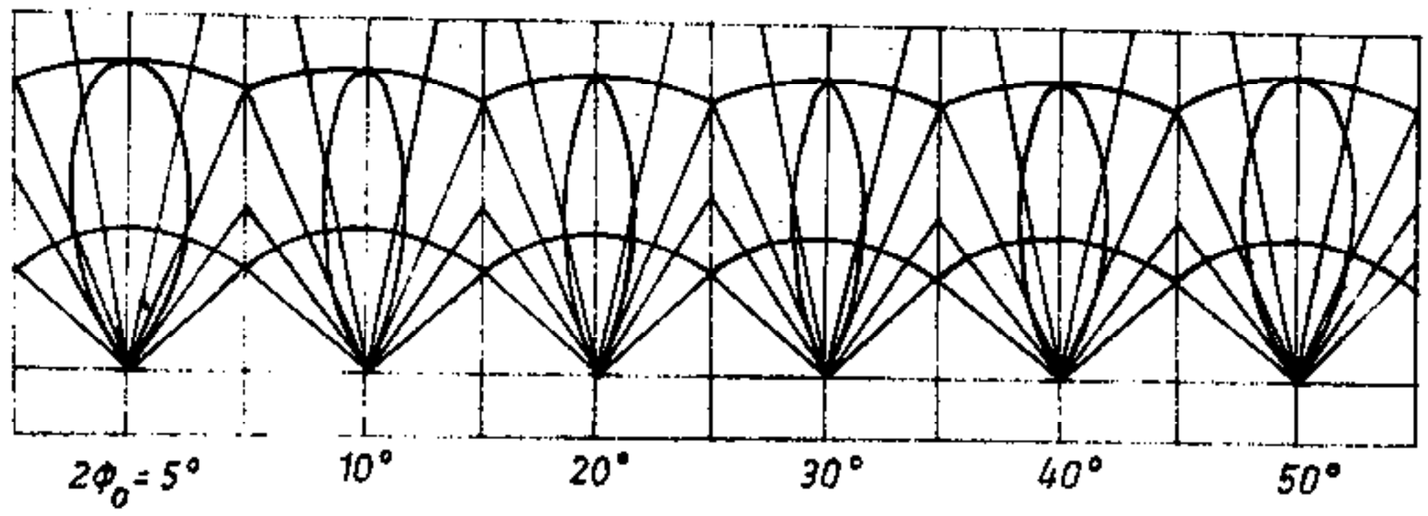
$$v_{1,2} = \frac{\lambda\pi R}{4}\left(\frac{1}{a_1} \pm \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)^2$$

Còn $C(u)$ và $S(u)$ là các tích phân Fresnel

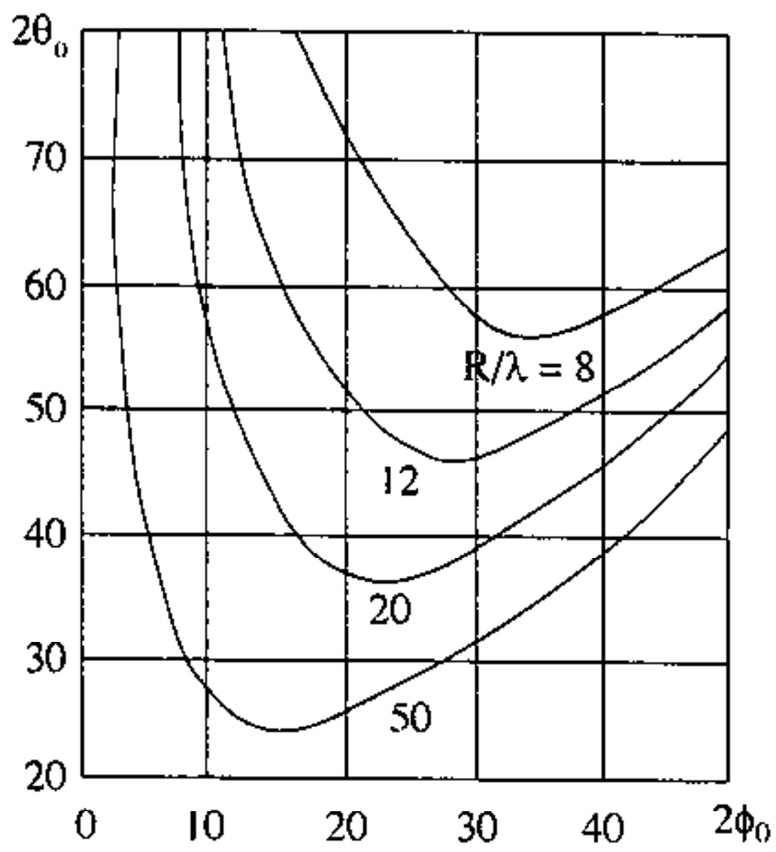
$$u_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{a_1}{\sqrt{\lambda R}} \pm \sqrt{\lambda R}\left(\frac{1}{a_1} + \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)\right]$$

$$u_{3,4} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{a_1}{\sqrt{\lambda R}} \pm \sqrt{\lambda R}\left(\frac{1}{a_1} - \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)\right]$$

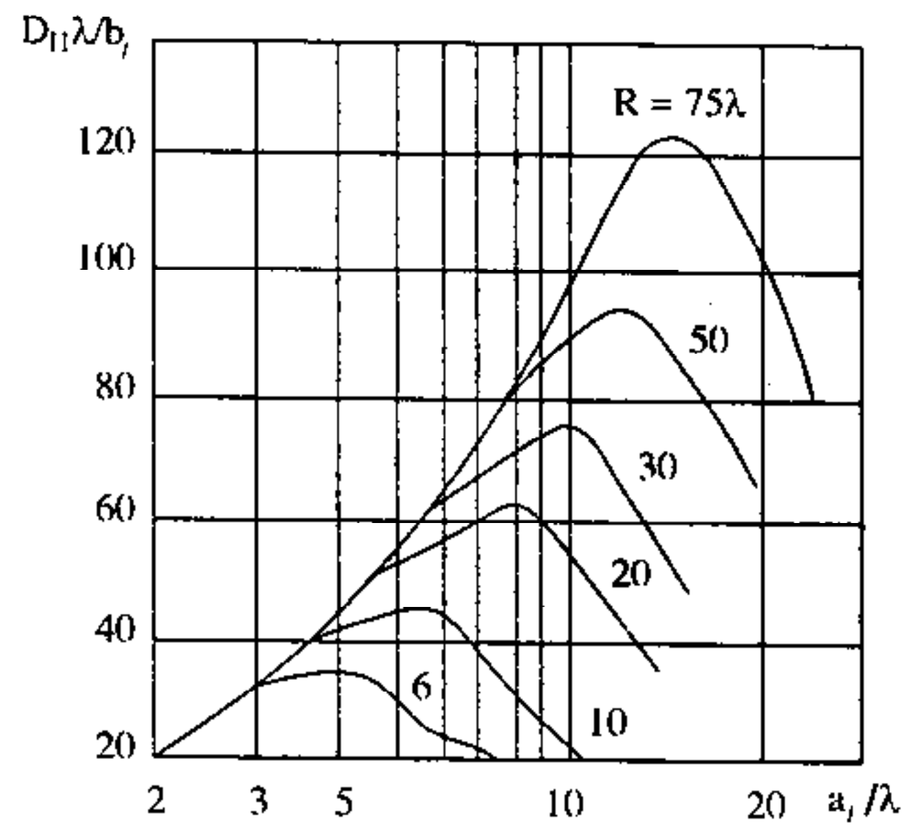
Hình 25.6 vẽ đồ thị phương hướng trong mặt phẳng H của loa H khi loa có độ dài 10λ, ứng với các góc mở $2\Phi_o$ khác nhau. Hình 25.7 là đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của độ rộng đồ thị phương hướng theo góc mở, ứng với các giá trị cố định của độ dài R.



Hình 25.6.



Hình 25.7.



Hình 25.8.

Ở đây có thể nhận thấy một điều là có một góc mở tối ưu ($2\Phi_{opt}$) để khi ấy đồ thị phương hướng có độ rộng cực tiểu. Vì vậy, khi tăng góc mở của loa thì ban đầu đồ thị sẽ hẹp lại (do việc tăng kích thước của miệng loa theo mặt phẳng *H*), nhưng khi tăng quá giá trị tối ưu thì đồ thị lại mở rộng (do việc tăng sai pha ở miệng anten).

Hệ số định hướng của anten được xác định theo công thức của lý thuyết bức xạ mặt.

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_s E(x, y)\, ds \right|^2}{\int_s |E(x, y)|^2\, ds}, \qquad \textbf{(25.11)}$$

trong đó, $E(x, y)$ là hàm phân bố trường ở miệng loa, tính theo (25.5).

Kết quả tính toán cho ta:

$$D_H = \frac{4\pi b_l R}{\lambda a_l}\left[C(p_1) + C(p_2)\right]^2 + \left[S(p_1) + S(p_2)\right]^2 \qquad \textbf{(25.12)}$$

trong đó, $$p_{1,2} = v' \pm 1/2v' \; ; \; v' = \frac{a_l}{\sqrt{2\lambda R}} \qquad \textbf{(25.13)}$$

Hình 25.8 vẽ đồ thị phụ thuộc của hệ số định hướng của loa H với kích thước loa, ứng với các giá trị R cố định.

Tính toán về anten loa đã cho biết rằng đối với loa tối ưu thì độ sai pha cực đại ψ_{max} có giá trị bằng $3\pi/4$ (ψ_{max} là độ sai pha giữa mép loa và tâm).

Vì $\psi = k\left[\sqrt{R^2 + (a_l/2)^2} - R^2\right]$, nên với giả thiết $(a_l/2)^2 << R^2$ sẽ nhận được độ dài tối ưu của loa bằng

$$R_{opt} = \frac{a_l^2}{3\lambda} \tag{25.14}$$

Diện tích bức xạ hiệu dụng của anten và hệ số sử dụng bề mặt cũng được xác định theo các công thức của lý thuyết bức xạ mặt. Kết quả tính toán cho ta:

$$v = \frac{\lambda R}{a_l^2}\left[C(p_1) + C(p_2)\right]^2 + \left[S(p_1) + S(p_2)\right]^2\Big\} \tag{25.15}$$

Đối với loa tối ưu ta nhận được $v = 0{,}64$, và độ rộng của đồ thị phương hướng trong mặt phẳng H:

$$2\theta_{1/2} = 80^\circ \frac{\lambda}{a_l} \tag{25.16}$$

§25.5. BỨC XẠ CỦA LOA E

Với qui luật phân bố trường xác định theo (25.7), ta xác định được hàm phương hướng của loa E trong hai mặt phẳng chính như sau:

Trong mặt phẳng H

$$F_\varphi(\theta) = \frac{\pi^2}{8}(1 + \cos\theta) \times \frac{\cos\left(\frac{ka_l}{2}\sin\theta\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka_l}{2}\sin\theta\right)^2} \tag{25.17}$$

Trong mặt phẳng E

$$F_\theta(\theta) = (1 + \cos\theta)\sqrt{\left[C(u'_1) + C(u'_2)\right]^2 + \left[S(u'_1) + S(u'_2)\right]^2} \tag{25.18}$$

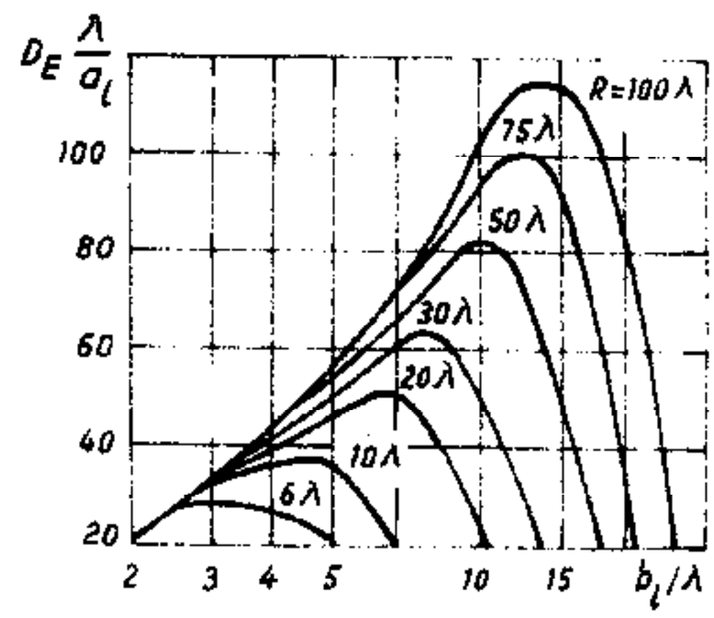
trong đó, $$u'_{1,2} = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\sqrt{\alpha b_l^2} \pm \frac{kb_l \sin\theta}{4\sqrt{\alpha b_l^2}}\right); \ \alpha = \frac{k}{2R}$$

Hệ số định hướng của loa E được xác định theo công thức:

$$D_E = \frac{64 a_l R}{\pi\lambda b_l}\left[C^2(q) + S^2(q)\right] \tag{25.19}$$

trong đó: $$q = \frac{b_l}{\sqrt{2\lambda R}} \qquad (25.20)$$

Hình 25.9 là đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của hệ số định hướng của loa E theo kích thước loa, ứng với các giá trị R khác nhau.



Hình 25.9

Đối với loa E, điều kiện tối ưu sẽ ứng với $\psi_{max} = \pi/2$. Từ đó ta nhận được độ dài tối ưu:

$$R_{opt} = \frac{b_l^2}{2\lambda} \qquad (25.21)$$

Với loa E tối ưu, hệ số sử dụng bề mặt đạt được $v = 0{,}64$, còn độ rộng đồ thị phương hướng trong mặt phẳng E bằng:

$$2\theta_{1/2} \approx 56^\circ \frac{\lambda}{b_l} \qquad (25.22)$$

§25.6. BỨC XẠ CỦA LOA HÌNH THÁP (LOA E & H)

Vì loa tháp có thể được xem là tổ hợp của loa E và loa H nên đồ thị phương hướng của loa trong mặt phẳng E và H có thể được xác định theo các công thức tương ứng (25.16) ÷ (25.17) và (25.9) ÷ (25.10). Nếu kích thước của miệng loa lớn hơn λ thì phân bố trường ở miệng loa sẽ phân ly theo x, y (công thức (25.8) và đồ thị phương hướng ở hai mặt phẳng chính chỉ phụ thuộc vào kích thước của miệng loa trong mỗi mặt phẳng.

Hệ số định hướng của loa tháp có thể được xác định theo công thức (25.11) khi thay $E(x, y)$ bởi (25.8). Sau khi tính toán sẽ nhận được

$$D = \frac{8\pi R_E R_H}{a_l b_l}\left\{\left[C(p_1) + C(p_2)\right]^2 + \left[S(p_1) + S(p_2)\right]^2\right\} + \left[C^2(q) + S^2(q)\right] \qquad (25.23)$$

trong đó, p_1 và p_2 được xác định theo công thức (25.13) với $R = R_H$;
q được xác định theo công thức (25.20) với $R = R_E$.

Cũng có thể biểu thị hệ số định hướng của loa tháp qua hệ số định hướng của loa E và loa H. Thật vậy, nếu so sánh (25.23) với (25.12) và (25.19) ta sẽ được

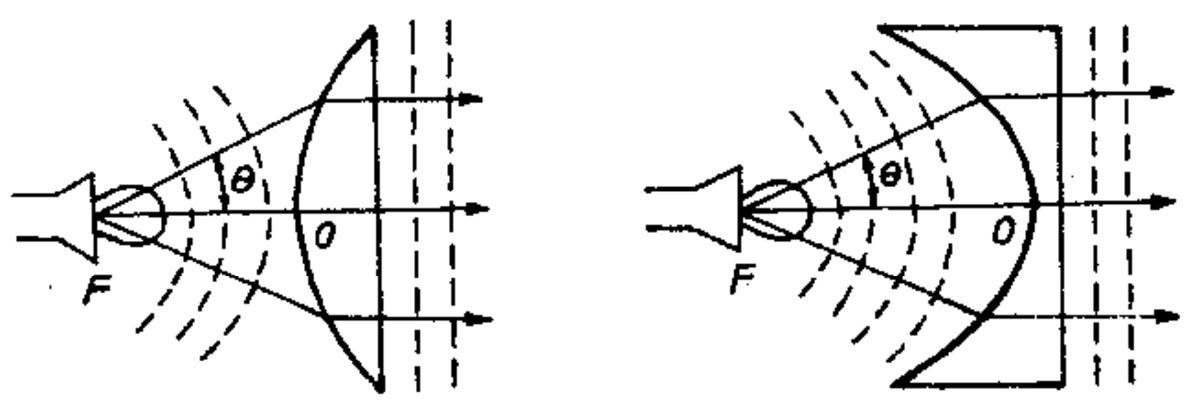
$$D = \frac{\pi}{32}\left(D_H \frac{\lambda}{b_1}\right)\left(D_E \frac{\lambda}{a_1}\right) \qquad (25.24)$$

Khi sai pha của trường ở miệng loa trong các mặt phẳng E và H bằng $\pi/2$ và $3\pi/2$ thì ta có loa tháp tối ưu. Khi ấy với độ dài loa cho trước sẽ có hệ số định hướng cực đại. Hệ số sử dụng bề mặt của loa tháp tối ưu bằng $v = 0{,}5$.

Chương XXVI
ANTEN THẤU KÍNH

§26.1. CÁC LOẠI ANTEN THẤU KÍNH

Anten thấu kính thuộc loại anten mặt. Mặt bức xạ của nó được kích thích bởi trường do một nguồn sóng sơ cấp đưa tới. Nguyên lý hoạt động của anten thấu kính cũng tương tự nguyên lý của thấu kính quang học. Khi truyền qua môi trường thấu kính (môi trường có thông số, hình dạng, và kết cấu đặc biệt), dạng của mặt sóng sơ cấp sẽ biến đổi và hình thành một quy luật phân bố mới (đối với biên độ và pha) của trường ở mặt ra của thấu kính (trong trường hợp anten phát, mặt này chính là mặt bức xạ). Nếu thấu kính được cấu tạo thế nào để mặt bức xạ của thấu kính được kích thích đồng pha thì sóng bức xạ từ bề mặt sẽ là sóng phẳng (các tia bức xạ song song nhau). Trong trường hợp anten thu thì quá trình biến đổi mặt sóng được diễn ra ngược lại, nghĩa là thấu kính sẽ biến đổi sóng phẳng thành sóng cầu hội tụ tại tiêu điểm. Thấu kính như vậy được gọi là thấu kính hội tụ (hình 26.1). Thấu kính hội tụ được ứng dụng để thiết lập những anten có đồ thị phương hướng hẹp. Trong một số trường hợp nó được đặt ở miệng của anten loa để cải thiện đặc tính phân bố trường ở miệng loa, nhằm cải thiện đặc tính phương hướng của anten loa.



Hình 26.1.

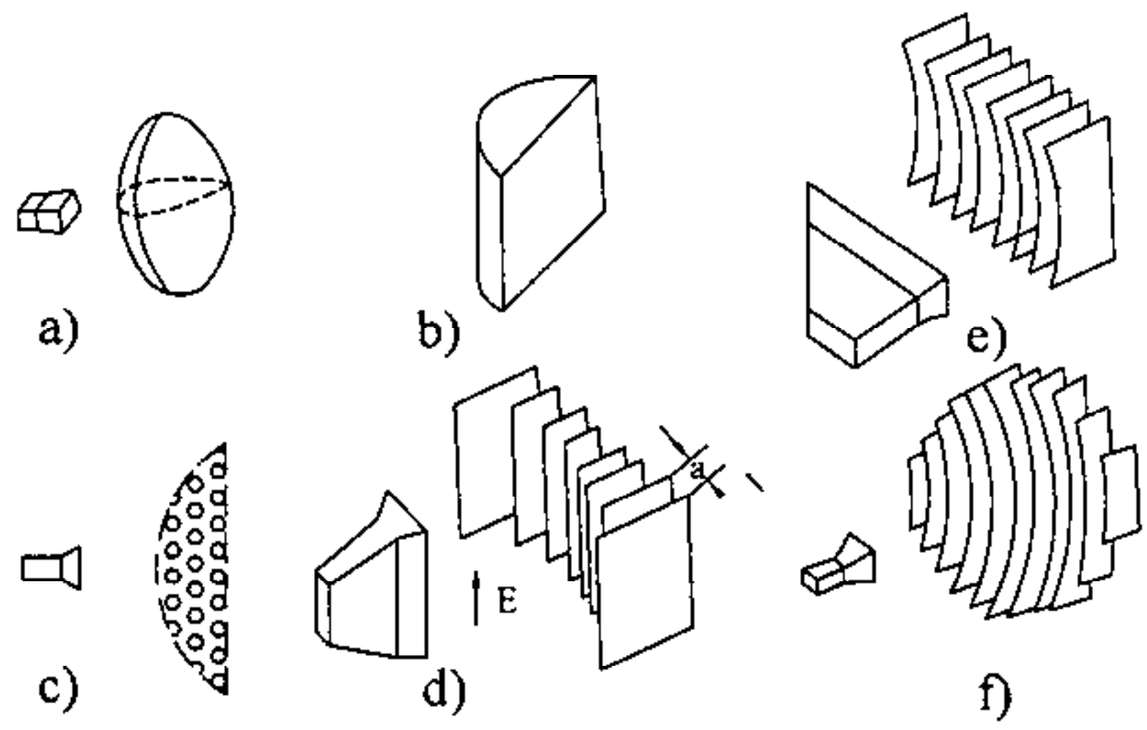
Ngoài các thấu kính hội tụ còn có các thấu kính có hình dạng phức tạp hơn, cho phép biến đổi sóng sơ cấp để tạo ra ở mặt bức xạ một qui luật phân bố trường cho trước, ứng với việc thiết lập đồ thị phương hướng dạng đặc biệt. Ta gọi loại thấu kính này là thấu kính đặc biệt. Trong chương này sẽ chỉ thảo luận về các thấu kính hội tụ.

Một số loại anten thấu kính hội tụ được vẽ ở hình 26.2.

Ở hình vẽ, ta có các loại thấu kính điện môi (hình 26.2a,b), thấu kính giả điện môi hoặc còn gọi là thấu kính điện môi kim loại (hình 26.2c), và các thấu kính kim loại

(hình 26.2d,e,f). Mỗi *anten thấu kính* gồm có hai phần chính là *thấu kính* và *bộ chiếu xạ*. Tùy theo thấu kính là loại đối xứng trục hay hình trụ mà bộ chiếu xạ có hình dạng thích hợp để tạo thành sóng sơ cấp đưa tới thấu kính.

Việc tạo thành chùm tia song song ở mặt ra của thấu kính có thể do sự khúc xạ sóng tại một mặt thấu kính hay tại cả hai mặt (tùy theo từng kết cấu cụ thể). Trong trường hợp đầu, thấu kính được gọi là *thấu kính một mặt*, còn trong trường hợp sau, được gọi là *thấu kính hai mặt*.



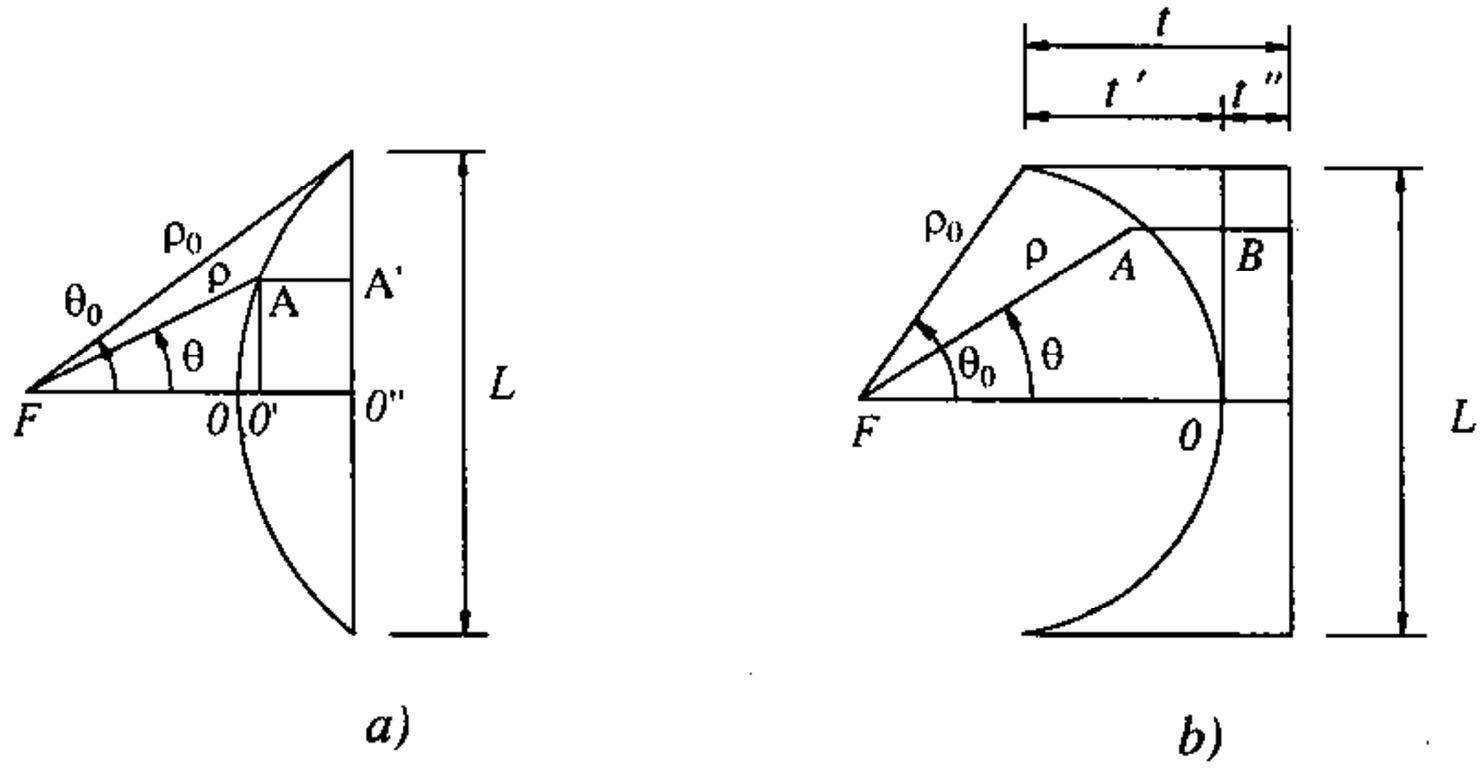
Hình 26.2.

Theo quan điểm quang hình, điều kiện hội tụ (tức là điều kiện cân bằng về độ dài quang học của các tia tính từ tâm pha của bộ chiếu xạ đến mặt ra của thấu kính) có thể được thỏa mãn bằng cách:

– Tăng độ dài quang học của tia đi qua tâm so với các tia ở ngoài. Trong trường hợp này ta gọi thấu kính là *thấu kính chậm*. Vận tốc pha của sóng trong thấu kính nhỏ hơn vận tốc ánh sáng, chiết suất của môi trường thấu kính $n = \frac{c}{v} > 1$. Rõ ràng thấu kính chậm sẽ là thấu kính lồi (hình 26.3a).

– Giảm độ dài quang học của các tia ở ngoài so với các tia đi qua tâm thấu kính. Trong trường hợp này ta gọi thấu kính là *thấu kính nhanh*. Vận tốc pha của sóng lớn hơn vận tốc ánh sáng. Chiết suất của môi trường $n = \frac{c}{v} < 1$.

Rõ ràng, thấu kính nhanh sẽ là thấu kính lõm (hình 26.3b).



Hình 26.3.

Ngoài các thấu kính nhanh và chậm còn có *thấu kính đoản trình*, trong đó việc hình thành sóng phẳng được thực hiện bằng cách tăng độ dài hình học của tia khi không biến đổi vận tốc pha.

Nếu chiết suất của môi trường thấu kính không biến đổi thì ta gọi thấu kính là *thấu kính đồng nhất*. Trường hợp ngược lại thì ta có thấu kính bất đồng nhất.

§26.2. PHƯƠNG TRÌNH CỦA THẤU KÍNH MỘT MẶT

Ta hãy khảo sát Phương trình mặt nghiêng của thấu kính một mặt, nghĩa là thấu kính có một mặt cong và một mặt phẳng. Phương trình này có thể rút ra được từ điều kiện cân bằng pha của sóng tại mặt ra của thấu kính khi sóng bức xạ theo các tia khác nhau.

a) Thấu kính chậm (hình 26.3a). Phương trình mặt nghiêng của thấu kính cần được chọn sao cho pha của trường tại các điểm A và O' phải giống nhau (A là điểm chọn tùy ý). Vì $AA' = O'O''$ nên pha của trường tại A' và O'' cũng sẽ giống nhau, ta có mặt ra của thấu kính là mặt đẳng pha.

Gọi k là hệ số pha của sóng trong môi trường không khí, k' là hệ số pha của sóng trong thấu kính, ta có

$$k' = nk\,, \tag{26.1}$$

với $n = \dfrac{v}{c}$ là chiết suất của môi trường thấu kính.

Điều kiện cân bằng pha của sóng tại A và O' được viết như sau:

$$kFA = kFO + k'OO' \tag{26.2}$$

Ở đây F là tâm pha của bộ chiếu xạ. Nếu chọn F trùng với gốc tọa độ của hệ tọ độ độc cực thì A' sẽ được xác định bởi bán kính ρ và góc θ. Thay $FA = \rho$; $FO = f$; $OO' = FO' - FO = \rho\cos\theta - f$; và $k' = nk$, sau khi biến đổi sẽ nhận được phương trình của thấu kính:

$$\rho = \frac{f(n-1)}{n\cos\theta - 1} \tag{26.3}$$

Trong trường hợp thấu kính chậm, $n > 1$, công thức (26.3) biểu thị phương trình của đường hypecbôl trong hệ tọa độ độc cực, tiêu điểm của hypecbôl trùng với gốc tọa độ, còn n là tâm sai.

Độ dày của thấu kính $t = OO''$ được xác định theo hệ thức

$$t = \rho_o\cos\theta_o - f \tag{26.4}$$

trong đó, (ρ_o, θ_o) là tọa độ của điểm nằm ngoài mép thấu kính. Theo hình 26.3a thì $\rho_o = L/2\sin\theta_o$, với L là kích thước mặt ra của thấu kính.

Rút f từ (26.3) và thay vào (26.4) sẽ nhận được

$$t = \frac{L}{2(n-1)} \operatorname{tg}\frac{\theta_o}{2} \tag{26.5}$$

Vì chỉ có các điện môi mới có $n > 1$ nên thấu kính chậm trong thực tế được cấu tạo từ các vật liệu điện môi có ε lớn.

Để giảm trọng lượng, giảm giá thành của thấu kính, cũng đồng thời là giảm tổn hao sóng qua thấu kính, cần làm sao để giảm độ dày của thấu kính đến cực tiểu. Vì kích thước L của thấu kính có quan hệ đến độ rộng của đồ thị phương hướng nên việc giảm độ dài thấu kính rõ ràng là chỉ có thể được thực hiện bằng cách tăng chiết suất n, hoặc giảm góc mở θ_o của thấu kính.

Khi tăng n, sự phản xạ sóng từ bề mặt thấu kính sẽ tăng. Vì vậy thường chọn $n > 2$. Khi giảm góc mở θ_o thì tiêu cự thấu kính sẽ tăng, do đó sẽ tăng kích thước của thấu kính theo chiều dọc. Vì vậy thường chọn góc mở sao cho $f \approx L$.

b) Thấu kính nhanh (hình 26.3b). Tính toán phương trình mặt nghiêng của thấu kính nhanh cũng được tiến hành theo cách tương tự như đối với thấu kính chậm. Từ điều kiện cân bằng pha của trường tại O và B ta rút ra được phương trình mặt nghiêng của thấu kính:

$$\rho = \frac{f(n-1)}{1 - n\cos\theta} \tag{26.6}$$

Công thức (26.6) cũng có dạng giống như (26.3) nhưng khi $n < 1$ nó là phương trình của đường elip trong hệ tọa độ độc cực.

Độ dày của thấu kính được xác định theo công thức:

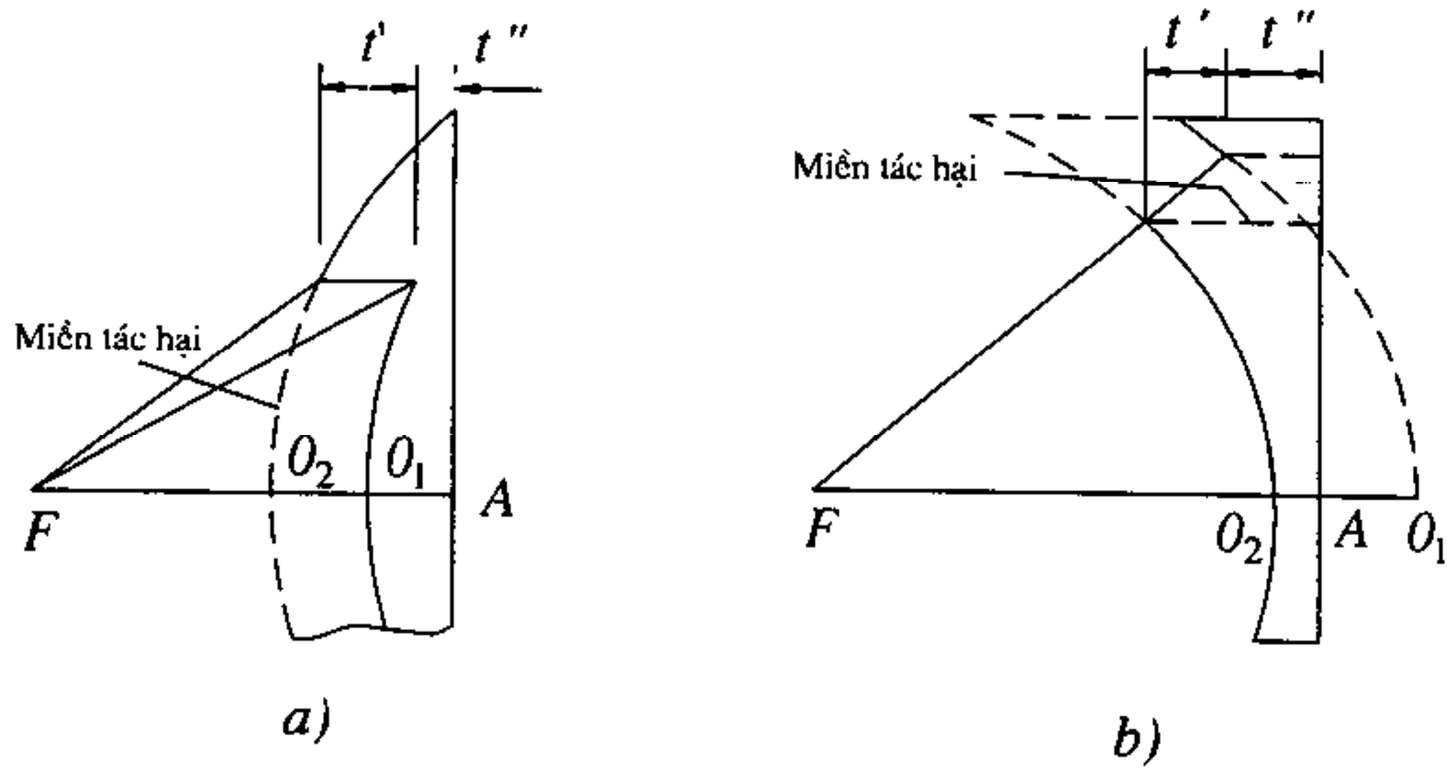
$$t = \frac{L}{2(1-n)} \operatorname{tg}\frac{\theta_o}{2} \tag{26.7}$$

Ở đây, độ dày của thấu kính được quy ước là kích thước lớn nhất tính theo chiều dọc của thấu kính (nghĩa là độ dày ở ngoài mép) khi coi độ dày ở giữa thấu kính bằng không (xem hình 26.3b). Khi cho trước kích thước của mặt mở thì có thể giảm độ dày thấu kính bằng cách giảm n hoặc giảm θ_o. Thực tế, không chọn $n \leq 0{,}5$ để tránh sự phản xạ sóng từ bề mặt thấu kính, còn θ_o được chọn giống như đối với thấu kính chậm.

Vì chỉ có môi trường trong ống dẫn sóng hoặc giữa hai mặt phẳng dẫn điện song song là có $n < 1$ nên trong thực tế thấu kính nhanh được cấu tạo từ các tấm kim loại đặt song song với nhau (hình 26.2d,e,f).

c) Thấu kính nhiều bậc. Khi tăng kích thước của mặt mở thấu kính, độ dày của thấu kính cũng tăng theo, do đó cũng đồng thời tăng trọng lượng và tăng tổn hao sóng của khi truyền qua thấu kính. Để giảm độ dày của thấu kính có thể dùng phương pháp phân vùng, cắt lớp để tạo thành thấu kính nhiều bậc với độ dày nhỏ (hình 26.4). Để đảm bảo sự đồng pha của các tia sóng khi chúng đi qua các vùng khác nhau của thấu kính

nhiều bậc cần làm sao để độ dài quang học của các tia ấy khác nhau một số nguyên lần bước sóng. Như vậy, độ dài quang học của các tia đi qua hai vùng kế cận nhau cần có hiệu bằng một bước sóng. Bây giờ chúng ta hãy xác định dạng của mặt nghiêng thấu kính.



Hình 26.4.

Trường hợp thấu kính chậm. Từ hình (26.4a) ta thấy độ dài quang học của tia truyền trên đoạn FO_1 khi chưa cắt lớp có giá trị bằng $FO_2 + nO_2O_1$, còn sau khi cắt lớp sẽ bằng FO_1. Từ điều kiện đảm bảo sự đồng pha của các tia đi qua hai vùng kề nhau, ta có:

$$(FO_2 + nd) - FO_1 = \lambda \tag{26.8}$$

trong đó, $d = O_2O_1$ là độ dày của lớp cắt tính theo trục quang.

Vì $FO_2 = FO_1 - d$ nên

$$d = \frac{\lambda}{(n-1)} \tag{26.9}$$

Tiêu cự của lớp thấu kính thứ hai FO_2 và tiêu cự của lớp thấu kính thứ nhất FO_1 có quan hệ với nhau bởi

$$f_2 = f_1 - d = f_1 - \frac{\lambda}{n-1} \tag{26.10}$$

Dễ dàng chứng minh rằng tiêu cự của lớp thấu kính thứ m sẽ bằng:

$$f_m = f_1 - (m-1)\,d = f_1 - \frac{(m-1)\lambda}{n-1} \tag{26.11}$$

Như vậy, phương trình mặt nghiêng của thấu kính chậm nhiều bậc sẽ là họ của các đường hypecbol có tiêu điểm chung. Ở hình 26.4a độ dày của thấu kính chậm nhiều bậc bằng

$$t = t' + t'' = \frac{\lambda}{n-1} + t'' \tag{26.12}$$

Trường hợp thấu kính nhanh. Dựa vào hình 26.4b, cũng tiến hành phân tích như trường hợp trên sẽ nhận được khoảng cách nhảy bậc giữa 2 miền

$$d = \frac{\lambda}{1 - n} \tag{26.13}$$

và tiêu cự của lớp thấu kính thứ m

$$f_m = f_1 + \frac{(m-1)\lambda}{1 - n} \tag{26.14}$$

Nhược điểm của thấu kính nhiều bậc là có xuất hiện các miền tác hại ở gianh giới giữa hai vùng. Tại các miền này sóng sẽ bị khuếch tán (như ở hình 26.4a), hoặc sóng không truyền qua (như ở hình 26.4b). Kết quả là hệ số định hướng của anten sẽ bị giảm và mức bức xạ phụ sẽ tăng.

§26.3. PHÂN BỐ TRƯỜNG Ở MIỆNG THẤU KÍNH

Ta hãy khảo sát phân bố biên độ trường ở mặt mở của thấu kính khi mặt mở là mặt đồng pha.

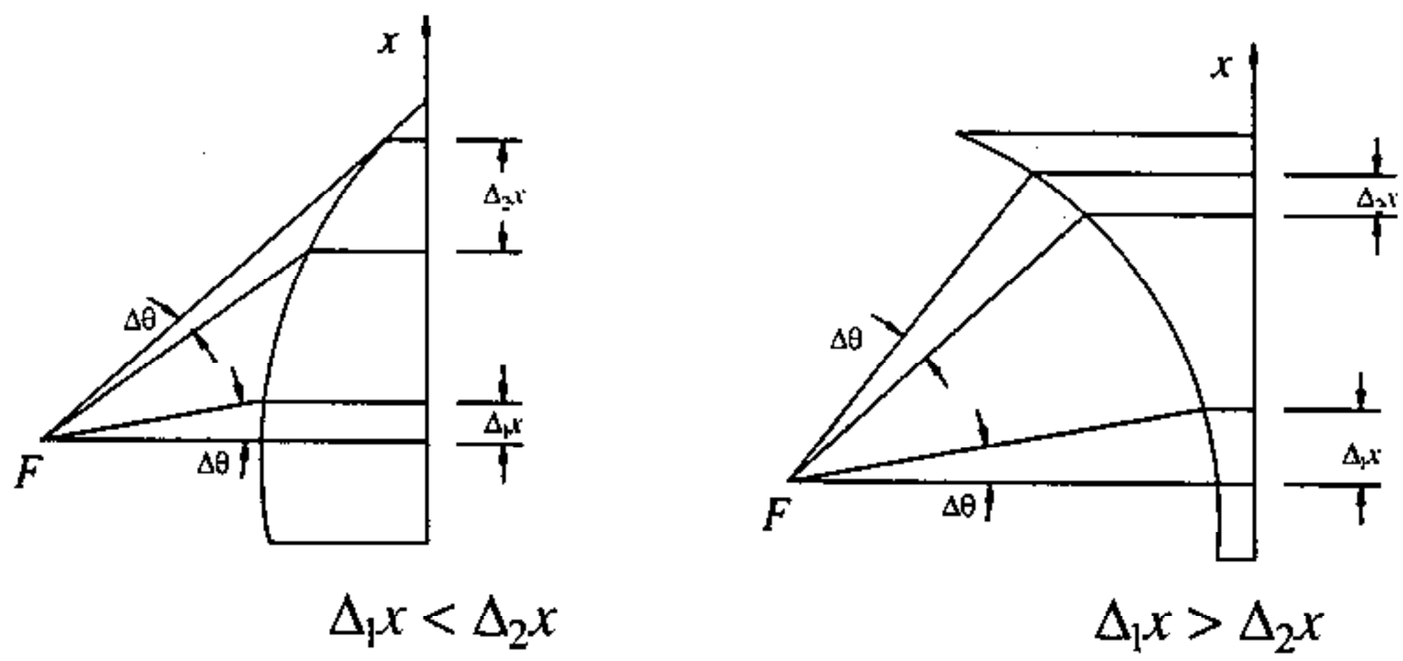
Giả sử thấu kính khảo sát là loại hình trụ, và bộ chiếu xạ của thấu kính có đồ thị phương hướng chuẩn hóa theo công suất là $F^2(\theta)$. Ký hiệu $p(\theta)$ là mật độ góc của công suất bức xạ, còn $p(\theta)_{max}$ là mật độ góc của công suất ở hướng cực đại, ta có quan hệ

$$F^2(\theta) = \frac{p(\theta)}{P(\theta)_{max}}$$

Gọi $S(x)$ là mật độ thông lượng công suất tại mặt mở của thấu kính (giả thiết phân bố biên độ theo phương của các đường sinh là đều), xuất phát từ điều kiện cân bằng năng lượng của các tia chiếu xạ trong giới hạn góc $\Delta\theta$ và năng lượng của các tia bức xạ qua mặt mở trên đoạn Δx (xem hình 26.5), ta có thể viết:

$$p(\theta)\Delta\theta = S(x)\Delta x \tag{26.15}$$

trong đó, $S(x)$ là giá trị của vectơ Umov–Poynting tại tọa độ x trên mặt mở.



Hình 26.5.

Đưa (26.15) về dạng vi phân, ta có:

$$S(x) = p(\theta)\frac{d\theta}{dx} \tag{26.16}$$

Biết rằng $x = \rho\sin\theta$. Dựa vào phương trình mặt nghiêng của thấu kính (26.3) và (26.6) ta viết được.

$$x = \frac{f|n-1|\sin\theta}{|n\cos\theta - 1|} \tag{26.17}$$

Sau khi thực hiện phép vi phân theo θ đối với hai vế của (26.17) ta nhận được:

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{|n\cos\theta - 1|^2}{f|n-1||n-\cos\theta|} \tag{26.18}$$

Thay (26.18) vào (26.16) ta sẽ có:

$$S(x) = \frac{p(\theta)|n\cos\theta - 1|^2}{f|n-1||n-\cos\theta|} \tag{26.19}$$

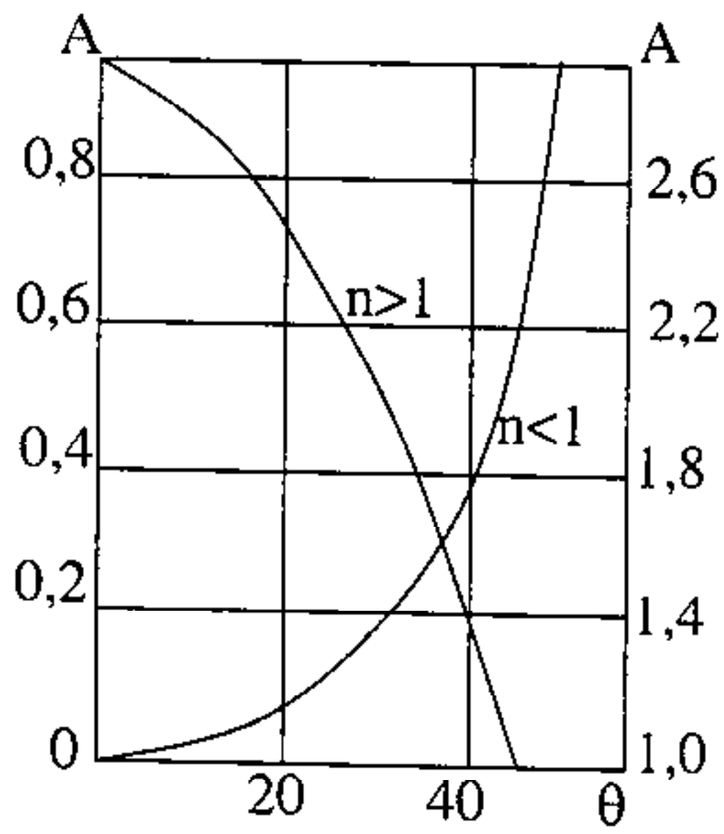
Nếu biểu diễn $S(x) = \dfrac{E^2(x)}{2W_s}$ (với W_s là trở kháng bề mặt; đối với trường hợp đang xét thì $W_s = 120\pi$) và $p(\theta) = p(\theta)_{max}F^2(\theta)$, từ (26.19) sẽ rút ra được biểu thức của $E(x)$:

$$E(x) = NF(\theta)A_1(\theta) \tag{26.20}$$

trong đó

$$\left.\begin{aligned} N &= \sqrt{\frac{2W_s p(\theta)_{max}}{f}} \\ A_1(\theta) &= \frac{|n\cos\theta - 1|}{\sqrt{|n-1||n-\cos\theta|}} \end{aligned}\right\} \tag{26.21}$$

Như vậy, hàm $A_1(\theta)$ được coi là hàm đặc trưng cho ảnh hưởng của thấu kính đến phân bố biên độ của trường trên mặt mở. Từ công thức đã nhận được ta thấy đối với thấu kính chậm ($n > 1$) ảnh hưởng của thấu kính sẽ khiến cho biên độ trường giảm dần từ tâm ra ngoài mép, còn đối với thấu kính nhanh ($n < 1$), thấu kính sẽ có ảnh hưởng ngược lại, nghĩa là dẫn tới sự tăng biên độ trường từ tâm ra ngoài mép. Đồ thị của hàm $A_1(\theta)$ được dẫn ra ở hình 26.6.



Hình 26.6.

Đối với thấu kính tròn xoay (thấu kính đối xứng trục), hàm phân bố biên độ của trường trên mặt mở cũng có dạng (26.20) nhưng trong đó hàm đặc trưng cho ảnh hưởng của thấu kính được xác định bởi

$$A_2(\theta) = \frac{1}{|n-1|}\sqrt{\frac{|n\cos\theta - 1|^3}{|n - \cos\theta|}} \tag{26.22}$$

Phân tích (26.22) cũng sẽ dẫn tới các nhận xét giống như đối với hàm $A_1(\theta)$, nghĩa là ảnh hưởng của thấu kính sẽ dẫn tới sự giảm biên độ trường về phía mép đối với thấu kính chậm ($n > 1$), và tăng biên độ trường về phía mép đối với thấu kính nhanh ($n < 1$).

Từ các kết quả trên ta thấy rằng để nhận được phân bố trường đồng đều trên mặt mở thì đối với trường hợp thấu kính chậm cần sử dụng bộ chiếu xạ có búp sóng rộng, còn trong trường hợp thấu kính nhanh có thể sử dụng bộ chiếu xạ có búp sóng hẹp.

Biết hàm phân bố biên độ của trường trên mặt mở của thấu kính ta có thể tính toán đồ thị phương hướng, hệ số định hướng và hệ số sử dụng bề mặt của anten theo các công thức đã biết của lý thuyết anten bức xạ mặt.

§26.4. PHÂN TÍCH CÁC ANTEN THẤU KÍNH THỰC TẾ

a) Thấu kính điện môi

Thấu kính điện môi thuộc loại thấu kính chậm. Chiết suất của thấu kính được xác định bởi hệ số điện môi tương đối của vật liệu chế tạo, theo công thức:

$$n = \sqrt{\varepsilon'}.$$

Thấu kính điện môi có ưu điểm là dải tần rộng và tính chất hội tụ của nó không phụ thuộc vào sự phân cực của sóng. Điều này cũng dễ dàng nhận thấy vì n không phụ thuộc vào tần số và sự phân cực của sóng truyền qua. Tuy nhiên, nhược điểm của thấu kính điện môi là có gây tổn hao đối với sóng truyền qua. Hiệu suất của thấu kính được xác định gần đúng theo công thức

$$\eta = e^{-2\alpha t} \tag{26.23}$$

trong đó, α là hệ số suy giảm, được tính theo công thức

$$\alpha = 27{,}3\frac{t}{\lambda}n\mathrm{tg}\delta \ \ \mathrm{dB/m} \tag{26.24}$$

với δ là góc tổn hao của điện môi, t là độ dày thấu kính.

Để giảm tổn hao, cần sử dụng điện môi có $n\mathrm{tg}\delta$ nhỏ, ví dụ pôlistirôl có $n = 2{,}3$; $\mathrm{tg}\delta = 0{,}0001$.

Dùng thấu kính nhiều bậc cũng giảm được tổn hao trong điện môi vì trong trường hợp này độ dày t của thấu kính được giảm nhỏ đáng kể. Nếu dùng thấu kính có m vùng và cho trước độ không đồng đều về pha ở miệng thấu kính là Δ (sai pha của trường ở mép và tâm thấu kính) thì dải thông tần tương đối vủa thấu kính sẽ được tính theo công thức

$$2\frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} = \frac{\Delta\psi}{\pi(m-1)} \tag{26.25}$$

trong đó, $\Delta\lambda$ là độ lệch của bước sóng công tác so với bước sóng trung bình λ_o.

Giả sử thấu kính được chế tạo với độ chính xác về độ dày bằng Δt thì độ không đồng đều về pha ở miệng anten sẽ bằng

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)\Delta t \tag{26.26}$$

Khi cho trước yêu cầu đối với sự không đồng đều về pha thì với thấu kính có n càng lớn, yêu cầu độ chính xác đối với chế tạo (Δt) càng cao.

b) Thấu kính kim loại

Biết rằng không có các điện môi với $n < 1$, vì vậy chế tạo thấu kính nhanh cần sử dụng kết cấu gồm các tấm kim loại đặt song song nhau. Giả sử vectơ $\overline{E}$ của sóng tới song song với các tấm kim loại (hình 26.2d). Khi ấy, môi trường giữa hai tấm kim loại kề nhau sẽ giống như môi trường trong ống dẫn sóng chữ nhật, có kích thước trong mặt phẳng H bằng khoảng cách a giữa hai tấm kim loại. Vận tốc pha của sóng truyền qua khoảng không gian giữa hai kim loại bằng:

$$v = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}$$

Do đó chiết suất của thấu kính sẽ bằng

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \tag{26.27}$$

Khi thay đổi khoảng cách giữa hai tấm kim loại, có thể nhận được các giá trị khác nhau của n, còn khi chọn hình dạng thích hợp cho các tấm kim loại sẽ tạo ra được các loại thấu kính khác nhau như thấu kính trụ, thấu kính đối xứng trụ, hoặc thấu kính đặc biệt.

Tùy theo thấu kính được cấu tạo để hội tụ sóng trong mặt phẳng nào (mặt phẳng E hoặc H) mà nó có tên gọi là thấu kính E hoặc thấu kính H. Ví dụ *thấu kính trụ – E* (hình 26.2e), *thấu kính trụ – H* (hình 26.2d).

Thấu kính kim loại có kết cấu đơn giản và có hiệu suất cao (vì trong thấu kính không có điện môi gây tổn hao), nhưng có nhược điểm là tính chất hội tụ của thấu kính phụ thuộc vào sự phân cực của sóng tới, và phụ thuộc vào tần số công tác. Thật vậy, thấu kính sẽ không hội tụ đối với những sóng có E vuông góc với các tấm kim loại. Đồng thời, như ta thấy từ biểu thức (26.27), chiết suất của thấu kính là hàm số của tần số (môi trường thấu kính có đặc tính *tán tần*). Do đó thấu kính kim loại không phải là thấu kính dải rộng.

Nếu lấy vi phân (26.27) theo λ ta sẽ nhận được

$$\Delta n = -\frac{1-n^2}{n}\frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} \tag{26.28}$$

Nếu độ dày của thấu kính bằng t' thì khi bước sóng công tác thay đổi một lượng $\Delta\lambda$, độ dài quang học của tia sẽ biến đổi một lượng bằng $\Delta nt'$ và sự không đồng đều về pha ở mặt ra thấu kính sẽ bằng:

$$\Delta\psi = \Delta nt'\frac{2\pi}{\lambda} \tag{26.29}$$

Thay n từ (26.27) vào (26.29) sẽ được

$$2\frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} = \frac{n\Delta\psi}{(1-n^2)\pi}\frac{\lambda}{t'} \tag{26.30}$$

Từ (26.30) có thể thấy rằng ứng với mỗi $\Delta\psi$ cho trước thì dải thông tần của thấu kính tỷ lệ nghịch với độ dầy của thấu kính. Do đó, việc ứng dụng thấu kính nhiều bậc cũng góp phần cải thiện đặc tính tần số của thấu kính kim loại.

Với $\Delta\psi$ cho phép, dải thông tần của thấu kính nhiều bậc có thể tính gần đúng bằng

$$2\frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} \approx \frac{\Delta\psi}{\pi}\frac{n}{1+nm} \tag{26.31}$$

c) Thấu kính điện môi – kim loại (hay thấu kính điện môi giả)

Thấu kính điện môi kim loại thuộc loại thấu kính chậm. Nó được cấu tạo bởi các phần tử (những hạt hay vật thể) kim loại mà kích thước của các phần tử này theo phương của vectơ $\vec{E}$ có giá trị nhỏ so với bước sóng. Để sắp xếp và giữ cố định các phần tử này trong không gian, tạo ra hình dạng cần thiết của thấu kính, người ta sử dụng loại điện môi có chiết suất nhỏ ($n \approx 1$) làm vật liệu trung gian.

Như đã biết, hệ số điện môi của mỗi vật liệu điện môi bất kỳ có giá trị lớn hay nhỏ là tùy thuộc vào mức độ phân cực của các phân tử vật chất trong đó. Ở loại vật liệu điện môi kim loại nói trên cũng xẩy ra hiện tượng tương tự như vậy, trong đó các phần tử kim loại đóng vai trò như các "phân tử" trong các vật liệu điện môi thường.

Các phần tử kim loại này có thể có kết cấu và hình dạng khác nhau: hình cầu, hình đĩa dẹt, dải kim loại v.v...

Hệ số điện môi của vật liệu "điện môi – kim loại" được xác định theo công thức:

$$\varepsilon = \varepsilon_o\left(1+\frac{N\alpha}{\varepsilon_o}\right) \tag{26.32}$$

trong đó, N là số phân tử trong một đơn vị thể tích;
α là hệ số phân cực của một phần tử:
ε_o là hệ số điện môi của chân không.

Hệ số phân cực của mỗi phần tử phụ thuộc vào hình dạng và kích thước của nó.

Ví dụ, với đĩa kim loại bán kính a ta có

$$\alpha = \frac{16}{3} a^3 \varepsilon_o .$$

Chiết suất của "điện môi – kim loại" được xác định bởi công thức:

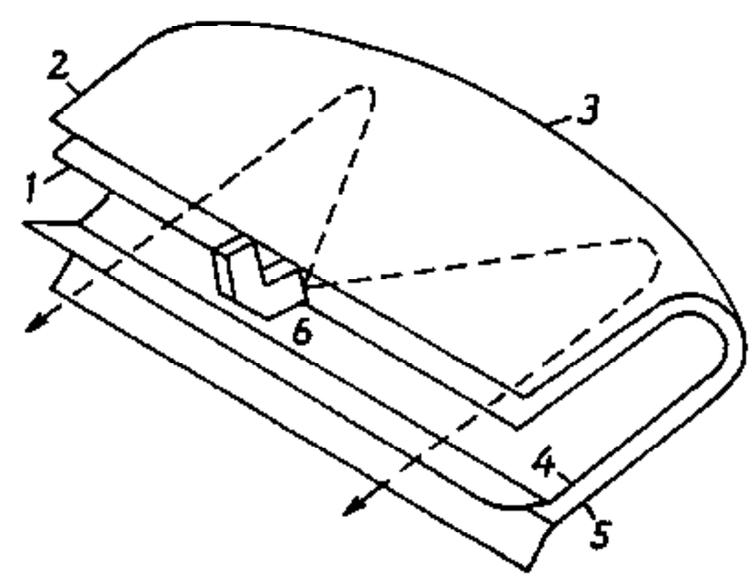
$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_o}} = \sqrt{1 + n\frac{\alpha}{\varepsilon_o}} \qquad (26.33)$$

Trường hợp các phần tử có kích thước không đủ nhỏ (ở đây vẫn nói về kích thước theo phương véctơ điện trường $\vec{E}$) thì chiết suất của điện môi – kim loại sẽ phụ thuộc vào tần số, nghĩa là môi trường thấu kính có đặc tính tán tần và thấu kính sẽ không còn là thấu kính dải rộng.

Nhìn chung, thấu kính điện môi kim loại không mắc phải các nhược điểm của thấu kính điện môi thường (về mặt hiệu suất và trọng lượng) nhưng lại vẫn có được ưu điểm như thấu kính điện môi thường về mặt dải tần công tác.

d) Thấu kính kim loại gấp khúc (thấu kính đoản trình)

Thấu kính được kết cấu bởi hai lá kim loại song song, uốn theo đường gấp khúc, sao cho các tia truyền trong đó sẽ có quỹ đạo mà độ dài hình học của các quỹ đạo ấy đều bằng nhau. Một trong những phương án thiết lập anten được vẽ ở hình 26.7. Sóng bức xạ từ miệng ống dẫn sóng *6* sẽ lan truyền trong khoảng không gian giữa hai tấm kim loại song song *1*, *2*. Mặt cong ở chỗ gấp khúc *3* được chọn thế nào để độ dài đường đi của tất cả các tia đều bằng nhau, do đó ở cửa ra sẽ nhận được mặt sóng là mặt phẳng.



Hình 26.7

e) Thấu kính không đồng nhất

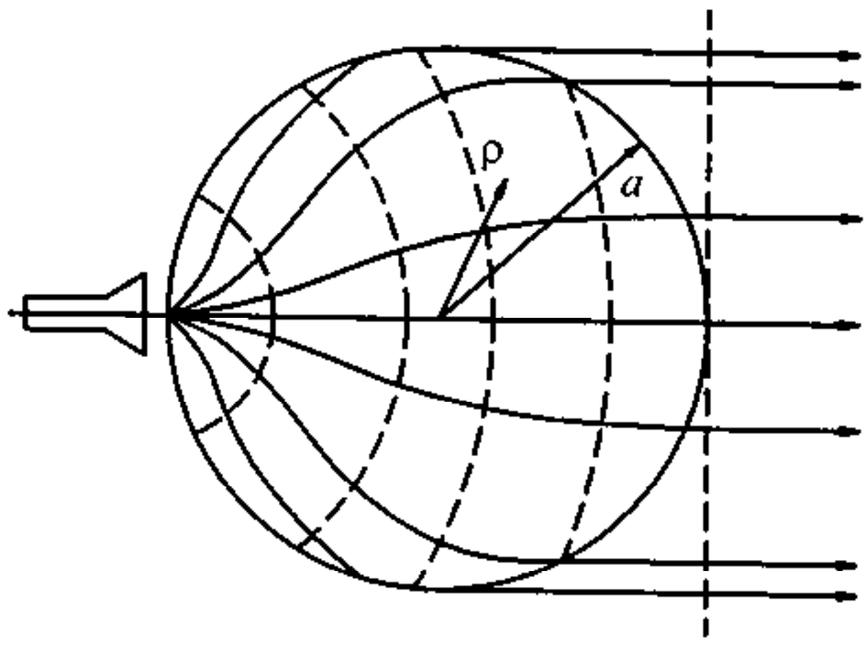
Phương trình mặt nghiêng của thấu kính có thể có dạng đơn giản (như đường thẳng, hoặc đường tròn), còn sự hội tụ sóng sẽ đạt được bằng cách chọn qui luật biến đổi của hệ số chiết suất n một cách thích hợp. Một trong các phương án của thấu kính không đồng nhất là thấu kính Luneberg. Thấu kính có thể được chế tạo dưới dạng hình cầu hoặc hình trụ tròn có chiết suất biến đổi theo hướng bán kính theo qui luật:

$$n(\rho) = \sqrt{2 - \left(\frac{\rho}{a}\right)^2} \qquad (26.34)$$

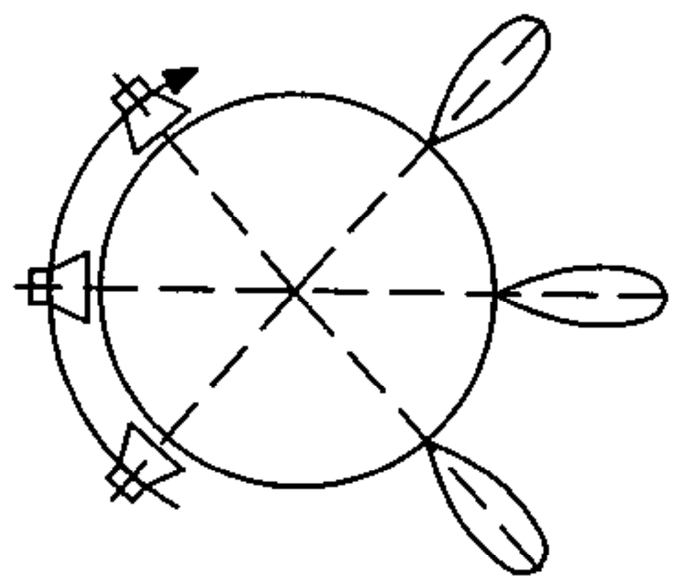
trong đó, ρ là khoảng cách tính từ tâm;

a là bán kính hình cầu hoặc hình trụ (xem hình 26.8).

Giả sử bộ chiếu xạ được đặt tại F. Các tia bức xạ khi truyền qua thấu kính sẽ bị uốn cong (trừ tia đi qua tâm). Vì chiết suất giảm từ tâm ra ngoài nên mặt sóng sẽ biến dạng theo xu hướng phẳng dần. Qui luật biến đổi của chiết suất (26.34) đã được tính toán để đảm bảo sự biến dạng cần thiết của mặt sóng từ mặt cầu thành mặt phẳng, nghĩa là đảm bảo để các tia khi đi ra khỏi thấu kính sẽ song song với nhau. Ở bề mặt thấu kính ($\rho = a$) có chiết suất $n = 1$, do đó sóng không bị phản xạ trở lại. Rõ ràng là khi dịch chuyển bộ chiếu xạ xung quanh mặt ngoài của thấu kính thì đồ thị phương hướng cũng sẽ quay đi những góc tương ứng và có thể thực hiện việc quét búp sóng không bị méo dạng trong giới hạn góc tùy ý (hình 26.9).



Hình 26.8.



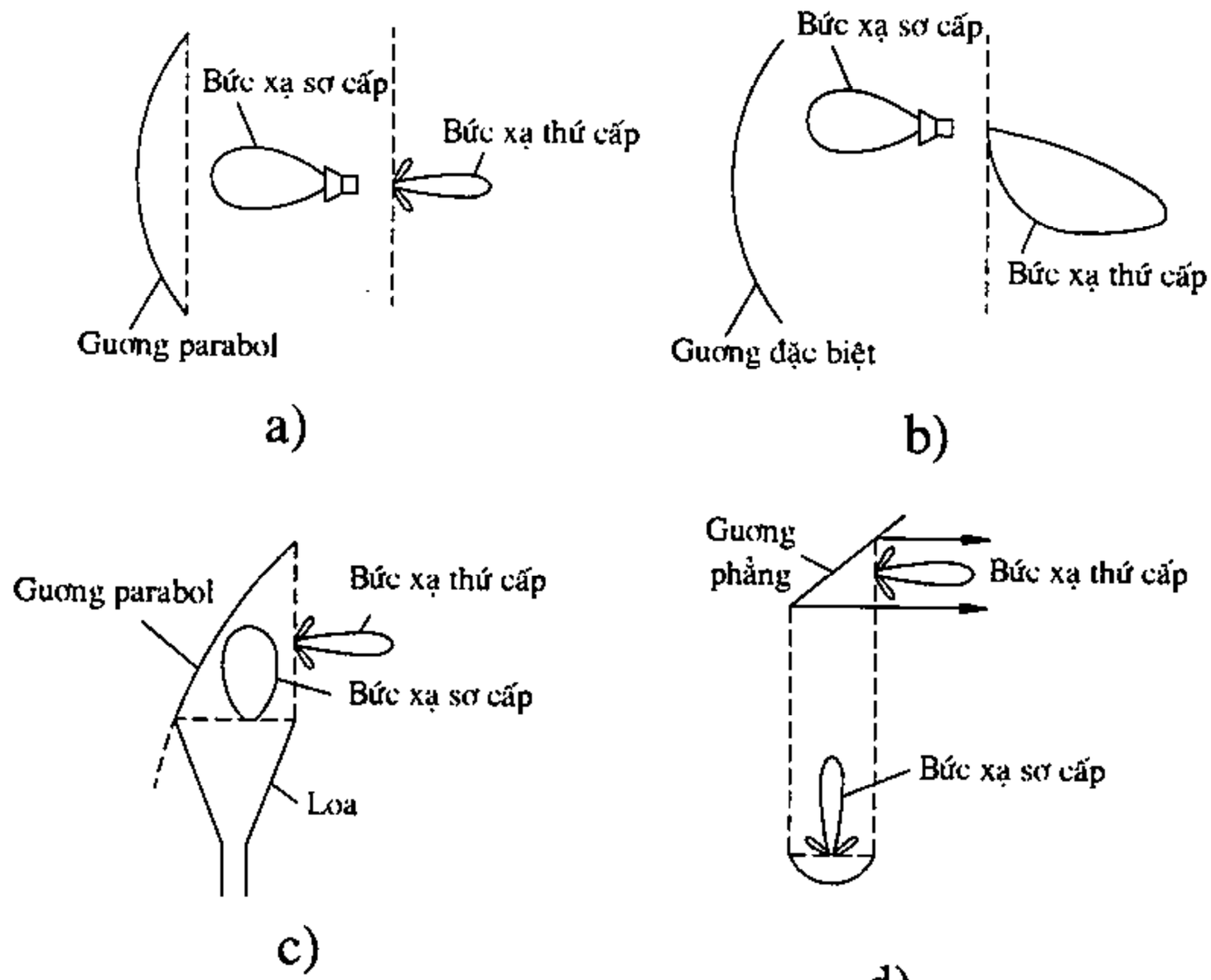
Hình 26.9.

Chương XXVII

ANTEN GƯƠNG

§27.1. NGUYÊN LÝ CHUNG

Nguyên lý làm việc của anten gương cũng tương tự như nguyên lý của gương quang học. Để thuận tiện cho việc trình bày, chúng ta khảo sát hoạt động của anten gương trong chế độ phát. Sóng sơ cấp cóvới dạng của mặt sóng và hướng truyền lan nhất định, sau khi phản xạ từ gương sẽ trở thành sóng thứ cấp với dạng của mặt sóng và hướng truyền lan biến đổi theo yêu cầu cho trước. Việc biến đổi dạng mặt sóng mặt và gươnghướng truyền lan được thực hiện nhờ hình dạng và kết cấu đặc biệt của mặt gương.



Hình 27.1.

Trong phần lớn các trường hợp, mặt gương có nhiệm vụ biến đổi sóng cầu hoặc sóng trụ bức xạ từ nguồn sơ cấp với hướng tính kém (trong kỹ thuật anten – nguồn sơ cấp còn được gọi là *bộ chiếu xạ*) thành sóng phẳng hoặc gần phẳng, với năng lượng tập trung trong một góc không gian hẹp (anten parabol), hoặc biến đổi bức xạ sơ cấp với giản đồ hướng đơn giản thành bức xạ thứ cấp với giản đồ hướng dạng đặc biệt (anten gương có giản đồ hướng đặc biệt). Trong một số trường hợp khác, anten gương có nhiệm

vụ vừa biến đổi dạng giản đồ hướng của bức xạ sơ cấp, vừa biến đổi hướng truyền lan (anten loa – parabol), hoặc chỉ đơn thuần biến đổi hướng bức xạ (anten pêriscốp). Ngoài ra, trong một số trường hợp để nâng cao chỉ tiêu chất lượng của anten người ta có thể kết hợp một số gương, tạo thành anten gương kép (anten Casêgrên).

Để minh hoạ, ở hình 27.1a trình bày giản đồ hướng của bức xạ sơ cấp - thứ cấp đối với anten gương parabol. Hình 27.1b trình bày giản đồ hướng của bức xạ sơ cấp - thứ cấp đối với anten gương có đồ thị phương hướng dạng cosec. Hình 27.1c vẽ giản đồ hướng và hướng truyền lan của bức xạ sơ cấp - thứ cấp đối với anten loa - parabol, còn ở hình 27.1d vẽ sự biến đổi hướng bức xạ của sóng sơ cấp - thứ cấp đối với anten gương pêriscốp.

Để minh hoạ, ở hình 27.1a trình bày giản đồ hướng của bức xạ sơ cấp – thứ cấp đối với anten gương parabol. Hình 27.1b trình bày giản đồ hướng của bức xạ sơ cấp – thứ cấp đối với anten gương có đồ thị phương hướng dạng cosec. Hình 27.1c vẽ giản đồ hướng và hướng truyền lan của bức xạ sơ cấp – thứ cấp đối với anten loa – parabol, còn ở hình 27.1d vẽ sự biến đổi hướng bức xạ của sóng sơ cấp – thứ cấp đối với anten gương pêriscốp.

§27.2. ANTEN PARABOL

Để nhận được anten với *hệ số sử dụng bề mặt cao* cần làm sao để sóng bức xạ thứ cấp (sóng phản xạ từ mặt gương) sẽ trở thành sóng phẳng, với mặt phẳng pha trùng với mặt phẳng miệng gương. Điềều đó có thể đạt được khi chọn phương trình mặt cong của gương thế nào để các tia bức xạ từ nguồn đặt ở tiêu điểm của gương sau khi phản xạ và truyền tới miệng gương sẽ có độ dài đường đi bằng nhau (chiều dài quang lộ như nhau). Điều kiện này cũng phù hợp với điều kiện hội tụ của gương, nghĩa là điều kiện để một sóng phẳng truyền tới gương theo hướng trục, sau khi phản xạ từ mặt gương sẽ hội tụ tại tiêu điểm. Bây giờ chúng ta hãy tìm phương trình của gương trong mặt cắt nghiêng để đảm bảo điều kiện nêu ở trên. Phương trình này còn được gọi là phương trình prôfil của gương.

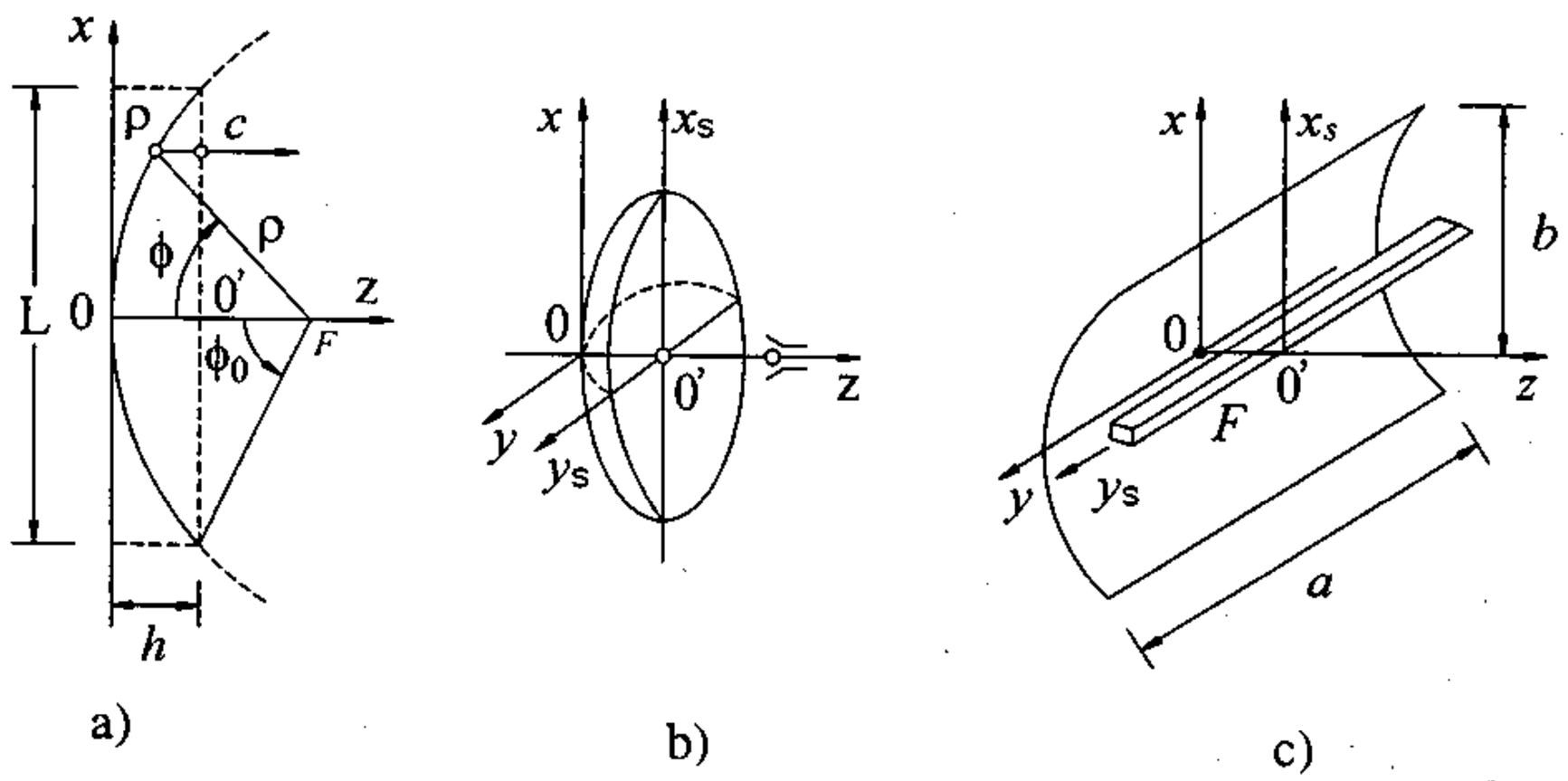
Ta hãy khảo sát anten gương mà mặt cắt nghiêng của nó được vẽ ở hình 27.2a. Giả sử ở tiêu điểm F của gương được đặt một nguồn sóng cầu. Khi ấy, các tia sóng phản xạ từ mặt gương sẽ có pha giống nhau tại mặt phẳng miệng gương (mặt phẳng $z=h$) nếu thực hiện được điều kiện cân bằng về độ dài đường đi của các tia ấy. Ta hãy xét hai tia, trong đó một tia phản xạ từ đỉnh O của gương, một tia phản xạ từ điểm P bất kỳ của gương. Điều kiện cân bằng về độ dài đường đi của hai tia nói trên sẽ là

$$PF + PC = FO + OO' \tag{27.1}$$

Nếu F là gốc của hệ toạ độ, ký hiệu f là khoảng cách từ F đến đỉnh O của gương (f là tiêu cự) và gọi toạ độ cực của điểm P là ρ và ϕ, ta có thể viết lại điều kiện (27.1) dưới dạng:

$$\rho + [\rho\cos\phi - (f-h)] = f + [f - (f-h)]$$

trong đó h là độ sâu của gương.



Hình 27.2.

Từ đây suy ra

$$\rho = \frac{2f}{1+\cos\phi} \tag{27.2}$$

Ta nhận thấy (27.2) chính là phương trình của đường parabol trong hệ toạ độ cực, có gốc toạ độ tại tiêu điểm. Phần parabol được sử dụng làm anten gương là phần có kích thước L (L còn được gọi là khẩu độ của anten). Trục oz được gọi là trục quang của gương.

Nếu độ sâu của gương $h > f$, nghĩa là $\phi_0 > \pi/2$ thì gương được coi là gương sâu, còn nếu $h < f$, nghĩa là $\phi_0 < \pi/2$ thì gương được coi là gương nông.

Trong hệ toạ độ vuông góc, phương trình của gương có dạng:

$$x^2 = 4fz \tag{27.3}$$

Vì khi cho $z = h$ sẽ có $x = \frac{L}{2}$ nên dễ dàng nhận được

$$L^2 = 16fh \tag{27.4}$$

Theo (27.2), khi cho $\Phi = \Phi_0$ ta nhận được

$$L^2 = 4ftg(\frac{\phi_0}{2}) \tag{27.5}$$

Trong đó ϕ_0 là góc mở của anten gương

Hai công thức (27.4) và (27.5) cho phép ta xác định mối quan hệ giữa bốn thông số của gương là L, f, ϕ_0, h.

Anten gương có phương trình prôfil biểu diễn bởi (27.2) hoặc (27.3) có thể là loại gương parabol tròn xoay như vẽ ở hình 27.2b hoặc gương parabol trụ như vẽ ở hình 27.2c. Đối với gương trụ thì các tiêu điểm của nó nằm trên một trục, gọi là là *trục tiêu* và để kích thích gương phải dùng nguồn bức xạ là nguồn thẳng đặt dọc theo trục tiêu.

§ 27.3. PHƯƠNG PHÁP TÍNH TOÁN ANTEN GƯƠNG

a. Bài toán thuận

Nội dung của bài toán thuận đối với anten gương là tính toán trường bức xạ của anten khi cho biết trường gây ra bởi bộ chiếu xạ đối với gương có kích thước hình học xác định. Trường bức xạ của gương có thể được xác định theo các dòng điện mặt chảy trên mặt gương (phương pháp dòng điện mặt), hoặc theo giá trị của trường thứ cấp phân bố trên miệng gương (phương pháp bức xạ mặt). Phương pháp bức xạ mặt đã được trình bày trong chương "Lý thuyết bức xạ mặt" (Chương 78, phần Lý thuyết anten).

Phương pháp bức xạ mặt là phương pháp được sử dụng phổ biến hiện nay. Theo phương pháp này, cần phải biết chính xác hàm phân bố của trường trên miệng anten (nghĩa là trên mặt phẳng $z = h$). Hàm phân bố này có quan hệ mật thiết với đặc trưng hướng tính của bộ chiếu xạ và đặc trưng hình học của gương. Điều này sẽ được nói kỹ hơn ở phần sau.

Khi tính trường theo phương pháp bức xạ mặt ta không cần để ý đến các dòng mặt chảy ở mặt sau của gương và ở mép gương.

b. Bài toán ngược

Nội dung của bài toán ngược đối với anten gương là xác định các kích thước hình học của gương và đặc trưng hướng tính cần thiết của bộ chiếu xạ để đảm bảo đồ thị phương hướng cho trước đối với anten. Trong giáo trình này chúng ta sẽ không đề cập đến bài toán ngược, nhưng sẽ giới thiệu một số nội dung có liên quan ở phần sau (xem tiết 27.8).

§ 27.4. ANTEN PARABOL TRỤ

Sơ đồ của anten được vẽ ở hình 27.2c. Trong trường hợp này bộ chiếu xạ của gương là một nguồn bức xạ thẳng được đặt dọc theo trục tiêu. Phân bố của trường trên miệng anten sẽ chỉ là hàm theo toạ độ x_s:

$$f_m(x_s, y_s) = f_m(x_s) \tag{27.6}$$

Để tìm hàm phân bố biên độ $f_m(x_s)$ có thể áp dụng phương pháp đã khảo sát ở chương anten thấu kính (tiết 26.3)

Lập luận tương tự như đối với phương trình (26.5) ở đây ta nhận được:

$$p(\Phi)\Delta\Phi = S(x_s)\Delta x_s \tag{27.7}$$

trong đó, $S(x_s)$ là giá trị của vectơ Umov – Poynting tại toạ độ x_s trên miệng gương

$p(\Phi)$ là mật độ góc của công suất bức xạ của bộ chiếu xạ.

Đưa phương trình (27.7) về dạng vi phân ta có

$$S(x_s) = p(\Phi)\frac{d\Phi}{dx_s} \tag{27.8}$$

Để xác định $S(x_s)$ và do đó tìm hàm phân bố biên độ trường, cần tính hệ thức vi phân $d\Phi / dx_s$

Từ hình 27.3 ta nhận được

$$x_s = \rho \sin\Phi$$

Thay ρ bởi phương trình anten trong mặt phẳng cắt nghiêng (27.2) ta tính được:

$$\frac{dx_s}{d\Phi} = \frac{f}{\cos^2(\Phi/2)} \tag{27.9}$$

Thay (27.9) vào (27.8) và sau đó chú ý rằng $S(x_o) = \frac{1}{2}E(x_s)H(x_s)$(với $E(x_s)H(x_s) = W_0$ là trở kháng sóng của không gian tự do), ta sẽ xác định được biểu thức của trường trên miệng anten:

$$H(x_s) = H_0 F(\Phi)\cos(\Phi/2) \tag{27.10}$$

trong đó H_0 là biên độ cường độ từ trường trên miệng anten.

$$H_0 = \sqrt{\frac{2}{W_0 f p(\Phi)_{\max}}}$$

$p(\Phi)_{\max}$ là mật độ góc của công suất bức xạ bởi bộ chiếu xạ ở hướng cực đại.

$F(\Phi\theta)$ là hàm phương hướng chuẩn hóa của bộ chiếu xạ.

Hàm phân bốố của các trường trên miệng anten, theo (27.10) sẽ bằng.

$$f_m(x_s) = F(\Phi)\cos(\Phi/2) \tag{27.11}$$

Để tính trường bức xạ, hàm phương hướng và hệ số định hướng của anten có thể áp dụng các công thức của lý thuyết bức xạ mặt đối với mặt bức xạ chữ nhật đã được trình bày trong phần lý thuyết anten, trong đó H_x cần được thay thế bởi (27.10), $f(x,y)$ thay thế bởi (27.11)

Biểu thức của hệ số định hướng được viết lại dưới dạng:

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2}\frac{\left|\int_s f_m(x_s)ds\right|^2}{\int_s |f_m(x_s)|^2 ds} = 4\pi S\nu/\lambda^2 \tag{27.12}$$

Trong đó S là diện tích của miệng anten, ν là hệ số sử dụng bề mặt.

Vì phân bố trường của miệng anten không đều $\nu < 1$ và do đó diện tích hiệu dụng sẽ nhỏ hơn diện tích thực của miện anten.

Khi tính hệ số tăng tích, chúng ta cần xác định hiệu suất của anten.

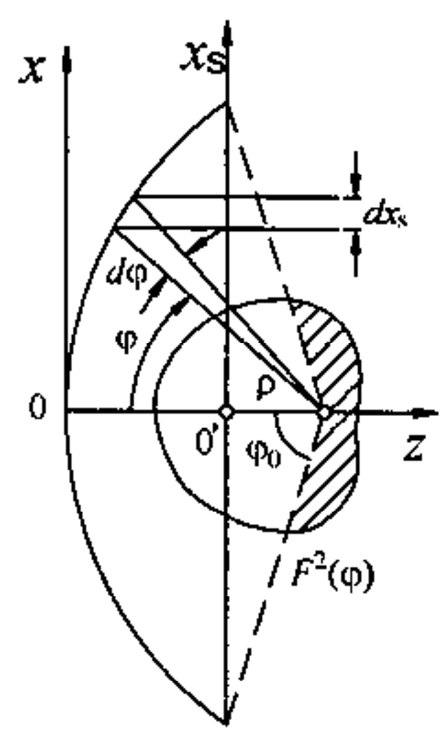
Trong trường hợp này có thể coi bộ phận công suất lọt ra ngoài gương (phần gạch chéo trên giản đồ hướng $F^2(\Phi)$ của bộ chiếu xạ - xem hình 27.3) là phần công suất tổn hao của anten. Ta nhận được:

$$\eta = \frac{\int_{-\Phi_0}^{\Phi_0} F^2(\Phi)d\Phi}{\int_0^{2\pi} F^2(\Phi)d\Phi} \tag{27.13}$$

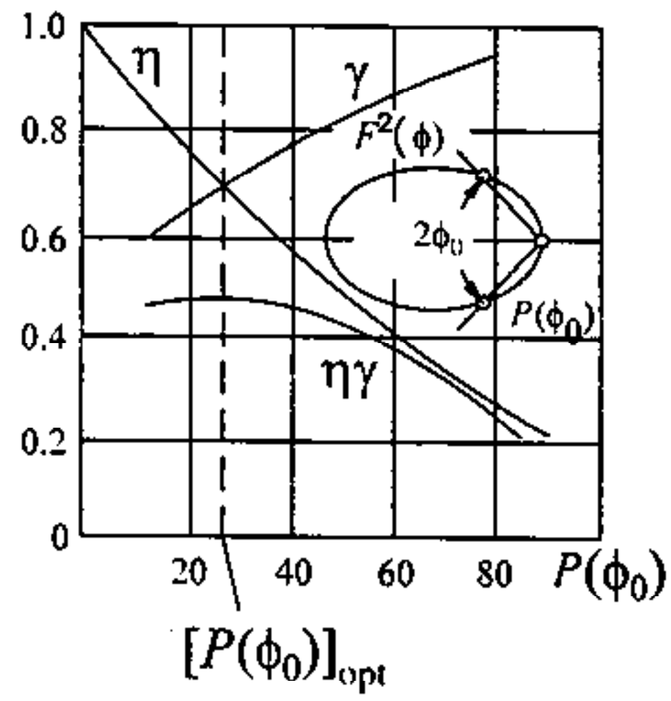
Hệ số tăng tích của anten gương sẽ được xác định bởi:

$$\varepsilon = \frac{4\pi}{\lambda^2}\nu\eta S \tag{27.14}$$

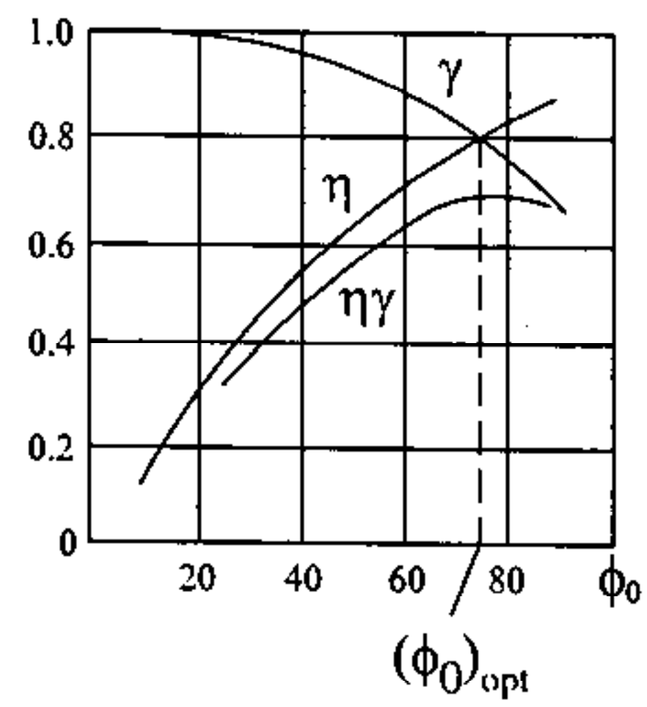
Hiển nhiên là khi tăng độ rộng giản đồ hướng của bộ chiếu xạ thì mức công suất kích thích cho mép gương $pp(\Phi_0)$ sẽ tăng, phân bố trường trên miệng anten sẽ trở nên đồng đều hơn và do đó ν sẽ tăng. Tuy nhiên, nếu căn cứ theo (287.13) thì khi ấy hiệu suất anten lại giảm do bị mất mát nhiều công suất lọt qua mép gương và điều đó lại dẫn tới giảm hệ số tăng ích của anten. Như vậy với một anten có góc mở $2\Phi_0$ nhất định thì sẽ có một giá trị $p(\Phi_0)$ tốt nhất để có được hệ số tăng ích cực đại.



Hình 27.3.



a)



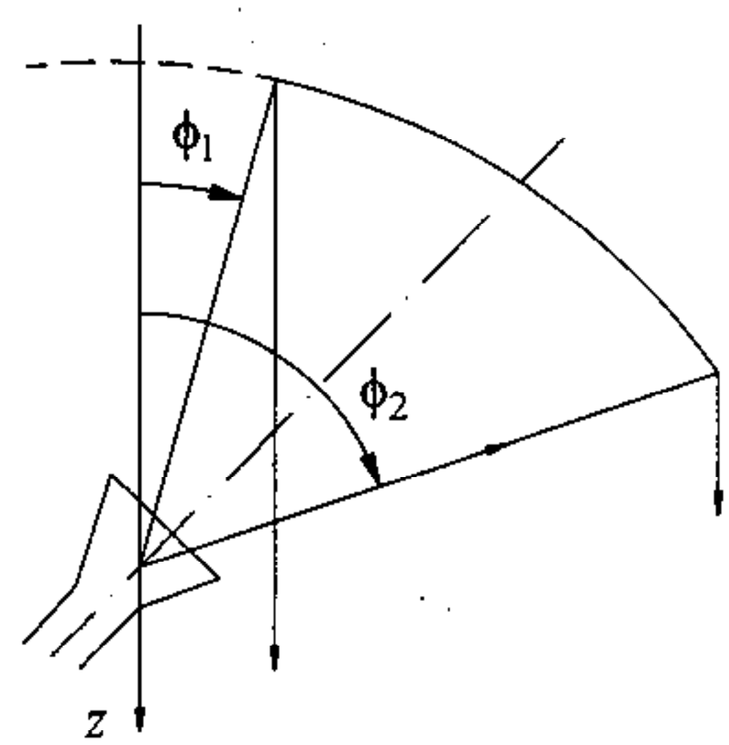
b)

Hình 27.4.

Tương tự như trên, có thể dễ dàng chứng minh rằng với một bộ chiếu xạ có giản đồ hướng cho trước thì sẽ có một giá trị góc mở tốt nhất của gương $(\Phi_0)_{opt}$ (cũng có nghĩa là giá trị tốt nhất của tiêu cự gương) để có hệ số tăng ích anten cực đại khi không thay đổi kích thước của miệng gương. Hình 27.4 vẽ các đồ thị biến đổi của ν và η theo $p(\Phi_0)$

và theo Φ_0 (đối với loại anten gương thường dùng) để minh hoạ cho việc xác định giá trị tốt nhất của $\left[p(\Phi_0)\right]_{opt}$ và $(\Phi_0)_{opt}$. Theo các kết quả nhận được thì $\left[p(\Phi_0)\right]_{opt}$ có giá trị trong khoảng 0,1 ÷ 0,2 còn $(\Phi_0)_{opt}$ có giá trị khoảng $70^0 - 90^0$.

Bộ chiếu xạ của anten parabol trụ thường dùng trong thực tế có thể là dâãy chấn tử nửa sóng (đối với dải sóng dm), anten khe ống dẫn sóng như vẽ ở hình 23.12 (đối với dải sóng cm), hoặc thấu kính kim loại gấp khúc như hình vẽ ở hình 27.6.



Hình 27.5.

Khi sử dụng gương đối xứng (hình 27.3) thì bộ chiếu xạ đặt ở giữa gương sẽ chắn mất một phần miệng gương. Sóng phản xạ từ gương sẽ bị khuếch tán một phần do chướng ngại vật (bộ chiếu xạ) gây ra và điều đó dẫn tới sự gia tăng bức xạ phụ, làm giảm hệ số tăng ích của anten. Phần năng lượng quay ngược trở lại bộ chiếu xạ sẽ truyền vào hệ thống fide. Hiện tượng này được gọi là sự "phản bức xạ". Để khắc phục nhược điểm này, trong thực tế người ta thường sử dụng gương không đối xứng (hình 27.5). Góc Φ_1 sẽ được chọn thế nào để các tia phản xạ sẽ không quay ngược trở lại bộ chiếu xạ.

Anten parabol trụ thường được ứng dụng để tạo đồ thị phương hướng hình quạt. Độ rộng của đồ thị phương hướng trong các mặt phẳng chính của anten tỷ lệ nghịch với kích thước của anten trong các mặt phẳng ấy.

§27.5. ANTEN PARABOL TRÒN XOAY

Sơ đồ cấu trúc của anten được vẽ ở hình 27.2b. Do tính đối xứng trục của kết cấu nên để nhận được trường đồng pha ở miệng anten cần sử dụng bộ chiếu xạ là nguồn tập trung, đặt ở tiêu điểm của gương.

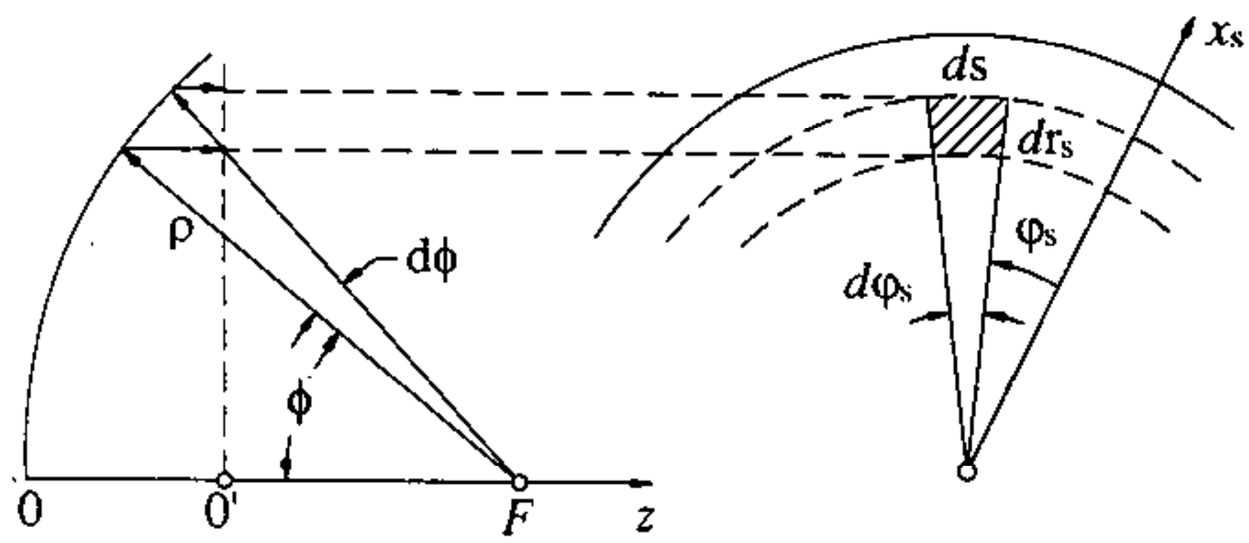
Hàm phân bố biên độ của trường ở miệng parabol trong hệ toạ độ cực r_s, φ_s (xem hình 27.6) có thể được xác định theo phương pháp tương tự như đã trình bày ở mục trên, nghĩa là sử dụng điều kiện bảo toàn năng lượng của các tia chiếu xạ và các tia bức xạ thứ cấp. Trong trường hợp này ta nhận được:

$$f(r_s,\varphi_s) = F(\Phi,\varphi_s)\cos(\Phi/2) \tag{27.15}$$

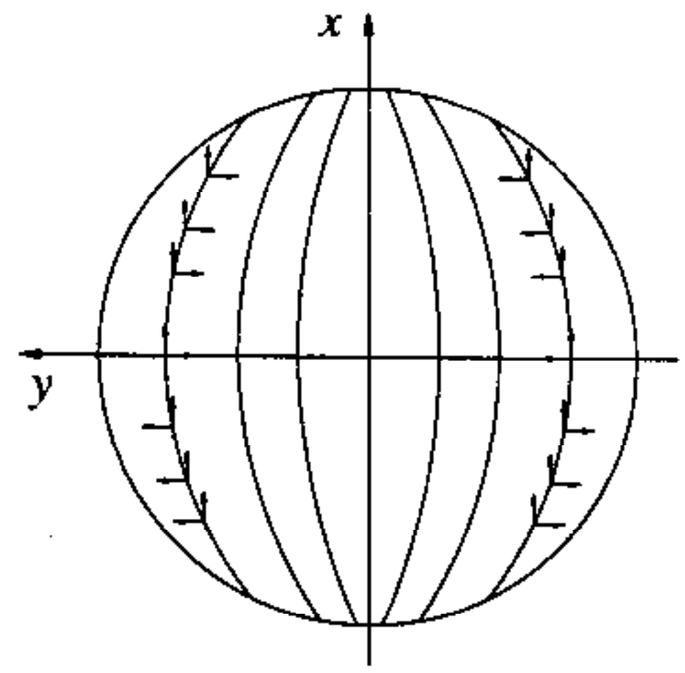
Trong đó $F(\Phi,\varphi_s)$ là đồ thị phương hướng của bộ chiếu xạ, còn r_s và Φ có quan hệ với nhau bởi hệ thức $r_s = 2f\mathrm{tg}(\Phi/2)$.

Trong trường hợp chung, hàm phân bố biên độ thường có dạng phức tạp và không thể phân ly biến số được.

Để tính hàm phương hướng của anten có thể áp dụng các công thức của lý thuyết bức xạ mặt cho trường hợp mặt bức xạ hình tròn. Với bộ chiếu xạ có đồ thị phương hướng thuộc loại đối xứng trục thì phân bố biên độ của trường sẽ không phụ thuộc vào φ_s và việc tính toán sẽ trở nên đơn giản. Trường hợp đồ thị phương hướng của bộ chiếu xạ có độ rộng khác nhau trong hai mặt phẳng chính thì phân bố biên độ của trường ở miệng anten sẽ không đồng đều theo hướng bán kính r_s cũng như theo góc phương vị φ_s.



Hình 27.6.

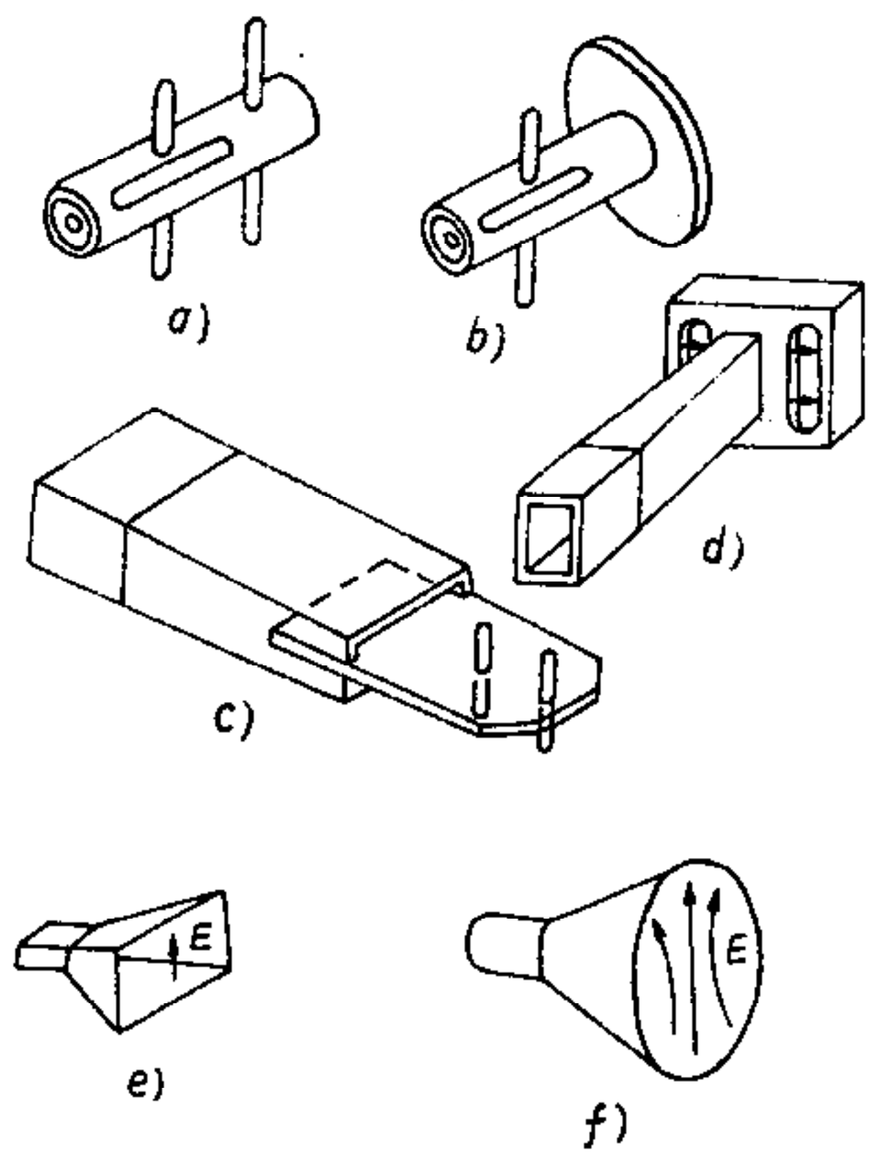


Hình 27.7.

Hệ số định hướng của anten được xác định theo công thức tương tự như đối với parabol trụ, còn hiệu suất được xác định bởi.

$$\eta = \frac{\int_0^{\phi_0}\int_0^{2\pi} F^2(\Phi,\varphi_s)\sin\Phi\, d\Phi\, d\varphi_s}{\int_{\phi=0}^{\pi}\int_{\varphi_s=0}^{2\pi} F^2(\Phi,\varphi_s)\sin\Phi\, d\Phi\, d\varphi_s} \tag{27.16}$$

Tương tự như đối với parabol trụ, ở anten parabol tròn xoay cũng có giá trị tốt nhất của góc mở $(\Phi_0)_{opt}$ phụ thuộc vào dạng của giản đồ hướng của bộ chiếu xạ. Với bộ chiếu xạ có tính đối xứng trục thì $(\Phi_0)_{opt} \approx 65 \div 80^0$, còn $\left[p(\Phi_0)\right]_{opt} \approx 0{,}1$



Hình 27.8.

Đối với parabol tròn xoay, ngoài thành phần trường có hướng phân cực cơ bản còn có thành phần trường phân cực phụ, vuông góc với thành phần phân cực cơ bản. Đó là do mặt anten là mặt cong, vì thế dòng điện chảy trên mặt anten sẽ có cả 3 thành phần h theo 3 trục tọa độ. Để ví dụ, ở hình 27.7 ta vẽ các đường sức dòng điện khi gương được

kích thích bởi đipol điện đặt song song với trục x. Trong mặt phẳng hình vẽ, dòng điện mặt có hai thành phần J_x và J_y.

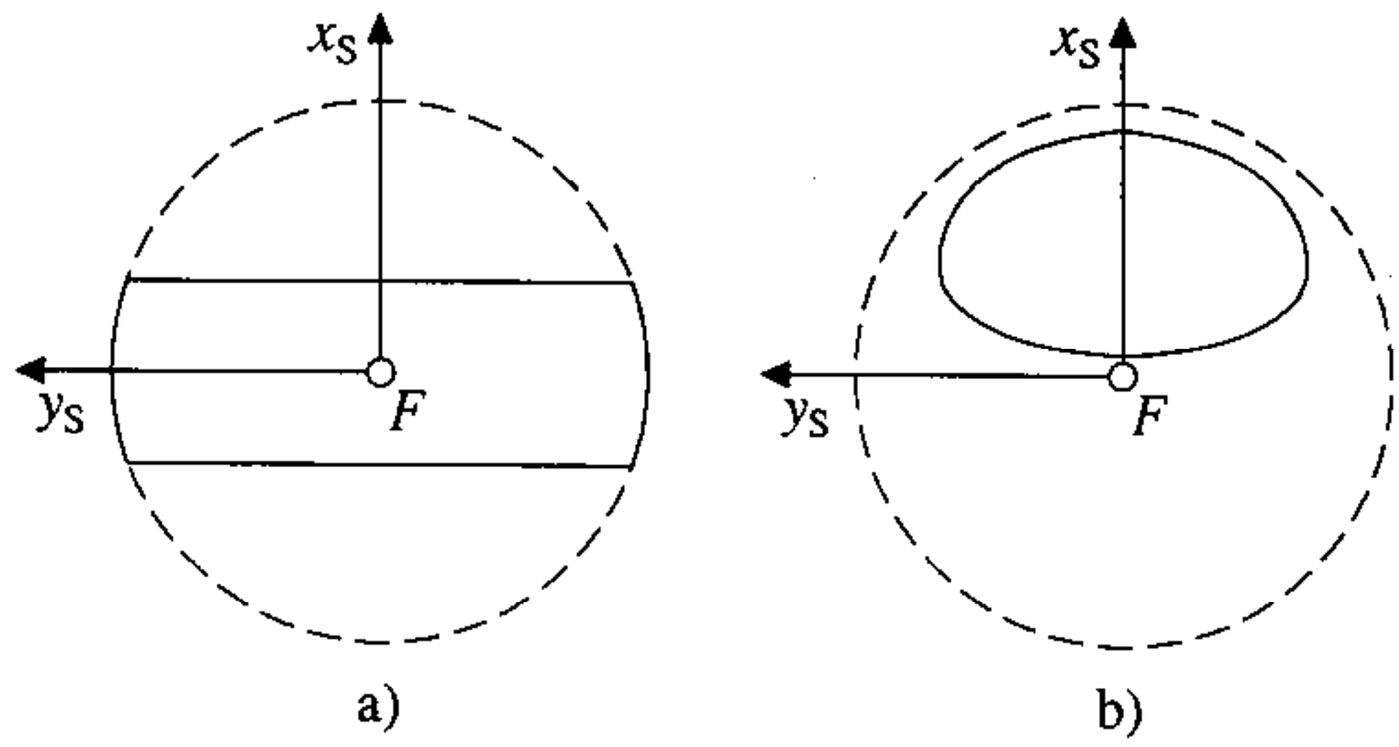
Dễ dàng nhận thấy rằng trong hai mặt phẳng chính xoz và yoz sẽ không có thành phần phân cực phụ vì trường bức xạ của các thành phần J_y sẽ đạt được cực đại trong mặt phẳng nghiêng $\pm 45^9$ so với mặt xoz.

Bộ chiếu xạ của anten gương parabol tròn xoay có thể được thực hiện theo nhiều phương án khác nhau: chấn tử tiếp điện bởi cáp đồng trục, có kèm theo chấn tử phản xạ hoặc đĩa kim loại phản xạ (hình 27.8a,b), chấn tử tiếp điện bởi ống dẫn sóng, có kèm theo chấn tử phản xạ (hình 27.8c), cặp anten khe đồng pha trên hốc cộng hưởng được kích thích bởi trường của ống dẫn sóng (hình 27.8d), hoặc anten loa (hình 27.8e,f)...

§27.6. ANTEN MẨU PARABOL

Tuỳ theo cách cắt mà phần gương parabol được dùng làm anten sẽ có đồ thị phương hướng khác nhau và được sử dụng với các mục đích khác nhau.

Ví dụ, nếu cắt gương như ở hình 27.9a sẽ nhận được đồ thị phương hướng hình quạt. Nếu cắt gương như ở hình 27.9b thì bộ chiếu xạ sẽ nằm lọt ra ngoài chùm tia phản xạ của gương và tránh được thực hiện tượng phản bức xạ. Ưu điểm của các loại gương này so với gương trụ không đối xứng (hình 27.5) là khi diện tích miệng gương bằng nhau thì hệ số tăng ích của loại anten gương này đạt được cao hơn.

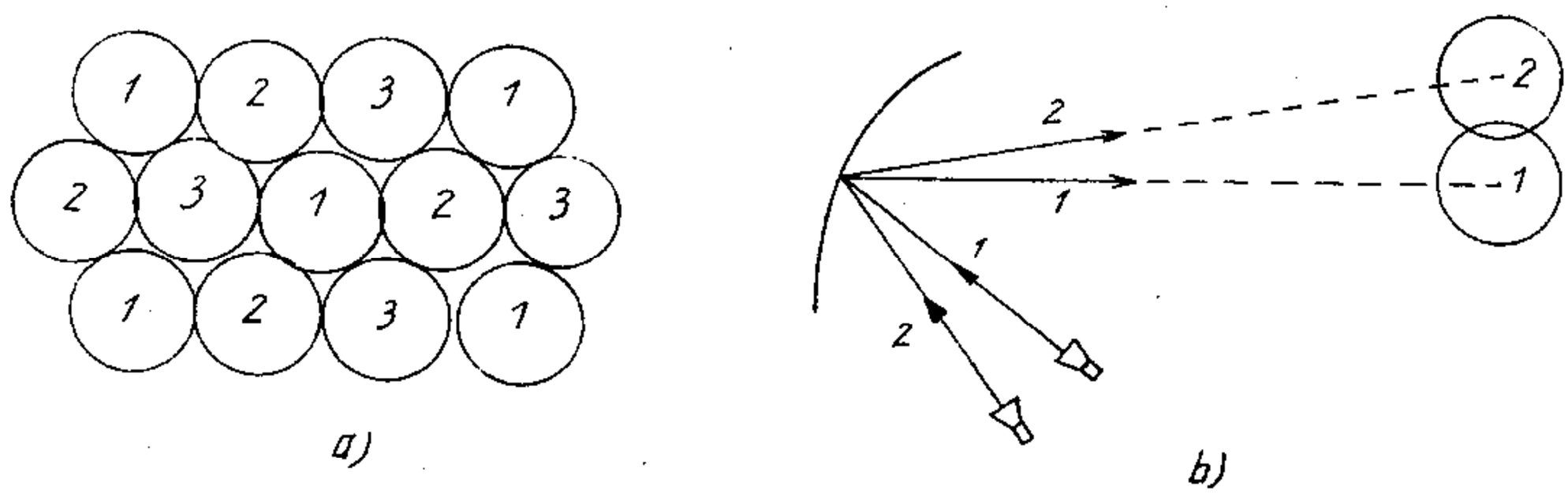


Hình 27.9.

§27.7. ANTEN NHIỀU TIA

Anten nhiều tia là anten có thể cung cấp nhiều (hoặc có thể rất nhiều) búp sóng từ một gương phản xạ đơn. Anten nhiều tia được sử dụng trong thông tin vệ tinh đượcể tạo ra các vùng phủ sóng dạng tế bào tổ ong, giúp cho việc tổ chức mạng thông tin di động qua vệ tinh. Hình 27.10a là một ví dụ về vùng phủ sóng dạng tế bào tổ ong được tạo bởi một số búp sóng có thiết diện tròn.

Loại anten nhiều tia đơn giản nhất và phổ biến nhất là anten mặt phản xạ có nhiều bộ chiếu xạ đặt xung quanh tiêu điểm. Mỗi bộ chiếu xạ sẽ tạo ra một búp sóng riêng rẽ và sẽ tạo ra một vùng phủ sóng riêng rẽ trên mặt đất, gọi là các "đốm". Các búp sóng tạo ra các "đốm" này được gọi là các búp đốm. Việc xê dịch bộ chiếu xạ khỏi tiêu điểm anten gương sẽ tạo ra các búp đốm khác nhau và do đó tạo ra các đốm khác nhau trên mặt đất (hình 27.10b). Tuỳ theo cách tiếp điện cho các bộ chiếu xạ ta có thể nhận được búp sóng quét gần như quét liên tục trong không gian hoặc búp sóng "nhảy" từ đốm này qua đốm khác, có cách quãng.



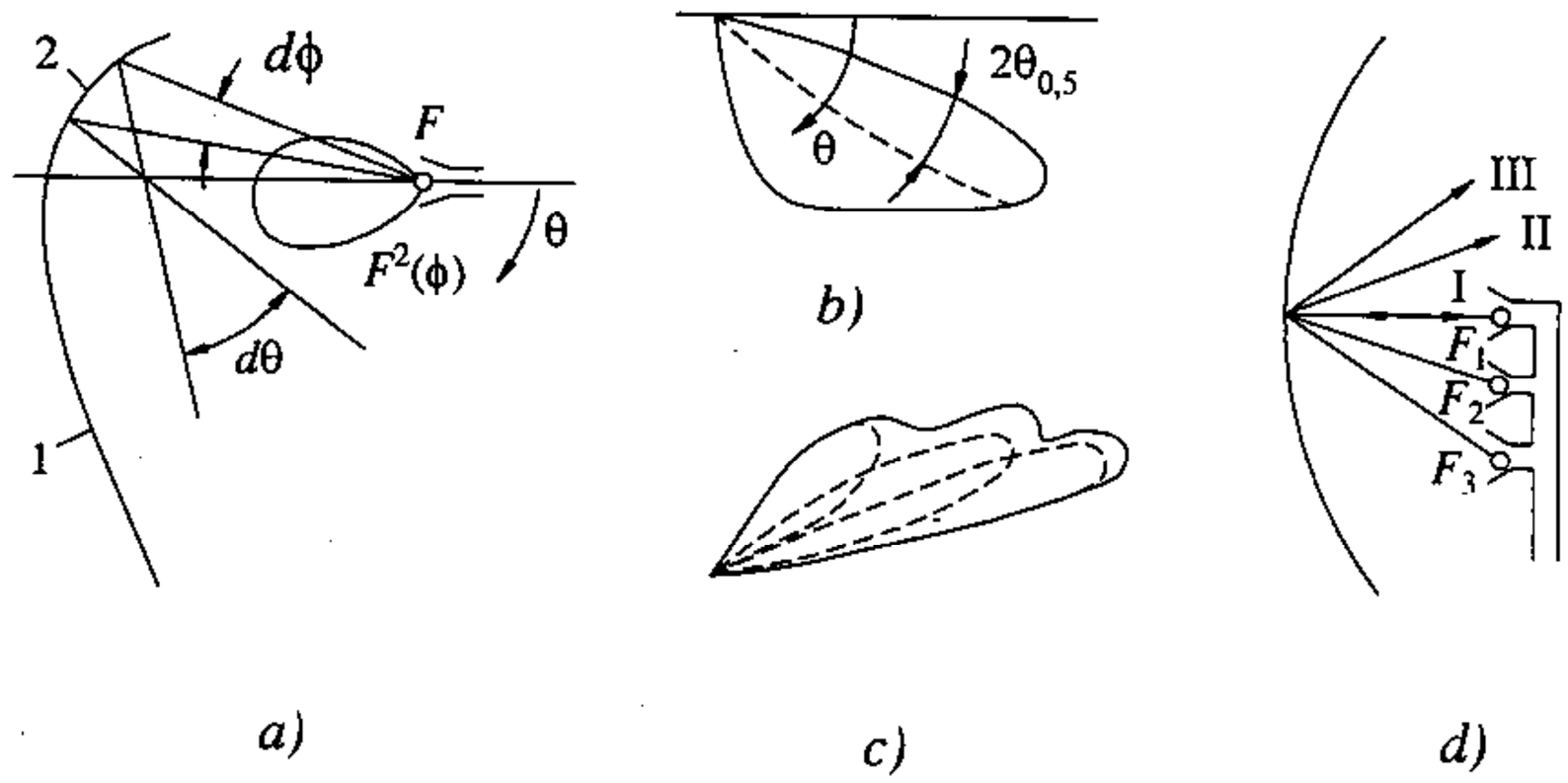
Hình 27.10.

§27.8. ANTEN GƯƠNG CÓ GIẢN ĐỒ HƯỚNG DẠNG ĐẶC BIỆT

Việc thiết lập anten gương có giản đồ hướng dạng đặc biệt có thể được thực hiện bằng nhiều biện pháp khác nhau. ở hình 27.11 có trình bày hai ví dụ về hai cách thiết lập giản đồ hướng dạng cosecan. Theo hình 27.11a, việc tạo thành giản đồ hướng cosecan được thực hiện bởi gương có phương pháptrình prôfil dạng đặc biệt, có khả năng biến đổi sóng sơ cấp với đồ thị phương hướng đơn giản thành sóng thứ cấp với đồ thị phương hướng cho trước. Trong trường hợp này, phần dưới của gương (phần 1) là một gương trụ có prôfil dạng parabol, có nhiệm vụ tạo ra bộ phận chính của đồ thị phương hướng với độ rộng $2\theta_{1/2}$ (hình 27.11b). Phần trên của gương (phần 2) là một gương có prôfil dạng đặc biệt, với độ cong biến đổi liên tục cho phù hợp với phần gương trụ ở phía dưới và tạo ra bộ phận của đồ thị phương hướng có dạng cosecan [$f(\theta)$ = cosecθ]. Định luật bảo toàn năng lượng đối với chùm tia chiếu xạ và phản xạ có dạng:

$$p(\phi)d\phi = p(\theta)d\theta \qquad (27.17)$$

Trong đó, $p(\phi)$, và $p(\theta)$ là mật độ góc của công suất chiếu xạ và công suất phản xạ. Sự biến đổi độ cong của gương sẽ dẫn tới sự biến đổi $p(\theta)$ so với $p(\phi)$. Điều đó có nghĩa là, bằng cách chọn prôfil có dạng thích hợp sẽ tạo ra được đồ thị phương hướng mong muốn.

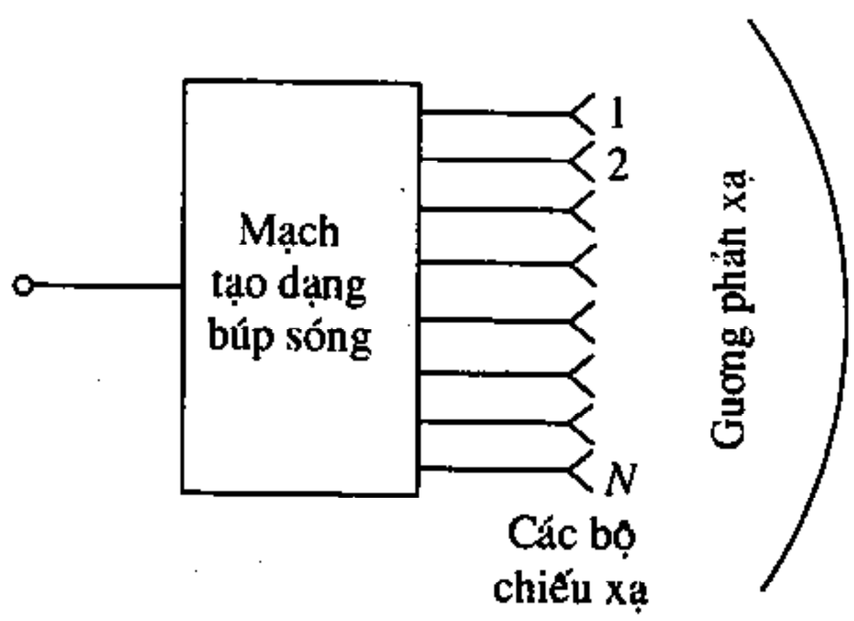


Hình 27.11.

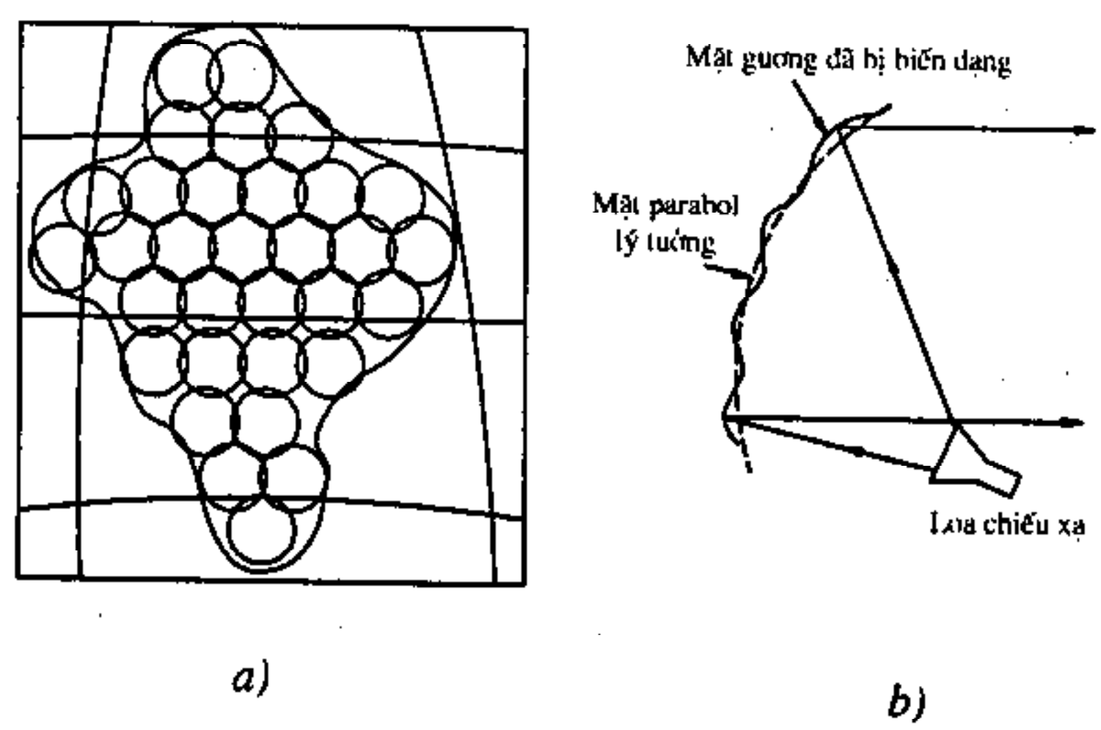
Theo phương án 2 (hình 27.11c), việc tạo thành giản đồ hướng cosecan được thực hiện theo phương pháp anten nhiều tia. ở ví dụ này người ta dùng 3 bộ chiếu xạ, trong đó một bộ chiếu xạ được đặt tại tiêu điểm của gương (nói một cách chính xác là tâm pha của bộ chiếu xạ được đặt tại tiêu điểm của gương), còn các bộ chiếu xạ khác được đặt lệch tiêu điểm. Mỗi bộ chiếu xạ sẽ tạo ra một đồ thị phương hướng riêng (hình 27.11d). Bằng cách chọn thích hợp các góc pha tiếp điện, tỷ lệ phân phối công suất và khoảng cách giữa các bộ chiếu xạ sẽ tạo ra được đồ thị phương hướng theo yêu cầu.

Trong thông tin vệ tinh, để tạo ra anten trên vệ tinh có vùng phủ sóng dạng đặc biệt có thể áp dụng cả hai cách, tương tự như đã trình bày ở trên.

Cách thứ nhất là dùng anten nhiều tia. Hệ thống gồm có một gương phản xạ, một số bộ chiếu xạ và một "mạch tạo dạng búp sóng". Mạch tạo dạng búp sóng là một hệ điều khiển việc tiếp điện cho các bộ chiếu xạ để xác định các bộ chiếu xạ nào cần được tiếp điện, xác định quan hệ biên độ và pha của dòng kích thích cho các bộ chiếu xạ ấy (hình 27.12). Tổ hợp vùng phủ sóng của các búp sóng sẽ tạo ra vùng phủ sóng có dạng đặc biệt.



Hình 27.12



Hình 27.13

Hình 27.13a mô tả vùng phủ sóng dạng đặc biệt được tạo ra bởi các búp đốm tròn.

Cách thứ hai là dùng mặt phản xạ gương có prôfil đặc biệt để tạo ra vùng phủ sóng dạng đặc biệt. Trong trường hợp này, mặt cong của gương phản xạ cần được biến dạng thích hợp theo cả ba chiều không gian và nó không còn chính xác là mặt parobol nữa (hình 27.13b). Hình dạng thích hợp của mặt cong phản xạ được xác định bằng phương pháp tổng hợp anten gương theo đồ thị phương hướng cho trước. Với phương pháp này, chỉ cần dùng một mặt cong phản xạ và một phần tử chiếu xạ nên kết cấu sẽ đơn giản hơn, tổn hao ít hơn và trọng lượng nhẹ hơn. Việc chế tạo anten có thể được thực hiện thông qua các phần mềm thiết kế và gia công tự động. Đây là phương pháp đang được sử dụng có hiệu quả để chế tạo các anten cho vệ tinh thông tin

§27.9. ĐIỀU KHIỂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG CỦA ANTEN PARABOL

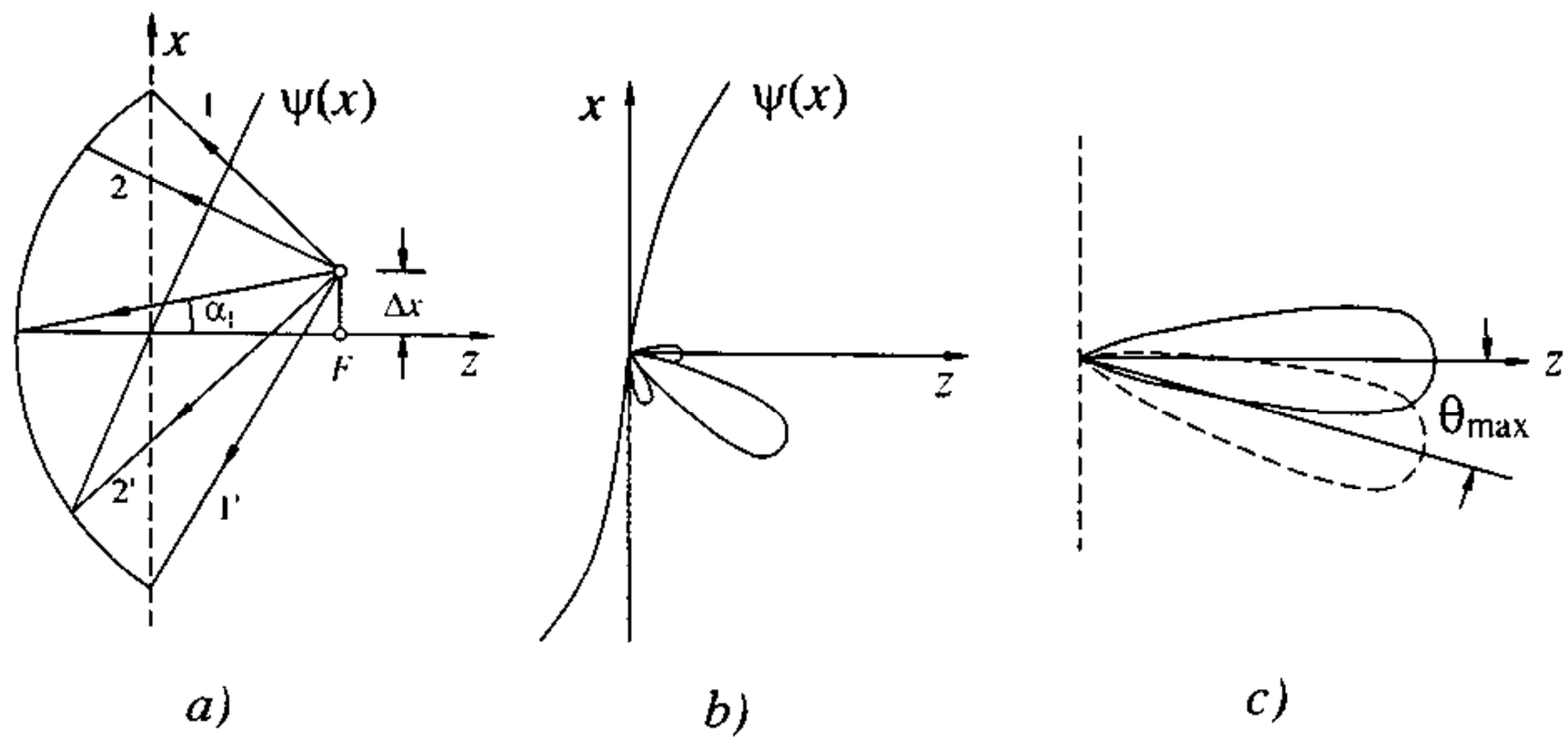
Khi dịch chuyển tâm pha của bộ chiếu xạ ra khỏi tiêu điểm của gương theo hướng vuông góc với trục quang thì các tia phản xạ từ gương sẽ truyền tới miệng gương không đồng thời (xem hình 27.14). Thật vậy, ở hình 27.14a ta thấy tia 1 có độ dài đường đi ngắn nhất, tia 1' có đường đi dài nhất. Tia 2 sẽ phản xạ và truyền tới miệng gương chậm hơn tia 1 và tia 2' chậm hơn tia 2... Do đó, mặt phẳng miệng gương bây giờ sẽ không còn là mặt đồng pha nữa. Có thể chứng minh rằng khi độ xê dịch Δx không lớn và gương có tiêu cự khá dài (gương nông) thì phân bố pha của trường ở miệng gương sẽ có dạng gần như đường thẳng (hình 27.14a). Vì vậy, việc xê dịch bộ chiếu xạ theo hướng vuông góc với trục quang sẽ làm cho đồ thị phương hướng quay về phía ngược với hướng dịch chuyển của bộ chiếu xạ. Góc quay θ_{max} (hình 27.14c) đối với trường hợp bộ chiếu xạ xê dịch ít sẽ được xác định gần đúng bằng góc dịch chuyển α_l của bộ chiếu xạ. Góc này được xác định từ công thức:

$$tg\alpha_1 = \frac{\Delta x}{f} \tag{27.18}$$

Trong đó f là tiêu cự của gương

Thực ra, khi dịch chuyển bộ chiếu xạ khỏi tiêu điểm thì phân bố pha của trường trên mặt phẳng miệng gương sẽ là phi tuyến, nó có dạng đường cong bậc ba như vẽ ở hình 27.14b. Do đó ngoài việc quay búp sóng thì dạng của giản đồ hướng cũng có thay đổi và xuất hiện thêm bức xạ phụ. Sự méo pha bậc ba sẽ càng tăng khi độ xê dịch Δx càng lớn và khi tiêu cự càng ngắn.

Phương pháp quét búp sóng bằng cách dịch chuyển bộ chiếu xạ quanh tiêu điểm được ứng dụng rộng rãi trong kỹ thuật rađa. Để tránh gây méo pha bậc 3, góc quay của đồ thị phương hướng không được quá lớn. Thường góc quay này không được vượt quá 2 ÷ 3 lần độ rộng của đồ thị phương hướng. Với góc quay bằng 2 lần độ rộng của đồ thị phương hướng, người ta thấy rằng độ tăng ích của anten giảm đi khoảng 10%.



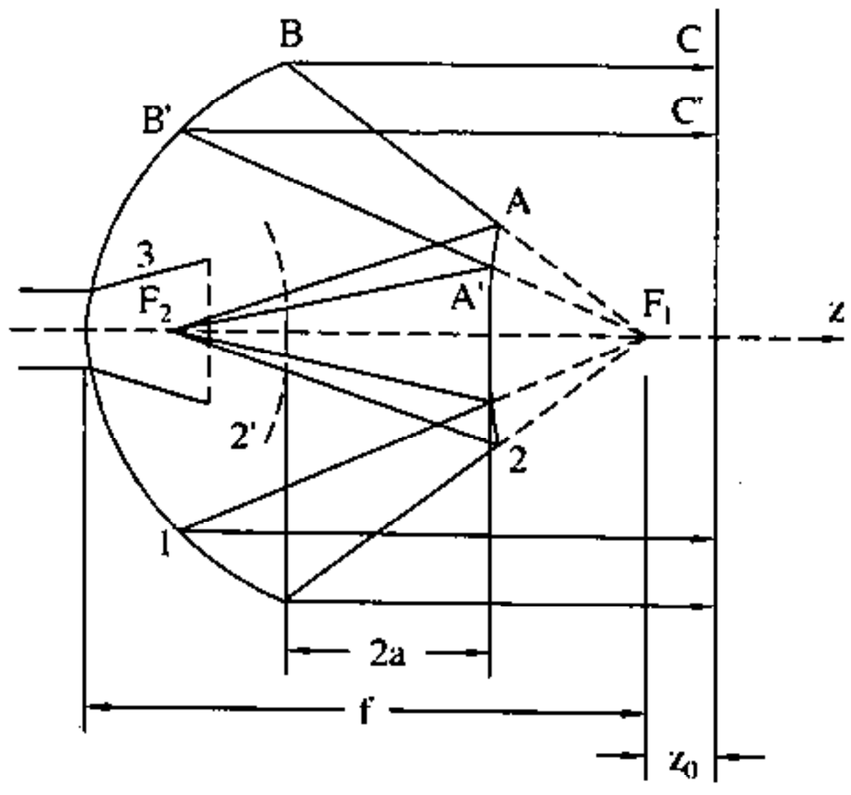
Hình 27.14

§ 27.10. ANTEN GƯƠNG KÉP

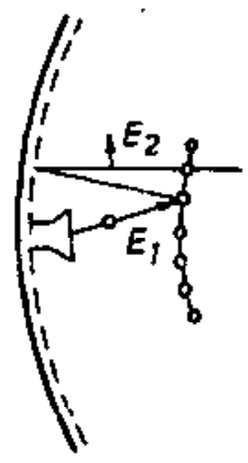
Sơ đồ của một trong các anten gương kép được vẽ ở hình 27.15. Anten gồm có một gương lớn 1 (gương chính), một gương nhỏ 2 (gương phụ), và bộ chiếu xạ 3 có tâm pha đặt tai tiêu điểm của gương phụ. vVới mỗi bộ chiếu xạ có mặt sóng đã xác định, có thể chọn vô số cặp gương chính phụ khác nhau để tạo thành mặt đồng pha ở miệng của gương chính.

Hình 27.16 vẽ anten gương kép với gương chính là gương parabol, gương phụ là gương hyperbol. Anten này còn có tên là anten Cassêgrên.

Ở hình 27.15, tiêu điểm của gương phụ hyperbol được bố trí trùng với tiêu điểm của gương chính parabol. Tiêu cự của nhánh hyperbol thứ hai (nhánh ảo) nằm ở điểm F trên trục của gương chính. Bộ chiếu xạ sẽ được bố trí thế nào để tâm pha của nó trùng với điểm F_2. Sóng điện từ tạo ra bởi bộ chiếu xạ sẽ truyền tới mặt gương phụ hyperbol và sau khi phản xạ sẽ đập vào mặt gương chính, tiếp tục phản xạ lần hai rồi truyền đi.



Hình 27.15.



Hình 27.16

Giả thiết bộ chiếu xạ là nguồn sóng cầu: các sóng tới và sóng phản xạ tuân theo quy luật quang hình. Khi ấy, theo tính chất của hyperbol (hyperbol là quỹ tích của các điểm mà hiệu khoảng cách đến hai tiêu điểm là một hằng số, có giá trị bằng khoảng cách giữa 2 đỉnh của hai nhánh), và căn cứ theo hình 27.15 ta có thể viết:

$$F_2A - F_1A = F_2A' - F_1A' = 2a$$

Ngoài ra, căn cứ vào tính chất của parabol ta có:

$$F_1A + AB + BC = F_1A' + A'B' + B'C' = 2f + z_0$$

Vì $F_2A = F_1A + 2a$ nên

$$F_2A + AB + BC = F_1A + AB + BC + 2a = F_1A' + A'B' + B'C' + 2a =$$
$$= 2f + z_0 + 2a = const$$

Trong đó, f là tiêu cự của gương parabol: $2a$ là khoảng cách giữa hai đỉnh hyperbol; z_0 là khoảng cách từ tiêu điểm parabol đến đường thẳng vuông góc với trục parabol.

Từ đó có thể thấy rằng tổng độ dài đường đi của tia sóng kể từ bộ chiếu xạ, phản xạ tại gương hyperbol, phản xạ lần 2 tại gương parabol và truyền tới một mặt phẳng nào đó song song với mặt phẳng miệng gương sẽ là một hằng số. Nói cách khác, mặt phẳng song song với miệng gương có thể được coi là một mặt bức xạ đồng pha. Như vậy, anten gương kép cũng đạt được hiệu quả biến đổi sóng cầu thành sóng phẳng giống như anten gương đơn giản. Nó có thể được coi như một gương đơn có bộ chiếu xạ ảo đặt tại tiêu điểm. Ưu điểm của anten gương kép so với gương đơn là kích thước anten theo hướng trục nhỏ hơn so với anten gương đơn. Đồng thời, do bộ chiếu xạ đặt gần đỉnh gương nên kết cấu sẽ đơn giản và tiện lợi hơn.

Khuyết điểm của anten gương kép là gương phụ sẽ chắn mất một phần không gian phía trước gương chính gây ra một miền tối, làm phân bố biên độ của trường không đồng đều, dẫn tới giảm hệ số định hướng của anten. Hệ số định hướng của anten gương kép được xác định gần đúng theo công thức:

$$D_0' \approx D_0\left(1 - 2\frac{R_1}{R_2}\right)^2 \qquad (27.19)$$

Trong đó, D_0 là hệ số định hướng khi gương chính không bị che; R_1 và R_2 là bán kính của miệng gương phụ và miệng gương chính.

Ngoài anten Cassêgrên, trong thực tế còn hay sử dụng một số loại anten gương kép khác. Ví dụ anten có gương chính là gương parabol, gương phụ là một phần của ellipsôit, hoặc gương chính là một phần hình cầu, gương phụ có prôfil dạng thích hợp để hiệu chỉnh méo pha do gương chính có prôfil khác parabol.

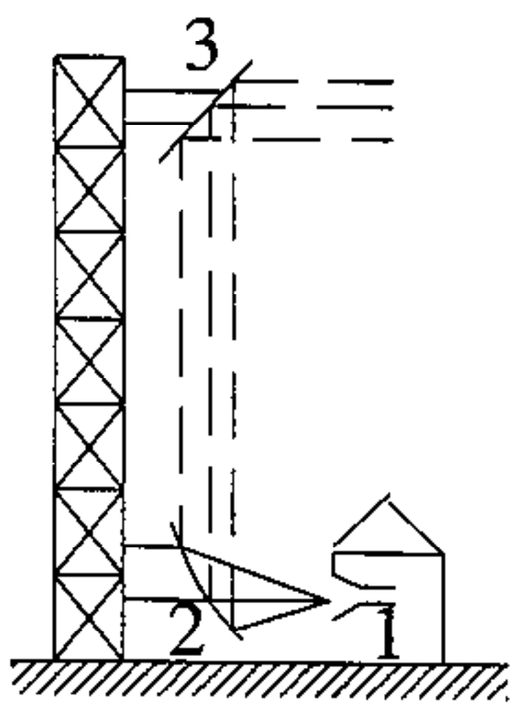
Để khắc phục hiệu ứng che chắn của gương phụ đối với gương chính, người ta chế tạo gương phụ dưới dạng lưới dây dẫn song song, còn bề mặt gương chính cần được chế tạo sao cho nó có khả năng quay mặt phẳng phân cực của sóng phản xạ đi một góc 90^0.

Nguyên lý của kết cấu mặt phản xạ nói trên đã được khảo sát ở chương 165. Sóng phản xạ từ mặt gương chính có mặt phẳng phân cực đã quay đi một góc 90^0 so với hướng ban đầu sẽ lọt qua lưới dây dẫn song song của mặt gương phụ mà không bị gương phụ che chắn.

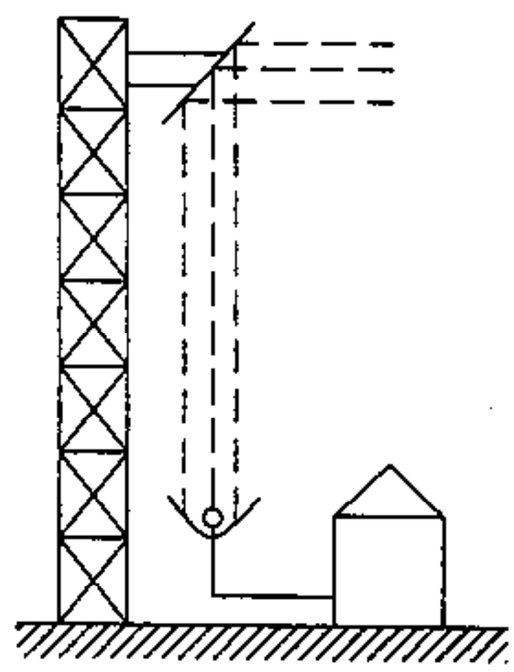
Ở hình 27.16 có minh hoạ nguyên lý hoạt động của loại gương này, sóng chiếu xạ có hướng của vectơ E_1 song song với các dây dẫn của gương phụ nên bị gương phụ phản xạ hoàn toàn. Sau khi phản xạ từ mặt gương chính ta nhận được sóng phản xạ có $\overline{E}_2$ vuông góc với các dây dẫn của gương phụ nên nó lọt qua được gương phụ.

§27.11. ANTEN PERISCỐP

Anten gồm có bộ chiếu xạ 1, gương cong 2 ở phía dưới, và gương phẳng 3 ở phía trên. Nếu gương dưới là một phần của ellipsôit thì bộ chiếu xạ sẽ được đặt ở một trong hai tiêu điểm của ellip, còn tiêu điểm thứ hai được bố trí trùng với tâm của gương phẳng (hình 27.17b). Ưu điểm của anten pêriscôp là không cần dùng fiđe dài để tiếp điện nên đạt được hiệu suất cao trong một dải tần rộng.

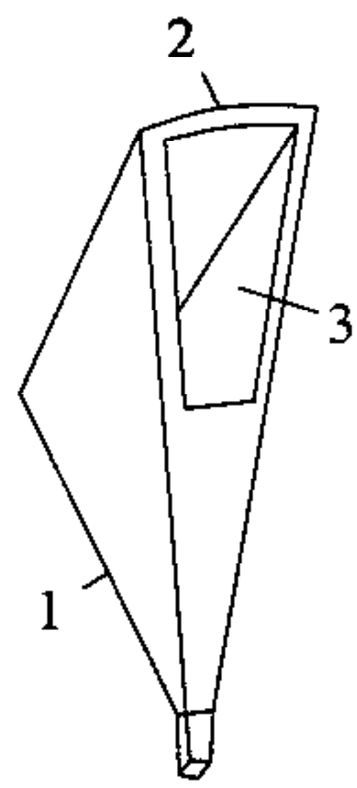


a)



b)

Hình 27.17.



Hình 27.18.

§27.12. ANTEN LOA – PARABOL

Anten gồm có một loa hình tháp 1, ở miệng của nó được gắn với một phần của gương parabol tròn xoay 2. Tiêu điểm của gương được bố trí trùng với tâm của loa. Chùm tia hội tụ được bức xạ qua miệng 3 (hình 27.18)

Ưu điểm của anten loa – parabol là chùm tia chiếu xạ không bị phân tán, do đó anetn đạt được hiệu suất cao, mức bức xạ phụ nhỏ. Cũng giống như ở trường hợp anten gương không đối xứng, trong trường hợp này hiệu ứng phản xạ của bộ chiếu xạ là không đáng kể và anten có dải tần công tác rộng.

Chương XXVIII
ANTEN SÓNG MẶT

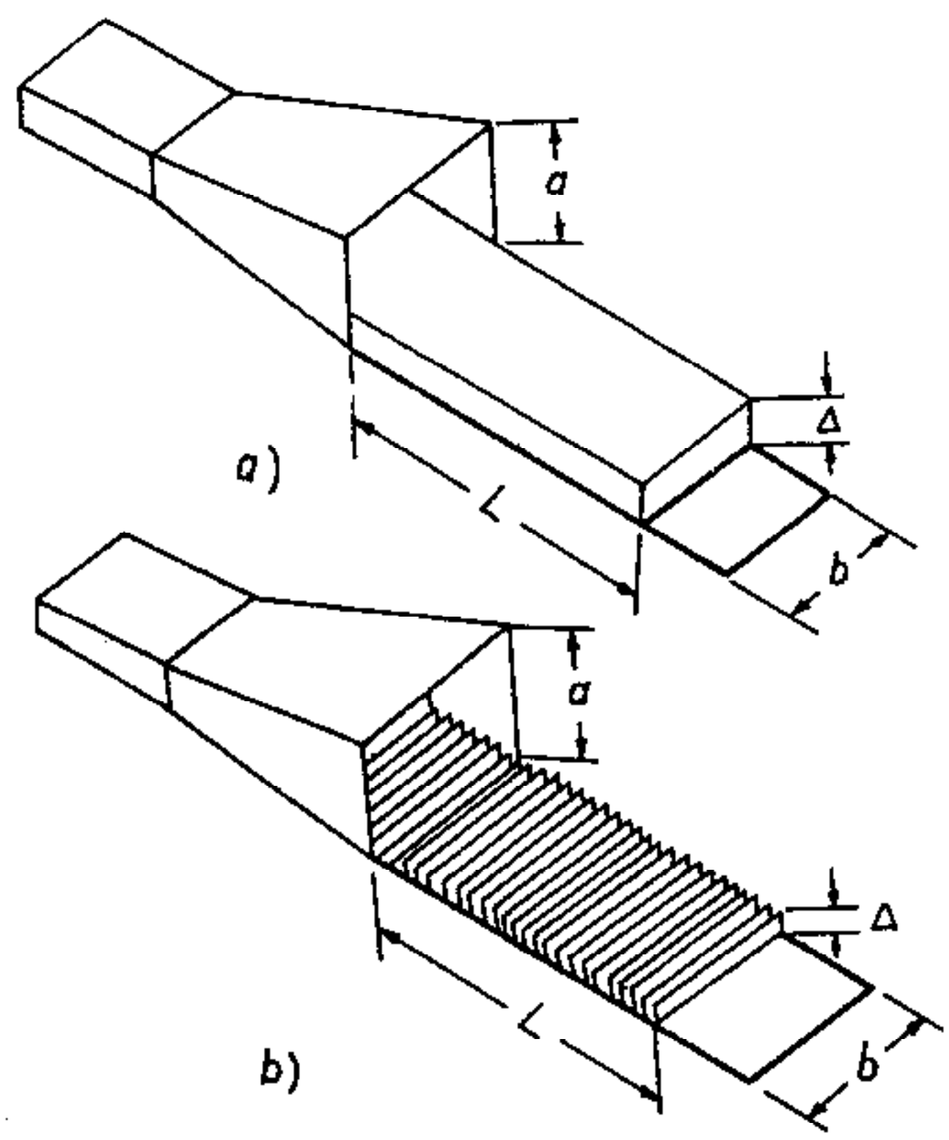
Anten sóng mặt là anten được thiết lập từ một cấu trúc định hướng sóng mặt có độ dài hữu hạn. Vì trở kháng bề mặt của các cấu trúc như vậy có giá trị khác không nên anten sóng mặt còn được gọi là *anten có trở kháng mặt*, hay "anten Impêđăng" (chữ Impêđăng có nghĩa là trở kháng).

Anten sóng mặt có nhiều loại, được gọi tên theo cấu trúc định hướng cụ thể dùng làm anten. Việc phân loại anten có thể dựa vào tính chất hình học của kết cấu (ví dụ anten phẳng hoặc trụ), theo đặc điểm của vật liệu cấu trúc anten (ví dụ anten kim loại hoặc điện môi), hoặc kết hợp cả hai tính chất trên (ví dụ anten phẳng – kim loại, hoặc anten trụ - điện môi...).

Sau đây, chúng ta sẽ lần lượt khảo sát một số loại anten sóng mặt thông dụng.

§28.1. ATEN IMPÊĐĂNG PHẲNG

Cấu trúc của anten gồm một bộ kích thích (thường có dạng anten loa) và hệ thống định hướng phẳng là một tấm điện môi có $\varepsilon >> 1$ đặt trên nền kim loại (anten phẳng - điện môi) hoặc một mặt kim loại có hệ thống rãnh ngang (anten phẳng – kim loại). Kết cấu của anten phẳng - điện môi và kim loại được vẽ ở hình 28.1. Để nghiên cứu đặc tính bức xạ của anten cần xác định trước hết là cấu trúc trường của sóng mặt và các thông số của sóng có liên quan đến kết cấu định hướng. Biết cấu trúc của các thành phần điện – từ trường tiếp truyến trên bề mặt kết cấu sẽ xác định được các dòng điện và từ mặt tương đương, sau đó khảo sát bức xạ của anten theo lý thuyết anten sóng mặt đã biết.



Hình 28.1

Trường của sóng mặt trên kết cấu sóng chậm phẳng.

a. Kết cấu Impêđăng điện môi;

Hệ thống định hướng sóng chậm trong trường hợp này là tấm điện môi đặt trên nền kim loại phẳng (hình 28.1a). Giả sử sóng chậm truyền lan trên mặt kết cấu là loại sóng E.

Trường của sóng trong môi trường không khí có thể được xác định theo công thức:

$$H_x = H_0 e^{-pz-ihy} \tag{28.1}$$

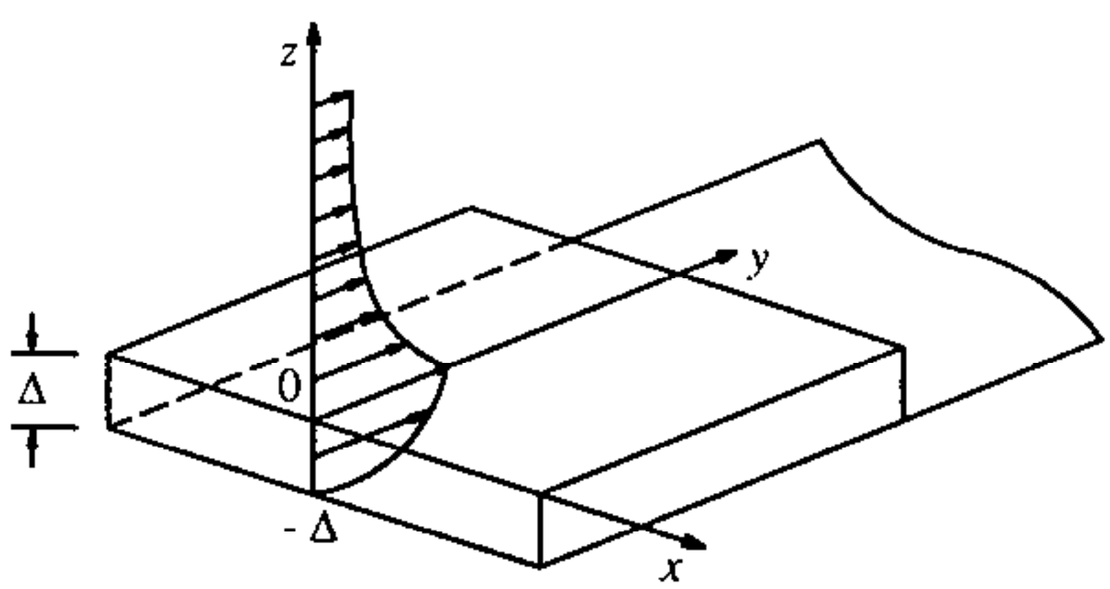
$$\left.\begin{aligned} E_z &= \frac{h}{\omega\varepsilon_0} H_x = \frac{h}{k} W_0 H_0 e^{-pz-ihy} \\ E_y &= i\frac{p}{\omega\varepsilon_0} H_x = i\frac{p}{k} W_0 H_0 e^{-pz-ihy} \end{aligned}\right\} \tag{28.2}$$

Với quan hệ giữa p và h

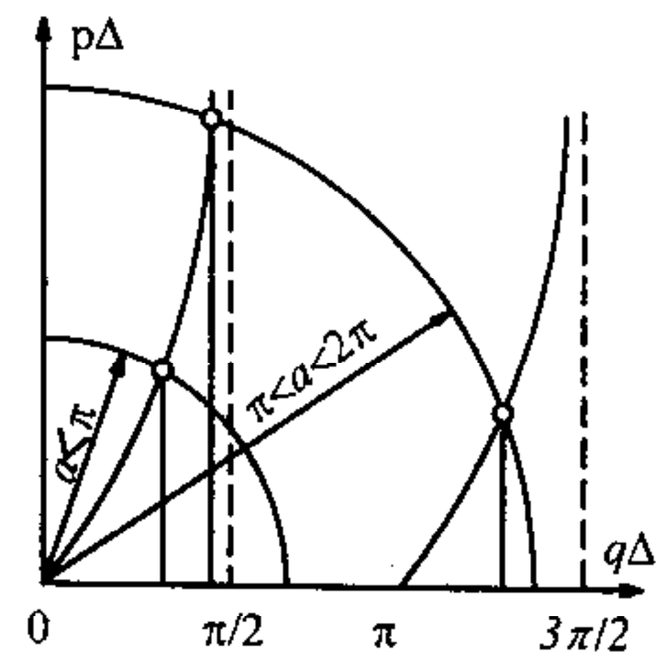
$$p = \sqrt{h^2 - k^2} \tag{28.3}$$

Trường của sóng trong môi trường điện môi cần thỏa mãn điều kiện bờ trên mặt kim loại và điều kiện bờ trên mặt phân giới.

Dễ dàng thấy rằng trường trong môi trường điện môi sẽ là tổng trường của sóng tới truyền lan theo hướng z âm và trường của sóng phản xạ truyền lan theo hướng z dương (xem hình 28.2)



Hình 28.2.



Hình 28.3.

Biểu thức của thành phần cường độ từ trường của sóng trong môi trường điện môi có thể viết dưới dạng:

$$H_x' = H_0' \cos q(z + \Delta) e^{-ihy} \tag{28.4}$$

Δ- độ dày của lớp điện môi.

Các thành phần còn lại của trường có thể tìm được từ phương trình Maxwell thứ nhất, tương tự như khi xác định các biểu thức (28.2). Ta nhận được:

$$\left.\begin{aligned} E_z' &= \frac{h}{\omega\varepsilon} H_0' \cos q(z+\Delta) e^{-ihy} = \frac{h}{k_1} W_1 H_0' \cos q(z+\Delta) e^{-ihy} \\ E_y' &= i\frac{q}{\omega\varepsilon} H_0' \sin q(z+\Delta) e^{-ihy} = i\frac{q}{k_1} W_1 H_0' \sin q(z+\Delta) e^{-ihy} \end{aligned}\right\} \quad (28.5)$$

ở đây, ε là hệ số điện môi của lớp điện môi; k_1 và W_1 là hệ số pha và trở kháng sóng của môi trường điện môi; q là hệ số sóng ngang trong môi trường điện môi, nó có quan hệ với k_1 và h bởi

$$q = \sqrt{k_1^2 - h^2} \quad (28.6)$$

Các biểu thức (28.5) thoả mãn điều kiện bờ trên mặt vật dẫn lý tưởng, nghĩa là điều kiện bằng không của thành phần tiếp tuyến điện trường trên bề mặt kim loại . Thật vậy khi cho $z = -\Delta$ ta sẽ được $E_y' = 0$. Ngoài ra, các thành phần này cần thoả mãn điều kiện bờ trên mặt phân giới điện môi - không khí.

$$\left.\begin{aligned} H_x &= H_x' \\ E_y &= E_y' \end{aligned}\right\} \text{ tại } z = 0 \quad (28.7)$$

Sử dụng các biểu thức (28.1) ÷ (28.5) và điều kiện (28.7) ta có:

$$H_0 = H_0' \cos q\Delta \quad (1)$$

$$\frac{p}{\omega\varepsilon_0} H_0 = \frac{q}{\omega\varepsilon} H_0' \sin q\Delta \quad (2)$$

Chia phương trình 2 cho 1 ta có

$$p\Delta = \frac{1}{\varepsilon'} q\Delta \operatorname{tg} q\Delta \quad (28.8)$$

$\varepsilon' = \dfrac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ là hệ số điện môi tương đối của môi trường 2. Phương trình (28.8) biểu thị quan hệ giữa p và q, được gọi là phương trình đặc tính của kết cấu chậm.

Từ các biểu thức (28.3) và (28.6), ta cũng có thể rút ra một phương trình nữa biểu thị quan hệ giữa p và q.

$$(p\Delta)^2 + (q\Delta)^2 = \Delta^2(k_1 - k^2) = a^2 \quad (28.9)$$

Giải hệ thống hai phương trình (28.8) và (28.9) sẽ nhận được thông số của các sóng có thể truyền lan dọc theo lớp điện môi. Đơn giản hơn cả là giải hệ phương trình trên theo phương pháp đồ thị (xem hình 28.3).

Khi $a \le \pi$ thì đường cong (28.8) và (28.9) chỉ có một giao điểm, đó là lời giải duy nhất của phương trình đặc tính. Điều này có nghĩa là trong trường hợp đang khảo sát chỉ tồn tại một sóng truyền lan dọc theo lớp điện môi. Nếu a nằm trong giới hạn từ $\pi \div 2\pi$ thì các đường cong sẽ có hai giao điểm, nghĩa là có hai cặp nghiệm của phương trình (28.8) và (28.9). Hai lời giải này tương ứng với hai sóng truyền lan theo kết cấu, như vậy

mỗi giá trị a sẽ xác định một số sóng nào đó, khi tăng tần số thì số sóng sẽ tăng nhưng luôn luôn là một số hữu hạn.

Trở kháng bề mặt của kết cấu trong trường hợp này được xác định bởi

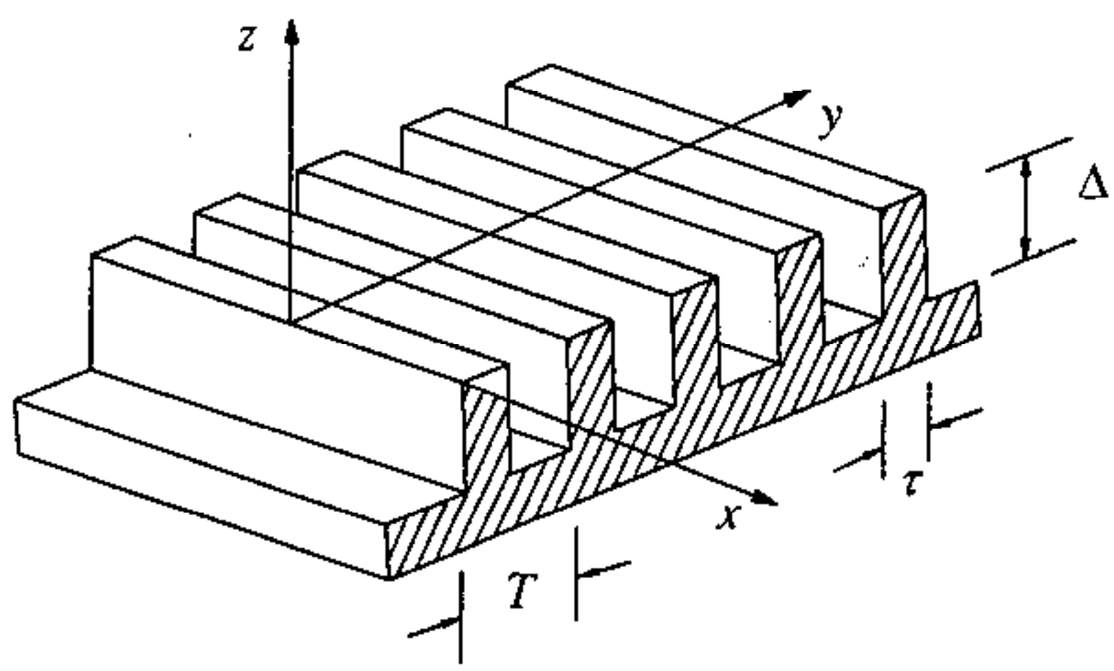
$$Z_s = \frac{E'_y}{H'_x} = i\frac{q}{\omega\varepsilon}tg(q\Delta) = i\frac{q}{k_1}W_1 tg(\Delta q) \qquad (28.10)$$

Từ (28.10) chúng ta thấy rằng trở kháng bề mặt của kết cấu mang đặc tính cảnm kháng thuần và giá trị của nó phụ thuộc vào độ dày của lớp điện môi trên mặt kim loại.

b. Kết cấu Impêđăng kim loại

Trong trường hợp này hệ thống định hướng sóng chậm là một mặt kim loại có rãnh (hình 28.4). Môi trường trong rãnh có thể là không khí hoặc một vật liệu điện môi nào đó. Do sự có mặt của các rãnh nên cấu trúc trường của sóng sẽ phụ thuộc vào hướng truyền sóng. Theo hướng dọc các rãnh có thể truyền lan sóng H còn theo hướng vuông góc với các rãnh có thể truyền lan sóng E.

Nếu lựa chọn các thông số của kết cấu thích hợp thì sóng E truyền lan theo kết cấu sẽ tương tự như sóng E truyền lan trên kết cấu Impêđăng điện môi. Giả sử sóng E có các thành phần E_z, E_y, H_x không phụ thuộc vào x, nghĩa là trường không biến đổi dọc theo x. Để xác định các đặc tính của sóng mặt, trước hết cần xác định trường trong rãnh và thực hiện điều kiện liên tục của các thành phần tiếp tuyến của E, H ở trên bề mặt rãnh, tương tự như khi khảo sát cấu trúc Impêđăng điện môi. Biểu thức của các thành phần trường trong môi trường nằm phía trên các rãnh có thể viết theo (28.1) và (28.2) bởi vì khi rút ra các biểu thức này không cần dựa vào một giả thiết nào đối với tính chất của trường trong môi trường 2. Bây giờ ta xác định trường trong rãnh. Để đơn giản, ta coi bề rộng của rãnh (T - τ) nhỏ hơn $\lambda/4$. Trong trường hợp này nếu trong rãnh có điện trường gồm các thành phần E'_z và E'_y thì trường này chỉ có thể tồn tại trong rãnh dưới dạng trường của các sóng bậc cao không lan truyền, bởi vì để có thể lan truyền được sóng H_{10} là sóng có bước sóng tới hạn lớn nhất thì bề rộng của rãnh cũng phải lớn hơn $\lambda/2$. Vì trường của các sóng bậc cao có giá trị nhỏ nên ta có thể bỏ qua không xét đến.



Hình 28.4.

Như vậy, với các giả thiết đã nêu ở trên, trong khoảng không gian của rãnh được coi là chỉ tồn tại sóng TEM truyền lan theo trục z, có thành phần điện trường theo trục y., (E_y) và từ trường theo x, (H_x). Theo giả thiết, trường này không biến đổi theo x nhưng nếu vậy thì nó cũng không biến đổi theo y vì từ phương trình:

$$div\,E' = 0,$$

Nếu $E'_z = E'_x = 0$ thì $\frac{\partial E'_y}{\partial y} = 0$

Điện trường E_z trong khoảng không gian của rãnh cần thoảo mãn phương trình sóng:

$$\frac{d^2 E'_y}{dz^2} + k^2 E'_y = 0$$

Lời giải của phương trình này có dạng tổng quát

$$E'_y = A' e^{ikz} + B' e^{-ikz} \tag{28.11}$$

A', B' là các hằng số tích phân.

Theo điều kiện bờ của vật dẫn lý tưởng $E'_y = 0$, tại $z = -\Delta$. Thay $z = -\Delta$ vào (28.11) ta rút ra được

$$A' = -B' e^{2ik\Delta} \tag{28.12}$$

Thay (28.12) vào (28.11) sẽ có

$$E'_y = 2iB' e^{ik\Delta} \sin k(z + \Delta)$$

Đặt $2B' e^{ik\Delta} = E_0$ ta nhận được (28.11) dưới dạng:

$$E'_y = iE_0 \sin k(z + \Delta) \tag{28.13}$$

Từ phương trình Maxwell thứ hai

$$rot\overline{E'} = -i\omega\mu_0 \overline{H'}$$

Ccó thể xác định được biểu thức của cường độ từ trường trong rãnh. Từ trường này có thành phần H_x bằng:

$$H'_x = -\frac{i}{\omega\mu_0}\frac{\partial E'_y}{\partial z} = \frac{1}{W_0} E_0 \cos k(z + \Delta) \tag{28.14}$$

Ta nhận thấy (28.13) và (28.14) có dạng của sóng đứng điện trường và từ trường. Tại mặt kim loại là nút của sóng đứng điện trường nhưng là bụng của sóng đứng từ trường.

Bây giờ cần thực hiện điều kiện bờ trên bề mặt kết cấu (tại $z = 0$). Giả sử các rãnh có thành rất mỏng ($\tau \to 0$). Khi ấy chúng ta cần tính đến điều kiện liên tục của E_y và E'_y trên mặt $z = 0$ mà không cần chú ý đến thành phần điện trường tiếp xúc với cạnh trên của các thành kim loại, ta có

$$E_y = E'_y \text{ (khi z = 0)} \tag{28.15}$$

Xem xét hai vế của (28.15) ta thấy vế trái có dạng một sóng chạy, biểu thị bởi thừa số pha e^{-ihy} còn vế phải là một sóng đứng, pha của nó không biến đổi trong khoảng không gian giữa hai thành của rãnh nhưng có thể biến đổi nhảy vọt khi chuyển rãnh. Để giải gần đúng bài toán, có thể giả thiết pha của trường trong các rãnh không biến đổi

nhảy vọt mà biến đổi liên tục giống như sự biến đổi pha của trường phía bên trên mặt các rãnh, nghĩa là giả thiết:

$$E_y^{'} = iE_0 \sin k(z+\Delta)e^{-ihy}$$
$$H_x^{'} = \frac{1}{W_0} E_0 \cos k(z+\Delta)e^{-ihy} \qquad (28.16)$$

Bây giờ ta có thể viết điều kiện bờ đối với các thành phần E_y và H_x tại z = 0.

$$\left.\begin{aligned} E_y = E_y^{'} \Rightarrow \frac{p}{k} W_0 H_0 e^{-p\Delta} = E_0 \sin(k\Delta) \ (1) \\ H_x = H_x^{'} \Rightarrow W_0 H_0 e^{-p\Delta} = E_0 \cos(k\Delta) \ (2) \end{aligned}\right\} \qquad (28.17)$$

Chia phương trình (1) cho (2) ta nhận được:

$$\frac{p}{k} = tg(k\Delta) \qquad (28.18)$$

Với $p = \sqrt{h^2 - k^2}$

Như trước đây đã phân tích p là một số thực dương nên tg($k\Delta$) cần phải có giá trị dương. Do đó Δ không được vượt quá λ/4, nghĩa là điều kiện tồn tại của sóng chậm trên kết cấu rãnh là độ sâu của các rãnh không được vượt quá 0,25λ.

Hệ số pha của sóng mặt trong trường hợp này có giá trị bằng:

$$h = \sqrt{p^2 + k^2} = \frac{k}{\cos(k\Delta)}$$

Vận tốc pha của sóng mặt bằng:

$$v = \frac{\omega}{h} = c.\cos(k\Delta)$$

Còn hệ số chậm $\frac{c}{v} = \frac{1}{\cos(k\Delta)}$

Trở kháng bề mặt của kết cấu có thể xác định bởi

$$Z_s = \left(\frac{E_y^{'}}{H_x^{'}}\right)_{z=0} = iW_0 tg(k\Delta) \qquad (28.19)$$

Công thức (28.19) xác định trở kháng bề mặt của kết cấu khi không tính đến ảnh hưởng của bề dày thành rãnh (τ→0). Trường hợp τ ≠0 thì Impêđăng trên mặt thành rãnh bằng không (Z_s = 0), còn trong khoảng giữa hai thành rãnh được xác định bởi:

$$Z_s = i\frac{T-\tau}{T} W_0 tg(k\Delta) \qquad (28.20)$$

Hệ số suy giảm theo hướng pháp tuyến

$$p = \frac{T-\tau}{T} ktg(k\Delta)$$

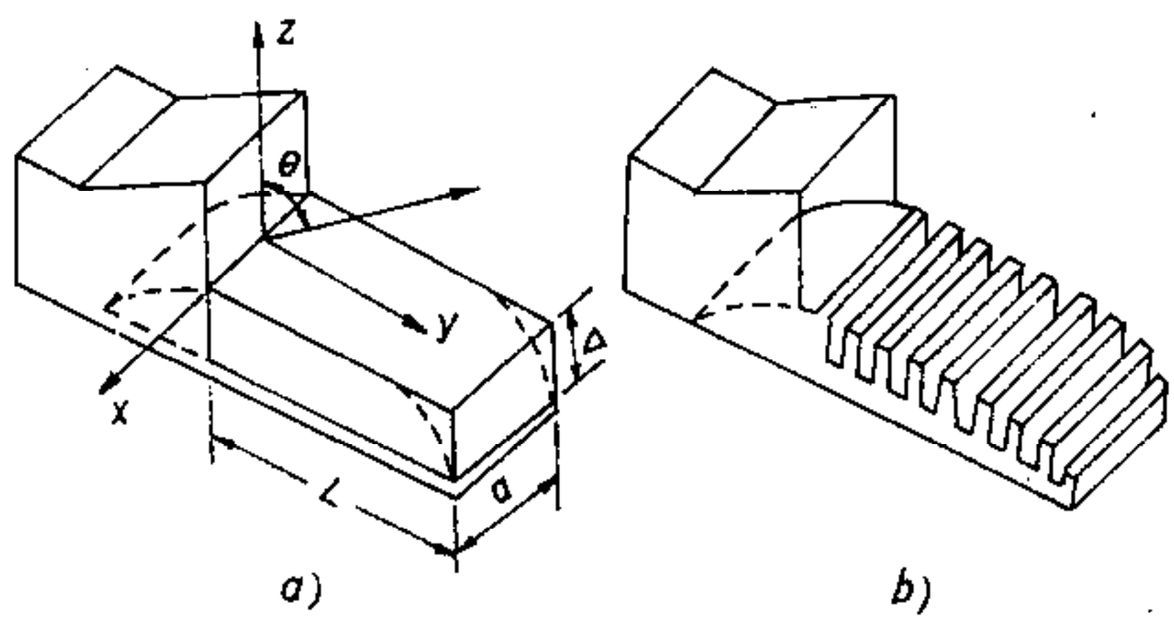
Hệ số chậm

$$\frac{c}{v}=\sqrt{1+\left(\frac{T-\tau}{T}\right)^2 tg^2(k\Delta)}$$

Đồ thị phương hướng của anten lmpêđăng phẳng

Như trên đã nói, mỗi anten sóng mặt thường gồm hai bộ phận là bộ kích thích và hệ thống định hướng sóng chậm. Bộ kích thích tạo ra trường trên mặt kết cấu chậm (sóng mặt) truyền lan trên kết cấu và bức xạ. Tuy nhiên bên cạnh trường bức xạ của sóng mặt (là trường bức xạ cơ bản) còn có trường bức xạ phụ của bản thân thiết bị kích thích. Thường thì trường phụ này không làm biến đổi dạng đồ thị phương hướng của trường bức xạ cơ bản. Nếu giữa thiết bị kích thích và hệ thống định hướng được phối hợp trở kháng tốt thì ảnh hưởng này sẽ nhỏ.

Như vậy, kết cấu chậm đóng vai trò cơ bản trong việc hình thành đồ thị phương hướng của anten. Ta khảo sát một kết cấu chậm phẳng có kích thước hữu hạn, được đặt trong không gian tự do hoặc trên một tấm kim loại có kích thước khá lớn. Giả thiết trong các trường hợp chúng ta khảo sát đều không có sóng phản xạ từ đầu cuối kết cấu, nghĩa là trên kết cấu chỉ có sóng chạy. Muốn vậy phải làm sao cho vận tốc pha của sóng mặt ở phía đầu cuối phải có giá trị gần bằng vận tốc sóng trong không gian tự do ($v=c$). Điều này có thể thực hiện được bằng cách giảm dần bề dày của lớp điện môi hoặc độ sâu của rãnh (hình 28.5).



Hình 28.5.

Với một sai số không lớn, có thể cho rằng trường trên bề mặt kết cấu chậm kích thước hữu hạn cũng được xác định bởi các biểu thức như đã khảo sát trước đây, đối với kết cấu vô hạn.

Trường bức xạ của anten sẽ được xác định theo công thức sau:

$$\left.\begin{aligned} E_\theta &= \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}aLW_0H_0\left(\cos\theta - \frac{ip}{k}\right)\sin\varphi\frac{\sin X}{X}\frac{\sin U}{U} \\ E_\varphi &= \frac{-ik}{4\pi}\frac{e^{-ikR}}{R}aLW_0H_0\left(1 - \frac{ip}{k\cos\theta}\right)\cos\varphi\frac{\sin X}{X}\frac{\sin U}{U} \end{aligned}\right\} \qquad (28.21)$$

Trong đó

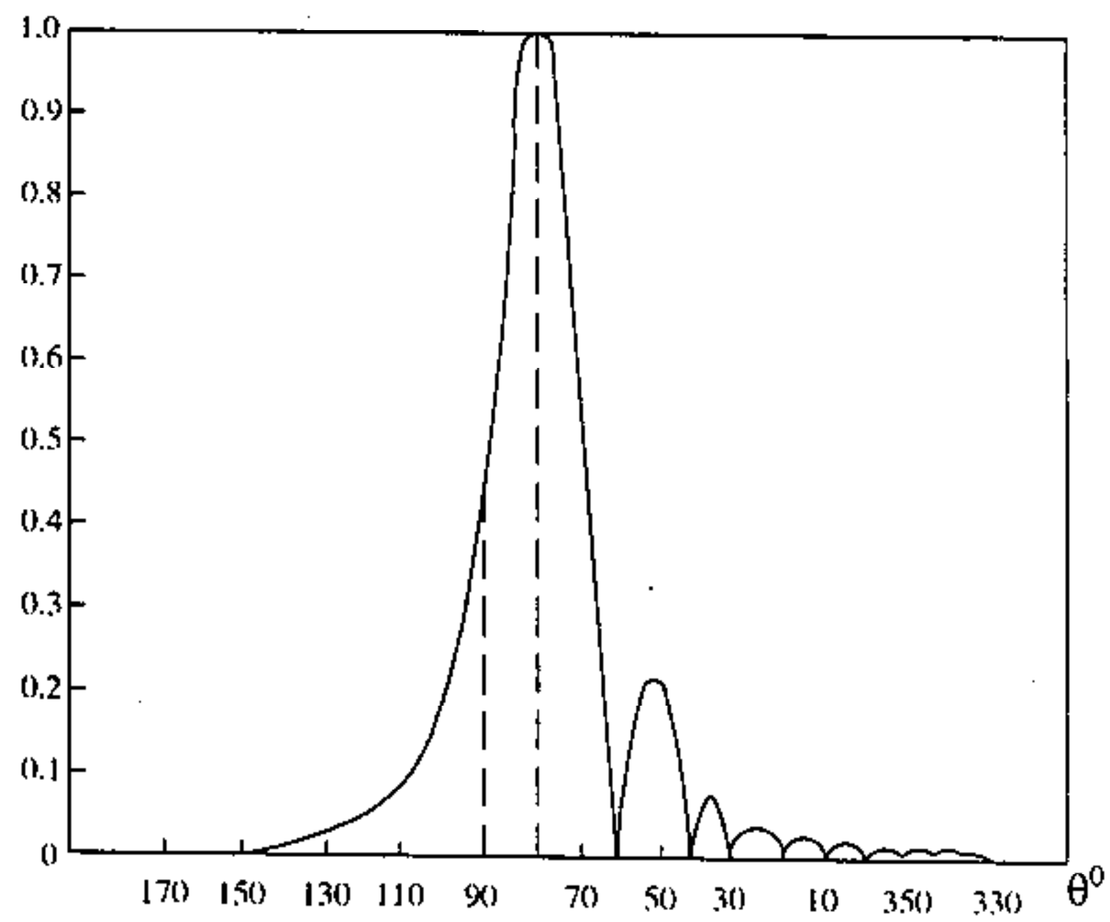
$$X = \frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi$$

$$U = \frac{kL}{2}\left[\frac{h}{k} - \sin\theta\sin\varphi\right]$$

Căn cứ vào (28.21), chúng ta có thể khảo sát hàm phương hướng của anten trong hai mặt phẳng riêng rẽ E và H. Trong mặt phẳng E (ứng với $\varphi = 90^0$) trường chỉ có một thành phần E_θ. Lấy môđun của E_θ và gọi thừa số phụ thuộc với góc θ là $f(\theta)$, ta có:

$$f(\theta) = \sqrt{\frac{h^2}{k^2} - \sin^2\theta}\left|\frac{\sin U}{U}\right| \qquad (28.22)$$

Ở đây đã sử dụng quan hệ $p^2 = h^2 - k^2$. Nếu chú ý rằng tỷ số $h/k = c/v = \xi$ thì $|\sin U/U|$ trong biểu thức (28.22) có dạng giống như hàm số tổ hợp đối với hệ thống bức xạ có góc pha biến đổi theo quy luật sóng chạy. Ở đây cần chú ý đến biểu thức $\sqrt{(h/k)^2 - \sin^2\theta}$. Biểu thức này có giá trị khác không tại $\theta = 90^0$, nghĩa là ở anten sóng mặt có tồn tại bức xạ theo hướng trục (khác với trường hợp dây dẫn dòng điện sóng chạy không bức xạ theo hướng trục). Cũng vì lý do ấy, hướng cực đại của đồ thị phương hướng anten sóng mặt sẽ lệch khỏi hướng trục một góc nhỏ hơn so với trường hợp dây dẫn sóng chạy.



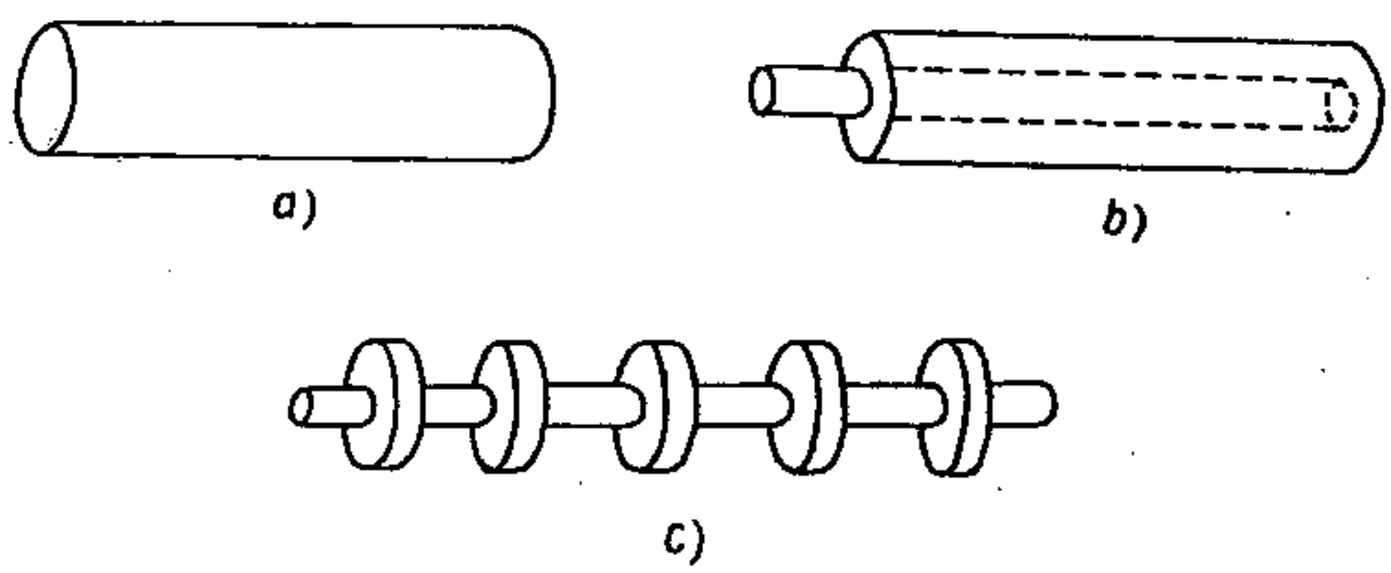
Hình 28.6.

Đồ thị phương hướng của anten được vẽ ở hình (28.6). Để nhận được biểu thức hàm phương hướng anten trong mặt phẳng H, ta thay $\theta = 90^0$ vào các công thức đã nhận được. Khi ấy sẽ thấy rằng trong mặt phẳng này điện trường có cả hai thành phần E_θ và E_φ, nhưng có thành phần E_φ bằng không theo trục anten (hướng y, $\varphi = 90^0$). Hàm bức xạ trong mặt phẳng này được xác định bởi cả hai số hạng trong (28.21). Số hạng thứ nhất $(\sin X)/X$ có liên quan đến bề rộng của anten còn số hạng thứ hai có quan hệ với số chậm của sóng mặt trên anten.

§28.2. ANTEN IMPÊĐĂNG TRỤ

Trường của sóng mặt trên kết cấu hình trụ

Kết cấu sóng chậm hình trụ được ứng dụng trong kỹ thuật anten có thể là trục điện môi, trục kim loại có phủ lớp điện môi, hoặc trục kim loại răng lược (hình 28.7).



Hình 28.7.

Nếu một đầu kết cấu được đặt vào nguồn kích thích, còn đầu kia mắc tải thì kết cấu chậm sẽ trở thành đường truyền sóng mặt. Khi đầu cuối kết cấu hở mạch thì sóng mặt sẽ bức xạ và kết cấu sóng chậm trở thành anten sóng mặt.

Để phân tích nguyên lý làm việc của anten, cần biết có những sóng nào có thể truyền lan trên đường truyền như vậy. Tương tự như trường hợp kết cấu Impêđăng, trong hệ thống này cũng có thể tồn tại và lan truyền các sóng điện (sóng *E* vàhay *TM*) và sóng từ (sóng *H* hay *TE*).

Giả sử thành phần dọc của các vectơ thế điện A_z^e và vectơ thế từ A_z^M được biểu thị dưới dạng:

$$\left.\begin{aligned} A_z^e &= A_m^e(r,\varphi)e^{-ihz} \\ A_z^M &= A_m^M(r,\varphi)e^{-ihz} \end{aligned}\right\} \qquad (28.23)$$

A_M^e và A_m^M là biên độ của vectơ thế điện và thế từ.

Ta sẽ nhận được biểu thức của các thành phần trường trong hệ toạ độ trụ:

a. Đối với sóng E

$$\begin{aligned} E_r &= -ih\frac{\partial A_m^e}{\partial r}e^{-ihz} = \frac{h}{k}WH_\varphi \\ E_\varphi &= -i\frac{h}{r}\frac{\partial A_m^e}{\partial r}e^{-ihz} = -\frac{h}{k}WH_r \\ E_z &= ip^2\frac{W}{k}A_m^e e^{-ihz} \\ H_z &= 0 \end{aligned} \qquad (28.24)$$

b. Đối với sóng H

$$
\begin{aligned}
H_r &= -ih\frac{\partial A_m^M}{\partial r}e^{-ihz} = -\frac{h}{kW}E_\varphi \\
H_\varphi &= -i\frac{h}{r}\frac{\partial A_m^M}{\partial \varphi}e^{-ihz} = \frac{h}{kW}E_r \\
H_z &= \frac{ip^2}{kW}A_m^M e^{-ihz} \\
E_z &= 0
\end{aligned}
\tag{28.25}
$$

Biết các hàm số $A_m^e(r,\varphi)$ và $A_m^M(r,\varphi)$ sẽ xác định được các thành phần trường của sóng E và sóng H theo công thức (28.24) và (28.25). Để tìm các hàm số trên, cần biết đặc tính của loại đường truyền sóng mặt mà ta nghiên cứu. Ví dụ khi đường truyền là trục điện môi thiết diện tròn (ống dẫn sóng điện môi) thì trong trường hợp sóng E vectơ thế điện A_z^e có thể biểu thị như sau:

Đối với *trường bên ngoài trục điện môi* có thể biểu thị phân bố theo r qua hàm Macđônal vì hàm này có giá trị bằng không khi $r \to \infty$, còn phân bố theo φ biểu thị qua hàm lượng giác. Ta có:

$$A_{z1}^e CK_n(pr)\cos n\varphi e^{-ihz} \tag{28.26}$$

Đối với *trường bên trong trục điện môi*, có thể biểu thị phân bố theo r qua hàm Bessel vì hàm này có giá trị hữu hạn tại $r = 0$, còn phân bố theo φ cũng biểu thị qua hàm lượng giác. Ta có:

$$A_{z2}^e DJ_n(qr)\cos n\varphi e^{-ihz} \tag{28.27}$$

Với $n = 0, 1, 2...$

ở đây $K_n(x)$ là hàm số Macđônal bậc n, còn $J_n(x)$ là hàm số Bessel bậc n. Các hằng số C, D được xác định khi thoả mãn điều kiện bờ trên mặt phân giới điện môi – không khí (điều kiện liên tục của thành phần tiếp tuyến điện trường). Khi argumen của hàm Macđônal có giá trị lớn thì có thể biểu thị hàm này theo công thức gần đúng:

$$K_n(pr) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2pr}}e^{-pr}$$

Điều này chứng tỏ hàm $K_n(pr)$ có vai trò giống như hàm e^{-px} đối với trường hợp hệ thống Impêđăng phẳng. Biểu thực đối với vectơ thế từ A_z^M cũng có thể viết tương tự như trên.

Trong trường hợp tổng quát, trên trục điện môi có thể tồn tại những sóng điện và sóng từ dạng khác nhau, ứng với các giá trị $n = 0, 1, 2...$ (tương ứng là sóng đối xứng và các sóng không đối xứng bậc 1, 2...).

Trước hết ta khảo sát sóng đối xứng truyền lan dọc theo trục điện môi (khi $n=0$). Trong trường hợp này trường không phụ thuộc vào góc φ. Do trường có tính đối xứng

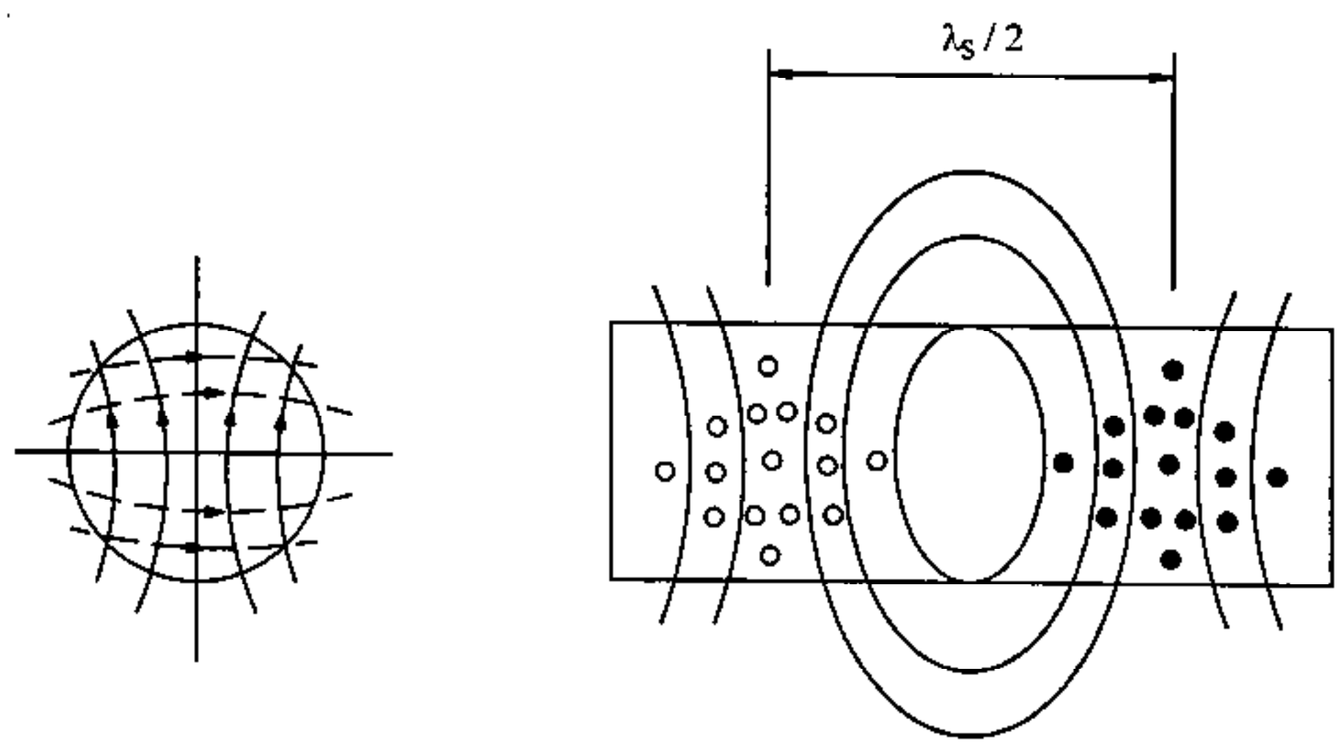
trục nên bức xạ theo hướng trục của hệ thống sẽ bằng không. Đó là lý do mà người ta không sử dụng kết cấu chậm với sóng đối xứng để làm anten bức xạ trục. Muốn thiết lập anten bức xạ trục cần sử dụng sóng không đối xứng, ví dụ sóng bậc 1. Nếu $n = 1$ thì ngoài các thành phần trường E_r, E_z, H_φ là các thành phần mà sóng đối xứng có, còn xuất hiện các thành phần E_φ, H_r. Các thành phần này phải liên tục tại bờ phân giới giữa hai môi trường điện môi – không khí.

Tuy nhiên, nếu chú ý đến quan hệ giữa chúng

$$kE_\varphi = -hWH_r \tag{28.28}$$

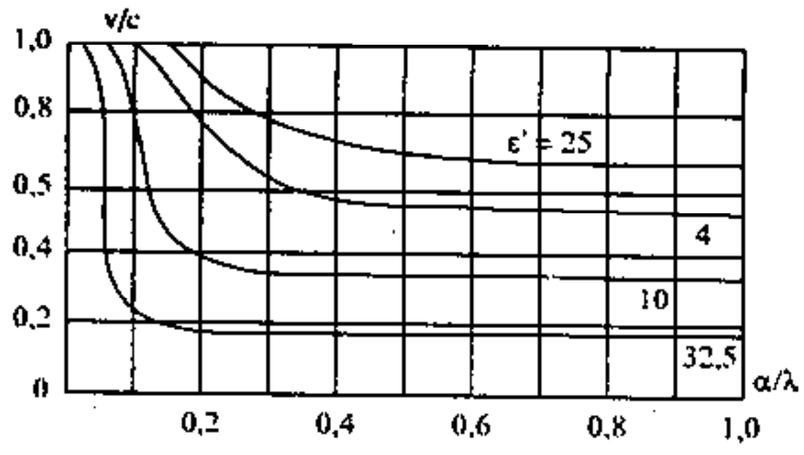
thì nếu E_φ liên tục, sẽ có H_r đột biết và ngược lại (do sự biến đổi của k và W). Đối với các ống dẫn sóng kim loại thì không xảy ra điều mâu thuẫn trên vì ở trên thành ống E_φ và H_r đều bằng không.

Điều mâu thuẫn trên chứng tỏ khi $n \neq 0$ trong ống dẫn sóng điện môi chỉ có thể truyền lan một tổ hợp sóng E và sóng H. Tỷ số của trường của các sóng ấy được xác định bởi các thông số của ống dẫn sóng điện môi, bởi bước sóng và phương pháp kích thích. Có thể thấy rằng cấu trúc trường trong ống dẫn sóng điện môi có dạng giống như cấu trúc trường của một trong các sóng E hoặc sóng H. Để ví dụ, hình 28.8 vẽ như cấu trúc trường của sóng không đối xứng HE_{11} (sóng thoả mãn điều kiện bức xạ trục). Cấu trúc này cho phép ta liên tưởng đến cấu trúc trường của sóng H_{11} trong ống dẫn sóng tròn có thành kim loại. Sự khác nhau có thể thấy được là ở trường hợp ống dẫn sóng điện môi, vectơ cường độ điện trường không hướng vuông góc với thành ống mà nghiêng một góc nào đó. Do đó đã xuất hiện thành phần dọc theocủa E trong ống, nghĩa là đã xuất hiện đặc tính của sóng E.

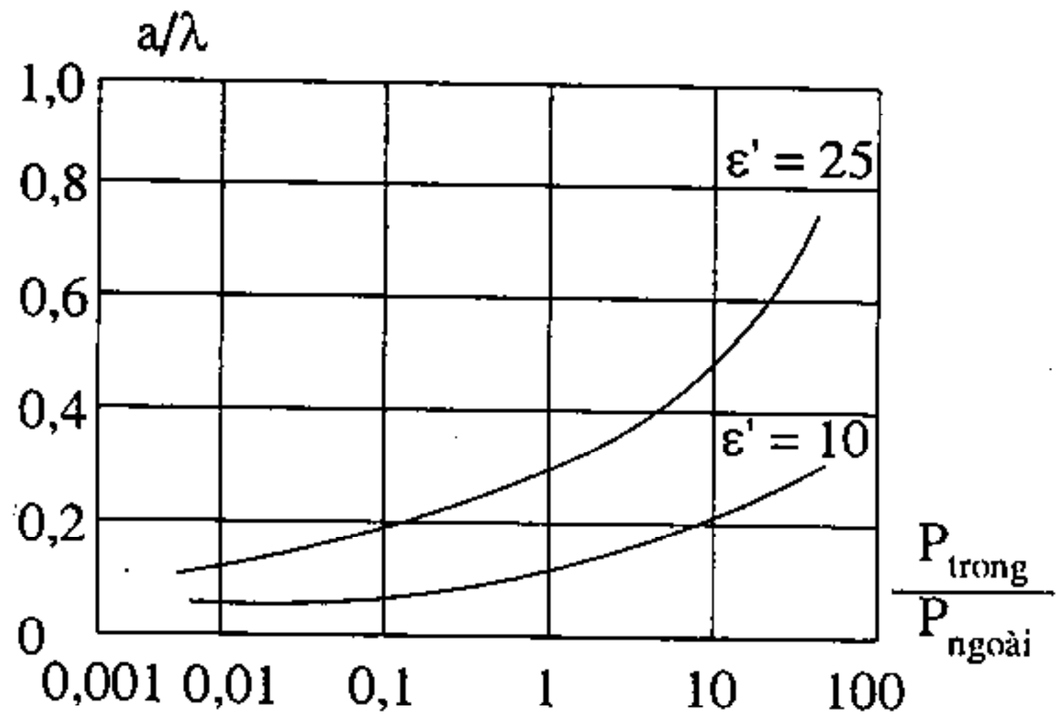


Hình 28.8.

Đồ thị quan hệ của vận tốc pha (biểu thị qua tỉ số v/c) và bán kính tương đối của ống dẫn sóng điện môi ứng với các hệ số điện môi khác nhau được vẽ ở hình 28.9. Từ đồ thị hình 28.9 ta thấy rằng khi tăng a/λ, vận tốc pha của sóng càng gần với vận tốc sóng trong điện môi đồng nhất, có hệ số điện môi bằng hệ số điện môi của ống dẫn sóng.



Hình 28.9.



Hình 28.10.

Đồ thị hình 28.10 biểu thị sự phụ thuộc của tỷ số công suất truyền bên trong và truyền bên ngoài ống dẫn sóng điện môi với bán kính tương đối của ống dẫn sóng, ứng với các hệ số điện môi khác nhau. Từ hình 28.9 và 28.10 ta thấy rằng, khi giảm vận tốc pha (tăng ε' hay tăng a/λ) thì tỷ số của công suất dịch chuyển bên trong và bên ngoài ống dẫn sóng sẽ tăng.

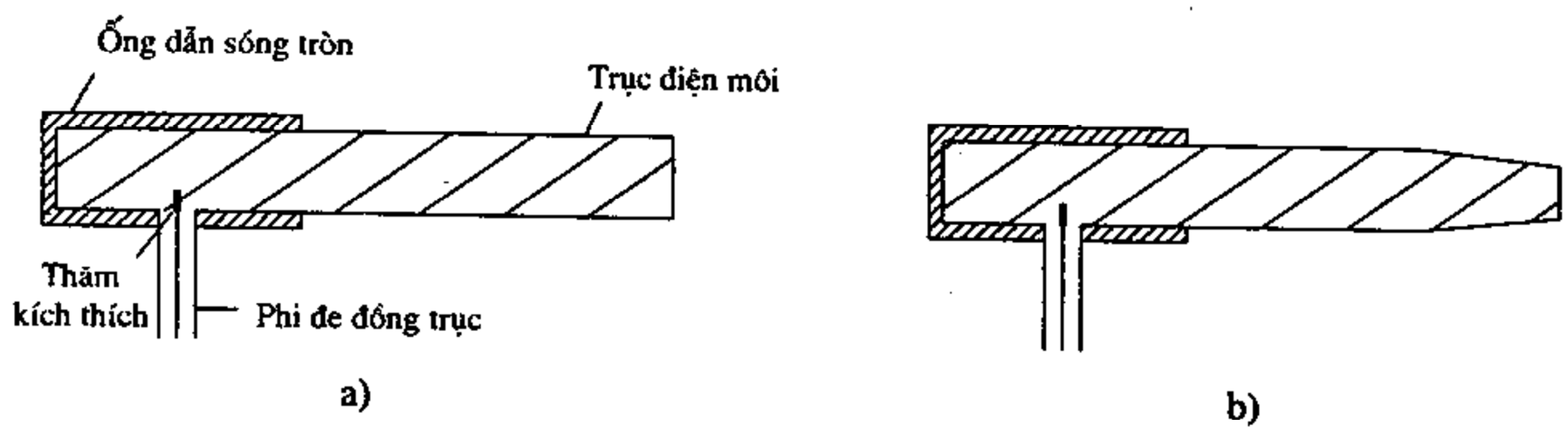
Anten trục Impêđăng điện môi

Anten trục Impêdăng điện môi (gọi tắt là *anten điện môi)* có kết cấu được vẽmô tả ở hình 28.11. Anten gồm trục điện môi (thường là thiết điện tròn) và bộ kích thích là một đoạn ống dẫn sóng tròn, bên trong có đặt thăm kích thích giống như một chấn tử không đối xứng được tiếp điện bằng fide đồng trục. Trục điện môi thường được chế tạo từ các vật liệu điện môi cao tần có hệ số tổn hao nhỏ (như Trôlitum, pôlistirôn, fiberglas...). Do cách kích thích như trên, trong đoạn ống dẫn sóng sẽ hình thành sóng H_{11}. Sóng H_{11} truyền vào trục điện môi sẽ biến dạng thành sóng HE_{11}. Đặc điểm của sóng HE_{11} là không có tần số tới hạn, do đó sóng này có thể truyền lan trong thàanh điện môi không bị ràng buộc bởi các điều kiện về kích thước trục điện môi, bước sóng và hệ số điện môi ε. Tuy nhiên giá trị tốt nhất của kích thước thiết diện ngang của trục điện môi được xác định từ điều kiện kích thích sóng và hệ số chậm cần thiết của kết cấu chậm để có được đặc tính phương hướng tốt nhất. Nếu giảm a/λ, vận tốc pha của sóng tăng, phần năng lượng truyền trong lõi điện môi giảm và trục điện môi sẽ mất tính định hướng. Điều đó chứng tỏ đối với trục điện môi có đường kính bé sẽ khó kích thích sóng mặt. Phần lớn công suất sẽ bức xạ từ bộ kích thích ra ngoài. Thực nghiệm cho biết rằng để kích thích có hiệu quả sóng HE_{11} trong trục điện môi thì thiết diện ngang của lõi cần có giá trị trong khoảng.

$$0,13\frac{\lambda^2}{\varepsilon'-1} \le \pi a^2 \le 0,28\frac{\lambda^2}{\varepsilon'-1} \qquad (28.29)$$

Ví dụ, đối với pôlistirôn có ε'≈2,5 thì

$$2a \approx (0,35 \div 0,5)\lambda \qquad (28.30)$$



Hình 28.11.

Nếu trục điện môi có chiều dài hữu hạn thì sóng truyền tới đầu cuối sẽ bức xạ phần lớn vào không gian, còn một phần phản xạ lại, truyền ngược trở về bộ kích thích. Để giảm sóng phản xạ, trục điện môi cần có thiết diện biến đổi dần như ở hình 28.11b. Theo hình 28.129 thì a/λ giảm, vận tốc pha sẽ tăng. Như vậy, việc giảm đường kính anten về phía cuối sẽ làm cho vận tốc pha truyền trên anten biến đổi dần từ vận tốc trong trưmôi trường điện môi đến vận tốc trong không gian tự do. Đồng thời với việc giảm sóng phản xạ, cũng nhận thấy đồ thị phương hướng hẹp lại và mức bức xạ phụ giảm đi.

Bây giờ chúng ta khảo sát một số vấn đề có liên quan đến việc chọn kích thước anten điện môi. Trước hết ta xem xét về đoạn ống dẫn sóng để kích thích sóng H_{11}. Muốn cho sóng này có thể truyền lan được trong ống dẫn sóng chứa điện môi thì đường kính của ống cần thoả mãn điều kiện.

$$2a \geq 0,585\frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon'}} \tag{28.31}$$

Mặt khác, đường kính ống dẫn sóng cần được chọn thế nào để trong ống không tồn tại các sóng không đối xứng lân cận với nó. Đối với ống dẫn sóng tròn thì đó là điều kiện để không phát sinh sóng E_{11} . Muốn vậy

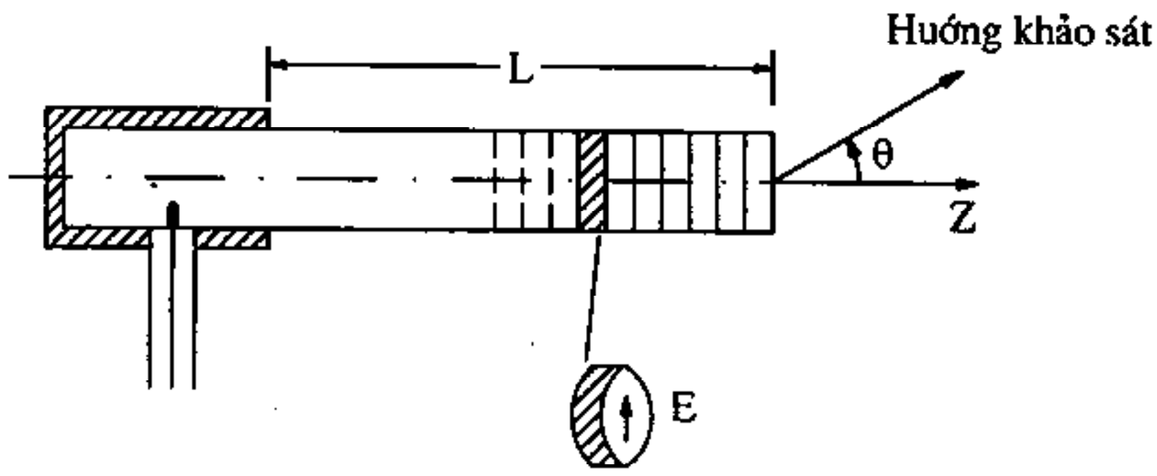
$$2a \leq 1,22\frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon'}} \tag{28.32}$$

Từ (28.31) và (28.32) sẽ xác định được kích thước cho phép của thiết bị đdiện ống dẫn sóng.

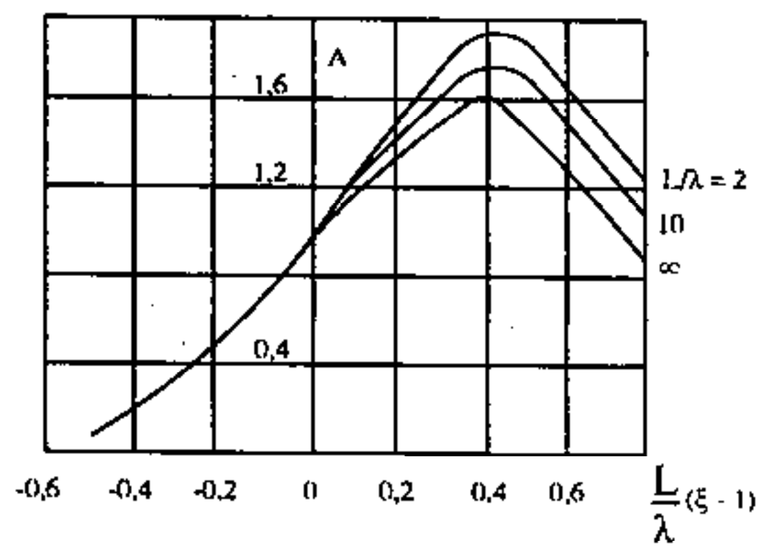
Trong trường hợp trục điện môi hình côn, đường kính cực đại và cực tiểu của trục thường có các giá trị sau:

$$\begin{aligned} 2a_{\max} &\approx \frac{0,6\lambda}{\sqrt{\varepsilon'-1}} \\ 2a_{\min} &\approx \frac{0,4\lambda}{\sqrt{\varepsilon'-1}} \end{aligned} \tag{28.33}$$

Để nghiên cứu đặc tính phương hướng của anten điện môi, có thể coi anten như một hệ thống thẳng với các phần tử bức xạ phân bố liên tục (bài toán bức xạ của dây dẫn phân cực ngang). Các nguyên tố bức xạ ở đây là các phần tử của trục điện môi có bề dày rất nhỏ, được cắt song song với thiết diện của trục (hình 28.12)



Hình 28.12.



Hình28.13.

Mỗi nguyên tố bức xạ có thể được coi là một phần tử bức xạ bề mặt, hình tròn. Trường bức xạ của nguyên tố bề mặt này (với giả thiết phân bố trường đồng đều) để được xác định theo công thức của lý thuyết bức xạ mặt, trong đó hàm phương hướng có dạng

$$(1+\cos\theta)\frac{J_1(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta} \tag{28.34}$$

Hàm phương hướng của anten bằng tích của hàm phương hướng riêng (28.34) và hàm tổ hợp dạng

$$f_K(\theta)=\frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi-\cos\theta)\right]}{\frac{kL}{2}(\xi-\cos\theta)} \tag{28.35}$$

trong đó, L - chiều dài anten

$\xi=\frac{c}{v}$ - hệ số chậm của sóng mặt trên trục điện môi.

Như đã khảo sát trong lý thuyết anten, hàm tổ hợp (28.35) có cực đại chính theo hướng $\theta = 0^0$ và 180^0. Nhưng nếu chú ý rằng hàm phương hướng riêng (28.34) chỉ có cực đại theo hướng $\theta = 0^0$, bằng 0 theo hướng $\theta = 180^0$, thì thấy rằng đồ thị phương hướng của anten sẽ chỉ có một cực đại chính theo hướng z ($\theta = 0^0$).

Hệ số định hướng của anten điện môi có thể tính theo công thức gần đúng đối với các anten bức xạ trục:

$$D=4A\frac{L}{\lambda} \tag{28.36}$$

A- A- hệ số phụ thuộc vào độ dài anten và vận tốc pha của sóng truyền dọc theo anten.

Hình 28.13 vẽ đồ thị phụ thuộc của hệ số A với $\frac{L}{\lambda}(\xi-1)$; ứng với các giá trị $\frac{L}{\lambda}$ khác nhau. Cực đại của đồ thị cũng tương ứng với giá trị tốt nhất của $\frac{c}{v}$, giá trị này được xác định từ công thức.

$$\left(\frac{c}{v}\right)_{opt} = 1 + \frac{\lambda}{2L} \tag{28.37}$$

Cực đại của A nhận được (theo đồ thị) vào khoảng 1,8 ÷2. Ta có hệ số định hướng của anten bức xạ trục với $v = v_{opt}$ bằng:

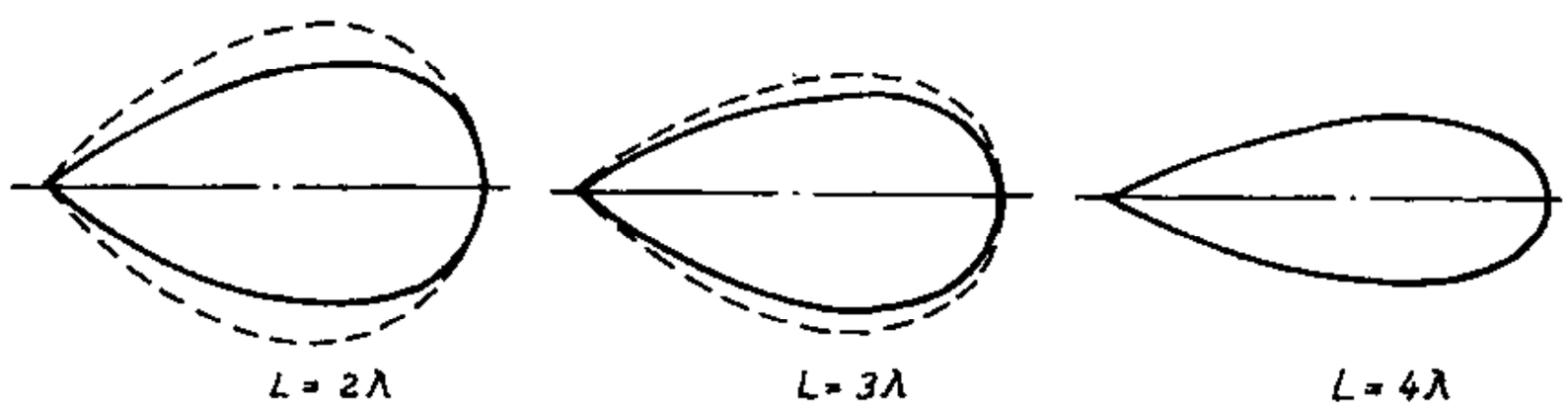
$$D \approx (7,2 \div 8)\frac{L}{\lambda} \tag{28.38}$$

Độ dài của anten điện môi thường được chọn trong khoảng:

$$\frac{L}{\lambda} = (2 \div 6).$$

Trong thực tế người ta không dùng anten có độ dài lớn hơn nữa vì khi L lớn thì tỷ số $\left(\frac{c}{v}\right)_{opt}$ lại nhỏ và ảnh hưởng ít đến hệ số định hướng anten.

Hình 28.14 vẽ đồ thị phương hướng của anten điện môi hình côn với các thông số sau: $\varepsilon' = 2,5; 2a_{\max} = 0,45\lambda; 2a_{\min} = 0,3\lambda$. Các đường chấm là đồ thị phương hướng thực nghiệm, còn đường liền là đồ thị phương hướng tính toán.



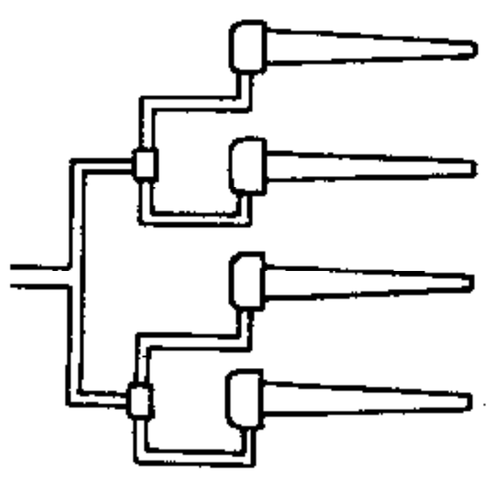
Hình 28.14.

Độ rộng đồ thị phương hướng anten tính theo mức nửa công suất có thể được xác định theo công thức gần đúng:

$$2\theta_{1/2} \approx 60\sqrt{\frac{\lambda}{L}} \tag{28.39}$$

Để nhận được anten có đồ thị phương hướng hẹp có thể dùng hệ thống anten điện môi phức tạp.

Hình 28.15 vẽ hệ thống gồm 4 anten điện môi cấp điện đồng pha. Đồ thị phương hướng của anten có thể được xác định dựa vào lý thuyết nhân đồ thị phương hướng.



Hình 28.15.

Hình 28.16.

Anten điện môi trong thực tế có thể được chế tạo từ trục điện môi thiết diện tròn hoặc vuông, đồng thời trục điệnmôi có thể đặc hoặc rỗng. Với các anten điện môi trục rỗng, khi chọn kích thước của anten thích hợp cũng sẽ nhận được bức xạ cực đại theo hướng trục. Độ dày của thành ống điện môi trong trường hợp anten trục rỗng được xác định theo công thức kinh nghiệm:

$$\Delta = \frac{\lambda}{(10 \div 15)\sqrt{\varepsilon' - 1}} \tag{28.40}$$

Ví dụ, với $\varepsilon' = 6$ ta nhận được $\Delta \approx (0{,}03 \div 0{,}04\lambda)$

Anten điện môi có ưu điểm là kết cấu đơn giản. Nó thuộc loại anten bức xạ trục nhưng kích thước thiết diện ngang tương đối nhỏ. Khuyết điểm của anten điện môi là tổn hao năng lượng trong trục điện môi tương đối lớn. Hiệu suất của anten do đó sẽ giảm đi chừng 20 ÷30%. Khi bước sóng công tác lớn (λ= 15÷20cm), đường kính và độ dài anten cũng khá lớn.

Anten trục Impêđăng kim loại

Để tránh nhược điểm tổn hao năng lượng của anten điện môi có thể dùng anten trục Impêđăng kim loại. Kết cấu anten được vẽ ở hình 28.16.

Anten gồm bộ kích thích hình loa và hệ thống chậm là trục kim loại răng lược. Sóng kích thích trong ống dẫn sóng có dạng sóng H_{11}. Kích thước của loa được chọn theo điều kiện phối hợp trở kháng giữa ống dẫn sóng cấp điện và kết cấu chậm.

Nguyên lý của kết cấu trục Impêđăng kim loại cũng giống nguyên lý vàcủa kết cấu phẳng. Dọc theo kết cấu trục Impêđăng kim loại có thể truyền lan sóng mặt với hệ số chậm được xác định bởi độ sâu tương đối của rãnh [$\Delta=(a_2-a_1)/\lambda$]. Tính toán các thông số cơ bản của anten kim loại cũng không khác với trường hợp anten điện môi. Sự khác nhau ở đây chỉ là mức tổn hao năng lượng đối với anten kim loại nhỏ hơn nhiều so với trường hợp anten điện môi.

§28.3. ANTEN SÓNG MẶT ĐƯỢC ĐIỀU BIẾN VẬN TỐC PHA

Một trong những vấn đề cơ bản của lý thuyết anten sóng mặt bức xạ trục là xác định các thông số tốt nhất (vận tốc pha sóng mặt, độ dài anten) để nhận được hệ số định hướng cực đại.

Độ dài tốt nhất của anten có quan hệ với vận tốc pha sóng mặt bởi công thức (28.37)

$$\left(\frac{L}{\lambda}\right)_{opt} = \frac{1}{2\left(\frac{c}{v} - 1\right)} \tag{28.41}$$

Nếu cho trước độ dài anten thì vận tốc pha tốt nhất và cần thiết để nhận được hệ số định hướng cực đại là

$$\left(\frac{c}{v}\right)_{opt} = 1 + \frac{\lambda}{2L} \tag{28.42}$$

Hệ số định hướng của anten khi thoả mãn các điều kiện trên được xác định bởi (28.38)

$$D \approx 8\frac{L_{opt}}{\lambda}$$

Từ (28.38) và (28.41) ta thấy rằng để nhận được anten có hệ số định hướng cao, độ dài tốt nhất của anten cần có giá trị lớn, nghĩa là sóng mặt cần có hệ số chậm nhỏ ($\frac{c}{v}$ nhỏ)

Mặt khác nếu xét hàm phương hướng tổ hợp (28.35) thì từ biểu thức này có thể rút ra vận tốc pha tới hạn của sóng mặt mà ứng với giá trị ấy bức xạ theo hướng trục bắt đầu bằng không (nghĩa là khi anten không thỏa mãn điều kiện bức xạ trục nữa). Vận tốc pha tới hạn được xác định bởi

$$\left(\frac{c}{v}\right)_{t.h} = 1 + \frac{\lambda}{L} \tag{28.43}$$

Thực hiện anten sóng chậm với hệ số chậm nhỏ (nghĩa là có vận tốc pha gần với vận tốc ánh sáng) sẽ cho phép tăng độ dài tốt nhất của anten. Nhưng nếu chú ý đến (28.43) thì thấy rằng khi $\frac{L}{\lambda}$ lớn, hệ số chậm tới hạn cũng có giá trị rất nhỏ, gần với hệ số chậm tốt nhất xác định theo (28.42)

Việc thiết lập anten sóng mặt với hệ số chậm nhỏ thực tế gặp rất nhiều khó khăn, chủ yếu là về mặt kỹ thuật trong việc kích thích sóng mặt. Ngoài ra với sự biến đổi nhỏ của bộ kích thích và với sai số không lớn khi chế tạo kết cấu chậm cũng có thể làm cho vận tốc pha của sóng mặt kích thích rơi vào giá trị tới hạn khiến đồ thị phương hướng anten sẽ biến đổi.

Tuy nhiên để thực hiện anten sóng mặt với hệ số định hướng cao có thể có các cách sau:

a) Thực hiện hệ thống chậm với hệ số chậm biến đổi chu kỳ dọc theo kết cấu.

b) Tổng hợp hệ thống chậm, biến đổi sóng mặt kích thích (sóng sơ cấp) với hệ số chậm lớn thành sóng thứ cấp với hệ số chậm nhỏ theo yêu cầu.

Sau đây ta lần lượt khảo sát nội dung của các phương pháp trên.

Khi thực hiện phương pháp thứ nhất, do hệ số chậm của kết cấu biến đổi theo chu kỳ nên sóng mặt truyền lan theo kết cấu có thể được phân tích thành 3 nhóm sóng chính với hệ số chậm khác nhau. Nhóm sóng thứ nhất có hệ số chậm trung bình, tương ứng với giá trị trung bình của các thông số kết cấu. Nhóm sóng thứ hai có hệ số chậm lớn và nhóm thứ ba có hệ số chậm nhỏ so với giá trị trung bình. bBằng cách chọn chu kỳ kết

cấu thích hợp có thể nhận được nhóm sóng thứ ba có hệ số chậm nhỏ bao nhiêu tuỳ ý, trong khi đó hệ số chậm của nhóm sóng thứ nhất có thể khá lớn và điều trở ngại nêu ở trên có thể khắc phục được.

Thật vậy giả sử hệ thống chậm là hệ thống thẳng, có dòng điện phân bố theo quy luật $f(z)e^{-i\psi(z)}$. Hàm phương hướng tổ hợp của hệ thống có dạng:

$$f(\theta)=\int_{\frac{-L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(z)e^{-i\psi(z)}e^{ikz\cos\theta}dz \tag{28.44}$$

θ - góc hợp bởi hướng khảo sát và trục dây dẫn (trục z);

L- độ dài dây dẫn.

Hàm phương hướng chuẩn hóa của hệ thống bằng:

$$f(\theta)=\frac{1}{L}\int_{\frac{-L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(z)e^{-i\psi(z)}e^{ikz\cos\theta}dz \tag{28.45}$$

Trường hợp anten sóng chạy thì $\psi(z) = hz$, trong đó h là hệ số pha của sóng chạy $\left(h=k\frac{c}{v}\right)$

Nếu dòng điện củatrong hệ thống chậm có góc pha biến đổi theo chu kỳ (ở đây là chu kỳ theo không gian chứ không phải theo thời gian), ví dụ thì

$$\psi(z)=k\frac{c}{v}z-a\sin\frac{m\pi}{L}z \tag{28.46}$$

trong đó, a - hệ số, xác định mức biến đổi vận tốc pha trên anten trong khoảng một chu kỳ không gian (độ sâu điều chế)

m - số nửa chu kỳ biến đổi vận tốc pha trên anten.

Nếu giả thiết biên độ kích thích không phục thuộc z, ($f(z) = 1$) sẽ có:

$$F(\theta)=\frac{1}{L}\int_{\frac{-L}{2}}^{\frac{l}{2}} e^{i\left[k\left(\cos\theta-\frac{c}{v}\right)z+a\sin\frac{m\pi}{L}z\right]}dz \tag{28.47}$$

Có thể triển khai $e^{ia\sin\frac{m\pi}{L}z}$ theo chuỗi Fourier

$$e^{ia\sin\frac{m\pi}{L}z}=\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a)e^{\frac{inm\pi}{L}z} \tag{28.48}$$

$J_n(a)$ – hàm số bessel bậc n

Thay (28.48) vào (28.47) sẽ có:

$$F(\theta)=\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a)\frac{1}{L}\int_{\frac{-L}{2}}^{\frac{L}{2}} e^{ik(\cos\theta-\xi_n)z}dz \qquad (28.49)$$

ở đây $\xi_n=\frac{c}{v}-n\frac{m\lambda}{2L}$ $\quad n=0,\pm1,\pm2...$

Sau khi thực hiện tích phân (28.49) sẽ nhận được:

$$F(\theta)=\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a)\frac{\sin\frac{kL}{2}(\cos\theta-\xi_n)}{\frac{kL}{2}(\cos\theta-\xi_n)} \qquad (28.50)$$

Từ công thức trên ta thấy rằng đồ thị phương hướng của anten mà hệ số chậm biến đổi theo chu kỳ sẽ được hình thành không phải chỉ bởi một sóng chạy mà bởi một tập hợp các sóng chạy với hệ số chậm khác nhau.

Trường ở khu xa chủ yếu là được tạo bởi các sóng nhanh, hoặc những sóng có hệ số chậm nhỏ. Với những sóng có hệ số chậm lớn thì năng lượng sóng phần lớn tập trung ở gần bề mặt kết cấu và những sóng này thực sự chỉ làm nhiệm vụ cung cấp năng lượng cho anten. Trường ở gần anten được quyết định chủ yếu bởi những sóng có hệ số chậm lớn. Vì vậy chế độ của anten sẽ không biến đổi nếu anten được chế tạo với một sai số nào đó.

Theo phương pháp trên có thể thiết lập anten sóng mặt với hệ số định hướng cao, nhưng rõ ràng là thực hiện anten theo quan điểm trên không có ưu việt gì về mặt kích thước anten vì khả năng tăng D có liên quan đến vấn đề tăng độ dài tốt nhất của anten $(L/\lambda)_{opt}$.

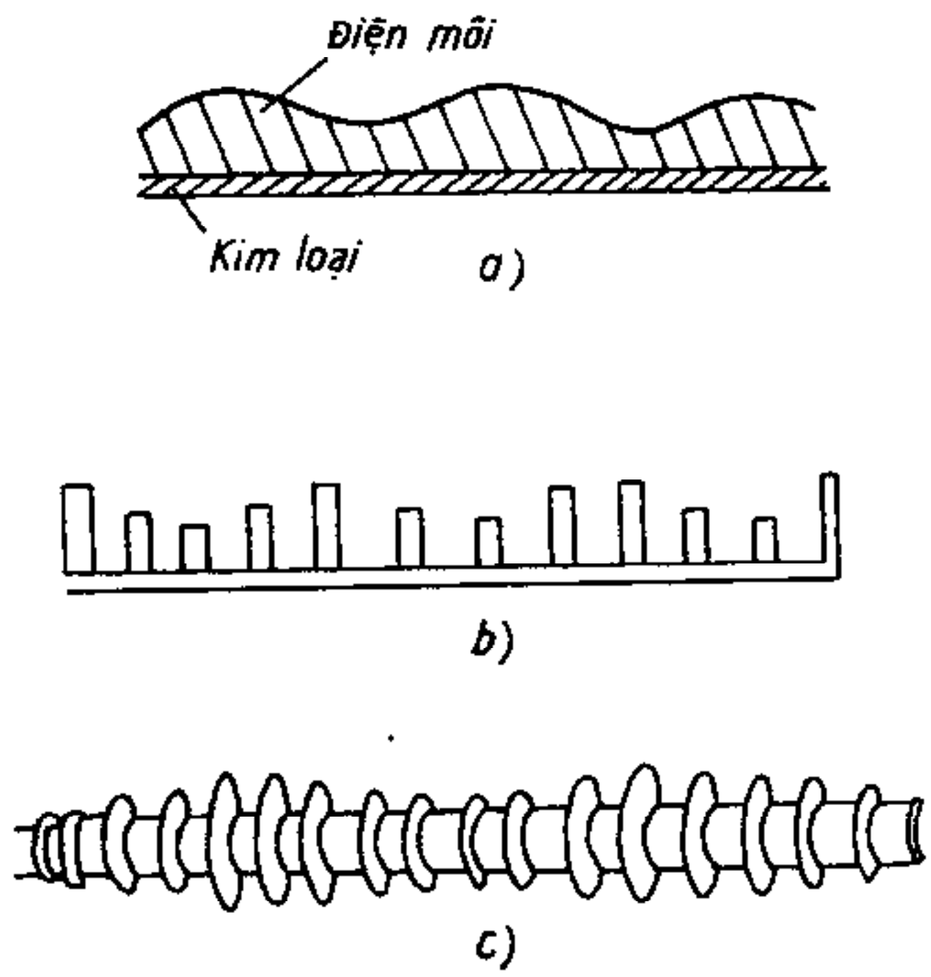
Phương pháp thứ hai là phương pháp thiết lập anten có hệ số định hướng cao dựa trên kết quả tổng hợp kết cấu sóng mặt biến đổi sóng kích thích có hệ số chậm lớn thành sóng thứ cấp có hệ số chậm nhỏ. Phương pháp này được khảo sát trong phần lý thuyết anten, ở đây sẽ không trình bày lại. Các kết quả phân tích về phần lý thuyết và thực nghiệm cho thấy theo phương pháp này có thể thiết lập anten sóng mặt bức xạ trục mà độ dài của nó nhỏ hơn so với độ dài của anten có chiều dài tốt nhất khi chúng cùng có hệ định hướng giốngnhư nhau.

Thật vậy, nếu chọn các thông số của kết cấu thích hợp (dạng biến đổi bề mặt, phân bố trở kháng bền mặt) có thể thực thực việc biến đổi sóng kích thích có hệ số chậm rất lớn thành sóng thứ cấp có hệ số chậm rất nhỏ, hình thành một mặt đồng pha có kích thước lớn ở đầu cuối anten và giảm sóng phản xạ từ đầu cuối anten. Nếu phân tích theo quan điểm của phương pháp mặt bức xạ tương đương thì có thể thay thế tác dụng bức xạ của anten bởi một mặt tương đương ở đầu cuối có phân bổố trường đồng pha ở mọi điểm, còn biên độ giảm theo hướng pháp tuyến với bề mặt. Vì hệ số chậm của sóng thứ

cấp rất nhỏ nên kích thước của mặt đồng pha sẽ lớn, hệ số định hướng do đó sẽ cao, tương đương với trường hợp anten có độ dài lớn nên dễ kích thích và có độ ổn định cao.

Để biến đổi hệ số chậm của sóng mặt có thể thay đổi các thông số điện hay thông số hình học của kết cấu. Ví dụ đối với kết cấu *điện môi – kim loại* hình (28.1a), có thể thay đổi hệ số điện môi của lớp điện môi phủ trên mặt kim loại hoặc thay đổi độ dày của lớp điện môi (hình 28.17a),

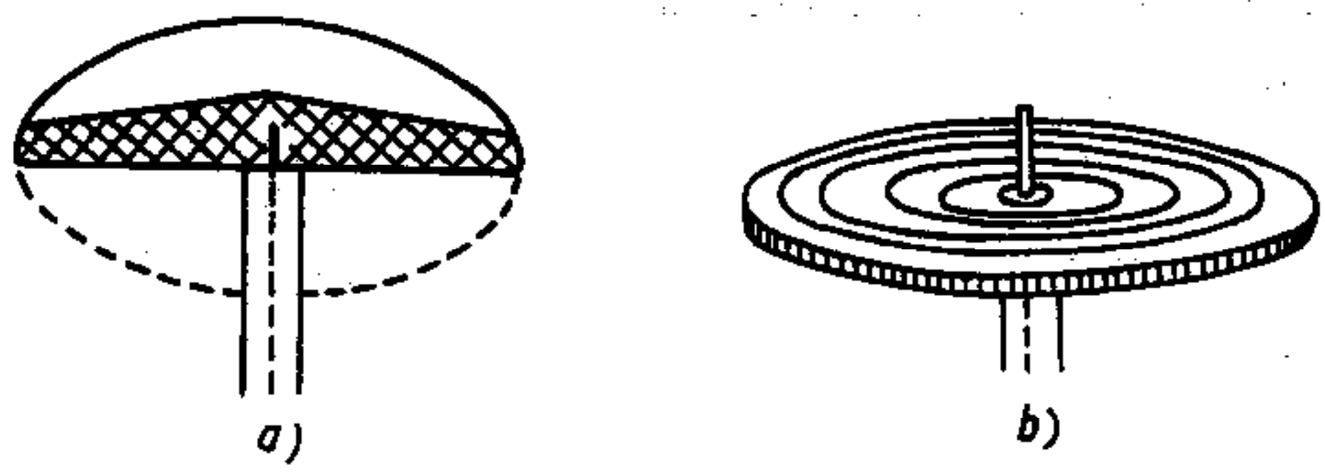
Đối với kết cấu kim loại răng lược hay trục kim loại răng lược, có thể thay đổi hệ số chậm bằng cách biến đổi độ sâu của rãnh (hình 28.17b). Ví dụ về anten trục kim loại răng lược điều biến vận tốc pha được vẽ ở hình 28.17c.



Hình 28.17.

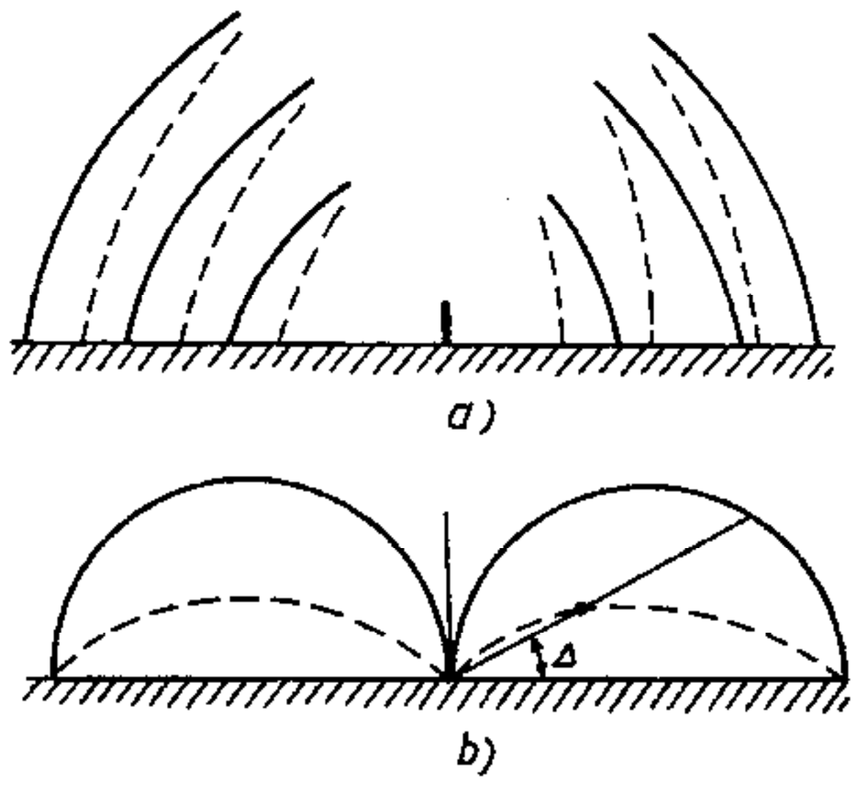
§28.4 ỨNG DỤNG KẾT CẤU SÓNG MẶT ĐỂ CẢI THIỆN ĐẶC TÍNH BỨC XẠ CỦA ANTEN. PHƯƠNG PHÁP TẠO TRỞ KHÁNG BỀ MẶT BẰNG CẤU TRÚC RỜI RẠC

Để cải thiện đặc tính bức xạ của một số loại anten, có thể kết hợp các anten ấy với cấu trúc sóng mặt có hình dạng và thông số thích hợp. Để ví dụ ta khảo sát trường hợp chấn tử không đối xứng đặt thẳng đứng trên nền kim loại dẫn điện lý tưởng. Giả sử chấn tử có độ dài nhỏ, sóng bức xạ bởi chấn tử sẽ có dạng gần với sóng cầu như đã khảo sát trước đây. Đồ thị phương hướng của chấn tử trong mặt phẳng đứng có dạng nửa số 8, với cực đại hướng dọc theo mặt dẫn điện, và độ rộng của đồ thị phương hướng khá lớn. Nếu thay thế mặt kim loại bởi một mặt làm chậm sóng (hình 28.18), ví dụ mặt kim loại trên có phủ lớp điện môi (a), mặt kim loại có rãnh (b) thì những sóng bức xạ theo hướng nằm ngang (hoặc theo những hướng có góc ngẩng bé), sẽ có vận tốc pha chậm hơn so với những sóng bức xạ có góc ngẩng lớn hơn. Do đó mặt đồng pha của sóng sẽ được "nắn' lại gần với mặt phẳng, năng lượng bức xạ được tăng cường theo hướng mặt phẳng song song với mặt dẫn điện, và giảm nhỏ ở các hướng khác. Đồ thị phương hướng của anten trong mặt phẳng đứng sẽ hẹp lại. Lớp điện môi phủ trên nền kim loại vếẽ ở hình 28.18 có độ dày giảm về phía mép để thực hiện phối hợp dần dần giữa môi trường và không khí, giảm nhỏ sóng phản xạ từ ngoài mép kết cấu.



Hình 28.18.

Hình 28.19 vẽ sự biến dạng mặt sóng khi có ảnh hưởng của mặt làm chậm. Đường liền nét là mặt sóng câầu, còn đường chấm là mặt sóng đã được "nắn" lại. Hình 28.19b là đồ thị phương hướng của chấn tử khi không có mặt lầàm chậm (đường xiên0liền), và khi có mặt làm chậm (đường chấm). Khả năng ứng dụng kết cấu sóng chậm để cải thiện đặc tính bức xạ của anten có thể áp dụng cho nhiều loại anten khác nhau. Đối với các anten Impêđăng phẳng và trụ mà chúng ta đã khảo sát ở các phần trước của chương này cũng có thể áp dụng quan điểm trên để phân tích nguyên lý làm việc của chúng. Như đã biết, mỗi anten sóng mặt đều gồm hai bộ phận chính là *bBộ kích thích* và *hHệ thống chậm*. Thường thì bộ kích thích cũng có dạng của một anten hoàn chỉnh (đoạn ống dẫn sóng, anten loa, anten chấn tử...) Nnhưng có hướng tính kém. Tác dụng của hệ thống chậm trong các trường hợp này cũng là biến đổi mặt sóng kích thích để cải thiện đặc tính bức xạ của nguồn và nhận được đồ thị phương hướng hẹp. Áp dụng hệ thống chậm kết hợp với anten, ngoài việc cải thiện đặc tính bức xạ của anten còn cho phép ứng dụng phương pháp tổng hợp kết cấu sóng chậm để thiết lập anten có đồ thị phương hướng dạng đặc biệt. Trong các trường hợp này hệ thống chậm không chỉ tham gia vào việc "nắn" lại mặt sóng mà còn biến đổi sóng sơ cấp thành các sóng thứ cấp có thông số thích hợp, tạo thành đồ thị phương hướng theo yêu cầu (anten sóng mặt điều biến vận tốc pha).



Hình 28.19.

Để có hệ thống chậm với kết cấu đơn giản, nhẹ nhàng, tiện sử dụng kết hợp với các anten. , Ccó thể thay thế hệ thống cấu trúc liên tục bởi hệ thống với cấu trúc rời rạc. Ví dụ hệ thống chậm kiểu mặt kim loại răng lược (mặt có rãnh) hình 28.20a, có thể được thay thế bởi tập hợp các tấm răng lược đặt song song nhau (hình 28.20b), hoặc bởi tập hợp của các răng lược rời rạc phân bốố trong không gian.

Đối với những hệ thống châm có kích thước ngang (kích thước theo trục y) lớn thì dòng điện trong hệ thống chỉ có thành phần theo z và việc thay thế cấu trúc liên tục bởi cấu trúc rời rạc sẽ không ảnh hướng gì đến đồ thị phương hướng anten. Trở kháng bề mặt của hệ thống chậm có cấu trúc rời rạc được xác định theo công thức

$$Z_s = i\frac{T-\tau}{T}W_o tgk(\Delta+\alpha) \qquad (28.51)$$

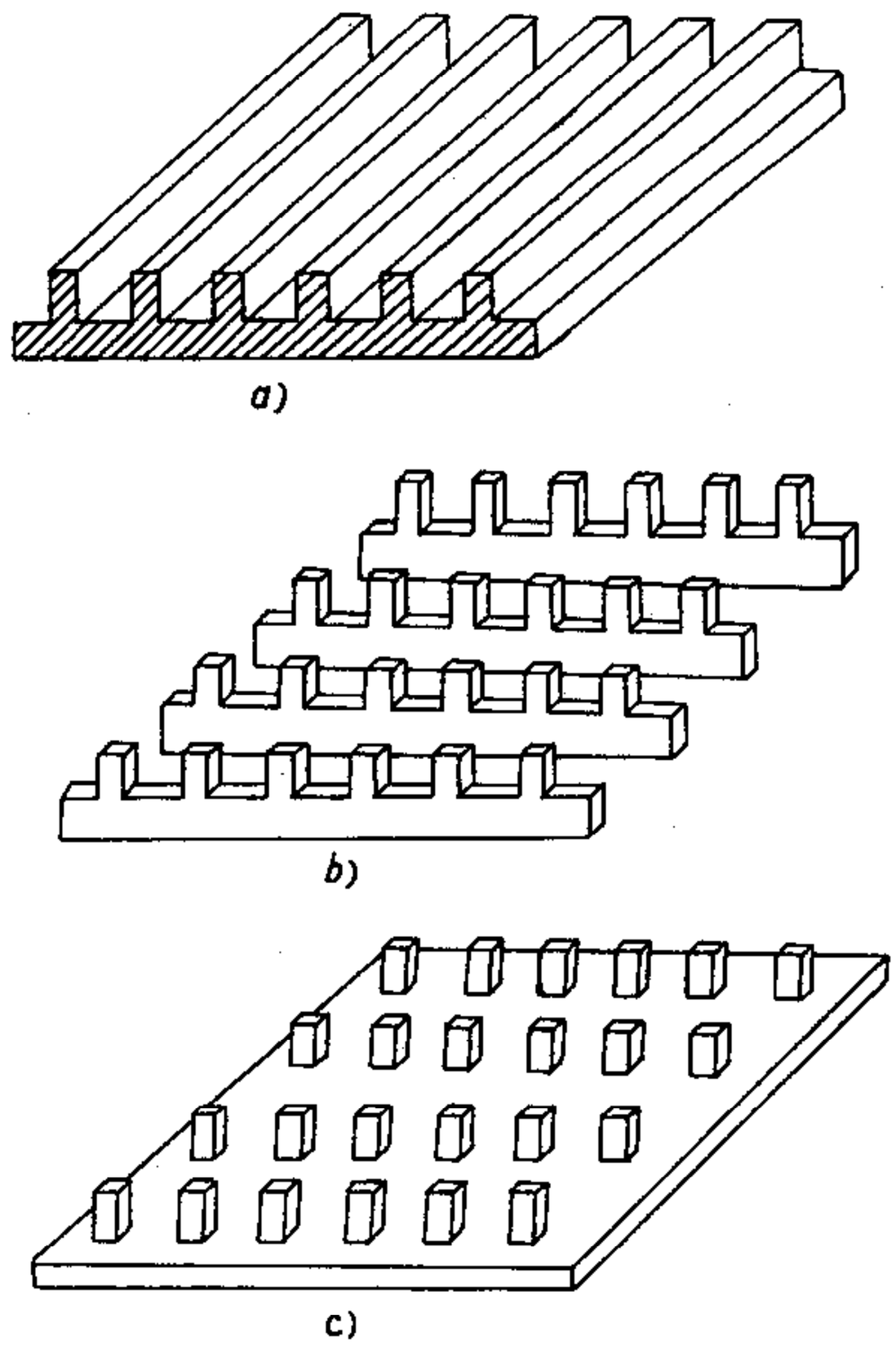
ở đây, $\alpha = \ln\frac{2d}{\pi}$

d- là khoảng cách giữa các tấm răng lược.

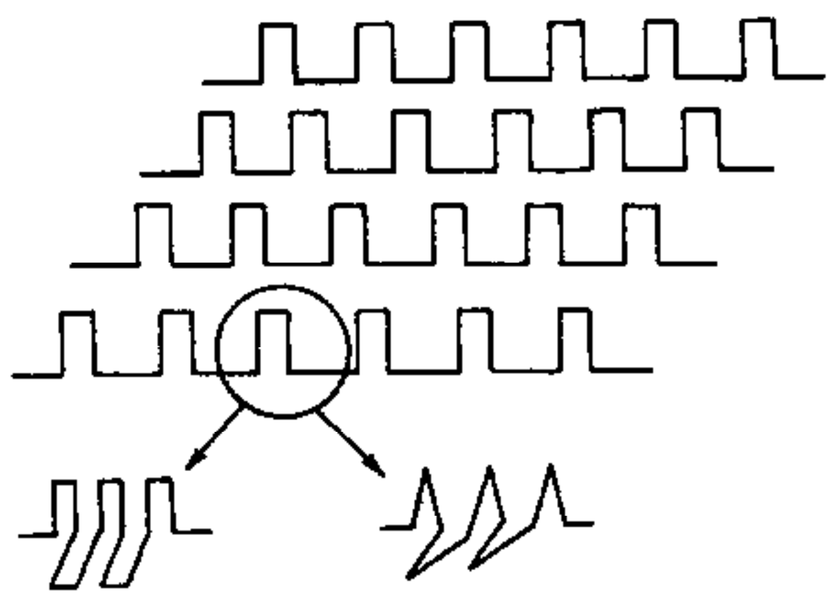
Để có các hệ thống chậm sử dụng được ở các dải sóng với bước sóng lớn có thể thay thế các cấu trúc rời rạc hình 28.20b và 28.20c bởi cấu trúc dây dẫn dích dắc (hình 28.21)

Trong trường hợp này dòng điện chảy trên các dây dẫn dích dắc sẽ có độ dài đường đi lớn. Do đó tác dụng của dây dẫn dích dắc làm giảm vận tốc pha của sóng truyền lan dọc theo hệ thống.

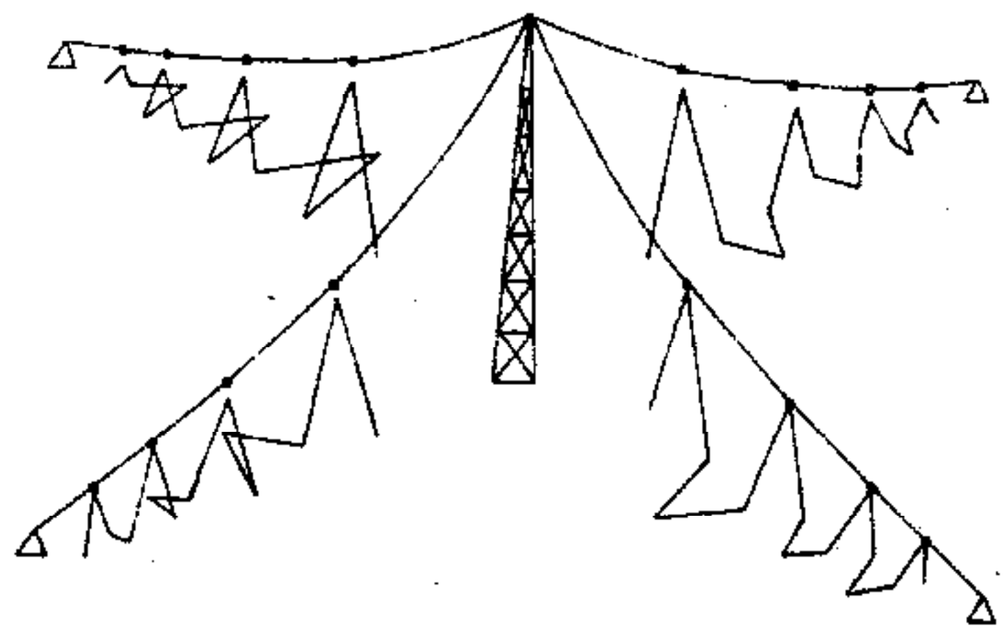
Trên hình 28.22 vẽ trường hợp anten tháp sóng dài và sóng trung được kết hợp với hệ thống chậm dưới dạng các đường dây dích dắc trên mặt đất xung quan đế anten để cải thiện đồ thị phương hướng anten trong mặt phẳng đứng, giảm nhỏ phân lượng sóng trời (chống pha đinh) mà không đòi hỏi tháp anten có độ cao lớn [8]



Hình 28.20.



Hình 28.21.



Hình 28.22.

Phụ lục I
CÁC CÔNG THỨC CƠ BẢN CỦA ĐẠI SỐ VÀ GIẢI TÍCH VECTƠ

a) Các công thức đại số vectơ

Tích vô hướng

Gọi $\overline{a}$ và $\overline{b}$ là hai vectơ. Ta có tích vô hướng của $\overline{a}$ và $\overline{b}$ được xác định bởi:

$$\overline{a}.\overline{b} = ab\cos(\overline{a},\overline{b}) \qquad \text{(P1.1)}$$

Nếu (a_1, a_2, a_3); (b_1, b_2, b_3) là các thành phần của $\overline{a},\overline{b}$ trong hệ tọa độ vuông góc thì:

$$\overline{a}.\overline{b} = a_1b_1 + a_2b_2 + a_3b_3$$

Tính chất:

$$\overline{a}.\overline{b} = \overline{b}.\overline{a}$$

Tích vectơ

$$\overline{a}\times\overline{b} = \begin{vmatrix} \overline{i_1} & \overline{i_2} & \overline{i_3} \\ a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \end{vmatrix} \qquad \text{(P1.2)}$$

Giá trị tuyệt đối của tích vectơ bằng:

$$\left|\overline{a}\times\overline{b}\right| = ab\sin(\overline{a},\overline{b}) \qquad \text{(P1.3)}$$

Hướng của vectơ tích vuông góc với mặt phẳng của hai vectơ $\overline{a},\overline{b}$ và tạo thành tam diện thuận đối với $\overline{a},\overline{b}$.

Tính chất:

$$\left(\overline{a}\times\overline{b}\right) = -\left(\overline{b}\times\overline{a}\right)$$

Tích hỗn hợp

$$\overline{a}.\left(\overline{b}\times\overline{c}\right)=\begin{vmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \end{vmatrix} \qquad \text{(P1.4)}$$

$$\overline{a}.\left(\overline{b}\times\overline{c}\right)=\overline{b}.\left(\overline{c}\times\overline{a}\right)=\overline{c}.\left(\overline{a}\times\overline{b}\right)$$

Tích vectơ kép

$$\overline{a}\times\left(\overline{b}\times\overline{c}\right)=\overline{b}.\left(\overline{a}.\overline{c}\right)-\overline{c}.\left(\overline{a}.\overline{b}\right) \qquad \text{(P1.5)}$$

b) Các công thức vi phân

Giả sử φ là hàm vô hướng; $\overline{a}$, $\overline{b}$ là các hàm vectơ.

Ký hiệu

$$\nabla=\overline{i}_1\frac{\partial}{\partial x_1}+\overline{i}_2\frac{\partial}{\partial x_2}+\overline{i}_3\frac{\partial}{\partial x_3}$$ là toán tử Nabla thì

$$\text{grad}\varphi=\nabla\varphi=\frac{\partial\varphi}{\partial x_1}\overline{i}_1+\frac{\partial\varphi}{\partial x_2}\overline{i}_2+\frac{\partial\varphi}{\partial x_3}\overline{i}_3 \qquad \text{(P1.6)}$$

$$\text{div}\,\overline{a}=\nabla\overline{a}=\frac{\partial a_1}{\partial x_1}+\frac{\partial a_2}{\partial x_2}+\frac{\partial a_3}{\partial x_3} \qquad \text{(P1.7)}$$

$$\text{rot}\,\overline{a}=\nabla\times\overline{a}=\begin{vmatrix} \overline{i}_1 & \overline{i}_2 & \overline{i}_3 \\ \dfrac{\partial}{\partial x_1} & \dfrac{\partial}{\partial x_2} & \dfrac{\partial}{\partial x_3} \\ a_1 & a_2 & a_3 \end{vmatrix} \qquad \text{(P1.8)}$$

Các công thức:

Đạo hàm bậc hai

$$\text{div grad}\varphi=(\nabla\nabla\varphi)=\nabla^2\varphi=\Delta\varphi \qquad \text{(P1.9)}$$

ở đây $\nabla^2=\Delta$ gọi là toán tử Laplas.

Trong hệ tọa độ vuông góc

$$\Delta=\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_2^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \qquad \text{(P1.10)}$$

$$\text{rot grad}\varphi=\nabla\times\nabla\varphi=0 \qquad \text{(P1.11)}$$

(vì vectơ ∇ và $\nabla\overline{\varphi}$ song song với nhau)

$$\text{div rot}\,\overline{a}=\nabla(\nabla\times\overline{a})=0 \qquad \text{(P1.12)}$$

(vì vectơ ∇ và $(\nabla\times\overline{a})$ vuông góc với nhau)

$$\text{rot rot}\,\overline{a} = \nabla \times (\nabla \times \overline{a}) = \text{grad div}\,\overline{a} - \Delta\overline{a} \qquad \text{(P1.13)}$$

Từ công thức (P1.13) rút ra được:

$$\Delta\overline{a} = \text{grad div}\,\overline{a} - \text{rot rot}\,\overline{a} \qquad \text{(P1.14)}$$

Đạo hàm của tích một hàm vô hướng với một hàm vô hướng hoặc vectơ

$$\text{grad}(\varphi\psi) = \nabla(\varphi\psi) = \varphi\,\text{grad}\psi + \psi\,\text{grad}\varphi \qquad \text{(P1.15)}$$

$$\text{div}(\varphi\overline{a}) = \nabla(\varphi\overline{a}) = \varphi\,\text{div}\,\overline{a} + \overline{a}\,\text{grad}\varphi \qquad \text{(P1.16)}$$

$$\text{rot}(\varphi\overline{a}) = \nabla \times (\varphi\overline{a}) = \varphi\,\text{rot}\,\overline{a} + (\text{grad}\varphi \times \overline{a}) \qquad \text{(P1.17)}$$

Đạo hàm của tích hai vectơ

$$\text{grad}(\overline{a}.\overline{b}) = \nabla(\overline{a}.\overline{b}) = (\overline{a}.\nabla)\overline{b} + (\overline{b}.\nabla)\overline{a} + (\overline{a} \times \text{rot}\,\overline{b}) + (\overline{b} \times \text{rot}\,\overline{a}) \qquad \text{(P1.18)}$$

$$\text{div}(\overline{a} \times \overline{b}) = \nabla(\overline{a} \times \overline{b}) = \overline{b}\,\text{rot}\,\overline{a} - \overline{a}\,\text{rot}\,\overline{b} \qquad \text{(P1.19)}$$

$$\text{rot}(\overline{a} \times \overline{b}) = \nabla(\overline{a} \times \overline{b}) = (\overline{b}.\nabla)\overline{a} - (\overline{a}.\nabla)\overline{b} + \overline{a}\,\text{div}\,\overline{b} - \overline{b}\,\text{div}\,\overline{a} \qquad \text{(P1.20)}$$

c) Các công thức tích phân

Nếu mặt kín S bao bọc thể tích V, và $\overline{n}$ là vectơ đơn vị pháp tuyến ngoài với mặt S thì có các công thức sau:

$$\int_S \overline{a}.\overline{n}\,dS = \int_V \text{div}\,\overline{a}\,dV \qquad \text{(P1.21)}$$

(công thức Gauss)

$$\int_S \varphi\frac{\partial\psi}{\partial n}dS = \int_V \left(\varphi\nabla^2\psi + \text{grad}\varphi\,\text{grad}\psi\right)dV \qquad \text{(P1.22)}$$

(công thức Green I)

$$\int_S \left(\varphi\frac{\partial\psi}{\partial n} - \psi\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)dS = \int_V \left(\varphi\nabla^2\psi - \psi\nabla^2\varphi\right)dV \qquad \text{(P1.23)}$$

(công thức Green II).

Nếu mặt S được giới hạn bởi vòng L và $\overline{n}$ là vectơ đơn vị pháp tuyến đối với S tạo thành hệ thống thuận theo chiều quay của L (xác định bởi vectơ đơn vị $\overline{i_L}$) thì:

$$\int_L \overline{a}.\overline{dl} = \int_S \text{rot}\,\overline{a}.\overline{dS} \qquad \text{(P1.24)}$$

(công thức Stok)

$$\int_L \varphi.\overline{dl} = \int_S \overline{dS} \times \text{grad}\varphi \qquad \text{(P1.25)}$$

trong đó $\overline{dl} = \overline{i_L}dl$ và $\overline{dS} = \overline{n}\,dS$

d) Các công thức vi phân trong hệ tọa độ cong

Các hệ tọa độ cong thường được ứng dụng trong thực tế là hệ tọa độ trụ và cầu.

Hệ tọa độ trụ

Vị trí của mỗi điểm trong không gian được xác định bởi 3 tọa độ r, φ, z. Quan hệ của các tọa độ này với các tọa độ của hệ Đêcac được cho bởi các công thức

$$x = r\cos\varphi\ ;\ \ y = r\sin\varphi\ ;\ \ z = z$$

Các công thức:

$$\text{grad}\psi = \frac{\partial\psi}{\partial r}\bar{i}_r + \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial\varphi}\bar{i}_\varphi + \frac{\partial\psi}{\partial z}\bar{i}_z \qquad \text{(P1.26)}$$

$$\text{div}\,\bar{a} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(ra_r) + \frac{1}{r}\frac{\partial a_\varphi}{\partial\varphi} + \frac{\partial a_z}{\partial z} \qquad \text{(P1.27)}$$

$$\text{rot}\,\bar{a} = \left(\frac{1}{r}\frac{\partial a_z}{\partial\varphi} - \frac{\partial a_\varphi}{\partial z}\right)\bar{i}_r + \left(\frac{\partial a_r}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial r}\right)\bar{i}_\varphi +$$

$$+\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(ra_\varphi) - \frac{1}{r}\frac{\partial a_r}{\partial\varphi}\right]\bar{i}_z \qquad \text{(P1.28)}$$

$$\nabla\psi = \nabla^2\psi = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \qquad \text{(P1.29)}$$

$$\Delta\bar{a} = \left(\Delta a_r - \frac{a_r}{r^2} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial a_\varphi}{\partial\varphi}\right)\bar{i}_r + \left(\Delta a_\varphi - \frac{a_\varphi}{r^2} + \frac{2}{r^2}\frac{\partial a_r}{\partial\varphi}\right)\bar{i}_\varphi + \Delta a_z\bar{i}_z \qquad \text{(P1.30)}$$

Hệ tọa độ cầu

Vị trí của mỗi điểm trong không gian được xác định bởi 3 tọa độ r, θ, φ. Quan hệ của các tọa độ này với các tọa độ của hệ Đêcac được xác định bởi

$$x = r\sin\theta\cos\varphi\ ;\ y = r\sin\theta\sin\varphi\ ;\ z = r\cos\theta$$

Các công thức:

$$\text{grad}\psi = \frac{\partial\psi}{\partial r}\bar{i}_r + \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\bar{i}_\theta + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial\psi}{\partial\varphi}\bar{i}_\varphi \qquad \text{(P1.31)}$$

$$\text{div}\,\bar{a} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2a_r) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta a_\theta) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial a_\varphi}{\partial\varphi} \qquad \text{(P1.32)}$$

$$\text{rot}\,\bar{a} = \frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta a_\varphi) - \frac{\partial a_\theta}{\partial\varphi}\right]\bar{i}_r + \frac{1}{r}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial a_r}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r}\left(ra_\varphi\right)\right]\bar{i}_\theta +$$

$$+\frac{1}{r}\left[\frac{\partial}{\partial r}(ra_\theta) - \frac{\partial a_r}{\partial\theta}\right]\bar{i}_\varphi \qquad \text{(P1.33)}$$

$$\nabla\psi = \nabla^2\psi = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} \quad . \qquad \text{(P1.34)}$$

$$\Delta\bar{a} = \left[\Delta a_r - \frac{2}{r^2}a_r - \frac{2}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta a_\theta) - \frac{2}{r^2\sin\theta}\frac{\partial a_\varphi}{\partial\varphi}\right]\bar{i}_r +$$

$$+\left[\Delta a_\theta - \frac{a_\theta}{r^2\sin^2\theta} + \frac{2}{r^2}\frac{\partial a_r}{\partial\theta} - \frac{2\cos\theta}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial a_\varphi}{\partial\varphi}\right]\bar{i}_\theta +$$

$$+\left[\Delta a_\varphi - \frac{a_\varphi}{r^2\sin^2\theta} + \frac{2}{r^2\sin\theta}\frac{\partial a_r}{\partial\varphi} + \frac{2\cos\theta}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial a_\theta}{\partial\varphi}\right]\bar{i}_\varphi \qquad \text{(P1.35)}$$

Phụ lục II (trên CD): Chương trình Fortran tính toán phân bố dòng điện và trở kháng vào của anten thẳng – mảnh.

Phụ lục III (trên CD): Phân tích hàm Green, Mặt cắt bức xạ và Hiệu ứng biên của kết cấu mạch dải.

Phụ lục IV (trên CD): Chương trình Fortran tính toán kết cấu mạch dải tổng quát.

Phụ lục V (trên CD): Phân tích cấu trúc mạch dải mảnh bằng phương pháp Moment.

Phụ lục VI

CÔNG THỨC TỔNG QUÁT VÀ CHƯƠNG TRÌNH TÍNH TRỞ KHÁNG TƯƠNG HỖ CỦA HAI CHẤN TỬ SẮP XẾP TÙY Ý TRONG KHÔNG GIAN

Điện trở tương hỗ tại điểm tiếp điện được xác định theo công thức sau :

$$R_{ij} = -30\int_{-l_j/2}^{l_j/2}\left[\sin(kl_i/2).\sin(kl_j/2)\right]^{-1}\{[\sin kr_1\frac{(S_z+H_{ij}+l_i/2)}{r_1}+$$

$$+\sin kr_2\frac{(S_z+H_{ij}-l_i/2)}{r_2}-2\sin kR.\cos\left(\frac{kl_i}{2}\right)\times$$

$$\times\frac{(S_z+H_{ij})}{R}].\rho^{-2}\left[S_x\sin\theta_{ij}\cos\varphi_{ij}+(d_{ij}+S_y)\times\sin\theta_{ij}\sin\varphi_{ij}\right]+$$

$$\left[\frac{2\sin kR.\cos(kl_i/2)}{R}-\frac{(\sin kr_1)}{r_1}-\frac{(\sin kr_2)}{r_2}\right].\cos\theta_{ij}\ \}\sin k\left(\frac{l_j}{2}-|S|\right)dS \qquad \text{(P6.1)}$$

Ta cũng có công thức tính điện kháng tương hỗ tại điểm tiếp điện:

$$X_{ij} = -30\int_{-lj/2}^{lj/2}\left[\sin(kl_i/2).\sin(kl_j/2)\right]^{-1}.\{[\ \cos kr_1\frac{(S_z+H_{ij}+l_i/2)}{r_1}+$$

$$+\cos kr_2\frac{(S_z+H_{ij}-l_i/2)}{r_2}-2\cos kR.\cos\left(\frac{kl_i}{2}\right)\times$$

$$\times\frac{(S_z+H_{ij})}{R}\ ]\rho^{-2}\left[S_x\sin\theta_{ij}.\cos\varphi_{ij}+(d_{ij}+S_y)\times\right.$$

$$\times \sin\theta_{ij}.\sin\varphi_{ij} \quad]+\left[\frac{2.\cos kR.\cos kl_i/2}{R}-\right.$$

$$\left.-\frac{(\cos kr_1)}{r_1}-\frac{(\cos kr_2)}{r_2} \quad]\cos\theta_{ij} \quad \}\sin k\left(l_j/2-|S| \quad \right)dS \qquad \text{(P6.2)}$$

ở đây:

$$S_x = S\sin\theta_{ij}\cos\varphi_{ij}$$

$$S_y = S\sin\theta_{ij}\sin\varphi_{ij} \qquad \text{(P6.3)}$$

$$S_z = S.\cos\theta_{ij}$$

$$\rho = \left[S_x^{\,2} + (d_{ij} + S_y)^2\right]^{1/2}$$

$$R = \left[\rho^2 + (H_{ij} + S_z)^2\right]^{1/2}$$

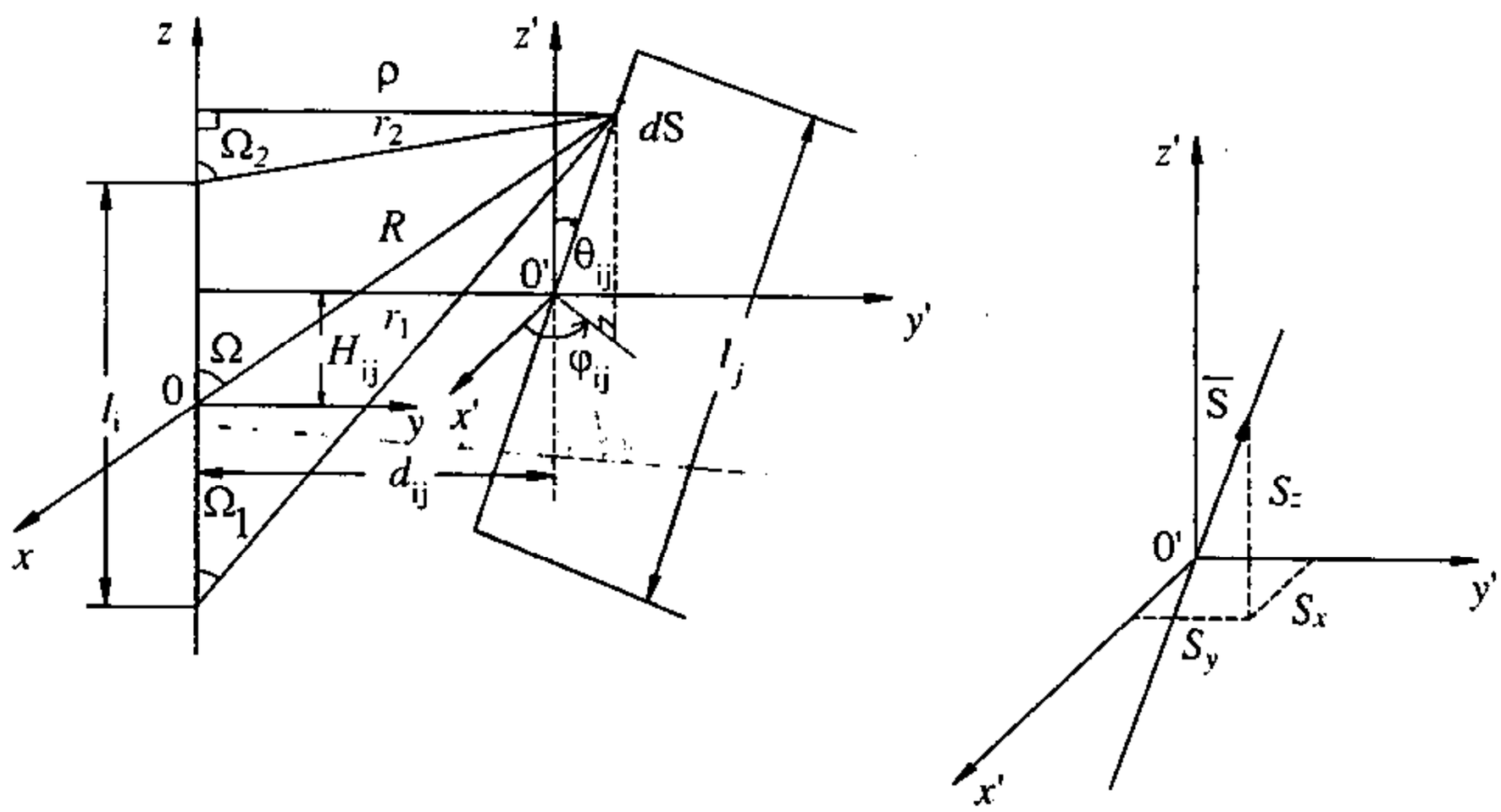
$$r_1 = \left[\rho^2 + \left(H_{ij} + S_z + l_i/2\right)^2\right]^{1/2} \qquad \text{(P6.4)}$$

$$r_2 = \left[\rho^2 + \left(H_{ij} + S_z - l_i/2\right)^2\right]^{1/2}$$

$$\overline{S} = S_x\overline{i_x} + S_y\overline{i_y} + S_z\overline{i_z}$$

$\overline{S}$ là véc tơ, có giá trị bằng khoảng cách từ gốc toạ độ đến phần tử đang xét.

Những thông số hình học được cho ở hình vẽ dưới đây:



***Phụ lục VII** (trên CD): Chương trình MATLAB tính trở kháng tương hỗ giữa 2 chấn tử thẳng song song, giữa chấn tử thẳng và anten khung tròn.*

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Aizenberg G.Z, Yampolski V.G, Cherioshin O.N Anten sóng cực ngắn, tập 1 & 2, NXB "Svyaz", 1977, tiếng Nga.
2. Aizenberg G.Z Anten sóng cực ngắn, NXB "Svyaz", 1957, tiếng Nga.
3. Benhenson L.S (chủ biên). Anten dài, NXB "Sovietskoe Radio", 1972 tiếng Nga.
4. Benhenson L.S (hiệu đính). Anten dải tần siêu rộng, bản tiếng Nga, biên dịch từ tiếng Anh, NXB "Mir", 1964.
5. Baker H.C, La Grone A.H, Digital computation of mutual Impedance between thin dipoles, IRE Trans. Antennas and Propagation N.2 -1962.
6. Cherioshin O.N. Luận văn tiến sĩ MEIS, 1966, tiếng Nga.
7. Cherioshin O.N, Morozov B.N. Tuyển tập công trình của các học viện thông tin N.36 – 1967, tiếng Nga.
8. Cherioshin O.N, Govman V.G. Kỹ thuật vô tuyến điện N.8 – 1969, tiếng Nga.
9. Dravkin A.L, Zuzenko V.L., Kislov A.G. Thiết bị Anten – Fide, NXB "Sovietskoe Radio", 1974, tiếng Nga.
10. Feld YA.N, Benhenson L.S. Thiết bị anten, NXB "Sovietskoe Radio", 1955, tiếng Nga.
11. Gluskovski E.A, Levin B.M, Rabinovich Radiotechnika N.12 – 1957.
12. Gluskovski E.A, Izrailit A.B, Levin B.M, Radiotechnika N.1 -1968.
13. Hansen R.C. Microwave Scanning Antennas, 1966.
14. Hansen R.C. Phased Array Antennas, John Wiley & Sons Inc, 1998,
15. Korbanski I.N, Anten, NXB "Energya", 1973, tiếng Nga.
16. Kocherzevski G.N. Thiết bị Anten-Fide, NXB "Svyaz" 1972, tiếng Nga.
17. Kocherzevski G.N, Erokhin G.A, Kozyrev N.D. Thiết bị Anten – Fide, NXB "Radio & Svyaz", 1989, tiếng Nga.
18. Kuhn Rudolf. Mikrowellenantennen, 1964 (bản dịch tiếng Nga, do Dolukhanov M.P hiệu đính, NXB "Sudostroenhie" 1967).
19. Lavrov G.A. ảnh hưởng tương hỗ của các chấn tử thẳng NXB "Svyaz", 1975, tiếng Nga.

20. Lam Quang Phung, Wladislaw Kolosovski. Analysis of coupling between aerials to obtain a generalized expression for mutual impedanca, Biuletyn WAT N.2 – 1976.

21. Marko G.T, Anten, NXB "Energya", 1960, tiếng Nga.

22. Markov G.T, Sazonov D.M. Anten, NXB "Energya", 1975, tiếng Nga.

23. Mikovich B.M, Yakovlev V.P. Lý thuyết tổng hợp anten. NXB "Sovietskoe Radio", 1969, tiếng Nga.

24. Microwave Scanning Antennas. Voluhn III. Bản dịch tiếng Nga 1974.

25. Nadienhenco S.L, Anten, NXB "Svyaz", tiếng Nga.

26. Phan Anh. Tổng hợp Anten sóng mặt có điều chế vận tốc pha. Luận văn PTS, MEIS, 1972, tiếng Nga.

27. Phan Anh – Antennas without phase centres and their applications in Radio engineering (Luận văn TS KH). Wroclaw 1986.

28. Phan Anh. Lý thuyết Anten, NXB "Đại học và TH chuyên nghiệp", 1982.

29. Phan Anh. Lý thuyết Anten, NXB "Đại học và TH chuyên nghiệp", 1984.

30. Phan Anh. Truyền sóng vô tuyến điện, ĐHBK, 1968.

31. Radiotechnika N.11.1970.

32. Richard C. Johnson. Antenna Engineering Handbook Mc.Graw – Hill, Inc, 1993.

33. Schelkunoff S.A, Fris H.T Antennas Theory and Practice, 1952.

34. Schelkunoff S.A. Electromagnetic Waves, 1943.

35. Trần Đức Công. Luận văn PTS, ĐHBK Hanoi 1993.

36. Verskov M.V. Anten hàng hải, NXB "Sudostroenhie" 1972, tiếng Nga.

37. Verskov O.G. Anten quét tia bằng phương pháp điện, 1965, tiếng Nga.

38. Vokressenski D.I (chủ biên) Anten và thiết bị siêu cao tần NXB "Sovietskoe Radio", 1972, tiếng Nga.

39. Walter Carton. Travelling wave Antennas (bản dịch tiếng Nga, do Chaplin A.F. hiệu đính) NXB "Energya", 1970.

40. Zelkin E.G. Thiết lập hệ thống bức xạ theo đồ thị phương hướng cho trước, NXB "Energya", tiếng Nga.

41. Zuk M.S, Molotchkov IU. B. Thiết bị anten fide NXB "Energya", 1966, tiếng Nga.

42. Zuk M.S, Molotchkov IU.B. Thiết kế anten thấu kính, anten quét tia, anten dải rộng và thiết bị fide, NXB "Energya", 1973, tiếng Nga.

43. Radio Antennas for Aircraft and Aerospace Vehicles, (W.T Blackband biên tập), England 1967.

44. Robert E. Colin. Antennas and Radio wave Propagation, McGraw-Hill, Inc, 1985.

45. Gupta, K. C.; Benalla Abdelaziz. Microstrip antenna design. Artech House. Inc., 1988.

46. Newman, Edward H.; Forrai, David. Scattering From a Microstrip Patch. IEEE Trans. Antennas & Propag., vol. AP-35, no. 3, Mar. 1987.

47. C.A. Balanis. Advanced Engineering Electromagnetics, John Wiley, NY, 1989.

48. Aberle, J. T.; Pozar, D. M. Radiation and Scattering From Circular Microstrip Patches. Antennas and Propagation 1989 IEEE APS International Symposium, Volume I, IEEE Catalog No. CH-2654-2/89, IEEE Antennas and Propagation Soc., 1989,

49. Johnson, J. H.; Wang, J. H. Generalized Moment Method in Electromagnetics: formulation and computer solution of integral equations. John Wiley & Sons, Inc. 1991.

50. Johnson Richard C. Antenna Engineering Handbook, Third Edition. McGraw-Hill, Inc., 1993,

51. Harrington, Roger F. Field Computation by Moment Methods. IEEE PRESS Series on Electromagnetic waves, 1993.

52. Gupta, K. C. Microstrip lines and slot lines. Artech House. Inc., 1996.

53. C.A. Balanis. Antenna Theory, McGraw-Hill, Inc, 1997

54. J. Liberti and T. Rappaport. Smart Antennas for Wireless Communications Prentice Hall PTR, 1999.

55. Trần Minh Tuấn. ứng dụng phương pháp moment trong bài toán phân tích các kết cấu điện từ phẳng được kích thích bởi sóng chạy, Luận văn Tiến sĩ Kỹ thuật, ĐHBK Hà Nội, 2003.

56. L.C. Godara. Smart Antennas, CRC Press, 2004.

57. Hoàng Đình Thuyên. Nghiên cứu các phương pháp số để tổng hợp đặc trưng hướng mạng anten và thiết lập mạng anten thích nghi. Luận văn Tiến sĩ Kỹ thuật, Học viện KTQS, 2004.

58. Trần Xuân Việt. Nghiên cứu hệ anten có gia công tín hiệu theo đặc tính pha. Luận văn Tiến sĩ Kỹ thuật, Học viện KTQS, 2005.

MỤC LỤC

LỜI NÓI ĐẦU 3

Phần I. LÝ THUYẾT ANTEN

NHẬP MÔN

§ 0.1. VỊ TRÍ CỦA ANTEN TRONG KỸ THUẬT VÔ TUYẾN ĐIỆN 5
§ 0.2. HỆ PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL VÀ NGHIỆM 7
§ 0.3. QUÁ TRÌNH VẬT LÝ CỦA SỰ BỨC XẠ SÓNG ĐIỆN TỪ 12
§ 0.4. NGUYÊN LÝ HUYGENS. DÒNG ĐIỆN MẶT VÀ DÒNG TỪ MẶT TƯƠNG ĐƯƠNG 13

Chương I. **BỨC XẠ CỦA DÒNG ĐIỆN VÀ DÒNG TỪ TRONG KHÔNG GIAN TỰ DO CÁC ĐẶC TRƯNG CƠ BẢN CỦA TRƯỜNG BỨC XẠ**

§ 1.1. TRƯỜNG BỨC XẠ CỦA DÒNG ĐIỆN VÀ DÒNG TỪ TRONG KHÔNG GIAN TỰ DO 16
§ 1.2. ĐẶC TÍNH ĐỊNH HƯỚNG CỦA TRƯỜNG BỨC XẠ 24
§ 1.3. ĐẶC TÍNH PHÂN CỰC. HÀM PHƯƠNG HƯỚNG CỰC TÍNH VÀ HÀM PHƯƠNG HƯỚNG VÉCTƠ PHỨC HỢP 30
§ 1.4. HỆ SỐ ĐỊNH HƯỚNG VÀ HỆ SỐ TĂNG ÍCH 37
§ 1.5. LÝ THUYẾT NHÂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG 39

Chương II. **CÁC NGUỒN BỨC XẠ NGUYÊN TỐ**

§ 2.1. ĐIPÔL ĐIỆN 43
§ 2.2. ĐIPÔL TỪ 47
§ 2.3. VÒNG ĐIỆN NGUYÊN TỐ (ANTEN KHUNG NHỎ) 52
§ 2.4. VÒNG TỪ NGUYÊN TỐ 55
§ 2.5. NGUYÊN TỐ BỨC XẠ HỖN HỢP 57
§ 2.6. CẶP ĐIPÔL VUÔNG GÓC (NGUYÊN TỐ TUANIKÊ) 60

Chương III. **CÁC NGUỒN BỨC XẠ THẲNG**

§ 3.1. TRƯỜNG BỨC XẠ CỦA DÂY DẪN THẲNG CÓ DÒNG ĐIỆN 65
§ 3.2. TRƯỜNG BỨC XẠ CỦA DÂY DẪN CÓ DÒNG ĐIỆN SÓNG CHẠY 67
§ 3.3. TRƯỜNG BỨC XẠ CỦA DÂY DẪN CÓ DÒNG ĐIỆN SÓNG ĐỨNG 70
§ 3.4. BỨC XẠ CỦA KHE HẸP TRÊN MÀN DẪN ĐIỆN 75
§ 3.5. ĐỘ DÀI HIỆU DỤNG CỦA ANTEN 77

Chương IV. LÝ THUYẾT VỀ CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG

§ 4.1. PHÂN BỐ DÒNG ĐIỆN TRÊN CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG 81
§ 4.2. TRỞ KHÁNG SÓNG CỦA CHẤN TỬ 84
§ 4.3. CÔNG SUẤT VÀ ĐIỆN TRỞ BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG 87
§ 4.4. TÍNH TRỞ KHÁNG VÀO THEO PHƯƠNG PHÁP GẦN ĐÚNG 91
§ 4.5. CƯỜNG ĐỘ TRƯỜNG Ở GẦN CHẤN TỬ 97
§ 4.6. TÍNH CÔNG SUẤT BỨC XẠ PHỨC VÀ TRỞ KHÁNG BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG BẰNG PHƯƠNG PHÁP SỨC ĐIỆN ĐỘNG CẢM ỨNG 100
§ 4.7. TÍNH TRỞ KHÁNG VÀO THEO PHƯƠNG PHÁP CHÍNH XÁC 104

Chương V. PHƯƠNG PHÁP MOMENT VÀ ỨNG DỤNG TRONG CÁC BÀI TOÁN PHÂN TÍCH ANTEN

§ 5.1. ĐẶT VẤN ĐỀ 107
§ 5.2. PHƯƠNG PHÁP MOMENT 108
§ 5.3. ÁP DỤNG PHƯƠNG PHÁP MOMENT ĐỂ TÍNH TOÁN ANTEN DÂY MẢNH 116
§ 5.4. ÁP DỤNG PHƯƠNG PHÁP MOMENT ĐỂ TÍNH TOÁN ANTEN CÓ CẤU TRÚC MẠCH DẢI 131

Chương VI. ẢNH HƯỞNG TƯƠNG HỖ CỦA CÁC PHẦN TỬ TRONG HỆ ANTEN PHỨC TẠP

§ 6.1. TÍNH TRỞ KHÁNG TƯƠNG HỖ CỦA HỆ ANTEN THEO PHƯƠNG PHÁP SỨC ĐIỆN ĐỘNG CẢM ỨNG 141
§ 6.2. TRỞ KHÁNG VÀO VÀ TRỞ KHÁNG BỨC XẠ CỦA HỆ HAI CHẤN TỬ 145
§ 6.3. CHẤN TỬ THỤ ĐỘNG VÀ CHẤN TỬ CHỦ ĐỘNG 146
§ 6.4. TRỞ KHÁNG TƯƠNG HỖ CỦA CHẤN TỬ THẲNG VÀ ANTEN DÂY CÓ HÌNH DẠNG TUỲ Ý (CÔNG THỨC TỔNG QUÁT) 148
§ 6.5. TÍNH TRỞ KHÁNG TƯƠNG HỖ CỦA HAI ANTEN TRONG CÁC TRƯỜNG HỢP CỤ THỂ 150

Chương VII. HỆ THỐNG BỨC XẠ

§ 7.1. HỆ THỐNG THẲNG 161
§ 7.2. BỨC XẠ CỦA HỆ HAI CHẤN TỬ 175
§ 7.3. HỆ THỐNG PHẲNG 180

Chương VIII. LÝ THUYẾT BỨC XẠ MẶT

§ 8.1. BỨC XẠ CỦA BỀ MẶT ĐƯỢC KÍCH THÍCH BỞI TRƯỜNG ĐIỆN TỪ. KHÁI NIỆM VỀ KHẨU ĐỘ ANTEN 184
A. LÝ THUYẾT ANTEN MẶT 187
§ 8.2. BỨC XẠ CỦA BỀ MẶT ĐƯỢC KÍCH THÍCH BỞI TRƯỜNG ĐIỆN TỪ PHÂN BỐ ĐỀU. MẶT BỨC XẠ LÝ TƯỞNG 188
§ 8.3. BỨC XẠ CỦA MẶT ĐƯỢC KÍCH THÍCH BỞI TRƯỜNG ĐIỆN TỪ PHÂN BỐ KHÔNG ĐỀU 194

§ 8.4. HỆ SỐ ĐỊNH HƯỚNG CỦA ANTEN MẶT 202
B. LÝ THUYẾT ANTEN SÓNG MẶT 207
§ 8.5. CÁC TÍNH CHẤT CỦA SÓNG MẶT VÀ PHƯƠNG PHÁP KHẢO SÁT BÀI TOÁN BỨC XẠ 207
§ 8.6 BỨC XẠ CỦA DIỆN TÍCH PHẲNG HÌNH CHỮ NHẬT, ĐƯỢC KÍCH THÍCH BỞI TRƯỜNG CÓ ĐẶC TÍNH SÓNG MẶT 211

Chương IX. **LÝ THUYẾT TỔNG HỢP ANTEN**

§ 9.1. KHÁI NIỆM CHUNG 213
§ 9.2. TỔNG HỢP ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG VỚI CÁC HƯỚNG KHÔNG – PHƯƠNG PHÁP ĐA THỨC SCHELKUNOFF 214
§ 9.3. TỔNG HỢP ANTEN THEO ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG CHO TRƯỚC 219
§ 9.4. THIẾT LẬP ANTEN CÓ ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG TỐI ƯU 229
§ 9.5. PHƯƠNG PHÁP TỔNG HỢP KẾT CẤU ANTEN 241

Chương X. **LÝ THUYẾT ANTEN THU**

§ 10.1. CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG LÀM VIỆC Ở CHẾ ĐỘ THU 252
§ 10.2. ÁP DỤNG NGUYÊN LÝ TƯƠNG HỖ ĐỂ NGHIÊN CỨU TÍNH CHẤT CHUNG CỦA ANTEN THU 254
§ 10.3. VẤN ĐỀ PHỐI HỢP CỰC TÍNH GIỮA ANTEN THU VÀ PHÁT 256
§ 10.4. CÔNG SUẤT THU ĐƯỢC TRÊN TẢI ANTEN THU 260
§ 10.5. DIỆN TÍCH HIỆU DỤNG CỦA ANTEN THU 261

Chương XI. **ẢNH HƯỞNG CỦA MẶT ĐẤT ĐẾN ĐẶC TÍNH BỨC XẠ CỦA ANTEN**

§ 11.1. ÁP DỤNG PHƯƠNG PHÁP ẢNH GƯƠNG ĐỂ GIẢI BÀI TOÁN BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ ĐẶT TRÊN MẶT ĐẤT PHẲNG 263
§ 11.2. BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG ĐẶT TRÊN MẶT ĐẤT 265
§ 11.3. BỨC XẠ CỦA CHẤN TỬ KHÔNG ĐỐI XỨNG ĐẶT TRÊN MẶT ĐẤT 268
§ 11.4. ẢNH HƯỞNG CỦA MẶT ĐẤT LÊN BỨC XẠ CỦA HỆ ANTEN PHỨC TẠP 269
§ 11.5. ẢNH HƯỞNG CỦA MẶT ĐẤT ĐẾN HIỆU SUẤT CỦA ANTEN 271
§ 11.6. ANTEN ĐẶT GẦN MẶT ĐẤT VÀ DƯỚI MẶT ĐẤT 272

Phần II. KỸ THUẬT ANTEN

Chương XII. **HỆ ANTEN CÓ XỬ LÝ TÍN HIỆU – ANTEN THÔNG MINH**

§ 12.1. MỞ ĐẦU 278
§ 12.2. XÂY DỰNG CÁC HỆ THỨC TOÁN HỌC 279
§ 12.3. PHÂN LOẠI HỆ ANTEN CÓ XỬ LÝ TÍN HIỆU 284
§ 12.4. ANTEN ĐỊNH DẠNG BÚP SÓNG BĂNG HẸP 285
§ 12.5. ANTEN THÍCH NGHI 289
§ 12.6. ANTEN THÍCH NGHI BĂNG RỘNG 296

§ 12.7. PHƯƠNG PHÁP XÁC ĐỊNH "HƯỚNG SÓNG TỚI"
(thuật ngữ tiếng Anh: Direction of arrival, viết tắt DOA) 299

Chương XIII. **PHƯƠNG PHÁP ĐIỀU KHIỂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG ANTEN**

§ 13.1. KHÁI NIỆM CHUNG 304
§ 13.2. ĐIỀU KHIỂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG ANTEN THEO PHƯƠNG PHÁP TẦN SỐ 305
§ 13.3. ĐIỀU KHIỂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG ANTEN THEO PHƯƠNG PHÁP PHA 309

Chương XIV. **PHƯƠNG PHÁP MỞ RỘNG DẢI TẦN SỐ CỦA ANTEN VÀ THIẾT LẬP ANTEN DẢI RỘNG**

§ 14.1. KHÁI NIỆM VỀ DẢI THÔNG TẦN VÀ DẢI TẦN CÔNG TÁC CỦA ANTEN 326
§ 14.2. PHƯƠNG PHÁP MỞ RỘNG DẢI TẦN SỐ CỦA ANTEN CHẤN TỬ 328
§ 14.3. PHƯƠNG PHÁP THIẾT LẬP ANTEN DẢI RỘNG THEO NGUYÊN LÝ KẾT CẤU TỰ BÙ 331
§ 14.4. PHƯƠNG PHÁP THIẾT LẬP ANTEN DÀI RỘNG THEO NGUYÊN LÝ TƯƠNG TỰ 334

Chương XV. **PHƯƠNG PHÁP GIẢM NHỎ KÍCH THƯỚC ANTEN**

§ 15.1. PHƯƠNG PHÁP DÙNG TẢI THUẦN KHÁNG ĐỂ ĐIỀU CHỈNH PHÂN BỐ DÒNG ĐIỆN ... 340
§ 15.2. PHƯƠNG PHÁP DÙNG ĐƯỜNG DÂY SÓNG CHẬM 345
§ 15.3. KẾT HỢP ANTEN VỚI CÁC PHẦN TỬ TÍCH CỰC 350

Chương XVI. **PHƯƠNG PHÁP TẠO TRƯỜNG BỨC XẠ PHÂN CỰC QUAY**

§ 16.1. NGUYÊN LÝ CHUNG 352
§ 16.2. THIẾT LẬP ANTEN PHÂN CỰC QUAY TỪ HAI ANTEN PHÂN CỰC THẲNG 353
§ 16.3. TẠO TRƯỜNG BỨC XẠ PHÂN CỰC QUAY TỪ VÒNG DÂY DẪN CÓ DONG ĐIỆN SÓNG CHẠY 359
§ 16.4. TẠO TRƯỜNG BỨC XẠ PHÂN CỰC QUAY ĐỐI VỚI ANTEN MẶT BẰNG CÁCH DÙNG BỘ BIẾN ĐỔI PHÂN CỰC 360

Chương XVII. **CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG CÁC PHƯƠNG PHÁP TIẾP ĐIỆN CHO ANTEN ĐỐI XỨNG**

§ 17.1. KẾT CẤU CỦA CHẤN TỬ ĐỐI XỨNG LÀM VIỆC Ở DẢI SÓNG CỰC NGẮN VÀ SÓNG NGẮN 366
§ 17.2. VẤN ĐỀ TIẾP ĐIỆN VÀ PHỐI HỢP TRỞ KHÁNG CÁC DẠNG KHÁC CỦA CHẤN TỬ ĐƠN GIẢN 368
§ 17.3. THIẾT BỊ BIẾN ĐỔI ĐỐI XỨNG DÙNG ĐỂ TIẾP ĐIỆN CHO ANTEN ĐỐI XỨNG 377

Chương XVIII. **CHẤN TỬ KHÔNG ĐỐI XỨNG**

§ 18.1. CHẤN TỬ KHÔNG ĐỐI XỨNG Ở DẢI SÓNG CỰC NGẮN VÀ SÓNG NGẮN 385
§ 18.2. CHẤN TỬ KHÔNG ĐỐI XỨNG Ở DẢI SÓNG TRUNG VÀ SÓNG DÀI 389
§ 18.3. VẤN ĐỀ TIẾP ĐIỆN VÀ PHỐI HỢP TRỞ KHÁNG CHO ANTEN 397

Chương XIX. **ANTEN NHIỀU CHẤN TỬ**

A. ANTEN ĐỒNG PHA NHIỀU CHẤN TỬ 399

§ 19.1. DÀN CHẤN TỬ ĐỒNG PHA 399
§ 19.2. ANTEN TUANIKÊ 402
B. ANTEN NHIỀU CHẤN TỬ CÓ PHA BIẾN ĐỔI 404
§ 19.3. ANTEN DẪN XẠ (ANTEN YAGI) 404
§ 19.4. ANTEN LOGA - CHU KỲ 412
§ 19.5 ANTEN SÓNG CHẠY 416
§ 19.6. ANTEN SÓNG CHẠY CÓ PHẦN TỬ GHÉP (ANTEN XƯƠNG CÁ) 417

Chương XX. **ANTEN DÂY SÓNG CHẠY**

§ 20.1. ANTEN DÂY ĐƠN 419
§ 20.2. ANTEN HÌNH V 420
§ 20.3. ANTEN TRÁM 421

Chương XXI. **ANTEN VÒNG**

§ 21.1. ANTEN KHUNG NHỎ 428
§ 21.2. ANTEN KHUNG CÓ VỎ BỌC KIM 431
§ 21.3. ANTEN KHUNG LỚN 433

Chương XXII. **ANTEN XOẮN**

§ 22.1. ANTEN XOẮN TRỤ 435
§ 22.2. ANTEN XOẮN PHẲNG 440
§ 22.3. ANTEN XOẮN CHÓP 444

Chương XXIII. **ANTEN KHE**

§ 23.1. ANTEN KHE NỬA SÓNG 447
§ 23.2. ANTEN KHE – ỐNG DẪN SÓNG 450
§ 23.3 HỆ ANTEN KHE TRÊN ỐNG DẪN SÓNG 454

Chương XXIV. **ANTEN MẠCH DẢI**

§ 24.1. GIỚI THIỆU 459
§ 24.2. PHƯƠNG PHÁP PHÂN TÍCH ANTEN MẠCH DẢI 460
§ 24.3. TRỞ KHÁNG VÀO CỦA ANTEN MẠCH DẢI 464
§ 24.4. BĂNG THÔNG CỦA ANTEN MẠCH DẢI 466
§ 24.5 PHÂN CỰC CỦA ANTEN MẠCH DẢI 466
§ 24.6. ANTEN MẠCH DẢI NHIỀU PHẦN TỬ 467
§ 24.7. PHẦN TỬ ANTEN MẠCH DẢI HAI TẦN SỐ, HAI PHÂN CỰC 468

Chương XXV. **ANTEN LOA**

§ 25.1. BỨC XẠ CỦA MIỆNG ỐNG DẪN SÓNG VÀ SỰ HÌNH THÀNH ANTEN LOA 470
§ 25.2. CÁC KIỂU ANTEN LOA 471
§ 25.3. TRƯỜNG ĐIỆN TỪ Ở TRONG VÀ TRÊN MIỆNG LOA 472
§ 25.4. BỨC XẠ CỦA LOA H 475

§ 25.5. BỨC XẠ CỦA LOA E 477
§ 25.6. BỨC XẠ CỦA LOA HÌNH THÁP (LOA E & H) 478

Chương XXVI. **ANTEN THẤU KÍNH**

§ 26.1. CÁC LOẠI ANTEN THẤU KÍNH 479
§ 26.2. PHƯƠNG TRÌNH CỦA THẤU KÍNH MỘT MẶT 481
§ 26.3. PHÂN BỐ TRƯỜNG Ở MIỆNG THẤU KÍNH 484
§ 26.4. PHÂN TÍCH CÁC ANTEN THẤU KÍNH THỰC TẾ 486

Chương XXVII. **ANTEN GƯƠNG**

§ 27.1. NGUYÊN LÝ CHUNG 491
§ 27.2. ANTEN PARABOL 492
§ 27.3. PHƯƠNG PHÁP TÍNH TOÁN ANTEN GƯƠNG 494
§ 27.4. ANTEN PARABOL TRỤ 494
§ 27.5. ANTEN PARABOL TRÒN XOAY 497
§ 27.6. ANTEN MẪU PARABOL 499
§ 27.7. ANTEN NHIỀU TIA 499
§ 27.8. ANTEN GƯƠNG CÓ GIẢN ĐỒ HƯỚNG DẠNG ĐẶC BIỆT 500
§ 27.9. ĐIỀU KHIỂN ĐỒ THỊ PHƯƠNG HƯỚNG CỦA ANTEN PARABOL 502
§ 27.10. ANTEN GƯƠNG KÉP 503
§ 27.11. ANTEN PERISCỐP 505
§ 27.12. ANTEN LOA – PARABOL 505

Chương XXVIII. **ANTEN SÓNG MẶT**

§ 28.1. ATEN IMPÊĐĂNG PHẲNG 506
§ 28.2. ANTEN IMPÊĐĂNG TRỤ 514
§ 28.3. ANTEN SÓNG MẶT ĐƯỢC ĐIỀU BIẾN VẬN TỐC PHA 521
§ 28.4 ỨNG DỤNG KẾT CẤU SÓNG MẶT ĐỂ CẢI THIỆN ĐẶC TÍNH BỨC XẠ CỦA ANTEN. PHƯƠNG PHÁP TẠO TRỞ KHÁNG BỀ MẶT BẰNG CẤU TRÚC RỜI RẠC 525

Phụ lục I. CÁC CÔNG THỨC CƠ BẢN CỦA ĐẠI SỐ VÀ GIẢI TÍCH VECTƠ 528

Phụ lục II (TRÊN CD): CHƯƠNG TRÌNH FORTRAN TÍNH TOÁN PHÂN BỐ DÒNG ĐIỆN VÀ TRỞ KHÁNG VÀO CỦA ANTEN THẲNG – MẢNH

Phụ lục III (TRÊN CD): PHÂN TÍCH HÀM GREEN, MẶT CẮT BỨC XẠ VÀ HIỆU ỨNG BIÊN CỦA KẾT CẤU MẠCH DẢI

Phụ lục IV (TRÊN CD): CHƯƠNG TRÌNH FORTRAN TÍNH TOÁN KẾT CẤU MẠCH DẢI TỔNG QUÁT.

Phụ lục V (TRÊN CD): PHÂN TÍCH CẤU TRÚC MẠCH DẢI MẢNH BẰNG PHƯƠNG PHÁP MOMENT.

Phụ lục VI CÔNG THỨC TỔNG QUÁT VÀ CHƯƠNG TRÌNH TÍNH TRỞ KHÁNG TƯƠNG HỖ CỦA HAI CHẤN TỬ SẮP XẾP TÙY Ý TRONG KHÔNG GIAN 533

TÀI LIỆU THAM KHẢO 535

GS. TSKH. PHAN ANH

LÝ THUYẾT VÀ KỸ THUẬT ANTEN

Chịu trách nhiệm xuất bản : **PGS. TS. TÔ ĐĂNG HẢI**
Biên tập : ĐỖ THỊ CẢNH
Sửa bản in : LÊ MINH
Trình bày bìa : HƯƠNG LAN

NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT
70 Trần Hưng Đạo - Hà Nội

In 700 bản, khổ 19 x 27 cm, tại Nhà in Khoa học và Công nghệ
Giấy phép xuất bản số: 193-2007/CXB/46-06/KHKT
In xong và nộp lưu chiểu tháng 12 năm 2007.

PHAN ANH

LÝ THUYẾT VÀ KỸ THUẬT ANT

THƯ VIỆN ĐHDL HP
DVL3204

207290
2009DVL3204

Giá: 108.000 đ