

BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO
ĐẠI HỌC THÁI NGUYÊN

MÃN HOÀNG VIỆT - PHẠM THỊ THƯƠNG

GIÁO TRÌNH

VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG II

(ĐIỆN - QUANG - VẬT LÝ ĐIỆN TỬ)



NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT

BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO
ĐẠI HỌC THÁI NGUYÊN

MÃN HOÀNG VIỆT – PHẠM THỊ THƯƠNG

Giáo trình
VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG II
(ĐIỆN – QUANG – VẬT LÝ LƯỢNG TỬ)



NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT
HÀ NỘI - 2010

Chịu trách nhiệm xuất bản: TS. PHẠM VĂN DIỄN
Biên tập: BÙI THU NGÂN
Trình bày bìa: TRỊNH THÙY DƯƠNG

NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT 70 Trần Hưng Đạo, Hà Nội

In 220 cuốn khổ 15,5 x 22,5cm, tại Công ty In Thanh Bình.
Số đăng ký kế hoạch XB: 215 – 2010/CXB/79.1 - 17/KHKT, ngày 5/3/2010.
Quyết định XB số: 110/QĐXB – NXBKHKT, ký ngày 25/6/2010.
In xong và nộp lưu chiểu tháng 7 năm 2010.

Phân 1

ĐIỆN TỬ HỌC

CHƯƠNG 1

TRƯỜNG TĨNH ĐIỆN

1.1. Điện tích. Định luật Coulomb

1.1.1. Điện tích

Thực nghiệm chứng tỏ trong tự nhiên có hai loại điện tích. Benjamin Franklin đề xuất gọi chúng là điện tích dương và điện tích âm (qui ước: điện tích dương là điện tích giống với điện tích xuất hiện trên thanh thủy tinh khi nó cọ xát với lụa; điện tích âm là điện tích giống với điện tích xuất hiện trên thanh ebonite khi nó cọ xát với dạ). Các điện tích cùng loại thì đẩy nhau và khác loại thì hút nhau.

Điện tích có giá trị gián đoạn. Nó luôn bằng một số nguyên lần điện tích nguyên tố (điện tích nhỏ nhất không thể phân chia được, có giá trị $e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$).

Vật chất được cấu tạo từ các nguyên tử, nó được cấu tạo từ các proton (proton có điện tích $+e$) và các electron (electron có điện tích $-e$). Số proton và số electron trong nguyên tử bằng nhau, do đó nguyên tử ở trạng thái bình thường trung hòa về điện.

Nếu một vật bị mất đi một số electron thì nó sẽ mang điện dương. Nếu vật dư thừa một số electron nó sẽ mang điện âm.

Định luật bảo toàn điện tích: *trong một hệ cô lập tổng điện tích không thay đổi.*

Điện tích điểm: *Là vật mang điện có kích thước nhỏ, không đáng kể so với khoảng cách từ vật đó tới những điểm hoặc những vật mang điện khác đang khảo sát.*

1.1.2. Định luật Coulomb về tương tác tĩnh điện

a. Định luật Coulomb trong chân không

Giả sử có hai điện tích điểm có điện tích q_1 và q_2 đứng yên trong chân không và cách nhau một khoảng r . Lực tương tác giữa hai điện tích điểm này có phương dọc theo đường thẳng nối hai điện tích và có độ lớn:

$$F = k \frac{|q_1||q_2|}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1||q_2|}{r^2} \quad (1.1)$$

trong đó: $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Nm}^2}{\text{C}^2}$ là hệ số tỷ lệ; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{Nm}^2}$ là hằng số điện.

Nếu hai điện tích cùng dấu thì lực tương tác là lực đẩy, nếu hai điện tích trái dấu thì lực tương tác là lực hút.

Để biểu diễn phương của lực người ta viết lực Coulomb dưới dạng vectơ. Lực tác dụng lên điện tích q_2 bởi điện tích q_1 là:

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \frac{\vec{r}_{12}}{|\vec{r}_{12}|} \quad (1.2)$$

Tương tự, lực tác dụng lên điện tích q_1 bởi điện tích q_2 là:

$$\vec{F}_{21} = k \frac{q_2 q_1}{r_{21}^2} \frac{\vec{r}_{21}}{|\vec{r}_{21}|} \quad (1.3)$$

Vì các vectơ \vec{r}_{12} và \vec{r}_{21} có độ lớn bằng nhau (bằng r) và ngược chiều nên $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$.

Ví dụ 1: So sánh độ lớn lực tương tác Coulomb với lực tương tác hấp dẫn của một proton và một electron.

Tỷ số giữa lực Coulomb và lực hấp dẫn là:

$$\begin{aligned} \frac{F_C}{F_G} &= \frac{k \frac{|e||e|}{r^2}}{G \frac{m_e m_p}{r^2}} = \frac{ke^2}{Gm_e m_p} \\ &= \frac{\left(9 \cdot 10^9 \frac{N^2 m^2}{C^2}\right) \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} C)^2}{\left(6,67 \cdot 10^{-11} \frac{N^2 m^2}{kg^2}\right) \cdot (9,1 \cdot 10^{-31} kg) \cdot (1,6 \cdot 10^{-27} kg)} = 10^{40} \end{aligned}$$

b. Định luật Coulomb trong các môi trường

Trong môi trường điện môi, ví dụ: không khí, nước, thủy tinh,..., thực nghiệm cho thấy lực tương tác Coulomb giảm đi một số lần so với trong chân không. Các biểu thức (1.1), (1.2) và (1.3) được thay thế bằng:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{|q_1||q_2|}{r^2} \quad (1.1')$$

$$\bar{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r_{12}^2} \frac{\bar{r}_{12}}{|\bar{r}_{12}|} \quad (1.2')$$

$$\bar{F}_{21} = k \frac{q_2 q_1}{\epsilon r_{21}^2} \frac{\bar{r}_{21}}{|\bar{r}_{21}|} \quad (1.3')$$

trong đó: ϵ được gọi là hằng số điện môi của môi trường.

Hằng số điện môi của một số môi trường:

- Chân không: $\epsilon = 1$.
- Không khí: $\epsilon = 1,006$ ($\text{ở } 0^\circ\text{C}$).
- Nước: $\epsilon = 80$ (20°C).
- Dầu hỏa: $\epsilon = 2$ (54°C).

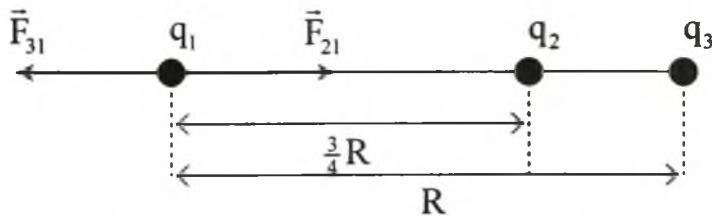
c. Tương tác Coulomb của hệ điện tích điểm

Tương tác Coulomb của hệ gồm nhiều điện tích điểm $q_1, q_2 \dots q_n$ lên một điện tích điểm q_0 được cho bởi nguyên lý tổng hợp lực:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_0 q_i \vec{r}_i}{|r_i|^2} \quad (1.4)$$

trong đó: \vec{r}_i là vectơ nối từ điện tích q_i lên điện tích q_0 .

Ví dụ 2: Ba điện tích $q_1 = 1,6 \cdot 10^{-19} C$; $q_2 = -2q_1$, $q_3 = 2q_1$ cùng nằm trên một đường thẳng như hình 1.1. Khoảng cách giữa điện tích q_1 và q_3 là $R = 0,02m$. Khoảng cách giữa điện tích q_1 và q_2 là $\frac{3}{4}R$. Tính lực tác dụng lên điện tích q_1 .



Hình 1.1. Hình minh họa cho ví dụ 2.

Lực tác dụng lên q_1 gồm lực Coulomb do điện tích q_2 và điện tích q_3 tác dụng lên, do vậy: $\vec{F}_1 = \vec{F}_{21} + \vec{F}_{31}$

Hai lực \vec{F}_{21} và \vec{F}_{31} ngược chiều nhau. Chiều phương trình trên lên trực tọa độ thẳng nằm ngang có chiều dương là chiều từ trái sang phải ta được:

$$F_1 = F_{21} - F_{31} = k \frac{|q_1||q_2|}{(\frac{3}{4}R)^2} - k \frac{|q_1||q_3|}{R^2}$$

Thay số ta tính được $F_1 = 9 \cdot 10^{-25} N$.

1.2. Khái niệm điện trường và vectơ cường độ điện trường

1.2.1. Khái niệm điện trường

Xét hai điện tích điểm đặt trong chân không. Chúng tương tác với nhau qua lực tương tác Coulomb. Câu hỏi đặt ra là: 1) Tương tác này

truyền đi như thế nào khi mà hai vật không tiếp xúc với nhau?; 2) Làm sao điện tích thứ nhất biết sự có mặt của điện tích thứ hai để tác dụng lực?; 3) Nếu điện tích thứ hai di chuyển từ vị trí này sang vị trí khác, làm thế nào điện tích thứ nhất biết thông tin đó để thay đổi cường độ và phương của lực tác dụng lên điện tích thứ hai? Để trả lời những câu hỏi trên người ta giả thiết rằng mỗi điện tích q tạo ra một *điện trường* xung quanh nó. Tại một điểm P bất kỳ trong không gian xung quanh, tồn tại một vectơ điện trường có độ lớn và phương, chiều xác định. Độ lớn của trường tại đây phụ thuộc vào độ lớn của điện tích và khoảng cách từ P đến q , có phương dọc theo đường thẳng nối q và P và có chiều phụ thuộc dấu của điện tích q . Nếu ta đặt một điện tích q_0 nào đó vào vị trí P thì điện tích q sẽ tương tác với q_0 thông qua điện trường của nó tại P . Do điện trường tồn tại ở mọi điểm trong không gian xung quanh q nên điện tích q_0 dù ở vị trí nào cũng tương tác với trường, tức là tương tác với điện tích q .

Như vậy, **điện trường** là một môi trường vật chất đặc biệt tồn tại xung quanh mỗi điện tích. Nó đóng vai trò môi trường trung gian, truyền lực tương tác tĩnh điện giữa các điện tích với nhau. Mọi điện tích đặt trong điện trường đều bị điện trường tác dụng lực.

1.2.2. Vectơ cường độ điện trường

Đặt một điện tích thử q_0 vào trong điện trường \vec{E} nào đó. Giả sử điện tích q_0 đủ nhỏ để không làm thay đổi điện trường đang xét. Lực tĩnh điện tác dụng lên điện tích q_0 là \vec{F} . Khi đó điện trường tại điểm đặt điện tích q_0 được định nghĩa là:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad (1.5)$$

\vec{E} được gọi là *vectơ cường độ điện trường*. Trong hệ đơn vị SI, cường độ điện trường có đơn vị là N/C hoặc là V/m.

Nếu chọn $q_0 = +1$ thì $\vec{E} = \vec{F}$. Tức là, **vector cường độ điện trường tại một điểm là một đại lượng vector có giá trị bằng lực tác dụng của điện trường lên một đơn vị điện tích dương đặt tại điểm đó.**

1.2.3. Vector cường độ điện trường ra gây bởi một điện tích điểm

Đặt một điện tích thử q_0 tại điểm P cách điện tích q một khoảng \vec{r} . Theo định luật Coulomb, lực do điện tích q tác dụng lên q_0 là:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_0 q}{r^2} \frac{\vec{r}}{|r|}$$

Từ định nghĩa (1.5) ta tìm được vectơ cường độ điện trường tại P là:

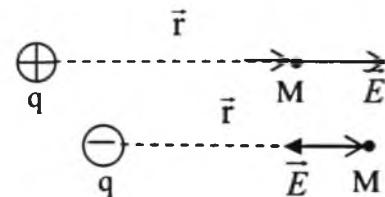
$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{|r|} \quad (1.6)$$

Như vậy, cường độ điện trường là một vectơ có phương dọc theo vectơ bán kính, có chiều sao cho:

Nếu $q > 0$: \vec{E} hướng ra xa điện tích q.

Nếu $q < 0$: \vec{E} hướng về phía điện tích q và có độ lớn:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2} \quad (1.7)$$



1.2.4. Nguyên lý chồng chất điện trường

Xét hệ gồm n điện tích điểm q_1, q_2, \dots, q_n . Đặt điện tích thử q_0 tại điểm P trong điện trường của hệ điện tích điểm trên. Hợp lực tĩnh điện tác dụng lên q_0 là:

$\vec{F} = \vec{F}_{10} + \vec{F}_{20} + \dots + \vec{F}_{n0}$, trong đó \vec{F}_{i0} là lực Coulomb do điện tích q_i tác dụng lên điện tích thử q_0 .

Điện trường gây ra bởi hệ điện tích tại điểm P là:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{\vec{F}_{10}}{q_0} + \frac{\vec{F}_{20}}{q_0} + \dots + \frac{\vec{F}_{n0}}{q_0} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n$$

trong đó: $\vec{E}_i = \vec{F}_{i0} / q_0$ là điện trường tại điểm P gây bởi điện tích điểm q_i .

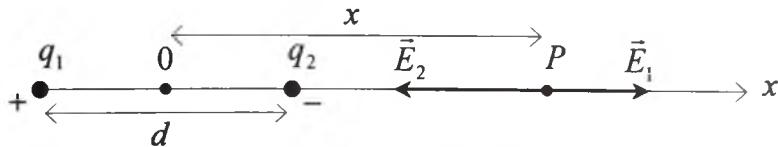
Như vậy: $\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$ (1.8)

Vector cường độ điện trường gây bởi một hệ điện tích điểm bằng tổng các vector cường độ điện trường gây bởi từng điện tích điểm (nguyên lý chồng chất điện trường).

Trong trường hợp các điện tích phân bố liên tục, nguyên lý chồng chất điện trường có dạng tích phân:

$$\vec{E} = \int d\vec{E} \quad (1.9)$$

Ví dụ 1: Tìm điện trường do một lưỡng cực điện (gồm một cặp điện tích trái dấu $q_1 = +q$, $q_2 = -q$ đặt cách nhau một khoảng d) gây ra tại điểm P ở rất xa lưỡng cực điện.



Hình 1.2. Điện trường gây bởi lưỡng cực điện.

Theo nguyên lý chồng chất điện trường (1.8) ta có cường độ điện trường tại P là:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Chiếu lên phương trục x (hình 1.2) ta được: $E = E_1 - E_2$

Cường độ điện trường gây bởi mỗi điện tích điểm được cho bởi (1.7). Ta nhận được:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r_1^2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r_2^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{(x+d/2)^2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{(x-d/2)^2}$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{x^2} \left[\left(1 + \frac{d}{2x}\right)^{-2} - \left(1 - \frac{d}{2x}\right)^{-2} \right]$$

Vì $x \gg d$ nên:

$$E \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{x^2} \left[\left(1 - \frac{2d}{2x} + \dots\right) - \left(1 + \frac{2d}{2x} + \dots\right) \right] \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{x^2} \left(-\frac{2d}{x} \right)$$

Suy ra $E \approx -\frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{2qd}{x^3}$

Ví dụ 2: Xác định vectơ cường độ điện trường gây bởi một lưỡng cực điện tại một điểm nằm trên đường trung trực của lưỡng cực và cách trung điểm một khoảng R .

Đại lượng đặc trưng cho tính chất điện của lưỡng cực: Vectơ mômen lưỡng cực điện \vec{P}_e :

$$\vec{P}_e = q \cdot \vec{l}$$

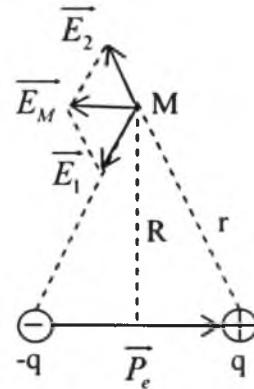
trong đó vectơ \vec{l} hướng từ điện tích (-) sang điện tích (+).

- Tính vectơ cường độ điện trường:

Theo nguyên lý chồng chất: $\vec{E}_M = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$, có phương chiều xác định như hình vẽ, độ lớn:

$$\Rightarrow E_M = 2 \cdot E_1 \cdot \cos \alpha = 2 \cdot E_1 \frac{1}{2r} = \frac{|q|1}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} = \frac{P_e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3}$$

$$\Rightarrow \vec{E}_M = \frac{\vec{P}_e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \left[R^2 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \right]^{3/2}}$$



* Ý nghĩa của việc sử dụng vectơ mômen luồng cực điện: khi biết vectơ mômen luồng cực điện ta có thể xác định được vectơ cường độ điện trường do luồng cực điện gây ra (vectơ mômen luồng cực điện đặc trưng cho tính chất điện của luồng cực).

* Tác dụng của điện trường lên luồng cực điện:

Giả sử có luồng cực điện \vec{P}_e đặt trong điện trường đều \vec{E}_0 và nghiêng với đường sức điện trường một góc α .

Lực điện trường tác dụng lên các điện tích: $\vec{F}_2 = q \cdot \vec{E}_0$ và $\vec{F}_1 = -q \cdot \vec{E}_0$. Hai lực này tạo thành cặp ngẫu lực.

Mômen ngẫu lực có độ lớn:

$$\mu = F_2 \cdot d = F_2 \cdot l \cdot \sin \alpha = q \cdot E_0 \cdot l \cdot \sin \alpha = P_e \cdot E_0 \cdot \sin \alpha$$

$$\Rightarrow \text{Vectơ mômen ngẫu lực: } \vec{\mu} = \vec{P}_e \wedge \vec{E}_0$$

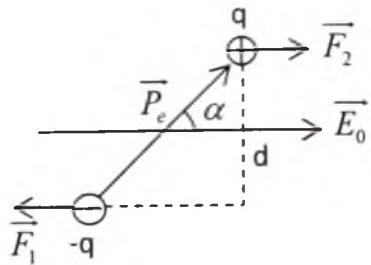
Dưới tác dụng của mômen ngẫu lực, luồng cực điện quay trong điện trường đến vị trí $\vec{P}_e \parallel \vec{E}_0$

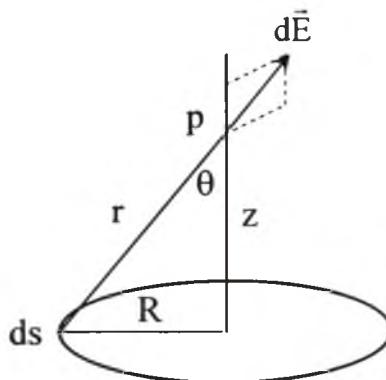
Ví dụ 3: Vòng dây tròn bán kính R tích điện đều với mật độ điện tích dài là λ (hình 1.3). Tìm điện trường tại điểm P nằm trên trực của vòng dây.

Xét một đoạn dây có độ dài ds vô cùng nhỏ. Yếu tố điện tích của đoạn dây này là: $dq = \lambda ds$.

Yếu tố điện trường gây ra tại điểm P bởi đoạn dây ds là:

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{dq}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{\lambda ds}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{\lambda ds}{(z^2 + R^2)}$$





Hình 1.3. Điện trường gây bởi vòng dây tròn tích điện.

Do vòng dây đối xứng nên các thành phần theo phương x và y của các yếu tố điện trường sẽ triệt tiêu lẫn nhau. Điện trường tổng hợp chỉ còn thành phần theo phương z. Yếu tố điện trường gây bởi đoạn dây ds là:

$$dE_z = dE \cos \theta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{\lambda ds}{(z^2 + R^2)} \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}}$$

$$E_z = \int dE_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{\lambda}{(z^2 + R^2)} \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} \int_0^{2\pi R} ds$$

$$E = E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{\lambda z (2\pi R)}{(z^2 + R^2)^{3/2}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{z Q}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$$

1.2.5. Điện tích điểm chuyển động trong điện trường

Khi một điện tích q đặt trong một điện trường \vec{E} (gây ra bởi các điện tích khác) thì điện tích q sẽ bị điện trường tác dụng một lực bằng:

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (1.10)$$

Trong công thức trên, điện trường \vec{E} gọi là trường ngoài. Công thức (1.10) cho thấy lực tĩnh điện có chiều dọc theo chiều điện trường nếu điện tích q dương và có chiều ngược lại nếu điện tích đó là âm.

Ví dụ: Tìm quỹ đạo của một electron chuyển động trong điện trường đều \vec{E} . Vận tốc ban đầu của electron là \vec{v}_0 và có phuong vuông góc với điện trường \vec{E} (hình 1.4).

Điện tích của electron là $q = -e$, do đó lực điện trường tác dụng lên electron là:

$$\vec{F} = -e\vec{E}$$

Theo định luật II Newton, phuong trình chuyển động của electron là:

$$\vec{F} = -e\vec{E} = m\vec{a}$$

Chiếu phuong trình chuyển động lên phuong truc y:

$$-eE = ma_y \quad \text{suy ra} \quad a_y = -\frac{eE}{m}$$

Theo phuong y, electron có gia tốc không đổi, phuong trình cho tọa độ y của electron là:

$$y = \frac{1}{2} a_y t^2 = -\frac{1}{2} \frac{eE}{m} t^2$$

Thành phần gia tốc của electron theo phuong x bằng không, electron chuyển động với vận tốc v_0 không đổi theo phuong này.

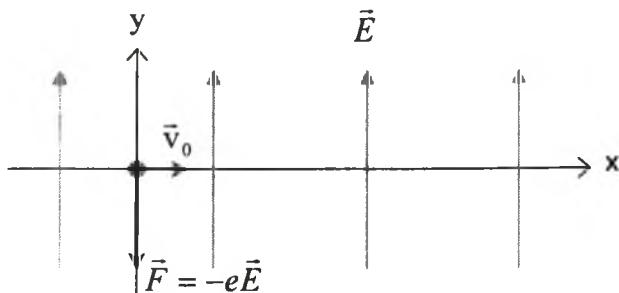
Phuong trình cho tọa độ x của nó là:

$$x = v_0 t$$

Khử biến thời gian ta tìm được phuong trình quỹ đạo của electron trong điện trường:

$$y = -\frac{1}{2} \frac{eE}{mv_0^2} x^2$$

Như vậy, quỹ đạo của electron trong điện trường đều là một đường parabol.



Hình 1.4. Electron chuyển động trong điện trường đều.

1.3. Điện Thông - Định lý Ostrogradski-Gauss (định lý O - G) đối với điện trường

1.3.1. Điện thông

a. Đường sức điện trường

Định nghĩa: Đường sức điện trường là đường cong mà tiếp tuyến tại mỗi điểm của nó trùng với phương của vectơ cường độ điện trường tại điểm đó; chiều của đường sức là chiều của vectơ cường độ điện trường.

Tính chất

- Qua mỗi điểm luôn vẽ được một đường sức điện trường.
- Hai đường sức điện trường không cắt nhau.
- Đường sức điện trường có chiều xuất phát từ điện tích dương, và kết thúc tại điện tích âm.

b. Vectơ cảm ứng điện

Vectơ cảm ứng điện tại một điểm bằng vectơ cường độ điện trường tại điểm đó nhân với tích $\epsilon_0 \epsilon$:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (1.11)$$

c. Thông lượng cảm ứng điện (điện thông)

Xét một mặt phẳng diện tích S , đặt trong một điện trường đồng nhất với $\vec{D} = \text{const}$. Thông lượng cảm ứng điện (điện thông) xuyên qua mặt phẳng S được định nghĩa bởi:

$$\Phi_e = \vec{D} \cdot \vec{S} \quad (1.12)$$

hay $\Phi_e = D \cdot S \cos\theta \quad (1.13)$

trong đó: \vec{S} là vectơ có phương chiều là phương chiều của pháp tuyến; \vec{n} của mặt S và có độ lớn là S ;

θ là góc giữa điện trường \vec{D} và pháp tuyến \vec{n} của mặt phẳng.

- Nếu $\theta = 0$, điện trường vuông góc với mặt phẳng, điện thông qua mặt này có giá trị cực đại.

- Nếu $\theta = \pi/2$, điện trường song song với mặt phẳng, điện thông qua mặt này bằng không.

Trong trường hợp S là mặt cong bất kỳ và điện trường không đồng nhất, ta chia mặt S ra thành các mảnh diện tích dS rất nhỏ và xem phần diện tích vi cáp này là phẳng và điện trường đi qua dS là đồng nhất. Thông lượng của điện trường gửi qua diện tích dS là:

$$d\Phi_e = \vec{D} \cdot d\vec{S} \quad (1.14)$$

trong đó: \vec{E} là vectơ cường độ điện trường tại yếu tố mặt dS .

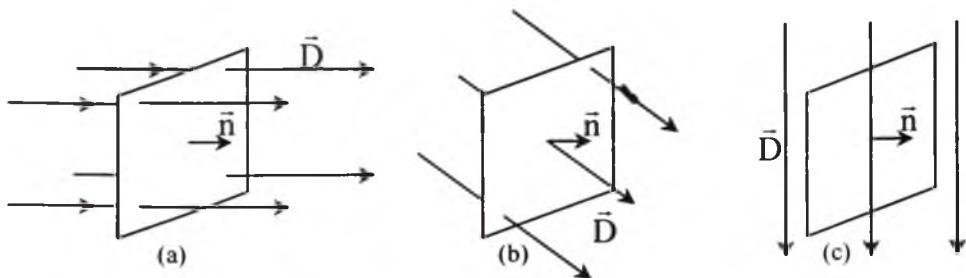
Lấy tích phân theo toàn bộ bề mặt, ta tìm được thông lượng điện trường qua mặt cong:

$$\Phi_e = \int_S d\Phi_e = \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} \quad (1.15)$$

Nếu mặt S là một mặt cong kín (mặt Gauss), điện thông qua mặt Gauss là:

$$\Phi_e = \oint_S d\Phi_e = \oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} \quad (1.16)$$

Qui ước: Vectơ pháp tuyến của mặt kín có chiều hướng từ trong ra ngoài.



Hình 1.5. Điện trường đi xuyên qua mặt S :

- (a) điện trường vuông góc với mặt;
- (b) điện trường xiên góc với mặt; (c) điện trường song song với

Đơn vị của điện thông: Từ công thức (1.13) ta có thể thấy điện thông là một đại lượng vô hướng; trong hệ SI nó có đơn vị là Nm^2/C và $1 \text{Nm}^2/\text{C} = 1 \text{Wb}$ (Vêbe).

Ví dụ: Tính điện thông của điện trường không đồng nhất có dạng $\bar{D} = 3x\bar{i} + 4\bar{j}$ đi qua mặt kín là hình lập phương cho bởi hình 1.6.

Điện thông qua mặt kín bằng tổng điện thông qua từng mặt của hình lập phương.

+ *Mặt phải:* yếu tố vectơ diện tích cho mặt phải là $d\bar{S} = (dS)\bar{i}$

$$\begin{aligned}\Phi_r &= \int \bar{D} \cdot d\bar{S} = \int (3x\bar{i} + 4\bar{j}) \cdot (dS)\bar{i} = \\ &= \int [3x(dS)\bar{i} \cdot \bar{i} + 4(dS)\bar{j} \cdot \bar{i}] = 3 \int x dS\end{aligned}$$

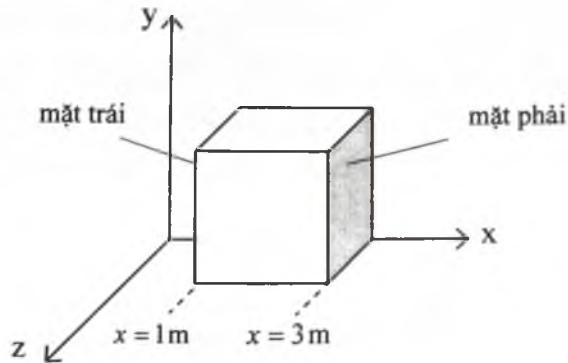
Vì tọa độ của mặt phải là $x = 3\text{m}$ (hình vẽ) nên:

$$\Phi_r = 3 \int 3 dS = 9 \int dS = 9A$$

trong đó: A là diện tích của một mặt của hình lập phương, dễ thấy $A = 4\text{m}^2$.

Như vậy, điện thông qua mặt phải của hình lập phương là:

$$\Phi_r = (9\text{N/C})(4\text{m}^2) = 36\text{Nm}^2/\text{C}$$



Hình 1.6. Măt kín Gauss có hình lập phương, diện tích mỗi măt là A.

+ *Măt trái*: yếu tố vectơ diện tích cho măt trái là $d\vec{S} = -(dS)\vec{i}$

$$\Phi_1 = \int \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int (3x\vec{i} + 4\vec{j}) \cdot (-dS)\vec{i} = -3 \int x dS$$

Vì tọa độ của măt trái là $x = 1 \text{ m}$ (hình vẽ) nên:

$$\Phi_1 = -3 \int 1 dS = -3A = -12 \text{ Nm}^2/\text{C}$$

+ *Măt trên*: yếu tố vectơ diện tích măt trên là $d\vec{S} = (dS)\vec{j}$

$$\Phi_t = \int \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int (3x\vec{i} + 4\vec{j}) \cdot (dS)\vec{j} = 4 \int dS = 4A = 16 \text{ Nm}^2/\text{C}$$

+ *Măt dưới*: tương tự như măt trên nhưng có chiều ngược lại:

$$\Phi_b = -16 \text{ Nm}^2/\text{C}$$

+ *Măt trước và măt sau*: điện thông qua hai măt này bằng không vì điện trường \vec{D} vuông góc với pháp tuyến của các măt này.

Như vậy, thông lượng điện trường qua măt kín hình lập phương là:

$$\Phi = 36 + (-12) + 16 + (-16) + 0 + 0 = 24 \text{ Nm}^2/\text{C}$$

1.3.2. Định lý Ostrogradski-Gauss (định lý O-G) đối với điện trường

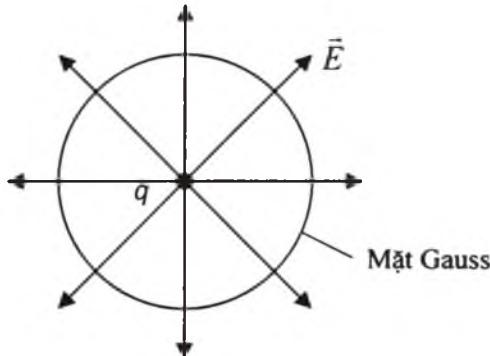
a. *Phát biểu*: Điện thông qua một măt kín bằng tổng đại số các điện tích chứa trong măt kín ấy.

$$\Phi = \oint_{S} \vec{D} \cdot d\vec{S} = \sum_i q_i \quad (1.17)$$

trong đó S là một mặt kín (còn được gọi là mặt Gauss) và $\sum_i q_i$ là tổng điện tích được bao quanh bởi mặt kín S.

Định lý O-G có nội dung tương đương với định luật Coulomb. Thật vậy, ta xét một mặt kín S là mặt cầu bán kính r bao quanh một điện tích điểm q đặt tại tâm hình cầu (hình 1.7). Do tính chất đối xứng cầu, điện trường tại mọi điểm trên mặt cầu bán kính r phải có độ lớn bằng nhau và có phương vuông góc với mặt cầu (tức là trùng với pháp tuyến của mặt cầu). Thông lượng của điện trường qua mặt S là:

$$\Phi = \oint_{S} \vec{D} \cdot d\vec{S} = \oint_{S} D dS = D \oint_{S} dS = D(4\pi r^2)$$



Hình 1.7. Điện trường tạo bởi một điện tích điểm.

Theo định lý Gauss ta có:

$$\Phi = \oint_{S} \vec{D} \cdot d\vec{S} = q$$

$$\text{Suy ra: } D(4\pi r^2) = q \quad \text{hay} \quad D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \rightarrow E = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{q}{r^2}$$

Ta nhận lại được công thức tính điện trường gây ra bởi điện tích điểm (1.7). Chú ý là trong phần trước công thức (1.7) được rút ra từ

định luật Coulomb. Như vậy, có thể thấy định lý O-G và định luật Coulomb tương đương với nhau (dẫn đến kết quả giống nhau).

b. Dạng vi phân của định lý O-G

Nếu điện tích trong thể tích V (giới hạn bởi mặt kín S) phân bố liên tục với mật độ điện tích khối ρ , thì (1.17) trở thành:

$$\int_V \nabla \bar{D} \cdot dV = \int_V \rho dV \quad \text{hay} \quad \nabla \bar{D} = \rho \quad (1.18)$$

(1.18) là dạng vi phân của định lý O-G. Hay còn gọi là phương trình Poisson.

∇ là toán tử nabla, $\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$.

1.3.3. Áp dụng định lý O-G

Trong các trường hợp vật tích điện có hình dạng có tính chất đối xứng, định lý O-G cho phép xác định điện trường dễ dàng hơn sử dụng định luật Coulomb.

* Điện trường của sợi dây tích điện

Bài toán: Xác định điện trường gây ra bởi một sợi dây thẳng dài vô hạn tích điện đều theo chiều dài. Mật độ điện tích theo chiều dài là λ .

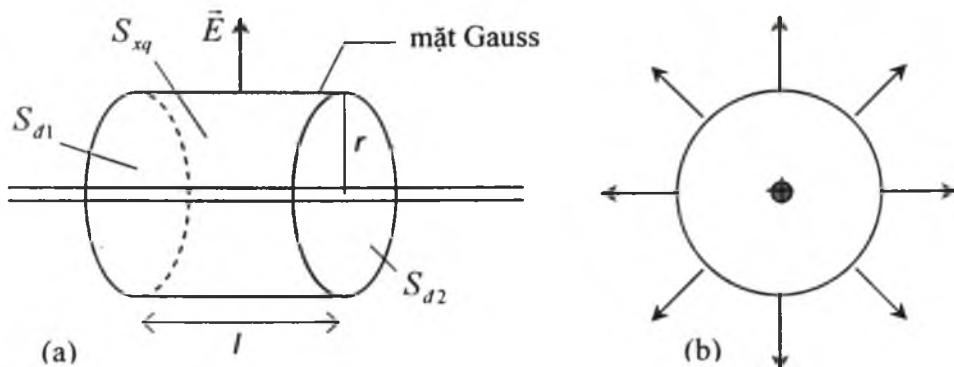
Xét mặt kín S có dạng hình trụ bán kính r , có trục trùng với dây tích điện như hình 1.8. Điện thông đi qua mặt trụ bằng tổng điện thông đi qua mặt xung quanh và hai đáy của hình trụ:

$$\Phi = \Phi_{xq} + \Phi_{d1} + \Phi_{d2} \Leftrightarrow \oint_S \bar{D} \cdot d\bar{S} = \int_{S_{xq}} \bar{D} \cdot d\bar{S} + \int_{S_{d1}} \bar{D} \cdot d\bar{S} + \int_{S_{d2}} \bar{D} \cdot d\bar{S}$$

Do tính chất đối xứng của sợi dây, điện trường nó tạo ra có phuơng vuông góc với dây và đi qua dây. Ngoài ra độ lớn của điện trường bằng nhau trên bề mặt xung quanh của hình trụ và có phuơng song song pháp tuyến của mặt xung quanh hình trụ. Ta có:

$$\int_{S_{xq}} \vec{D} \cdot d\vec{S} = D \int_{S_{xq}} dS = D(2\pi rl)$$

trong đó: $2\pi rl$ là diện tích xung quanh của hình trụ.



Hình 1.8. Măt Gauss có dạng măt trũ kín bao quanh một đoạn dây tích điện;
(a) nhìn nghiêng; (b) nhìn dọc theo sợi dây.

Điện trường vuông góc với pháp tuyến của hai măt đáy của hình trụ nên điện thông qua hai măt này bằng không:

$$\int_{S_{d1}} \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_{S_{d2}} \vec{D} \cdot d\vec{S} = 0$$

Áp dụng định lý (O - G) cho măt kín S, ta có:

$$\Phi = \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = q$$

trong đó q là điện tích bên trong hình trụ S: $q = \lambda l$

Ta có phương trình:

$$D(2\pi rl) = \lambda l \rightarrow D = \frac{\lambda}{2\pi r} \rightarrow E = \frac{\lambda}{2\pi \epsilon_0 \epsilon r} \quad (1.19)$$

* Điện trường của măt phăng tích điện

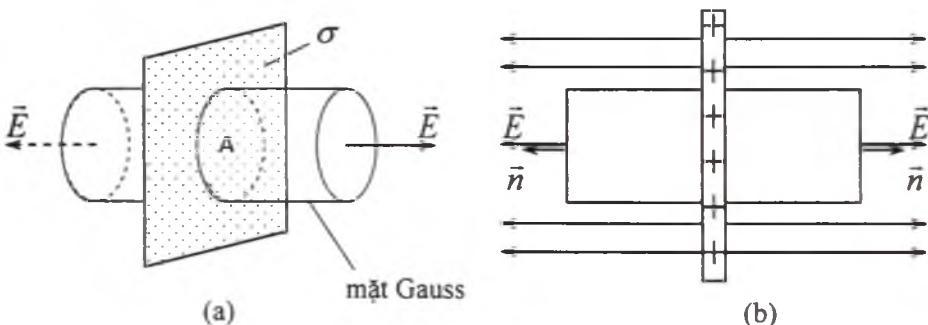
Bài toán: Tìm điện trường gây bởi măt phăng vô hạn tích điện đều với mật độ điện tích măt là σ .

Xét mặt Gauss là mặt trụ kín có diện tích đáy là A, đặt vuông góc với mặt phẳng tích điện như hình 1.9. Điện thông đi qua hình trụ bằng điện thông đi qua mặt xung quanh cộng với điện thông qua hai đáy của hình trụ:

$$\Phi = \oint_{S} \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_{xq} \vec{D} \cdot d\vec{S} + \int_{d1} \vec{D} \cdot d\vec{S} + \int_{d2} \vec{D} \cdot d\vec{S}$$

Do tính chất đối xứng ta nhận thấy điện trường phải có phuong vuông góc với mặt phẳng tích điện. Vectơ pháp tuyến của mặt xung quanh song song với mặt phẳng tích điện nên vuông góc với điện trường và do đó điện thông qua mặt xung quanh hình trụ bằng không. Vectơ pháp tuyến của hai mặt đáy song song cùng chiều với \vec{D} nên ta có:

$$\Phi = 0 + D \int_{d1} dS + D \int_{d2} dS = DA + DA = 2DA$$



Hình 1.9. Mặt Gauss dạng hình trụ kín đi qua và vuông góc với mặt phẳng;
(a) nhìn nghiêng; (b) nhìn dọc theo mặt phẳng.

Vì hình trụ kín bao quanh điện tích $q = \sigma A$ nên theo định lý O-G, ta có:

$$\Phi = \oint_{S} \vec{D} \cdot d\vec{S} = q = \sigma A$$

$$\text{Suy ra: } D = \frac{\sigma}{2} \rightarrow E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.20)$$

* Điện trường của hai mặt phẳng tích điện trái dấu

Bài toán: Tìm điện trường gây ra bởi hai mặt phẳng vô hạn tích điện đều bằng nhau nhưng trái dấu, đặt song song với nhau.

Sử dụng kết quả ở trên và áp dụng nguyên lý chồng chất điện trường, ta có:

$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2$$

+ Điện trường ở giữa hai mặt phẳng \vec{D}_1 và \vec{D}_2 cùng chiều, do đó:

$$D = \frac{\sigma}{2} + \frac{\sigma}{2} = \sigma \rightarrow E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.21a)$$

+ Điện trường ở ngoài hai mặt phẳng \vec{D}_1 và \vec{D}_2 ngược chiều, do đó:

$$D = 0 \rightarrow E = 0 \quad (1.21b)$$

* Điện trường của quả cầu đặc tích điện đều

Bài toán: Tìm điện trường gây bởi quả cầu đặc bán kính R tích điện đều với mật độ điện tích khối là ρ .

Xét mặt Gauss là hình cầu bán kính r có tâm là tâm của quả cầu tích điện.

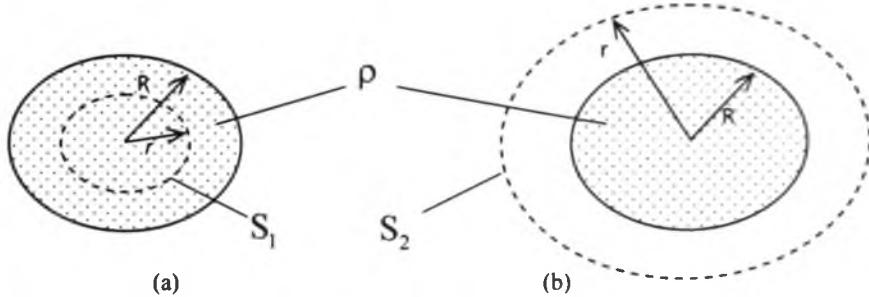
+ Trường hợp mặt Gauss là mặt cầu S_1 nằm trong quả cầu tích điện ($r < R$) như hình 1.10a: Tổng điện tích bên trong mặt S_1 bằng $\rho \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \right)$, trong đó $\left(\frac{4}{3} \pi r^3 \right)$ là thể tích hình cầu bán kính r.

Áp dụng định lý O-G cho mặt S_1 , ta có:

$$\Phi = \oint_{S_1} \vec{D} \cdot d\vec{S} = D \oint_{S_1} dS = D \left(4\pi r^2 \right) = \rho \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \right)$$

Suy ra, điện trường bên trong quả cầu tích điện là:

$$D = \frac{\rho r}{3} \rightarrow E = \frac{\rho r}{3\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.22a)$$



Hình 1.10. Mặt Gauss hình cầu bán kính r có tâm trùng với tâm quả cầu tích điện;

- (a) *Mặt Gauss S_1 nằm trong quả cầu;*
- (b) *Mặt Gauss S_2 nằm ngoài quả cầu.*

+ Trường hợp mặt Gauss là mặt cầu S_2 nằm trong quả cầu tích điện ($r > R$) như hình 1.10b: Tổng điện tích trong mặt S_2 chính là điện tích của quả cầu bán kính R bằng $\rho \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right)$.

Áp dụng định lý O-G cho mặt S_2 , ta có:

$$\Phi = \oint_{S_2} \bar{D} \cdot d\bar{S} = D \oint_{S_2} dS = D \left(4\pi r^2 \right) = \rho \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right)$$

Suy ra, điện trường bên ngoài quả cầu tích điện là:

$$D = \frac{\rho R^3}{3r^2} \rightarrow E = \frac{\rho R^3}{3\epsilon_0 \epsilon r^2} = \frac{q}{4\pi r^2} \quad (1.22b)$$

trong đó: $q = \rho \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right)$ là điện tích của quả cầu. Để dàng nhận thấy biểu thức (1.22b) tương tự như biểu thức xác định điện trường của một điện tích điểm.

1.4. Công của lực tĩnh điện. Điện thế

1.4.1. Công của lực tĩnh điện – Tính chất thế của trường tĩnh điện

a. Công của lực tĩnh điện

Xét điện tích $+q_0$ dịch chuyển trong điện trường của điện tích $+q$ từ vị trí M đến vị trí N trên một đường cong (C) bất kỳ, ta có công của lực điện trường:

$$A_{MN} = \int_M^N dA = \int_M^N \vec{F} \cdot d\vec{s} = \int_{r_M}^{r_N} \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r} \cdot d\vec{s} = \int_{r_M}^{r_N} \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} \cdot ds \cdot \cos\alpha$$

trong đó: α là góc giữa \vec{r} và $d\vec{s}$ và ta có: $ds \cdot \cos\alpha = dr$

$$\Rightarrow A_{MN} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_M} - \frac{1}{r_N} \right) \quad (1.23)$$

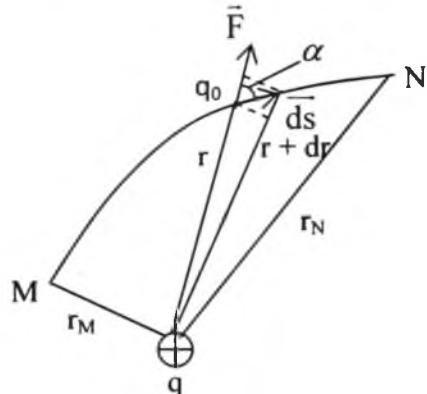
Nhận xét: Công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích q_0 trong điện trường của một điện tích điểm không phụ thuộc vào dạng của đường cong dịch chuyển mà chỉ phụ thuộc vào vị trí điểm đầu và điểm cuối của chuyển động.

Nếu dịch chuyển q_0 trong điện trường của hệ điện tích điểm: q_1, q_2, \dots, q_n

Theo nguyên lý chồng chất:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$$

$$A_{MN} = \int_M^N \vec{F} \cdot d\vec{s} = \int_M^N \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \cdot d\vec{s} = \sum_{i=1}^n \int_M^N \vec{F}_i \cdot d\vec{s} = \sum_{i=1}^n \frac{q_i q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \cdot r_{iM}} - \sum_{i=1}^n \frac{q_i q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \cdot r_{iN}} \quad (1.24)$$



Hình 1.11.

trong đó: r_{iM} và r_{iN} lần lượt là khoảng cách từ điện tích q_i tới các điểm M và N.

Nếu q_0 dịch chuyển trong điện trường bất kỳ thì ta coi điện trường bất kỳ là điện trường gây bởi hệ vô số các điện tích điểm.

Kết luận: Công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích điểm q_0 trong một điện trường bất kỳ không phụ thuộc vào dạng của đường cong dịch chuyển mà chỉ phụ thuộc vào điểm đầu và điểm cuối của chuyển dời.

b. Tính chất thế của trường tĩnh điện

Nếu dịch chuyển q_0 theo một đường cong kín bất kỳ thì công của lực điện trường $A = 0$. Ta biết trong cơ học một trường có tính chất trên gọi là trường thế. Vậy *trường tĩnh điện là một trường thế*.

Biểu thức toán học phản ánh tính chất thế của trường tĩnh điện:

$$A = \oint_C \vec{F} \cdot d\vec{S} = \oint_C q_0 \cdot \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0 \Rightarrow \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (1.25)$$

Lưu số của vectơ cường độ điện trường dọc theo đường cong kín bất kỳ bằng 0.

1.4.2. Thế năng của điện tích trong điện trường

Điện trường là một trường thế, điện tích nằm trong trường thế thì có thế năng. Gọi W_M và W_N là thế năng tại vị trí M và N trong điện trường.

Theo định lý về thế năng và theo (1.23) ta có công của lực điện trường:

$$A_{MN} = W_M - W_N = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \cdot r_M} - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \cdot r_N} \quad (1.26)$$

Vậy, thế năng của điện tích q_0 trong điện trường của điện tích q và cách điện tích một khoảng r :

$$W = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} + C \quad (1.27)$$

trong đó, C là hằng số phụ thuộc vào cách chọn gốc thế năng.

Nếu ta chọn gốc thế năng tại vô cùng bằng 0:

$$W_{\infty} = \frac{q q_0}{4\pi\epsilon_0\infty} + C = 0 \Rightarrow C = 0$$

$$\Rightarrow W = \frac{q q_0}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.28)$$

Thể năng của điện tích q_0 trong điện trường của hệ điện tích điểm (chọn $W_{\infty} = 0$):

$$W = \sum_{i=1}^n W_i = \sum_{i=1}^n \frac{q_i q_0}{4\pi\epsilon_0 r_i} \quad (1.29)$$

Thể năng của điện tích q_0 trong điện trường bất kỳ ($W_{\infty} = 0$):

$$A_{M\infty} = W_M - W_{\infty} = \int_M^{\infty} q_0 \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

Chọn $W_{\infty} = 0 \Rightarrow W_M = \int_M^{\infty} q_0 \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (1.30)$

Kết luận: Thể năng của điện tích q_0 tại một điểm trong điện trường bất kỳ là một đại lượng có giá trị bằng công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích đó từ điểm đang xét ra xa vô cùng.

1.4.3. Điện thế

a. Định nghĩa điện thế

Nếu lần lượt đặt các điện tích $q_0, q_0', q_0'' \dots$ trong điện trường của điện tích q thì thể năng tương ứng của chúng là $W, W', W'' \dots$

Nhưng tỉ số :

$$\frac{W}{q_0} = \frac{W'}{q_0'} = \frac{W''}{q_0''} = \dots = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}$$

Tỉ số $\frac{W}{q_0}$ không phụ thuộc vào q_0 mà nó phụ thuộc vào q (là điện tích gây ra điện trường) và phụ thuộc vào r (vị trí tại điểm đang xét).

Do đó, tỉ số $\frac{W}{q_0}$ đặc trưng cho điện trường về mặt dự trữ năng lượng tại điểm đang xét và được gọi là gọi là điện thế:

$$V = \frac{W}{q_0} \quad (1.31)$$

+ Điện thế tại một điểm trong điện trường của một điện tích điểm:

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (1.32)$$

Điện thế là đại lượng đại số: $q > 0$ thì $V > 0$;

$q < 0$ thì $V < 0$.

Điện thế trong điện trường của hệ điện tích điểm $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$

$$V = \sum_i^n V_i = \sum_i^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_i} \quad (1.33)$$

Điện thế của hệ điện tích phân bố liên tục: $V = \int_q^x dV \quad (1.34)$

Điện thế trong điện trường bất kỳ:

$$V_M = \frac{W_M}{q_0} = \frac{A_{Mx}}{q_0} = \frac{\int_M^x q_e \vec{E} d\vec{s}}{q_0} = \int_M^x \vec{E} \cdot d\vec{s} \quad (1.35)$$

b. Hiệu điện thế

Định nghĩa: Từ $V = \frac{W}{q_0} \Rightarrow W = q_0 V$ mà công của lực điện trường: $A_{12} = W_1 - W_2 = q_0 (V_1 - V_2)$.

$$\text{Hiệu điện thế tại hai điểm: } V_1 - V_2 = U = \frac{A_{12}}{q_0} \quad (1.36)$$

Trong điện trường bất kỳ :

$$V_1 - V_2 = U = \frac{A_{12}}{q_0} = \int_1^2 \bar{E} \cdot d\vec{s} \quad (1.37)$$

Nếu $q_0 = +1$ đơn vị điện tích thì: $V_1 - V_2 = A_{12}$

Kết luận: Hiệu điện thế giữa hai điểm trong điện trường là một đại lượng bằng công của lực điện trường làm dịch chuyển một đơn vị điện tích dương từ vị trí 1 đến vị trí 2.

Chú ý:

+ Công của lực tĩnh điện khi làm dịch chuyển điện tích q giữa hai điểm có hiệu điện thế U :

$$A = q \cdot U \quad (1.38)$$

$$+ \text{Nếu chọn gốc thế năng tại } \infty \text{ là } W_\infty = 0 \Rightarrow V_\infty = \frac{W_\infty}{q_0} = 0$$

1.5. Măt đăng thé. Liêñ hệ giřa điện trường và điện thé

1.5.1. Măt đăng thé

a. Định nghĩa: Măt đăng thé là tập hợp những điểm có cùng điện thế. Phương trình của măt đăng thé là: $V(\vec{r}) = \text{const.}$

Ví dụ: Tìm măt đăng thé gây bởi một điện tích điểm.

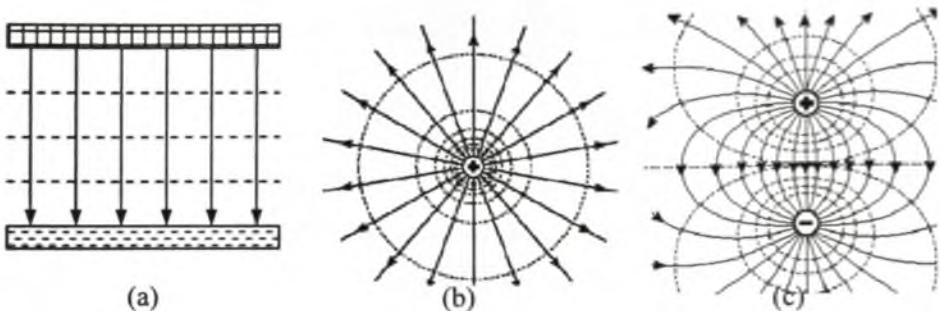
Điện thế gây bởi một điện tích điểm được cho bởi (1.32):

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$$

Do đó, phương trình của măt đăng thé là:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r} = \text{const} \quad \text{suy ra} \quad r = \text{const}$$

Như vậy, măt đăng thé là măt cầu bán kính r có tâm là điện tích điểm (xem hình 1.12b).



Hình 1.12. Các đường liền là các đường sức điện trường, các đường gạch mô tả các mặt đanding thé:

(a) điện trường đều; (b) điện tích điểm; (c) lưỡng cực điện.

b. Tính chất của mặt đanding thé

+ Không cắt nhau vì mỗi điểm trong không gian chỉ có một giá trị điện thế.

+ Công của lực tĩnh điện khi điện tích di chuyển trên mặt đanding thé bằng không.

$$A_{MN} = W_M - W_N = q(V_M - V_N) = 0$$

+ Vectơ cường độ điện trường luôn vuông góc với mặt đanding thé.

$$A_{MN} = q \int_M^N \vec{E} \cdot d\vec{s} = q(V_M - V_N) = 0 \Rightarrow \vec{E} \perp d\vec{s}$$

Vì $d\vec{s}$ là vectơ bất kỳ trên mặt đanding thé, $\vec{E} \perp d\vec{s}$ có nghĩa là \vec{E} vuông góc với mặt đanding thé.

1.5.2. Liên hệ giữa vectơ cường độ điện trường và điện thế

Từ định nghĩa thế năng và điện thế, ta có công của lực điện trường \vec{E} trong dịch chuyển điện tích q từ vị trí M đến N là:

$$A_{MN} = \int_M^N \vec{F} \cdot d\vec{s} = q \int_M^N \vec{E} \cdot d\vec{s} = W_M - W_N = q(V_M - V_N) = q \int_M^N (-dV)$$

Suy ra : $\int_M^N \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_M^N (-dV)$ hay ta có $\vec{E} \cdot d\vec{s} = -dV$

Nếu \vec{E} song song với $d\vec{s}$ thì ta có: $E = -\frac{dV}{ds}$ (1.39)

Tức là điện trường bằng độ giảm thế trên đoạn ds.

Trong trường hợp tổng quát, ta có :

$$\vec{E} = -\nabla \cdot V = -\left(\frac{\partial V}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial V}{\partial y} \hat{j} + \frac{\partial V}{\partial z} \hat{k} \right) \quad (1.40)$$

Chú ý, công thức (1.37) và (1.40) có nội dung tương đương với nhau, chỉ khác nhau ở cách biểu diễn (dạng vi phân và dạng tích phân). Các công thức này mô tả mối liên hệ giữa vectơ cường độ điện trường và điện thế. Chúng cho phép ta tính được điện trường nếu biết điện thế và ngược lại.

Ví dụ: Tìm điện trường do một luồng cực điện (gồm một cặp điện tích trái dấu $q_1 = +q, q_2 = -q$ đặt cách nhau một khoảng d gây ra tại điểm P (hình 1.2).

Điện thế tại điểm P là:

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{r_2} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2} \right)$$

Vì điểm P ở xa luồng cực điện nên: $r_1 r_2 \approx r^2 = x^2, r_2 - r_1 = -d$.

Ta có:

$$V = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{qd}{x^2}$$

Suy ra, điện trường theo phương x: $E = -\frac{dV}{dx} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{2qd}{x^3}$

VẬT DẪN VÀ ĐIỆN MÔI

Vật dẫn là vật có chứa các hạt mang điện tự do, các hạt mang điện này có thể chuyển động trong toàn bộ vật dẫn (rắn, lỏng, khí); trong chương này chúng ta chỉ nghiên cứu các vật dẫn kim loại. Trong vật dẫn kim loại, các hạt mang điện tự do chính là các electron dẫn, chúng có thể chuyển động tự do từ nguyên tử này sang nguyên tử khác trong các mạng tinh thể kim loại.

Khác với kim loại, điện môi là những chất không dẫn điện, nghĩa là trong điện môi không tồn tại các hạt mang điện tự do (không có các hạt mang điện có thể chuyển dời có hướng trong điện môi để tạo thành dòng điện). Tuy nhiên, khi đặt điện môi trong điện trường ngoài thì cả điện môi và điện trường đều có những biến đổi cơ bản.

2.1. Vật dẫn trong trạng thái cân bằng tĩnh điện. Hướng ứng tĩnh điện

2.1.1. Điều kiện cân bằng tĩnh điện

Cũng như trong chương 1, ở đây ta chỉ nghiên cứu các hiện tượng tĩnh điện, nghĩa là các hiện tượng trong đó các điện tích nằm cân bằng (không chuyển động tạo thành dòng điện).

Trước hết, ta xét điều kiện cân bằng của các điện tích trong vật dẫn kim loại (nó cũng đúng đối với các vật dẫn khác). Điều kiện này còn gọi là điều kiện cân bằng tĩnh điện.

Như ta đã biết, trong vật dẫn kim loại có các electron tự do. Dưới tác dụng của điện trường ngoài, các electron này chuyển dời có hướng

và tạo thành dòng điện. Vì vậy, muốn các electron tự do này nằm cân bằng trong vật dẫn, ta phải có các điều kiện sau:

a. Vectơ cường độ điện trường tại mọi điểm bên trong vật dẫn phải bằng không

$$\vec{E}_{tr} = \vec{0} \quad (2.1)$$

b. Thành phần tiếp tuyến \vec{E}_t của vectơ cường độ điện trường tại mọi điểm trên mặt vật dẫn phải bằng không. Hay nói cách khác, tại mọi điểm trên vật dẫn, vectơ cường độ điện trường (do đó đường súc điện trường) phải vuông góc với mặt vật dẫn:

$$\vec{E}_t = \vec{0}, \vec{E} = \vec{E}_n \quad (2.2)$$

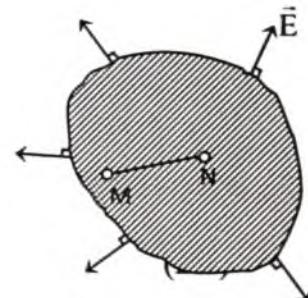
Thực vậy, nếu $\vec{E}_{tr} \neq 0$ và $\vec{E}_t \neq 0$ thì các electron tự do bên trong và trên mặt vật dẫn sẽ chuyển dời có hướng, do đó trái với điều kiện đã đặt ra (điện tích nằm cân bằng).

2.1.2. Những tính chất của vật dẫn mang điện

a. Vật dẫn là một khối đẳng thế

Xét hai điểm M và N bất kỳ trên vật dẫn. Hiệu điện thế giữa hai điểm này được xác định bởi biểu thức:

$$V_M - V_N = \int_M^N \vec{E} d\vec{s} = \int_M^N E_t ds$$



Hình 2.1

trong đó: E_t là hình chiếu của \vec{E} trên phương chuyển dời $d\vec{s}$.

Bên trong vật dẫn $\vec{E} = 0$, do đó ta có: $V_M = V_N$ (điện thế tại mọi điểm bên trong vật dẫn là như nhau).

Tương tự, trên mặt vật dẫn $E_t = 0$, nên ta cũng có $V_M = V_N$ (điện thế tại mọi điểm trên mặt vật dẫn đều bằng nhau).

Người ta đã chứng minh được rằng: điện thế tại một điểm xát mặt vật dẫn sẽ bằng điện thế tại một điểm trên mặt vật dẫn.

Vậy: *Điện thế tại mọi điểm của vật dẫn đều bằng nhau. Hay: vật dẫn cân bằng tĩnh điện là một khối đẳng thế. Mặt vật dẫn là một mặt đẳng thế.*

b. Giả sử ta truyền cho vật dẫn một điện tích q nào đó. Khi vật dẫn đã ở trạng thái cân bằng tĩnh điện, ta có thể chứng minh rằng điện tích q chỉ được phân bố trên bề mặt của vật dẫn; bên trong vật dẫn, điện tích bằng không (các điện tích dương và điện tích âm trung hòa lẫn nhau).

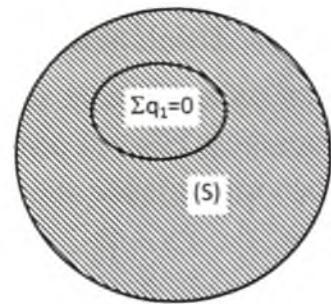
Thực vậy, nếu lấy một mặt kín (S) bất kỳ trong vật dẫn. Theo định lý O-G, tổng đại số điện tích nằm trong mặt kín (S) bằng thông lượng cảm ứng điện qua mặt kín đó:

$$\sum q_i = \int_{(S)} \bar{D} \cdot d\bar{S} \quad (2.4)$$

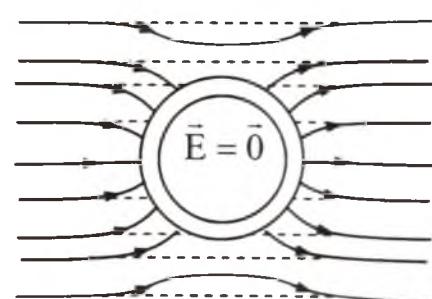
Bên trong vật dẫn $\bar{D} = \epsilon_0 \epsilon \bar{E} = 0$, nên $\sum q_i = 0$. Vì mặt kín (S) được chọn bất kỳ nên ta có thể kết luận rằng: tổng đại số điện tích bên trong vật dẫn bằng không.

Nếu ta truyền cho vật dẫn một điện tích q thì điện tích này sẽ chuyển ra bề mặt vật dẫn và chỉ được phân bố trên bề mặt vật dẫn đó.

Đối với một vật dẫn rỗng đã ở trạng thái cân bằng tĩnh điện, điện trường ở phần rỗng và trong thành của vật dẫn rỗng cũng luôn luôn bằng không.



Hình 2.2



Hình 2.3. Màn điện

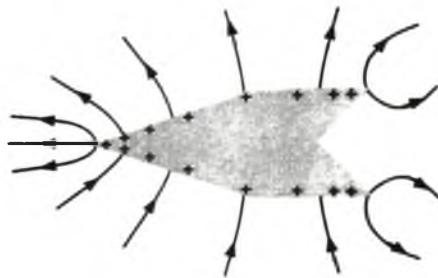
Vì điện trường bên trong một vật dẫn rỗng bằng không nên một vật dẫn khác không nằm trong vật rỗng sẽ không bị ảnh hưởng bởi điện trường bên ngoài. Như vậy, vật dẫn rỗng có tác dụng như một màn bảo vệ, che chở cho các vật dẫn khác đặt trong nó khỏi bị ảnh hưởng của các điện trường bên ngoài. Vì vậy, **vật dẫn rỗng** được gọi là **màn chắn tĩnh điện**.

c. **Lý thuyết và thực nghiệm đã chứng tỏ sự phân bố điện tích trên mặt vật dẫn chỉ phụ thuộc vào hình dạng của mặt đó.**

Vì lý do đối xứng, trên những vật dẫn có dạng mặt cầu, mặt phẳng vô hạn, mặt trụ dài vô hạn... điện tích được phân bố đều. Đối với những vật dẫn có hình dạng bất kỳ, sự phân bố điện tích trên mặt vật dẫn sẽ không đều: ở những chỗ lõm điện tích gần như bằng không, ở những chỗ lồi hơn điện tích được phân bố nhiều hơn; đặc biệt, điện tích được tập trung ở những chỗ có mũi nhọn. Vì vậy, tại vùng lân cận mũi nhọn điện trường rất mạnh. Dưới tác dụng của điện trường này một số ion dương và electron có sẵn trong khí quyển chuyển động có tốc độ và mau chóng đạt vận tốc rất lớn. Chúng va chạm vào các phần tử không khí và gây ra hiện tượng ion hóa làm cho số ion sinh ra ngày càng nhiều. Các hạt mang điện trái dấu với điện tích trên mũi nhọn sẽ bị mũi nhọn hút vào, do đó điện tích trên mũi nhọn mất dần. Trái lại, các hạt mang điện cùng dấu với điện tích của mũi nhọn sẽ bị đẩy ra xa; chúng kéo theo các phần tử không khí, tạo thành một luồng gió và được gọi là **gió điện**. Hiện tượng mũi nhọn bị mất dần điện tích và tạo thành gió điện gọi là **hiệu ứng mũi nhọn**.

Ví dụ 1: Tính điện trường và điện thế của quả cầu kim loại bán kính R , tích điện với mật độ điện tích bề mặt σ .

Áp dụng định lý O-G cho mặt kín S có hình cầu bán kính $r \geq R$



Hình 2.4. Hiệu ứng mũi nhọn

$$\Phi = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = E \oint_S dS = E(4\pi r^2) = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma(4\pi R^2)}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.5)$$

Suy ra điện trường gây bởi quả cầu là: $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \frac{R^2}{r^2}$

Biết điện trường ta có thể tính được điện thế: $V = \int_r^\infty E dr = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \frac{R^2}{r}$

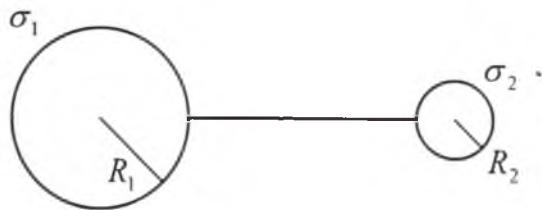
Như vậy, điện trường và điện thế tại bề mặt của quả cầu ($r = R$) là:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}; \quad V = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} R$$

Ví dụ 2: Nối hai quả cầu kim loại bán kính R_1 và R_2 với nhau bằng một dây dẫn. Tìm tỉ số mật độ điện tích bề mặt trên hai quả cầu σ_1/σ_2 .

Gọi V_1 và V_2 là điện thế trên hai quả cầu. Từ tính chất đẳng thế của vật dẫn ta có: $V_1 = V_2$

Sử dụng kết quả của ví dụ 1 ta được: $\frac{\sigma_1}{\epsilon_0 \epsilon} R_1 = \frac{\sigma_2}{\epsilon_0 \epsilon} R_2$



Hình 2.5. Mật độ điện tích trên bề mặt quả cầu tỉ lệ nghịch với bán kính của chúng.

Suy ra: $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{R_2}{R_1}$

Như vậy, bán kính hình cầu kim loại càng nhỏ thì mật độ điện tích trên mặt của nó càng lớn và ngược lại. Trong các vật dẫn có hình dạng bất đối xứng tùy ý, hiệu ứng này được gọi là hiệu ứng mũi nhọn nói trên: khi đó nếu vật dẫn tích điện, các điện tích sẽ phân bố không đồng nhất mà tập trung vào những nơi có dạng mũi nhọn của vật dẫn (tức là nơi có bán kính cong bé nhất); ví dụ: mũi nhọn của cột thu lôi, mũi nhọn của máy bay...

2.1.3. Hiện tượng điện hướng

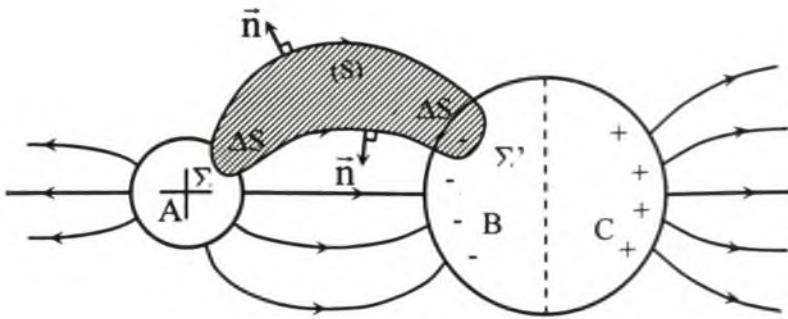
a. Hiện tượng điện hướng. Định lý các phần tử tương ứng

Khi đặt một vật dẫn (BC) mang điện trong điện trường ngoài \vec{E}_0 (do một quả cầu kim loại mang điện dương gây ra, hình 2.6), thì dưới tác dụng của điện trường các electron trong vật dẫn sẽ chuyển dời có hướng, ngược chiều điện trường. Kết quả là trên các mặt giới hạn B, C của vật dẫn xuất hiện các điện tích trái dấu. Các điện tích này được gọi là các điện tích cảm ứng.

Các điện tích cảm ứng gây ra bên trong vật dẫn một điện trường phụ \vec{E}' ngày càng lớn và ngược với điện trường ngoài \vec{E}_0 làm cho điện trường tổng hợp $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ yếu dần. Các electron tự do trong vật dẫn chỉ ngừng chuyển động có hướng khi cường độ điện trường tổng hợp bên trong vật dẫn bằng không và đường sức điện trường ở ngoài vuông góc với mặt vật dẫn, nghĩa là khi điều kiện cân bằng tĩnh điện được thực hiện.

Khi đó, các điện tích cảm ứng sẽ có độ lớn xác định. Để dàng thấy rằng, điện tích cảm ứng âm (do thừa electron ở B), và điện tích cảm ứng dương (do thiếu electron ở C) có độ lớn bằng nhau.

Hiện tượng các điện tích cảm ứng xuất hiện trên vật dẫn (lúc đầu không mang điện) khi đặt trong điện trường ngoài được gọi là hiện tượng điện hướng.



Hình 2.6. Hiện tượng điện hưởng.

Do hiện tượng điện hưởng, điện phô của điện trường ngoài đã bị thay đổi: một số đường sức điện trường bị gián đoạn trên vật dẫn; chúng bị cong lại và tận cùng trên mặt B có điện tích cảm ứng âm, rồi lại xuất phát từ mặt C có điện tích cảm ứng dương. Rõ ràng điện tích trên vật mang điện A và điện tích cảm ứng có mối quan hệ với nhau. Để thiết lập mối quan hệ này người ta đã chứng minh định lý các phần tử dòng tương ứng.

Xét tập hợp đường cảm ứng điện tựa trên chu vi của một phần tử diện tích ΔS trên vật mang điện A. Giả sử tập hợp đường cảm ứng điện này tới tận cùng trên chu vi của phần tử diện tích $\Delta S'$ trên vật dẫn BC. Các phần tử diện tích ΔS và $\Delta S'$ chọn như trên được gọi là *các phần tử tương ứng*.

Ta tưởng tượng vẽ một mặt kín (S) hợp bởi ống đường cảm ứng điện trên và hai mặt Σ , Σ' lấy trong vật A và BC. Mặt Σ tựa trên chu vi của ΔS , mặt Σ' tựa trên chu vi của $\Delta S'$. Theo định lý O-G, thông lượng cảm ứng điện qua mặt kín S là:

$$\phi_c = \int_{(S)} D_n \cdot dS = \sum q_i = \Delta q - \Delta q' \quad (2.6)$$

trong đó: Δq và $-\Delta q'$ lần lượt là điện tích trên ΔS và $\Delta S'$. Tại mọi điểm trên ống đường cảm ứng điện $D_n = 0$, còn tại mọi điểm trên Σ và Σ' trong các vật A và BC: $D = 0$, do đó:

$$\phi_c = \Delta q - \Delta q' = 0 \quad (2.7)$$

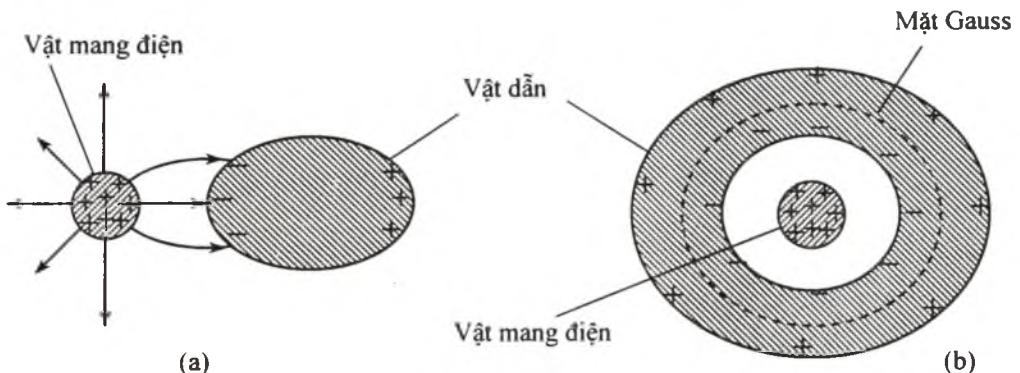
Hay $\Delta q = \Delta q'$ (2.8)

Vậy: Điện tích cảm ứng trên các phần tử tương ứng có độ lớn bằng nhau và trái dấu. Đó chính là nội dung của định lý các phần tử tương ứng.

Định lý này cho ta xét mối quan hệ giữa điện tích của vật mang điện A và điện tích cảm ứng xuất hiện trên BC.

b. Điện hướng một phần và điện hướng toàn phần

Gọi q và q' lần lượt là điện tích tổng cộng trên vật mang điện A và độ lớn của điện tích cảm ứng xuất hiện trên vật dẫn BC.



Hình 2.7. (a) Điện hướng một phần; (b) Điện hướng toàn phần.

Trong hình 2.7a trên, ta nhận thấy chỉ có một số đường cảm ứng điện xuất phát từ A tới tận cùng trên vật dẫn BC, còn một số đường cảm ứng điện khác xuất phát từ A lại đi ra vô cùng. Trong trường hợp này, hiện tượng điện hướng được gọi là *hiện tượng điện hướng một phần*. Áp dụng định lý về các phần tử tương ứng cho tập hợp các đường cảm ứng điện xuất phát từ A và tận cùng trên BC, ta dễ dàng rút ra: $q' < q$.

Vậy: Trong trường hợp điện hướng một phần, độ lớn của điện tích cảm ứng nhỏ hơn độ lớn điện tích trên vật mang điện.

Trong trường hợp hình 2.7b trên, vật dẫn BC bao bọc toàn vật mang điện A. Vì vậy, toàn bộ đường cảm ứng điện xuất phát từ A đều tận cùng trên vật dẫn BC; ta có hiện tượng điện hưởng toàn phần. Trong trường hợp này áp dụng định lý về các phần tử tương ứng, ta dễ dàng suy ra:

$$q' = q \quad (2.9)$$

Vậy: Trong trường hợp điện hưởng toàn phần, độ lớn của điện tích cảm ứng bằng độ lớn điện tích trên vật mang điện.

2.2. Điện dung của vật dẫn cô lập, hệ vật dẫn tinh điện cân bằng. Tụ điện

2.2.1. Điện dung của một vật dẫn cô lập

Điện tích và điện thế của một vật dẫn cô lập liên hệ với nhau bởi biểu thức:

$$Q = CV \quad (2.10)$$

trong đó: C là một hệ số tỉ lệ được gọi là *điện dung* của vật dẫn, nó phụ thuộc vào hình dạng kích thước và tính chất của môi trường cách điện bao quanh vật dẫn.

Nếu cho $V = 1$ đơn vị điện thế, thì $C = Q$. Khi đó ta có định nghĩa sau:

Điện dung của một vật dẫn cô lập là một đại lượng về giá trị bằng điện tích cần truyền cho vật dẫn để điện thế của vật dẫn tăng lên một đơn vị điện thế.

Hay có thể phát biểu một cách khác: *Điện dung của một vật dẫn cô lập là một đại lượng về giá trị bằng điện tích mà vật dẫn tích được khi điện thế của nó bằng một đơn vị điện thế.*

Như vậy, ở cùng một điện thế V, vật nào có điện dung lớn hơn vật đó sẽ tích được một điện tích lớn hơn. Nói một cách khác, điện dung của một vật dẫn đặc trưng cho khả năng tích điện của vật dẫn đó.

Trong hệ đơn vị SI, điện dung được tính bằng fara (F):

$$1 \text{ fara} = 1 \text{ coulomb} / 1 \text{ volt} (1F = 1C/1V)$$

Ví dụ: Tính điện dung của một quả cầu kim loại bán kính R, đặt trong một môi trường đồng nhất có hằng số điện môi ϵ .

Gọi Q là điện tích của quả cầu. Theo tính chất của vật dẫn mang điện, Q được phân bố đều trên mặt của quả cầu được xác định bởi công thức:

$$V = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R} \quad (2.11)$$

Suy ra, điện dung của quả cầu kim loại:

$$C = \frac{Q}{V} = 4\pi\epsilon_0\epsilon R \quad (2.12)$$

Công thức (2.12) cho phép ta suy ra đơn vị của hằng số điện ϵ_0 trong hệ SI cũng là fara trên mét (F/m).

Nếu trong (2.12), ta cho C = 1F thì:

$$R = \frac{C}{4\pi\epsilon_0} = \frac{1}{4.3,14.8,86.10^{-12}} = 9.10^9 \text{ m} \quad (2.13)$$

Nghĩa là một quả cầu kim loại có bán kính lớn gấp khoảng 1500 lần bán kính của Trái Đất mới có điện dung bằng 1 fara. Kết quả này cho ta hình dung cỡ lớn của đơn vị fara. Trong thực tế người ta hay dùng các đơn vị ước của fara là microfara (μF), nanofara (nF) và picofara (pF).

$$1 \mu F = 10^{-6} F; 1 nF = 10^{-9} F;$$

$$1 pF = 10^{-12} \mu F = 10^{-12} F$$

2.2.2. Điện dung và hệ số điện hướng

Giả sử có ba vật dẫn tích điện ở trạng thái cân bằng, giá trị điện tích và điện thế của chúng lần lượt là:

q_1, q_2, q_3 và V_1, V_2, V_3

Thực nghiệm chứng tỏ rằng khi điện tích (hoặc điện thế) của một trong ba vật thay đổi thì sẽ ảnh hưởng đến điện tích và điện thế của hai vật kia (hiện tượng điện hưởng). Nói cách khác giữa các giá trị điện tích và điện thế của các vật dẫn ấy có những liên hệ xác định.

Đối với một vật dẫn cô lập, liên hệ giữa điện tích và điện thế là một liên hệ tuyến tính:

$$q = CV \quad (2.14)$$

Vậy, đối với hệ ba điện tích nói trên, liên hệ giữa các giá trị điện tích và điện thế cũng là những liên hệ tuyến tính được viết dưới dạng:

$$q_1 = C_{11}V_1 + C_{12}V_2 + C_{13}V_3,$$

$$q_2 = C_{21}V_1 + C_{22}V_2 + C_{23}V_3,$$

$$q_3 = C_{31}V_1 + C_{32}V_2 + C_{33}V_3.$$

Các hệ số C_{11}, C_{22}, C_{33} được gọi là điện dung của các vật dẫn 1, 2, 3; còn các hệ số $C_{12}, C_{13}, \dots, C_{32}$ được gọi là các hệ số điện hưởng. Giữa các hệ số này người ta đã chứng minh được rằng:

$$C_{ii} \geq 0 \text{ và } C_{ik} = C_{ki} \text{ (hệ thức đối xứng)} \quad (i \text{ và } k = 1, 2, 3)$$

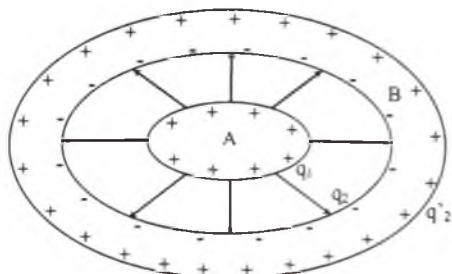
Các hệ thức nói trên dễ dàng được mở rộng cho trường hợp hệ gồm n vật dẫn.

2.2.3. Tụ điện

Một trường hợp riêng của hệ vật dẫn là tụ điện.

a. Định nghĩa

Tụ điện là một hệ hai vật dẫn A và B sao cho vật dẫn B bao bọc hoàn toàn vật dẫn A (A, B thường được gọi là hai bán của tụ điện). Ta nói rằng khi đó hai vật dẫn A, B ở trạng thái điện hưởng toàn phần. Giả sử vật dẫn A tích điện q_1 (ở mặt



Hình 2.8. Tụ điện.

trong) trên mặt trong của vật dẫn B xuất hiện điện tích q_2 và trên mặt ngoài của vật dẫn B xuất hiện điện tích q_1 .

b. Các tính chất của tụ điện

Tính chất 1: $q_1 + q_2 = 0$, nghĩa là khi hai vật dẫn ở trạng thái điện hưởng toàn phần thì điện tích xuất hiện trên hai mặt đối diện có giá trị đối nhau.

Tính chất 2: Gọi V_1 và V_2 lần lượt là điện thế của hai vật dẫn A và B của tụ điện, ta có thể viết những biểu thức tuyến tính sau:

$$q_1 = C_{11}V_1 + C_{12}V_2$$

$$q_2 = C_{21}V_1 + C_{22}V_2$$

Hay $q_1 = C(V_1 - V_2)$ và $q_2 = -C(V_1 - V_2)$

C được gọi là *điện dung của tụ điện*.

Hai phương trình này luôn nghiệm đúng với mọi giá trị có thể của điện tích và điện thế.

Tính chất 3: Khi $q_1 > 0$ thì $V_1 > V_2$: trong tụ điện, điện thế của bản tích điện dương cao hơn bản tích điện âm.

Định nghĩa: Giá trị điện tích : $q = q_1 = -q_2$ được gọi là *điện tích của tụ điện*.

Do vậy, ta có thể viết: $q = CU$ (2.15)

Với $U = V_1 - V_2 = U_{12} = U_{AB}$ là hiệu điện thế giữa hai bản tụ điện.

c. Điện dung của một số tụ điện thông dụng

- *Tụ điện phẳng*: là tụ điện gồm hai mặt phẳng kim loại điện tích A đặt song song cách nhau khoảng cách d (giả sử d rất nhỏ so với kích thước của mặt phẳng kim loại).

Áp dụng kết quả của chương trước ta có cường độ điện trường bên ngoài tụ điện phẳng bằng không, cường độ điện trường bên trong tụ điện phẳng là:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$$

trong đó: σ là mật độ điện tích bề mặt: $\sigma = \frac{Q}{A}$ nên ta có $E = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon A}$

Hiệu điện thế giữa hai bản tụ là:

$$\Delta V = V_1 - V_2 = \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{s} = E \int_1^2 ds = Ed = \frac{Qd}{\epsilon_0 \epsilon A} \quad (2.16)$$

Suy ra $C = \frac{Q}{\Delta V} = \epsilon_0 \epsilon \frac{A}{d}$ (2.17)

- *Tụ điện cầu*: là tụ điện gồm hai mặt cầu kim loại đồng tâm, có bán kính R_1 và R_2 , đặt lồng vào nhau và tích điện trái dấu. Giả sử bản tụ trong tích điện dương với điện tích Q , bản tụ ngoài tích điện âm với điện tích $-Q$.

Để xác định cường độ điện trường ở giữa hai bản tụ, ta áp dụng định luật Gauss cho mặt cầu kín S có bán kính r với điều kiện $R_2 > r > R_1$:

$$\int_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.18)$$

trong đó: Q là tổng điện tích mà mặt Gauss bao quanh, nó chính là điện tích trên bản tụ trong. Do tích chất đối xứng của tụ cầu, vectơ cường độ điện trường tại mọi điểm trên mặt cầu S phải có độ lớn bằng nhau và có chiều trùng với pháp tuyến của mặt cầu tại điểm đó. Như vậy ta có:

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = E \oint_S dS = E(4\pi r^2) = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.19)$$

Suy ra: $E = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{Q}{r^2}$

Hiệu điện thế giữa hai bản tụ được tính từ công thức:

$$\Delta V = V_1 - V_2 = \int_{R_1}^{R_2} \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_{R_1}^{R_2} E dr = \int_{R_1}^{R_2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{Q}{r^2} dr = \frac{Q(R_2 - R_1)}{4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 R_2}$$

Từ định nghĩa điện dung ta nhận được:

$$C = \frac{Q}{\Delta V} = 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (2.20)$$

- *Hệ tụ điện mắc nối tiếp*: Xét hai tụ điện có điện dung C_1 và C_2 được mắc như hình 2.9a, trong đó bán cực âm của tụ này nối với bán cực dương của tụ kia. Với cách mắc này điện tích trên hai tụ bằng nhau, $Q_1 = Q_2 = Q$. Gọi U_{AB} là hiệu điện thế giữa hai bán cực tụ thứ nhất và U_{BC} là hiệu điện thế giữa hai bán cực tụ thứ hai. Từ định nghĩa điện dung ta có:

$$U_{AB} = \frac{Q}{C_1}; \quad U_{BC} = \frac{Q}{C_2} \quad (2.21)$$

Hiệu điện thế giữa hai đầu AC là:

$$U_{AC} = U_{AB} + U_{BC} = Q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) \quad (2.22)$$

Như vậy, hệ hai tụ điện mắc nối tiếp tương đương với một tụ điện có điện dung tương đương C được cho bởi:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (2.23)$$

Trường hợp tổng quát: hệ n tụ điện mắc nối tiếp. Ta có điện dung tương đương của hệ là:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad (2.24)$$

- *Hệ tụ điện mắc song song*: Xét hai tụ điện có điện dung C_1 và C_2 được mắc song song (hình 2.9b), trong đó hai bán tụ điện tích điện dương nối với nhau; hai bán tụ điện tích điện âm nối với nhau. Với

cách măc này hiệu điện thế trên hai tụ bằng nhau và bằng U_{AB} . Từ định nghĩa điện dung ta có:

$$Q_1 = C_1 U_{AB}; \quad Q_2 = C_2 U_{AB}$$

trong đó Q_1 và Q_2 lần lượt là điện tích trên hai tụ.

Tổng điện tích trên cả hai tụ là:

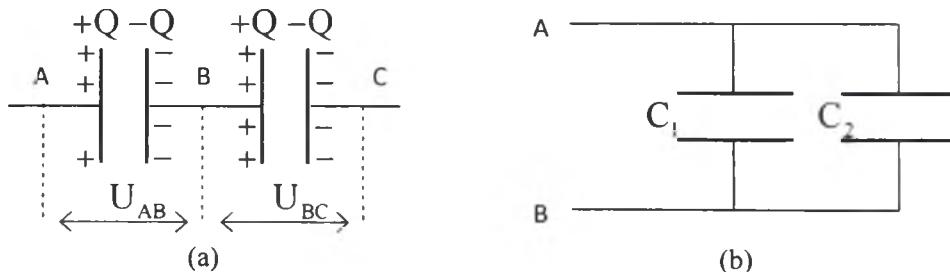
$$Q = Q_1 + Q_2 = (C_1 + C_2) U_{AB}$$

Như vậy, hệ hai tụ điện măc song song tương đương với một tụ điện có điện dung tương đương được cho bởi:

$$C = C_1 + C_2 \quad (2.25)$$

Trường hợp tổng quát: hệ n tụ điện măc song song. Điện dung tương đương của hệ là:

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n \quad (2.26)$$



Hình 2.9. (a) Hai tụ điện măc nối tiếp; (b) Hai tụ điện măc song song.

2.3. Năng lượng điện trường

2.3.1. Năng lượng tương tác của một hệ điện tích điểm

Nếu điện tích điểm q_2 đặt trong điện trường của một điện tích điểm q_1 thì thế năng của q_2 là:

$$W_t = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}} \quad (2.27)$$

r_{12} là khoảng cách giữa hai điện tích.

Ta thấy rằng W_1 cũng là thế năng của q_1 trong điện trường của q_2 . Ta nói W_1 là thế năng tương tác hay năng lượng tương tác điện của hai điện tích q_1 và q_2 kí hiệu là:

$$W_{12} = W_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}} \quad (2.28)$$

Ta có thể viết lại biểu thức (2.28) như sau:

$$W_{12} = W_{21} = \frac{1}{2} q_1 \left(\frac{q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{12}} \right) + \frac{1}{2} q_2 \left(\frac{q_1}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{12}} \right) \quad (2.29)$$

trong đó: $V_1 = \frac{q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{12}}$ = điện thế tại vị trí q_1 (do q_2 gây ra);

$V_2 = \frac{q_1}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{12}}$ = điện thế tại vị trí q_2 (do q_1 gây ra).

Do vậy, ta có: $W_{12} = W_{21} = \frac{1}{2} (q_1 V_1 + q_2 V_2)$

Nếu trong trường hợp ta có một hệ ba điện tích điểm q_1, q_2, q_3 với khoảng cách tương hỗ là r_{12}, r_{23}, r_{31} thì năng lượng tương tác điện của hệ ba điện tích ấy cho bởi:

$$\begin{aligned} W &= W_{12} + W_{23} + W_{31} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{q_1 q_2}{r_{12}} + \frac{q_2 q_3}{r_{23}} + \frac{q_3 q_1}{r_{31}} \right) = \\ &= \frac{1}{2} q_1 \left(\frac{q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{12}} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{31}} \right) + \frac{1}{2} q_2 \left(\frac{q_3}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{23}} + \frac{q_1}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{12}} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} q_3 \left(\frac{q_1}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{31}} + \frac{q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{23}} \right) \end{aligned}$$

Hay: $W = \frac{1}{2} (q_1 V_1 + q_2 V_2 + q_3 V_3) \quad (2.31)$

trong đó: V_1, V_2, V_3 lần lượt là điện thế tại vị trí của mỗi điện tích q_1, q_2, q_3 do hai điện tích kia gây ra.

2.3.2. Năng lượng điện của một vật dẫn có lập tích điện

Chia vật dẫn thành từng điện tích điểm dq, ta tính được năng lượng điện của vật dẫn ấy là:

$$W = \frac{1}{2} \int V dq \quad (2.32)$$

Đối với vật dẫn tĩnh điện cân bằng thì $V = \text{const}$, do vậy:

$$W = \frac{1}{2} V \int dq \quad (2.33)$$

trong đó $\int dq = q = \text{diện tích của vật dẫn}$. Do vậy, ta có:

$$W = \frac{1}{2} q V \quad (2.34)$$

Ta cũng có thể viết lại như sau:

$$(2.30) \quad W = \frac{1}{2} q V = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} \quad (2.35)$$

với C là điện dung của vật dẫn và $q = CV$.

2.3.3. Năng lượng tụ điện

Nếu có một hệ vật dẫn tĩnh điện cân bằng lần lượt có diện tích và điện thế là:

$$q_1, q_2, \dots, q_n$$

$$V_1, V_2, \dots, V_n$$

Thì năng lượng của hệ vật dẫn ấy cho bởi:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i V_i \quad (2.36)$$

Trong trường hợp riêng, năng lượng của một tụ điện tĩnh điện cho bởi:

$$W = \frac{1}{2} (q_1 V_1 + q_2 V_2) \quad (2.37)$$

trong đó $q_1 = -q_2 = q$ (giả sử $q > 0$). Vậy, ta có:

$$W = \frac{1}{2} q (V_1 - V_2) = \frac{1}{2} q U = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{1}{2} C U^2 \quad (2.38)$$

2.3.4. Năng lượng điện trường

Xét một tụ điện phẳng có điện dung C cho bởi biểu thức:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \quad (2.39)$$

Khi đó năng lượng của tụ điện có thể được viết lại như sau:

$$W = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \right) U^2 \quad (2.40)$$

Nhưng $U = Ed$ (với E là cường độ điện trường giữa hai bản), vậy:

$$W = \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 \right) (SD) \quad (2.41)$$

trong đó: $Sd = \Delta V =$ thể tích không gian giữa hai bản tụ = thể tích không gian điện trường. Người ta quan niệm rằng, năng lượng tụ điện tích được thực chất là năng lượng của điện trường tồn tại giữa hai bản tụ điện. Năng lượng này được định xứ trong khoảng không gian điện trường.

Năng lượng định xứ trong một đơn vị thể tích của không gian điện trường, còn được gọi là mật độ năng lượng điện trường, cho bởi

$$w_e = \frac{W}{\Delta V} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 \quad (2.42)$$

Kết quả này thu được đối với điện trường đều trong khoảng không gian giữa hai bản tụ điện nhưng vẫn đúng đối với một điện trường bất kỳ.

Kết luận

1. Điện trường mang năng lượng: năng lượng này định xứ trong không gian điện trường.

2. Mật độ năng lượng điện trường tại một điểm là:

$$w_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 = \frac{1}{2} \frac{D^2}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{1}{2} ED$$

Do đó, năng lượng điện trường định xứ trong một thể tích hữu hạn V là:

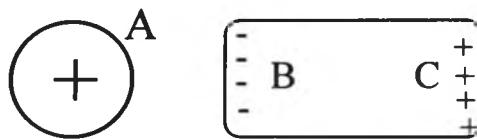
$$W = \int_V w_e dV$$

2.4. Sự phân cực điện môi. Vectơ phân cực

Điện môi là những chất không dẫn điện. Theo vật lý cổ điển, khác với kim loại và các chất điện phân, trong điện môi không có các hạt mang điện tự do. Tuy nhiên, khi đặt điện môi trong điện trường ngoài thì cả điện môi và điện trường ngoài đều có những biến đổi cơ bản.

2.4.1. Hiện tượng phân cực điện môi

Thực nghiệm chứng tỏ rằng, khi đưa một thanh điện môi đồng chất và đẳng hướng BC vào trong điện trường của một vật mang điện A thì trên các mặt giới hạn của thanh điện môi sẽ xuất hiện những điện tích trái dấu nhau. Mặt đối diện với A được tích điện trái dấu với A, mặt còn lại được tích điện cùng dấu với A (hình 2.10). Nếu thanh điện môi không đồng chất và đẳng hướng thì ngay trong lòng thanh điện môi cũng xuất hiện điện tích. Hiện tượng trên thanh điện môi, đặt trong điện trường, có xuất hiện điện tích được gọi là hiện tượng phân cực điện môi.



Hình 2.10. Hiện tượng phân cực điện môi.

Hiện tượng phân cực điện môi bù ngoài giống như hiện tượng điện hưởng trong vật dẫn kim loại, song về bản chất, hai hiện tượng này khác hẳn nhau. Trong hiện tượng phân cực điện môi, ta không thể tách riêng các điện tích để chỉ còn một loại điện tích; trên thanh điện môi, điện tích xuất hiện ở đâu sẽ định xứ tại đó, không dịch chuyển tự do được; vì vậy chúng được gọi là các *điện tích liên kết*.

Các điện tích liên kết sẽ sinh ra một điện trường phụ \vec{E}' làm cho điện trường ban đầu \vec{E}_0 trong điện môi thay đổi. Điện trường tổng hợp trong điện môi bây giờ là:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \quad (2.43)$$

2.4.2. Phân tử phân cực và phân tử không phân cực

Mỗi phân tử hay nguyên tử gồm các hạt mang điện tích dương và các electron mang điện tích âm. Trong phạm vi nguyên tử hay phân tử, các electron chuyển động với vận tốc rất lớn làm cho vị trí của chúng so với hạt nhân thay đổi liên tục. Vì thế, khi xét tương tác của mỗi electron với các điện tích bên ngoài, ta có thể coi một cách gần đúng như electron đứng yên tại một điểm nào đó, điểm này được xác định như vị trí trung bình của electron theo thời gian.

Đối với những khoảng cách lớn so với kích thước phân tử ta có thể coi tác dụng của electron trong phân tử tương đương với tác dụng của điện tích tổng cộng $-q$ của chúng đặt tại một điểm nào đó trong phân tử. Điểm này được gọi là “*trọng tâm*” của các *điện tích âm*.

Tương tự như vậy, ta có thể coi tác dụng của hạt nhân tương đương với tác dụng của điện tích tổng cộng $+q$ của chúng đặt tại “trọng tâm” của các điện tích dương.

Phân tử không phân cực là loại phân tử có phân bố electron đối xứng xung quanh hạt nhân. Vì thế khi chưa đặt trong điện trường, các trọng tâm điện tích dương và âm trùng nhau, phân tử không phải là một lưỡng cực điện, mômen điện của nó bằng không. Đó là phân tử của các chất điện môi như H_2 , N_2 , ...

Khi đặt phân tử không phân cực trong điện trường ngoài các điện tích dương và âm của phân tử bị điện trường ngoài tác dụng và dịch chuyển ngược chiều nhau: điện tích dương chuyển động theo chiều của điện trường, còn điện tích âm chuyển động theo chiều ngược lại; phân tử trở thành một lưỡng cực điện có mômen lưỡng cực điện \bar{p}_e khác không. Người ta đã chứng minh được rằng \bar{p}_e tỉ lệ thuận với vectơ cường độ điện trường \bar{E} ; trong đơn vị SI, \bar{p}_e có biểu thức:

$$\bar{p}_e = \epsilon_0 \alpha \bar{E} \quad (2.44)$$

trong đó: ϵ_0 là hằng số điện, α là một hệ số tỉ lệ được gọi là *độ phân cực của phân tử*.

Độ dịch chuyển của các trọng tâm điện tích dương và âm của phân tử phụ thuộc vào điện trường \bar{E} tương tự như một biến dạng đàn hồi. Vì vậy, phân tử không phân cực khi đặt trong điện trường ngoài cũng giống như một lưỡng cực đàn hồi.

Phân tử phân cực là loại phân tử có phân bố electron không đối xứng xung quanh hạt nhân. Vì thế ngay khi chưa đặt trong điện trường ngoài, các trọng tâm điện tích dương và âm của phân tử đã không trùng nhau, chúng nằm cách nhau một đoạn l : phân tử là một lưỡng cực điện có mômen điện \bar{p}_e khác không. Khi đặt trong điện trường, \bar{p}_e của nó hướng theo điện trường ngoài. Điện trường ngoài hầu như

không có ảnh hưởng đến độ lớn của mômen điện \bar{p}_e . Vì vậy, trong điện trường ngoài, phân tử phân cực giống như một *lưỡng cực cứng*.

Như vậy, về tính chất điện, các phân tử tương đương với các lưỡng cực điện (còn gọi là lưỡng cực phân tử). Nó bị điện trường ngoài tác dụng và gây ra trong không gian xung quanh một điện trường được xác định bởi các công thức trên. Các khái niệm này cho phép ta giải thích hiện tượng phân cực điện môi.

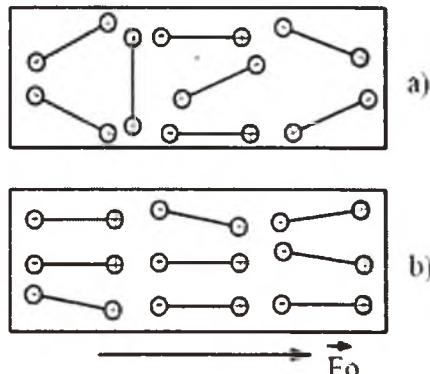
2.4.3. Giải thích hiện tượng phân cực điện môi

Trong phần này ta chỉ xem xét các điện môi đồng chất và đẳng hướng. Như ta đã biết, khi đặt điện môi trong điện trường ngoài, trên các mặt giới hạn của chất điện môi có xuất hiện điện tích. Ta hãy giải thích hiện tượng này.

a. Trường hợp điện môi cấu tạo bởi các phân tử phân cực

Xét một khối điện môi chứa một số rất lớn phân tử.

Khi chưa đặt điện môi trong điện trường ngoài, do chuyển động nhiệt các lưỡng cực phân tử trong khối điện môi sắp xếp hoàn toàn hỗn loạn theo mọi phương (hình 2.11a); các điện tích trái dấu của các lưỡng cực phân tử trung hòa nhau, tổng mômen điện của các lưỡng cực phân tử bằng không: toàn bộ khối điện môi chưa tích điện.



Hình 2.11. Điện môi phân tử phân cực

- (a) Khi chưa đặt trong điện trường ngoài;
- (b) Khi đặt trong điện trường ngoài.

Khi đặt điện môi trong điện trường ngoài \vec{E}_o , các lưỡng cực phân tử trong điện môi có xu hướng quay sao cho mômen điện của chúng hướng theo điện trường ngoài. Tuy nhiên, do chuyển động nhiệt, hướng của các mômen điện không thể nằm song song với \vec{E}_o được, mà vẫn bị “tung ra” hai phía so với phương của điện trường ngoài (hình 2.11b).

Như vậy, dưới tác dụng đồng thời của điện trường ngoài và chuyển động nhiệt, các mômen điện \vec{p}_e của các phân tử được sắp xếp có thứ tự hơn theo hướng của điện trường ngoài \vec{E}_o (hình 2.11b). Điện trường ngoài càng mạnh, chuyển động nhiệt của phân tử càng yếu (tức nhiệt độ khói điện môi càng thấp), thì sự định hướng theo điện trường ngoài của mômen càng rõ rệt. Khi đó, trong lòng khói điện môi, điện tích trái dấu của các lưỡng cực phân tử vẫn trung hòa nhau: trong lòng khói điện môi không xuất hiện điện tích. Còn ở trên các mặt giới hạn có xuất hiện các điện tích trái dấu (hình 2.11b): ở mặt giới hạn mà các đường sức điện trường đi vào xuất hiện điện tích âm, ở mặt giới hạn mà các đường sức điện trường đi ra xuất hiện điện tích dương. Các điện tích này chính là tập hợp điện tích của các lưỡng cực phân tử trên các mặt giới hạn. Vì vậy chúng không phải là các điện tích “tự do” và như ta đã biết chúng được gọi là các điện tích “liên kết”.

Quá trình phân cực vừa mô tả trên đây do sự định hướng của các lưỡng cực phân tử quyết định nên còn được gọi là *sự phân cực định hướng*.

b. Trường hợp điện môi cấu tạo bởi các phân tử không phân cực

Khi chưa đặt điện môi trong điện trường, mỗi phân tử điện môi chưa phải là một lưỡng cực (vì các trọng tâm điện tích dương và âm của nó trùng nhau): điện môi trung hòa điện.

Khi đặt trong điện trường ngoài, các phân tử điện môi đều trở thành các lưỡng cực điện có mômen điện $\vec{p}_e \neq 0$ (khác với phân tử cô lập, phân tử trong khói điện môi trở thành lưỡng cực điện là do sự

biến dạng của lớp vỏ electron của phân tử - nghĩa là do sự dịch chuyển của trọng tâm điện tích âm).

Trong điều kiện điện trường và mật độ chất không lỏm, công thức tính mômen điện của phân tử cô lập vẫn áp dụng được cho các phân tử trong khói điện môi, song ở đây phải lấy \vec{E} là điện trường tổng hợp trong điện môi. Như vậy, dưới tác dụng của điện trường, mômen điện của các phân tử điện môi đều hướng theo điện trường. Khi đó ta có kết quả tương tự như trường hợp a:

Trên các mặt giới hạn của khói điện môi xuất hiện các điện tích liên kết trái dấu nhau. Chuyển động nhiệt không ảnh hưởng gì đến sự biến dạng của lớp vỏ electron (tức sự dịch chuyển của các trọng tâm điện tích). Sự phân cực điện môi ở đây được gọi là sự phân cực electron.

c. Trường hợp điện môi tinh thể

Đối với các điện môi tinh thể có mạng tinh thể ion lập phương như (NaCl , CsCl), ta có thể coi toàn bộ tinh thể như một “phân tử không lò”. Các mạng ion dương và ion âm lồng vào nhau.

Dưới tác dụng của điện trường ngoài, các mạng ion dương dịch chuyển theo chiều điện trường còn các mạng ion âm dịch chuyển ngược chiều điện trường và gây ra hiện tượng phân cực điện môi. Dạng phân cực này được gọi là *phân cực ion*.

Đối với ba loại điện môi trên đây, dễ dàng thấy rằng khi đã cắt bỏ điện trường ngoài, hiện tượng phân cực điện môi mất theo ngay (trừ trường hợp điện môi Xênhét).

2.4.4. Vector phân cực điện môi

a. Định nghĩa

Để đặc trưng cho mức độ phân cực của điện môi, người ta dùng đại lượng vật lý là vector phân cực điện môi, ký hiệu là \vec{P}_e .

Giả sử trong thể tích ΔV của khối điện môi đồng chất có n phân tử điện môi, gọi \vec{P}_{ei} là vectơ mômen điện của phân tử thứ i . Theo định nghĩa:

Vectơ phân cực điện môi là một đại lượng đo bằng tổng mômen điện của các phân tử có trong một đơn vị thể tích của khối điện môi.

$$\vec{P}_e = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{P}_{ei}}{\Delta V} \quad (2.45)$$

Đối với loại điện môi có phân tử không phân cực đặt trong điện trường đều thì mọi phân tử điện môi đều có cùng vectơ mômen điện \vec{P}_e . Theo định nghĩa, vectơ phân cực điện môi được xác định bởi:

$$\vec{P}_e = \frac{n \cdot \vec{p}_e}{\Delta V} = n_0 \vec{p}_e \quad (2.46)$$

trong đó: $n_0 = n/\Delta V$ là số phân tử trong một đơn vị thể tích của khối điện môi (gọi là mật độ phân tử). Gọi \bar{E} là vectơ cường độ điện trường tổng hợp trong điện môi, khi đó:

$$\vec{P}_e = n_0 \vec{p}_e = n_0 \epsilon_0 \alpha \bar{E} \quad (2.47)$$

$$\text{Hay: } \vec{P}_e = \epsilon_0 \chi_e \bar{E} \quad (2.48)$$

Với $\chi_e = n_0 \alpha$ là hệ số phân cực của một đơn vị thể tích điện môi (hay còn gọi là độ cảm điện môi), χ_e là một đại lượng không có thứ nguyên và không phụ thuộc vào \bar{E} .

Đối với loại điện môi có phân tử phân cực, người ta cũng chứng minh được rằng, trong trường hợp điện trường ngoài yếu, biểu thức tính của vectơ phân cực điện môi trên vẫn đúng, nhưng trong đó phải lấy:

$$\chi_e = \frac{n_0 p_e^2}{3 \epsilon_0 k T} \quad (2.49)$$

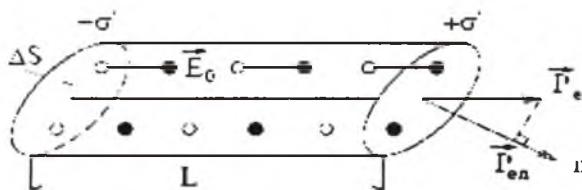
với k là hằng số Boltzmann, T là nhiệt độ tuyệt đối của khói điện môi.

Trong trường hợp điện trường mạnh và nhiệt độ khói điện môi thấp thì P_e không tỉ lệ bậc nhất với E nữa. Nếu tăng cường độ điện trường E tới một giá trị nào đó đủ lớn, thì tất cả các mômen điện \bar{P}_e đều song song với điện trường \bar{E} . Khi đó có tiếp tục tăng E , P_e cũng không tăng nữa: ta nói hiện tượng phân cực điện môi đã đạt tới trạng thái bão hòa.

Đối với điện môi tinh thể, người ta chứng minh được rằng vectơ phân cực điện môi \bar{P}_e cũng liên hệ với điện trường bởi \bar{E} công thức trên.

b. *Liên hệ giữa vectơ phân cực điện môi và mật độ điện mặt của các điện tích liên kết*

Vì vectơ phân cực điện môi \bar{P}_e và mật độ điện mặt của các điện tích liên kết trên mặt giới hạn của khói điện môi đều đặc trưng cho mức độ phân cực điện môi nên chúng có liên hệ với nhau. Để thiết lập mối liên hệ này, ta tưởng tượng tách ra trong điện môi một khói trụ xiên có đường sinh song song với vectơ cường độ điện trường tổng hợp \bar{E} trong điện môi ($\parallel \bar{P}_e$), có hai đáy song song với nhau, mỗi đáy có diện tích bằng ΔS , đường sinh có chiều dài là L . Gọi \vec{n} là pháp tuyến ngoài của đáy mang điện tích dương và α là góc hợp bởi \vec{n} và \bar{E} , $-\sigma$ và $+\sigma$ là mật độ điện mặt trên mỗi đáy (hình 2.12).



Hình 2.12. Thiết lập hệ thức giữa σ và \bar{P}_e .

Ta có thể coi toàn bộ khói trụ như một luồng cực điện tạo ra bởi các điện tích liên kết $-\sigma' \Delta S$ và $+\sigma' \Delta S$ trên hai đáy nằm cách nhau một

đoạn là L. Mômen điện của nó có độ lớn bằng $\sigma' \cdot \Delta S \cdot L$. Theo định nghĩa của vectơ phân cực điện môi ta có:

$$P_e = |\vec{P}_e| = \frac{\left| \sum_{i=1}^n \vec{p}_{ei} \right|}{\Delta V} \quad (2.50)$$

trong đó: $\left| \sum_{i=1}^n \vec{p}_{ei} \right| = \sigma' \cdot \Delta S \cdot L$ và thể tích của khối trụ xiên là:

$$\Delta V = \Delta S \cdot L \cdot \cos \alpha. \text{ Do đó:}$$

$$P_e = \frac{\sigma' \cdot \Delta S \cdot L}{\Delta S \cdot L \cdot \cos \alpha} = \frac{\sigma'}{\cos \alpha} \quad (2.51)$$

$$\text{Suy ra: } \sigma' = P_e \cos \alpha = P_{en}$$

Với $P_{en} = P_e \cos \alpha$ là hình chiếu của vectơ phân cực điện môi trên pháp tuyến \vec{n} .

Vậy, mật độ điện mặt σ' của các điện tích liên kết xuất hiện trên mặt giới hạn của khối điện môi có giá trị bằng hình chiếu của vectơ phân cực điện môi trên pháp tuyến của mặt giới hạn đó.

Đơn vị của P_e là C/m^2 .

2.5. Điện trường trong chất điện môi

Như ta đã biết, trên mặt giới hạn của điện môi đặt trong điện trường ngoài \vec{E}_0 có xuất hiện các điện tích liên kết trái dấu nhau. Các điện tích liên kết này sẽ gây ra một điện trường phụ \vec{E}' . Do đó điện trường tổng hợp tại một điểm trong điện môi bây giờ là:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$$

Để tính cường độ điện trường tổng hợp \vec{E} , ta hãy xét một trường hợp đơn giản.

Giả sử có một điện trường đều \vec{E}_0 giữa hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện đều nhau nhưng trái dấu; chất điện môi được lấp đầy khoảng không gian giữa hai mặt phẳng mang điện (hình 2.13), khi

đó khối điện môi bị phân cực. Trên các mặt giới hạn của nó có xuất hiện các điện tích liên kết, mật độ điện mặt bằng $-\sigma'$ và $+\sigma'$. Các điện tích liên kết này sẽ gây ra điện trường phụ \vec{E}' cùng phương nhưng ngược chiều với điện trường ban đầu \vec{E}_0 .

Theo nguyên lý chồng chất điện trường, vectơ cường độ điện trường tổng hợp \vec{E} tại một điểm bất kỳ trong điện môi bằng:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$$

Vì \vec{E}_0 và \vec{E}' đều có phương vuông góc với mặt phẳng mang điện nên vectơ \vec{E} cũng có phương vuông góc với mặt phẳng đó. Chiếu biểu thức trên lên phương của \vec{E}_0 , ta có:

$$E = E_0 - E'$$

Trong đó E' được tính theo công thức của cường độ điện trường gây ra bởi hai mặt phẳng song song dài vô hạn, mật độ điện mặt $-\sigma'$ và $+\sigma'$ trong chân không, $E' = \sigma'/\epsilon_0$. Mà ta lại có:

$$\sigma' = P_{en} = \epsilon_0 \chi_e E_n = \epsilon_0 \chi_e E$$

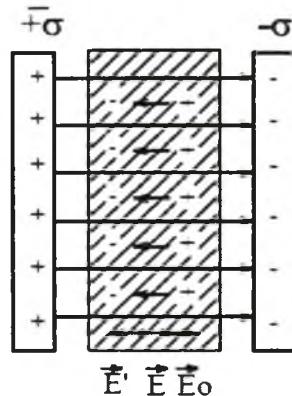
$$\text{Do đó: } E' = \sigma'/\epsilon_0 = \chi_e E$$

Thay giá trị của E' và biểu thức tính E ta được:

$$E = E_0 - \chi_e E$$

$$\text{Hay: } E = \frac{E_0}{1 + \chi_e} = \frac{E_0}{\epsilon}$$

trong đó: $1 + \chi_e = \epsilon$ là một hằng số phụ thuộc tính chất của môi trường, đó chính là *hằng số điện môi* của môi trường.



Hình 2.13. Điện trường trong chất điện môi.

Biểu thức tính E trên cũng đúng cho trường hợp tổng quát. Vậy: Cường độ điện trường trong chất điện môi giảm đi ϵ lần so với cường độ điện trường trong chân không.

Bây giờ ta hãy xét mối quan hệ giữa vectơ cảm ứng điện \bar{D} và vectơ phân cực điện môi \bar{P}_e .

Theo định nghĩa: $\bar{D} = \epsilon \epsilon_0 \bar{E}$, với $\epsilon = 1 + \chi_e$.

$$\text{Do đó: } \bar{D} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \bar{E} = \epsilon_0 \bar{E} + \epsilon_0 \chi_e \bar{E}$$

$$\text{Nhưng } \epsilon_0 \chi_e \bar{E} = \bar{P}_e \text{ nên: } \bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P}_e \quad (2.51)$$

Các công thức $\bar{D} = \epsilon \epsilon_0 \bar{E}$ và $\epsilon_0 \chi_e \bar{E} = \bar{P}_e$ chỉ đúng trong trường hợp các môi trường là đồng chất và đẳng hướng. Trong trường hợp điện môi không đồng chất và không đẳng hướng, vectơ \bar{P}_e không tỉ lệ với \bar{E} và do đó biểu thức tính vectơ cảm ứng điện \bar{D} sẽ không cùng phương chiều với \bar{E} . Như vậy, trong trường hợp môi trường không đồng nhất và không đẳng hướng, muốn xác định vectơ \bar{D} ta phải dùng biểu thức (2.51).

CHƯƠNG 3

DÒNG ĐIỆN KHÔNG ĐỒI

Thử tưởng tượng cuộc sống của chúng ta sẽ ra sao nếu không sử dụng đến điện năng. Lúc ấy sẽ chẳng có truyền thanh, truyền hình, điện tín, điện thoại cũng không ôtô, máy bay, tàu hỏa điện... không thể hoạt động được; máy tính điện tử trở thành vô dụng; màn đêm đen kịt khi đêm về... Hầu như tất cả các máy móc, phương tiện, dụng cụ trong kỹ thuật và đời sống đều phải sử dụng đến điện năng. Dòng điện truyền điện năng từ nơi này đến nơi khác, làm cho cuộc sống tồn tại và phát triển.

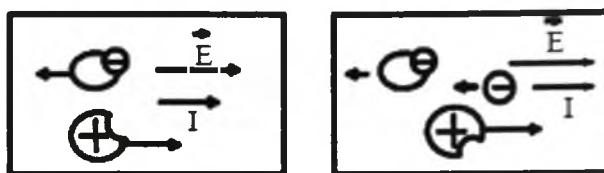
Mục đích của chương này là nghiên cứu về dòng điện không đổi: xem xét bản chất của dòng điện, trình bày các đại lượng đặc trưng của dòng điện, khảo sát định luật Ohm, định luật Kirchhoff và giới thiệu khái niệm suất điện động của nguồn điện.

3.1. Đại cương về dòng điện. Các đại lượng đặc trưng của dòng điện

3.1.1. Bản chất của dòng điện

Ở chương trước ta đã biết là trong môi trường dẫn điện, các điện tích tự do luôn luôn chuyển động nhiệt hỗn loạn. Dưới tác dụng của điện trường ngoài, chúng sẽ chuyển động có hướng xác định: các hạt điện dương chuyển động theo chiều của vectơ cường độ điện trường \vec{E} , còn các hạt điện âm chuyển động theo chiều ngược lại. *Dòng các hạt điện chuyển động có hướng như vậy gọi là dòng điện*, còn các hạt

điện được gọi chung là *hạt tải điện*. Bản chất của dòng điện trong các môi trường khác nhau cũng khác nhau (hình 3.1).



Hình 3.1. Bản chất của dòng điện.

- **Trong kim loại:** vì chỉ có electron hoà trị là tự do nên dưới tác dụng của điện trường ngoài chúng sẽ chuyển động có hướng để tạo thành dòng điện.

- **Trong chất điện phân:** do các quá trình tương tác, các phân tử tự phân ly thành các ion dương và các ion âm. Dưới tác dụng của điện trường ngoài các ion này chuyển động có hướng để tạo thành dòng điện.

- **Trong chất khí:** khi có kích thích của bên ngoài (chiều bức xạ năng lượng cao, phóng điện...) các phân tử khí có thể giải phóng electron. Các electron này có thể kết hợp với các phân tử trung hoà để tạo thành các ion âm. Như vậy, trong khí bị kích thích có thể tồn tại các hạt tích điện là ion âm, ion dương và electron. Dưới tác dụng của điện trường ngoài, các hạt tích điện này sẽ chuyển động có hướng để tạo thành dòng điện.

Quy ước về chiều của dòng điện: là chiều chuyển động của các hạt điện dương dưới tác dụng của điện trường, hay ngược chiều với chiều chuyển động của các hạt điện âm.

Chú ý: Dưới tác dụng của điện trường ngoài, các hạt điện tự do sẽ chuyển động có hướng. Quỹ đạo của hạt điện trong môi trường dẫn được gọi là **đường dòng**. Tập hợp các đường dòng tựa trên một đường cong kín tạo thành một **ống dòng**. Đây là hai khái niệm cần thiết để xây dựng hai đại lượng đặc trưng của dòng điện là cường độ dòng điện và vectơ mật độ dòng điện.

3.1.2. Các đại lượng đặc trưng của dòng điện

a. Cường độ dòng điện

Trong môi trường có dòng điện chạy qua, xét một diện tích bất kỳ thuộc một ống dòng nào đó (hình 3.2).

Định nghĩa: *Cường độ dòng điện qua diện tích S là một đại lượng có trị số bằng điện lượng chuyển qua diện tích ấy trong một đơn vị thời gian.*

$$\text{Biểu thức: } i = \frac{dq}{dt} \quad (3.1)$$

trong đó dq là điện lượng chuyển qua diện tích S trong thời gian dt.

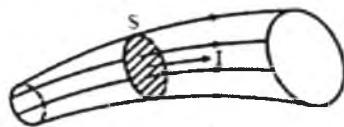
Đơn vị: Trong hệ SI, đơn vị đo cường độ dòng điện là ampe, ký hiệu A và $1A = 1C/1s = 1C/s$. Từ biểu thức (3.1) ta suy ra điện lượng q chuyển qua diện tích S trong khoảng thời gian t được tính theo công thức sau:

$$q = \int_0^t dq = \int_0^t idt \quad (3.2)$$

Nếu phương, chiều và cường độ của dòng điện không thay đổi theo thời gian thì dòng điện được gọi là **dòng điện không đổi**. Đối với dòng điện này, ta có $i = I = \text{const}$ và do đó:

$$q = I \int_0^t dt = It \quad (3.3)$$

Nếu dòng điện trong vật dẫn do hai loại điện tích trái dấu tạo nên (diện tích dương chuyển động theo chiều điện trường, còn diện tích âm thì ngược lại) thì cường độ dòng điện qua diện tích S sẽ bằng: $i = dq_1/dt + dq_2/dt$, tức là bằng tổng số học cường độ dòng điện do mỗi loại điện tích tạo nên. Từ công thức (3.3), ta có định nghĩa của Coulomb như sau:



Hình 3.2. Ống dòng.

“Coulomb là điện lượng tải qua tiết diện một vật dẫn trong thời gian 1 giây bởi một dòng điện không đổi theo thời gian có cường độ 1 ampe.”

b. Vector mật độ dòng điện

Cường độ dòng điện là một đại lượng vô hướng, đặc trưng cho độ mạnh của dòng điện qua một diện tích cho trước. Để đặc trưng cho phương, chiều và độ mạnh của dòng điện tại từng điểm của môi trường có dòng điện chạy qua người ta đưa ra một đại lượng khác là vectơ mật độ dòng điện.

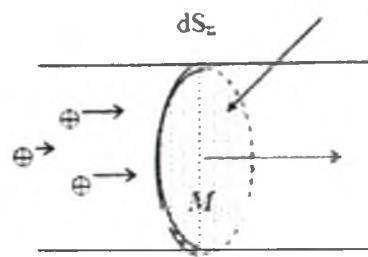
Xét diện tích nhỏ dS_n đặt tại điểm M và vuông góc với phương chuyển động của dòng các hạt điện qua diện tích ấy.

Định nghĩa: Vectơ mật độ dòng điện \vec{j} tại một điểm M là một vectơ có:

- Điểm đặt tại M;
- Hướng (phương, chiều) là hướng chuyển động của các hạt tích điện dương đi qua tiết diện dS_n , chứa điểm M;
- Độ lớn bằng cường độ dòng điện qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với hướng ấy, tức là: $j = dI/dS_n$ (3.4)

Đơn vị: trong hệ SI, đơn vị đo của mật độ dòng điện là ampe/mét, kí hiệu A/m.

Để tính cường độ dòng điện qua một diện tích bất kỳ của môi trường, ta làm như sau: Chia diện tích S bất kỳ thành những phần tử diện tích vô cùng nhỏ dS (hình 3.4), khi đó có thể xem vectơ mật độ dòng điện trên diện tích dS là không đổi ($\vec{j} = \overline{\text{const}}$). Nếu gọi dS_n là hình chiếu của diện tích dS trên mặt phẳng vuông góc với đường dòng



Hình 3.3. Vector mật độ dòng điện.

(tức là vuông góc với \vec{j}) thì ta nhận thấy rằng cường độ dòng điện qua dS cũng bằng cường độ dòng điện qua dS_n và bằng $dI = j dS_n$.

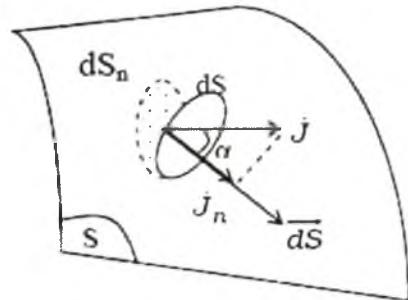
Gọi α là góc giữa vectơ pháp tuyến \vec{n} của diện tích dS với vectơ mật độ dòng \vec{j} , khi đó $dS_n = dS \cos \alpha$, cho nên: $dI = j dS \cos \alpha = j_n dS$, với $j_n = j \cos \alpha$ là hình chiếu của vectơ \vec{j} trên phương của vectơ pháp tuyến \vec{n} . Nếu gọi $d\vec{S}$ là vectơ có cùng hướng với \vec{n} và có trị số bằng diện tích dS ($d\vec{S}$ gọi là vectơ diện tích) thì ta viết được $dI = \vec{j} \cdot d\vec{S}$.

Như vậy, cường độ dòng điện I qua diện tích S bất kỳ được tính theo công thức:

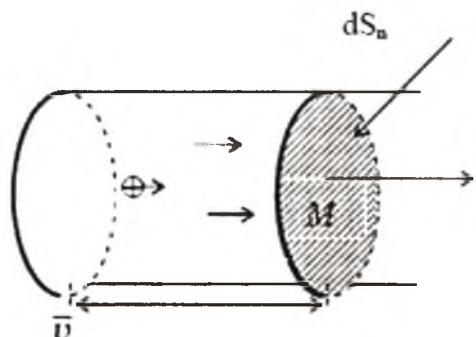
$$I = \int_S dI = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S} \quad (3.5)$$

Mỗi liên hệ giữa vectơ mật độ dòng điện \vec{j} với mật độ hạt tải điện n_0 , diện tích của hạt tải điện q và vận tốc trung bình có hướng của hạt tải điện \vec{v} .

Giả sử trong vật dẫn chỉ có một loại hạt tải điện. Khi đó, trong một đơn vị thời gian, số hạt tải điện dN đi qua diện tích dS_n nói trên là số hạt nằm trong một đoạn ống dòng có đáy là dS_n và có chiều dài $dl = \vec{v}$ (hình 3.5). Ở đây ta phải lấy trị trung bình của độ lớn vận tốc của các hạt tải điện vì các hạt có thể có vận tốc với độ lớn khác nhau. Nghĩa là ta có:



Hình 3.4. Dòng điện qua dS .



Hình 3.5. Tính mật độ dòng điện.

$$dn = n_0 (\bar{v} dS_n)$$

Gọi dI là cường độ dòng điện qua diện tích dS_n , ta có:

$$dI = |q| dn = n_0 |q| \bar{v} dS_n$$

Từ đó, suy ra biểu thức của mật độ dòng điện

$$j = \frac{dI}{dt} = n_0 |q| \bar{v} \quad (3.6)$$

Dưới dạng vectơ biểu thức trên có dạng:

$$\vec{j} = n_0 |q| \vec{\bar{v}} \quad (3.7)$$

Biểu thức (3.7) phù hợp với định nghĩa về vectơ mật độ dòng điện: với hạt tải điện dương ($q > 0$) thì $\vec{j} \uparrow \uparrow \vec{\bar{v}}$, còn đối với hạt tải điện âm ($q < 0$) thì $\vec{j} \uparrow \downarrow \vec{\bar{v}}$.

Nếu trong vật dẫn có cả hai loại hạt tải điện $q_1 > 0$ và $q_2 < 0$ thì biểu thức mật độ dòng sẽ là:

$$\vec{j} = n_{01} q_1 \vec{\bar{v}}_1 + n_{02} q_2 \vec{\bar{v}}_2 \quad (3.8)$$

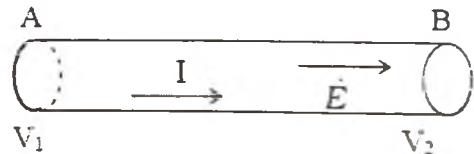
và viết cho độ lớn $j = n_{01} |q_1| \bar{v}_1 + n_{02} |q_2| \bar{v}_2$

3.2. Các định luật Ohm

3.2.1. Định luật Ohm cho đoạn mạch thuận điện trở

a. Định luật Ohm

Xét một đoạn dây dẫn kim loại đồng chất AB có điện trở là R và có dòng điện chạy qua nó với cường độ là I. Gọi V_1 và V_2 lần lượt là điện thế ở hai đầu A và B. Nếu dòng điện đi từ A sang B (tất nhiên là cùng chiều điện trường) thì theo chương 1, ta



Hình 3.6. Đoạn mạch có dòng điện.

sẽ thấy $V_1 > V_2$. Bằng thực nghiệm, nhà vật lý người Đức G.Ohm đã phát minh ra định luật liên hệ giữa ba đại lượng I, R và $U = V_1 - V_2$ như sau:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{U}{R} \quad (3.9)$$

b. Điện trở và điện trở suất

Thực nghiệm chứng tỏ: Điện trở R của một đoạn dây dẫn đồng tính tiết diện đều tỉ lệ thuận với chiều dài l và tỉ lệ nghịch với diện tích tiết diện vuông góc S_n của đoạn dây đó.

$$R = \frac{\rho l}{S_n} \quad (3.10)$$

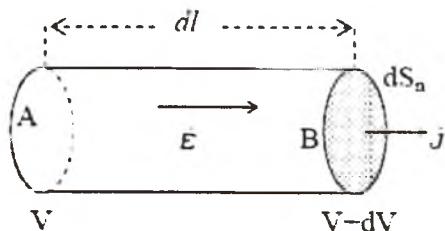
Trong đó, hệ số ρ gọi là *điện trở suất*, phụ thuộc vào bản chất và trạng thái của dây dẫn. Trong hệ đơn vị SI, đơn vị đo của R là Ohm (kí hiệu Ω), đơn vị đo của ρ là Ohm.mét (kí hiệu Ωm).

Chú ý: Thông thường khi nhiệt độ tăng thì dao động nhiệt của mạng tinh thể trong kim loại cũng mạnh lên nên điện trở của kim loại (và vật dẫn nói chung) tăng theo nhiệt độ.

c. Dạng vi phân của định luật Ohm

Định luật Ohm dạng (3.9) chỉ áp dụng được với một đoạn dây dẫn có dòng điện chạy qua. Nay giờ ta hãy tìm một công thức khác biểu diễn định luật đó nhưng áp dụng được với mỗi điểm của dây dẫn.

Muốn vậy, ta xét hai diện tích nhỏ dS_n nằm vuông góc với các đường dòng và cách nhau một khoảng nhỏ dl (hình 3.7). Gọi V và $V + dV$ là điện thế tại hai diện tích ấy ($dV < 0$), dI là cường độ dòng điện chạy qua chúng. Theo định luật Ohm (3.9) ta có:



Hình 3.7. Thiết lập dạng vi phân của định luật Ohm.

$$dI = \frac{1}{R} [V - (V + dV)] = -\frac{dV}{R}$$

trong đó: $-dV$ là độ giảm điện thế khi ta đi từ điện tích A sang điện tích B theo chiều dòng điện;
 R là điện trở đoạn mạch AB.

Vì $R = \rho dl / dS_n$ nên ta có:

$$dI = -\frac{dV}{R} = \left(\frac{1}{\rho}\right) \left(\frac{dV}{dl}\right) dS_n$$

Hay $j = \frac{dI}{dS_n} = \left(\frac{1}{\rho}\right) \left(-\frac{dV}{dl}\right)$

Ta có $-\frac{dV}{dl} = E$ và đặt $\frac{1}{\rho} = \sigma$ và gọi là *điện dẫn suất* của môi trường. Khi đó, ta có:

$$j = \sigma E$$

Hay $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ (3.11)

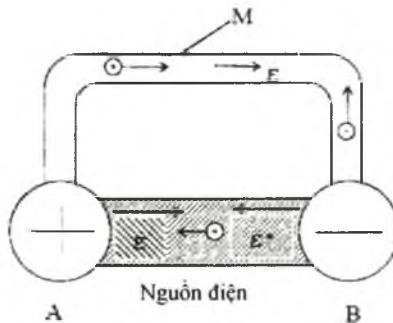
Đây là công thức ta cần tìm và định luật được mô tả bằng công thức này gọi là định luật Ohm dạng vi phân được phát biểu như sau: “Tại một điểm bất kỳ trong môi trường có dòng điện chạy qua, vectơ mật độ dòng điện tỉ lệ thuận với vectơ cường độ điện trường tại điểm đó”.

3.2.2. Định luật Ohm cho đoạn mạch chứa nguồn và cho toàn mạch

a. Nguồn điện

Xét hai vật dẫn A và B mang điện trái dấu: A mang điện dương, B mang điện âm (hình 3.8). Như vậy điện thế ở A cao hơn điện thế ở B, giữa A và B xuất hiện điện trường tĩnh hướng theo chiều điện thế giảm. Nếu nối A với B bằng vật dẫn M thì các hạt tải điện dương sẽ chuyển động theo chiều điện trường từ A về B, còn các hạt tải điện âm

thì ngược lại. Kết quả là trong vật dẫn M xuất hiện dòng điện theo chiều từ A sang B, điện thế của A giảm xuống, điện thế của B tăng lên. Cuối cùng, khi điện thế của A và B bằng nhau thì dòng điện sẽ ngừng lại.



Hình 3.8. Để tiến tới khái niệm nguồn điện.

Muốn duy trì dòng điện trong vật dẫn M ta phải đưa các hạt tải điện dương từ B trở về lại A (và các hạt tải điện âm từ A trở về lại B) để làm cho $V_A > V_B$. Điện trường tĩnh \bar{E} không làm được việc này, trái lại còn ngăn cản quá trình đó (vì ta đã biết là các điện tích dương sẽ chuyển động cùng chiều với chiều điện trường tĩnh \bar{E} , còn hạt tải điện âm thì ngược lại). Vì vậy, phải tác dụng lên hạt tải điện dương một lực làm cho nó chạy ngược chiều điện trường tĩnh, tức là từ nơi có điện thế thấp đến nơi có điện thế cao (lập luận tương tự đối với hạt tải điện âm). Rõ ràng lực này không thể là lực tĩnh điện mà là lực phi tĩnh điện, hay **lực lạ**. Trường lực gây ra lực lạ ấy gọi là **trường lạ** \bar{E}^* . Nguồn tạo ra trường lạ ấy gọi là **nguồn điện**.

Trong nguồn điện tồn tại cả trường lạ \bar{E}^* và trường tĩnh \bar{E} song chúng ngược chiều nhau, về cường độ thì $E^* > E$ thì mới đưa được các hạt tải điện dương từ cực (-) về lại cực (+) và các hạt tải điện âm từ cực (+) về lại cực (-).

Trong thực tế, nguồn điện có thể là pin, ắcqui, máy phát điện... Bản chất lực lạ trong các nguồn điện khác nhau là khác nhau (trong

pin và ác quy lực lự là lực tương tác phân tử, trong máy phát điện dùng hiện tượng cảm ứng điện từ đó là lực điện từ). Muốn tạo thành dòng điện, nguồn điện và dây dẫn M phải tạo thành một mạch kín.

b. Suất điện động của nguồn điện

Để đặc trưng cho khả năng sinh công của nguồn điện, người ta đưa ra khái niệm suất điện động được định nghĩa như sau:

“Suất điện động của nguồn điện là một đại lượng có giá trị bằng công của lực điện trường do nguồn tạo ra làm dịch chuyển một đơn vị điện tích dương một vòng quanh mạch kín của nguồn đó”.

$$\xi = \frac{A}{q} \quad (3.12)$$

Xét mạch kín C có chứa nguồn điện và mạch ngoài (dây dẫn M chằng hạn). Công của lực điện trường (do nguồn điện tạo ra) làm dịch chuyển điện tích q một vòng quanh mạch C bằng:

$$A = \oint_C q (\bar{E} + \bar{E}^*) ds$$

Suy ra, suất điện động của nguồn là:

$$\xi = \frac{A}{q} = \oint_C (\bar{E} + \bar{E}^*) ds = \oint_C \bar{E} ds + \oint_C \bar{E}^* ds$$

Vì \bar{E} là trường tĩnh điện nên $\oint_C \bar{E} ds = 0$. Do vậy:

$$\xi = \oint_C \bar{E}^* ds \quad (3.13)$$

Nghĩa là: Suất điện động của nguồn điện có giá trị bằng công của lực lự trong sự dịch chuyển một đơn vị điện tích dương một vòng quanh mạch kín của nguồn đó.

Nhận xét: Vì trường lự \bar{E}^* chỉ tồn tại trên một đoạn L giữa hai cực của nguồn điện nên:

$$\xi = \int_L \vec{E}^* \cdot d\vec{s} \quad (3.14)$$

Đơn vị: Trong hệ SI, suất điện động được đo bằng volt (V).

c. Suất phản điện

Trường hợp nguồn điện được mắc vào mạch điện sao cho dòng điện đi vào cực dương và đi ra từ cực âm nguồn thì lúc này nguồn điện không phát ra điện năng, trái lại nó thực hiện quá trình thu năng lượng. Khi đó nó được gọi là **nguồn thu điện** và giá trị ξ của nó được gọi là **suất phản điện**. Năng lượng điện trường được nguồn thu chuyển hóa thành năng lượng của trường lực lạ dự trữ trong nguồn. Trong quá trình nạp điện, ác quy là một nguồn thu điện.

d. Định luật Ohm đối với một đoạn mạch có nguồn

Xét một đoạn mạch AB trong đó có một nguồn điện với suất điện động ξ , điện trở trong r mắc nối tiếp với một điện trở R (hình 3.10).



Hình 3.10. Đoạn mạch chứa nguồn.

Giả sử dòng điện chạy theo chiều từ A đến B, cường độ I . Công suất điện tiêu thụ trong đoạn mạch AB được đo bằng:

$$P = U_{AB}I$$

Trong đoạn mạch này, ta thấy công suất điện tiêu thụ trong điện trở R và điện trở r dưới dạng tỏa nhiệt, nhưng đồng thời nguồn điện lại sản sinh ra công suất $P_{nguồn} = \xi I$. Vậy theo định luật bảo toàn năng lượng ta có:

$$P = I^2(R + r) - P_{nguồn} = I^2(R + r) - \xi I$$

$$\text{Hay } U_{AB}I = I^2(R + r) - \xi I$$

$$\text{Do đó: } U = I(R + r) - \xi \quad (3.16)$$

Công thức (3.16) biểu thị định luật Ohm đối với một đoạn mạch có nguồn. Trong trường hợp tổng quát công thức (3.16) có dạng như sau:

$$U_{AB} = \pm I(R + r) \pm \xi \quad (3.17)$$

trong đó: I lấy dấu "+" khi dòng điện có chiều từ A đến B và lấy dấu "-" trong trường hợp ngược lại.

Nếu chọn chiều thuận qua mạch từ đầu A đến đầu B thì ξ lấy dấu "+" khi chiều thuận đi vào cực dương của nguồn và lấy dấu "-" khi chiều thuận từ cực dương đi ra.

3.3. Các định luật Kirchhoff

3.3.1. Các khái niệm cơ bản về mạch điện

a. Mạch phân nhánh

Là mạch điện phức tạp, gồm nhiều nhánh. Mỗi nhánh có một hay nhiều phân tử (nguồn, điện trở, tụ điện, máy thu...) mắc nối tiếp. Trong mỗi nhánh, dòng điện chạy theo một chiều với cường độ xác định. Nói chung, dòng điện trong các nhánh khác nhau có cường độ khác nhau.

b. Nút

Là chỗ nối các đầu nhánh (giao điểm của ba nhánh trở lên).

c. Vòng kín

Là tập hợp các nhánh nối liền nhau tạo thành một vòng kín (đơn liên) trong mạch điện.

3.3.2. Định luật Kirchhoff

a. Định luật 1 (định luật về nút)

Tại mỗi nút của mạch điện, tổng cường độ các dòng điện đi vào nút bằng tổng cường độ các dòng điện từ nút đi ra:

$$\sum_i I_i = \sum_j I_j \quad (3.18)$$

Định luật này chính là hệ quả của định luật bảo toàn điện tích tại mỗi nút.

b. Định luật 2 (định luật về vòng kín)

Trong một vòng kín, tổng đại số các độ giảm thế trên các phần tử bằng tổng đại số các suất điện động trong vòng.

$$\sum_i I_i R_i = \sum_j \xi_j \quad (3.19)$$

Định luật này là hệ quả của định luật bảo toàn năng lượng trong mỗi vòng mạch kín. Ký hiệu R_i trong (3.19) được hiểu là điện trở của mỗi phần tử của vòng kín (kể cả điện trở trong của nguồn điện).

Muốn viết phương trình cho một vòng kín cụ thể, ta phải chọn cho vòng kín một chiều thuận (cùng chiều kim đồng hồ hoặc ngược chiều kim đồng hồ). Dòng điện I_i sẽ mang dấu (+) nếu nó cùng chiều với chiều thuận và mang dấu (-) trong trường hợp ngược lại. Suất điện động ξ_j mang dấu (+) nếu chiều thuận đi vào cực âm, đi ra từ cực dương của nguồn và mang dấu (-) trong trường hợp ngược lại.

3.4. Công, công suất của dòng điện, nguồn điện. Định luật Joule – Lenx

3.4.1. Công và công suất của nguồn điện

Nguồn điện sinh công A làm chuyển dời các điện tích tự do trong toàn mạch. Theo định luật bảo toàn năng lượng công này bằng công của lực lị làm di chuyển điện tích bên trong nguồn. Theo công thức tính công ($A = qU = Ult$) ta có:

$$A = q\xi = \xi It \quad (3.20)$$

Từ đây suy ra công suất của nguồn điện là:

$$P = \xi I \quad (3.21)$$

Công và công suất của nguồn điện bằng công và công suất của dòng điện sản ra trong toàn mạch.

Công suất đo bằng đơn vị Oát, ký hiệu W.

3.4.2. Công và công suất của dòng điện

a. Công của dòng điện

Khi đặt một hiệu điện thế U vào hai đầu đoạn mạch bất kỳ, tiêu thụ điện năng, dưới tác dụng của điện trường, các điện tích tự do, chuyển dời trong đoạn mạch tạo thành dòng điện I. Sau khoảng thời gian t công của lực điện làm di chuyển điện lượng $q = It$ trong mạch, theo công thức tính công ta có:

$$A = qU = UIt \quad (3.22)$$

Công của dòng điện là công của lực điện trường làm di chuyển các điện tích tự do trong đoạn mạch. Vậy, công của dòng điện sản ra trên đoạn mạch bằng tích của hiệu điện thế giữa hai đầu đoạn mạch với cường độ dòng điện và với thời gian dòng điện đi qua.

b. Công suất của dòng điện

Công suất của dòng điện là đại lượng đặc trưng cho tốc độ sinh công của dòng điện. Nó có độ lớn bằng công của dòng điện sản ra trong một giây:

$$P = \frac{A}{t} = UI \quad (3.23)$$

Công suất của dòng điện trong một đoạn mạch bằng tích của hiệu điện thế giữa hai đầu đoạn mạch với cường độ dòng điện trong đoạn mạch.

Công và công suất của dòng điện sản ra trong một đoạn mạch cũng là công (điện năng) và công suất mà đoạn mạch đó tiêu thụ.

3.4.3. Định luật Joule – Lenx

Trong trường hợp đoạn mạch tiêu thụ chỉ có điện trở thuần R (đoạn mạch thuần điện trở) công của lực điện chỉ có tác dụng làm tăng nội năng vật dẫn. Kết quả là vật dẫn nóng lên và tỏa nhiệt ra môi trường xung quanh, đó là tác dụng nhiệt của dòng điện.

Vậy, công thức (3.22) cũng biểu thị nhiệt lượng Q mà vật dẫn tỏa ra môi trường xung quanh.

Áp dụng định luật Ohm cho đoạn mạch thuần điện trở ta có thể viết lại công thức (3.22) như sau:

$$A = UIt = RI^2t = \frac{U^2}{R}t = Q \quad (3.24)$$

Kết quả nói trên đã được hai nhà bác học Joule (người Anh) và Lenx (người Nga) cùng tìm ra bằng thực nghiệm vào năm 1840 và được gọi là định luật Joule -Lenx phát biểu như sau:

“Nhiệt lượng tỏa ra trên một vật dẫn tỷ lệ thuận với điện trở của vật dẫn, với bình phương cường độ dòng điện và với thời gian dòng điện chạy qua”.

$$Q = RI^2t \quad (3.25)$$

Nhiệt lượng tỏa ra trên vật dẫn trong khoảng thời gian 1 giây là số đo công suất tỏa nhiệt, ký hiệu P_n . Ta có:

$$P_n = \frac{Q}{t} = RI^2 \quad (3.26)$$

CHƯƠNG 4

DÒNG ĐIỆN TRONG CÁC MÔI TRƯỜNG

4.1. Bản chất các hạt mang điện trong kim loại

Người ta đã tiến hành nhiều thí nghiệm để khám phá bản chất các hạt mang điện trong kim loại. Trước hết ta hãy kể đến thí nghiệm do nhà vật lý người Đức Carl Riecke (1845 - 1915) tiến hành vào năm 1912. Ông đã dùng ba vật dẫn hình trụ, hai băng đồng và một băng nhôm với các đầu được đánh bóng kỹ càng. Sau khi cân, các thanh hình trụ được đặt kế tiếp nhau theo thứ tự đồng – nhôm – đồng và cho dòng điện chạy qua tố hợp ba hình trụ dẫn đó trong thời gian một năm. Như vậy, trong thời gian này đã có $3,5 \cdot 10^6$ C chạy qua. Sau đó, người ta đem các hình trụ này ra cân lại thì thấy trọng lượng của chúng không hề thay đổi. Soi bằng kính hiển vi các đầu của hình trụ ta cũng không thấy có sự xâm nhập vật chất từ các thanh dẫn khác. Kết quả thực nghiệm này chứng tỏ rằng các hạt mang điện tích không phải là nguyên tử mà là các hạt có trong tất cả các kim loại. Các điện tử mà J.J.Thomson phát hiện ra trong năm 1897 có thể là các hạt mang điện đó.

Để khăng định được các hạt mang điện trong kim loại là các điện tử ta cần phải xác định được dấu cũng như độ lớn điện tích của các hạt mang điện trong kim loại. Ý tưởng như sau: nếu kim loại chứa các hạt mang điện có thể chuyên động thì khi vật dẫn kim loại bị giảm tốc thì các hạt đó theo quán tính vẫn tiếp tục chuyên động trong một khoảng thời gian nào đó và làm xuất hiện một dòng điện dây, đồng thời có một số hạt sẽ thoát ra khỏi kim loại.

Giai sử lúc đầu dây dẫn được chuyên động với vận tốc v_0 (hình 4.1).

Ta tiến hành giảm tốc với giá trị của gia tốc bằng \bar{a} . Do quan tính các hạt mang điện sẽ tiếp tục chuyển động với gia tốc $-\bar{a}$ so với vật dẫn. Một gia tốc như vậy sẽ chuyển cho các hạt mang điện đứng yên trong vật dẫn và tạo

trong đó một điện trường bằng $\bar{E} = -m\bar{a}/e'$. Điều này có nghĩa là tạo nên hai đầu vật dẫn một hiệu điện thế bằng:

$$V_1 - V_2 = \int_1^2 \bar{E} d\bar{l} = - \int_1^2 \frac{m\bar{a}}{e'} d\bar{l} = - \frac{mal}{e'}$$

trong đó: m là khối lượng và e' là điện tích của hạt tải điện, l là độ dài của dây dẫn.

Trong trường hợp này sẽ có dòng điện $I = (V_1 - V_2)/R$, với R là điện trở của dây dẫn. Như vậy, sẽ có dòng điện tích dq chạy qua các tiết diện trong dây dẫn trong thời gian dt với:

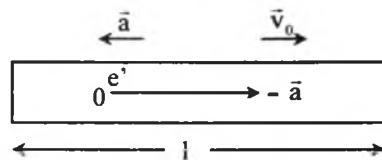
$$dq = Idt = - \frac{mal}{e'R} dt = - \frac{ml}{e'R} dv$$

Số điện tích chạy qua các tiết diện trong suốt thời gian giảm tốc sẽ là:

$$q = \int_0^1 dq = - \int_{v_0}^0 \frac{ml}{e'R} dv = \frac{m}{e'} \frac{lv_0}{R} \quad (4.1)$$

Điện tích q dương nếu như nó được chuyển theo hướng chuyển động của dây dẫn.

Như vậy, nếu đo được l, v_0, R cũng như lượng điện tích q chuyển qua dây dẫn trong thời gian giảm tốc ta có thể xác định được tỷ số e'/m của hạt mang điện trong dây dẫn. Hướng của xung dòng sẽ cho biết dấu của điện tích của hạt mang điện.



Hình 4.1. Tim hạt mang điện trong kim loại.

Theo hướng này hai nhà bác học người Nga là Leonid Mandenshtam (1879 - 1944) và Nikolai Papaleksi (1880 - 1947) đã tiến hành thí nghiệm vào năm 1913. Các ông đã thu được các kết quả có tính chất định tính.

Năm 1916 hai nhà vật lý người Mỹ là R. Tolman và T. Stewart đã thu được các kết quả định lượng. Một cuộn dây dài 500m được quay với vận tốc dài bằng 300m/s. Dây được hâm lại đồng thời người ta dùng một điện kế xung kích để đo lượng điện tích chạy qua dây. Kết quả tỷ số e'/m đo được theo thí nghiệm này gần với giá trị e/m của điện tử. Điều này chứng tỏ rằng các hạt mang điện trong kim loại chính là các điện tử.

Trong kim loại với một hiệu số điện thế rất bé người ta cũng có thể tạo nên dòng điện, điều đó cho ta cơ sở để có thể khẳng định rằng các hạt mang điện có thể chuyển động mà không bị cản trở.

Sự tồn tại của điện tử trong kim loại được giải thích như sau: khi mạng tinh thể được hình thành, các điện tử có liên kết yếu nhất (điện tử hóa trị) tách ra khỏi nguyên tử và trở thành các điện tử chung của toàn mẫu kim loại. Nếu cứ một điện tử tách ra khỏi một nguyên tử thì nồng độ các điện tử tự do (số điện tử n trong một đơn vị thể tích) sẽ bằng số nguyên tử trong một đơn vị thể tích. Mà số nguyên tử trong một đơn vị thể tích bằng $(\delta/M)N_A$. Trong đó, δ là khối lượng riêng của kim loại, M là khối lượng của một mol kim loại đó, N_A là số Avogadro. δ/M khoảng 2.10^4 mol/m³, của Berili khoảng 2.10^5 mol/m³. Vì vậy đối với kim loại:

$$n = 10^{28} - 10^{29} / \text{m}^3 \quad (4.2)$$

4.2. Cơ sở lý thuyết cổ điển về kim loại

4.2.1. Khái niệm cơ bản

Dựa trên sự tồn tại của điện tử tự do (tập thể), nhà vật lý người Đức Paule Drude (1836 - 1906) đã đưa ra lý thuyết cổ điển về kim loại

và tiếp sau được H. Lorentz hoàn chỉnh. Drude cho rằng các điện tử dẫn trong kim loại giống như các phân tử trong khí lý tưởng. Trong khoảng giữa hai va chạm chúng chuyển động hoàn toàn tự do trên một quãng đường l nào đó. Nhưng khác với các phân tử trong khí lý tưởng, trong đó các phân tử va chạm với các phân tử khác, trong kim loại các điện tử tự do chủ yếu không va chạm với các điện tử khác mà va chạm với các ion tạo nên mạng tinh thể của kim loại (các nút mạng). Các va chạm này dẫn đến việc thiết lập cân bằng nhiệt giữa các khí điện tử và mạng tinh thể.

Như vậy, có thể mở rộng thuyết động học chất khí cho khí điện tử: vận tốc trung bình chuyển động nhiệt của phân tử có thể sử dụng cho vận tốc chuyển động nhiệt cho khí điện tử:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (4.3)$$

trong đó: m là khối lượng của điện tử, T là nhiệt độ tuyệt đối.

Nếu tính toán với nhiệt độ 300K (nhiệt độ phòng) ta có:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3.(1,38 \cdot 10^{-23}).300}{9,1 \cdot 10^{-31}}} \approx 10^5 \text{ m/s}$$

Khi cho một điện trường tác dụng lên kim loại thì các chuyển động có hướng của các điện tử sẽ không nhất quán với vận tốc chuyển động nhiệt \bar{v} . Ta có thể xác định vận tốc chuyển động có hướng \bar{u} của các điện tử theo công thức:

$$\bar{j} = ne\bar{u}$$

Trong đồng, mật độ dòng cực đại khoảng 10^7 A/m^2 và với giá trị $n = 10^{29}/\text{m}^3$, ta có:

$$\bar{u} = \frac{\bar{j}}{ne} = \frac{10^7}{10^{29} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})} \approx 10^{-3} \text{ m/s}$$

Như vậy, ngay cả khi có mật độ dòng cực đại, vận tốc chuyển động có hướng của các điện tử \bar{u} cũng chỉ đạt khoảng $1/10^8$ vận tốc chuyển động nhiệt trung bình của nó. Do đó, trong khi tính toán ta thường lấy giá trị tuyệt đối của vận tốc chuyển động nhiệt $|\bar{v}|$.

Muốn vậy, ta hãy tìm sự thay đổi động năng trung bình của điện tử khi có trường điện, ta có:

$$\overline{(\bar{v} + \bar{u})^2} = \overline{\bar{v}^2 + 2\bar{v}\bar{u} + \bar{u}^2} = \overline{\bar{v}^2} + \overline{2\bar{v}\bar{u}} + \overline{\bar{u}^2}$$

Vì \bar{u} và \bar{v} độc lập với nhau nên có thể tính lại số hạng thứ hai trong biểu thức trên:

$$\overline{\bar{v}\bar{u}} = \overline{\bar{u}\bar{v}} = 0$$

Vì $\bar{v} = 0$, do đó:

$$\overline{(\bar{v} + \bar{u})^2} = \overline{\bar{v}^2} + \overline{\bar{u}^2}$$

Như vậy, động năng trung bình của điện tử tăng lên một lượng:

$$\overline{\Delta W_k} = \frac{\overline{mu^2}}{2} \quad (4.4)$$

4.2.2. Định luật Ohm

Drude cho rằng khi điện tử va chạm với các ion của mạng tinh thể, sự thay đổi động năng mà điện tử thu được khi có điện trường (4.4) truyền hết cho ion, cho nên sau va chạm đó vận tốc \bar{u} không còn nữa. Ta còn giả thiết điện trường đồng nhất cho nên điện tử luôn nhận được một gia tốc không đổi bằng eE/m và khi đạt đến va chạm mới, có thể xem vận tốc cực đại của nó bằng:

$$u_{max} = \frac{eE}{m}\tau \quad (4.5)$$

trong đó: τ là khoảng thời gian trung bình giữa hai va chạm của điện tử với ion của mạng tinh thể. Drude không khảo sát sự phân

bố vận tốc của các điện tử và cho rằng tất cả các điện tử đều có cùng vận tốc v , vì vậy gần đúng ta có:

$$\tau = \frac{1}{v}$$

Vì vậy:

$$u_{\max} = \frac{eEl}{mv} \quad (4.6)$$

Vận tốc u thay đổi tuyến tính trên quãng đường l , do đó giá trị trung bình của nó trên quãng đường l này bằng giá trị cực đại:

$$\bar{u} = \frac{1}{2} u_{\max} = \frac{eEl}{2mv}$$

Từ đó, ta có độ lớn mật độ dòng j có dạng:

$$j = \frac{ne^2l}{2mv} E$$

So sánh biểu thức này với định luật Ohm dưới dạng vi phân, ta có thể rút ra:

$$\sigma = \frac{ne^2l}{2mv} \quad (4.7)$$

Nếu điện tử không va chạm với các ion trong mạng tinh thể thì quãng đường tự do của nó, và do đó độ dẫn điện của kim loại sẽ lớn vô cùng. Như vậy, theo lý thuyết cổ điển, điện trở của kim loại là do sự va chạm của các điện tử tự do với các ion trong mạng tinh thể gây nên.

4.2.3. Định luật Joule – Lenz

Tại cuối đoạn đường chuyển động tự do l , khi có điện trường ngoài mỗi điện tử nhận thêm một động năng (4.4). Nếu tính đến (4.6) ta có:

$$\overline{\Delta W_k} = \frac{mu_{\max}^2}{2} = \frac{e^2 l^2}{2mv^2} E^2$$

Như Drude đã giả định, khi va chạm với các ion, điện tử truyền hết năng lượng vừa nhận thêm được cho ion. Lượng năng lượng làm tăng nội năng của mạng tinh thể kim loại và được thể hiện qua việc kim loại bị nóng lên.

Mỗi một điện tử trong một đơn vị thời gian (1s) trung bình chịu $1/\tau = v/l$ va chạm, và mỗi lần va chạm lại truyền hết năng lượng vừa thu được cho mạng tinh thể, vì vậy mà lượng nhiệt thoát ra trong một đơn vị thể tích phải bằng:

$$Q_u = n \frac{1}{\tau} \Delta W_k = \frac{ne^2 l}{2mv} E^2$$

trong đó n là số điện tử dẫn trong một đơn vị thể tích.

Đại lượng Q_u chính là công suất nhiệt của dòng điện. Hệ số của E^2 trong công thức trên theo (4.7) chính là độ dẫn điện σ của kim loại. Lại theo định luật Ohm dưới dạng vi phân $j = \sigma E$, ta có:

$$Q_u = \sigma E^2 = \frac{\sigma^2 E^2}{\sigma} = \rho j^2$$

Đây chính là biểu thức của định luật Joule – Lenz dưới dạng vi phân.

4.2.4. Định luật Wiedemann – Franz

Thực nghiệm đã chứng tỏ rằng, kim loại ngoài tính dẫn điện tốt còn có độ dẫn nhiệt cao. Hai nhà vật lý người Đức là G. Wiedemann và R. Franz đã thiết lập được định luật thực nghiệm về tỷ số giữa độ dẫn nhiệt χ và σ đối với tất cả các kim loại gần như nhau, thay đổi tỷ lệ với nhiệt độ tuyệt đối. Ví dụ, tỷ số này tại nhiệt độ phòng đối với nhôm là 5.10^{-6} , đồng là $6,4.10^{-6}$, chì là $7.10^{-6} \text{ J.}\Omega/(s.K)$.

Các tinh thể không kim loại cũng có khả năng dẫn nhiệt. Tuy nhiên, độ dẫn nhiệt của kim loại trội hơn nhiều độ dẫn nhiệt của các

chất điện môi. Điều đó là vì các điện tử tự do chứ không phải là mạng tinh thể, chính là các yếu tố truyền nhiệt. Nếu xem các điện tử tự do như là chất khí đơn nguyên từ ta có thể chấp nhận biểu thức về độ dẫn nhiệt theo lý thuyết về động năng chất khí như sau:

$$\chi = \frac{1}{3} n m v l c_v$$

với $c_v = \frac{1}{3} \frac{R}{M} = \frac{3}{2} \frac{k}{m}$, từ đó:

$$\chi = \frac{1}{2} n k v l$$

Chia χ cho biểu thức của độ dẫn điện (4.7) và trong đó thay $\frac{3}{2} k T = \frac{1}{2} m v^2$ ta có biểu thức sau:

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{k m v^2}{e^2} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T \quad (4.8)$$

Biểu thức (4.8) thể hiện định luật Weidemann – Franz.

Thay giá trị bằng số, ta có công thức tính:

$$\frac{\chi}{\sigma} = 2,23 \cdot 10^{-8} T$$

Khi $T = 300K$, tỷ số $\frac{\chi}{\sigma} = 6,7 \cdot 10^{-6} T$, giá trị lý thuyết này phù hợp với các số liệu thực nghiệm.

Tuy nhiên, điều phù hợp này thật ra không đúng vì sau này H. Lorentz đã tiến hành tính toán với mức độ chính xác cao hơn bằng cách chú ý đến sự phân bố của điện tử theo vận tốc và ông đã thu được công thức $\frac{\chi}{\sigma} = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T$. Kết quả này không phù hợp với các số liệu thực tế.

4.2.5. Nhược điểm của lý thuyết điện tử cổ điển về sự dẫn điện của kim loại

Lý thuyết cổ điển về kim loại đã giải thích được các định luật Ohm, định luật Joule – Lenz, định luật Weidemann – Franz nhưng lại có những nhược điểm sau:

- Không thể giải thích được quy luật quan sát được bằng thực nghiệm về sự phụ thuộc tuyến tính giữa điện trở suất ρ và nhiệt độ T . Thật vậy, theo công thức (4.7), ρ (tức là $1/\sigma$) tỷ lệ với v , mà v lại tỷ lệ với $T^{1/2}$. Như vậy, lý thuyết và thực nghiệm mâu thuẫn nhau.

- Theo lý thuyết cổ điển đối với chất khí, điện tử nhiệt dung phân tử đẳng tích của một mol chất khí bằng $(3/2)R$. Cùng với nhiệt dung của mạng bằng $3R$, như vậy nhiệt dung tổng cộng là $(9/2)R$ cho một mol kim loại. Như vậy, theo lý thuyết cổ điển nhiệt dung phân tử đẳng tích của kim loại phải lớn hơn 1,5 lần nhiệt dung của chất điện môi. Tuy nhiên, thực nghiệm chứng tỏ rằng nhiệt dung phân tử của kim loại không khác nhiều so với nhiệt dung phân tử của các tinh thể phi kim loại.

Chỉ có lý thuyết lượng tử về kim loại mới khắc phục được các nhược điểm này.

4.3. Sơ lược lý thuyết hiện đại về tính dẫn điện của vật rắn

4.3.1. Các vùng năng lượng trong chất rắn

Lý thuyết lượng tử là cơ sở để nghiên cứu đầy đủ về tính dẫn điện của vật rắn.

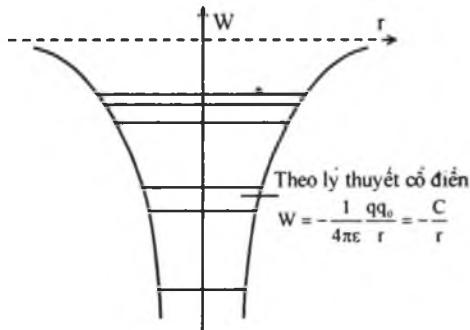
Theo cơ học lượng tử, hệ hạt chỉ có thể tồn tại ở trạng thái năng lượng xác định. Trong khi đó, lý thuyết cổ điển lại thừa nhận khả năng hệ hạt có thể tồn tại trong những trạng thái với năng lượng bất kỳ trong một phạm vi nào đó. Như vậy, theo cơ học lượng tử, hệ hạt chuyển từ trạng thái này sang trạng thái khác một cách nhảy vọt, tương ứng với một biến đổi năng lượng xác định.

Ví dụ: xét một điện tử trong trường tĩnh điện của một ion dương. Theo cơ học lượng tử, năng lượng toàn phần của điện tử trong miền giá trị âm chỉ có thể có một trong những giá trị sau:

$$W = -\frac{B}{n^2} \quad (4.9)$$

trong đó: B là một hằng số và n là số nguyên dương ($n = 1, 2, 3\dots$).

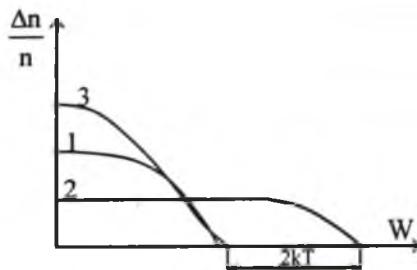
Năng lượng tương ứng với biểu thức (4.9) được biểu diễn bằng các đường nằm ngang trên hình 4.2.



Hình 4.2. Các mức năng lượng của điện tử trong trường Coulomb.

Phân bố lượng tử của điện tử theo mức năng lượng khác hẳn phân bố cổ điển. Đó là do theo cơ học lượng tử, các điện tử tuân theo nguyên lý ngoại trừ Pauli. Nguyên lý này như sau: *trong cùng một mức năng lượng (với điều kiện không suy biến) có tối đa hai điện tử với spin ngược nhau.*

Tại độ không tuyệt đối, theo quan điểm cổ điển, động năng của tất cả các điện tử phải bằng không. Nhưng theo nguyên lý Pauli, nếu số điện tử tự do trong kim loại bằng n thì khi $T = 0K$ chúng chiếm $n/2$ mức năng lượng thấp nhất. Trong trường hợp này, định luật phân bố điện tử theo các mức năng lượng là đường gãy khúc 2 trên hình 4.3.



Hình 4.3. Phân bố điện tử theo mức năng lượng

1. Phân bố Maxwell – Boltzmann; 2. Phân bố Fermi – Dirac;
3. Phân bố Bose – Einstein.

Trên hình 4.3, W_{Fi} là năng lượng ứng với mức trên cùng còn chứa đầy điện tử tại độ không tuyệt đối. Như vậy, tại $T = 0K$, tất cả các mức năng lượng $W_i < W_{Fi}$ (được gọi là thế hóa học μ) đều chứa đầy điện tử, mỗi mức có hai điện tử, còn những mức năng lượng $W_i > W_{Fi}$ đều trống. Theo lý thuyết lượng tử, sự phân bố của các điện tử theo mức năng lượng tuân theo hàm phân bố Fermi – Dirac:

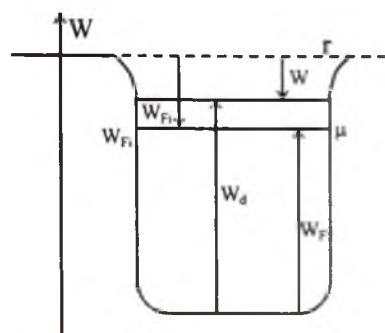
$$f_F = \frac{1}{e^{\frac{W-\mu}{kT}} + 1} = \frac{1}{1 + e^{\frac{W_d - W_F}{kT}}} \quad (4.10)$$

trong đó: W , μ , W_d , W_F là năng lượng được biểu diễn trên hình 4.4.

μ được gọi là thế hóa học có giá trị bằng: $\mu = \frac{U - TS + pV}{N}$

(k là hằng số Boltzman, T là nhiệt độ tuyệt đối, U là nội năng, S là entropy và N là số Avogadro).

Tổng quát, hàm phân bố trong thống kê cổ điển và thống kê lượng tử biểu diễn số các hạt trung bình trong một trạng thái năng lượng dưới cùng một công thức thống nhất:



Hình 4.4. Các mức năng lượng.

$$f = \frac{1}{e^{\frac{W-\mu}{kT}} + \delta} \quad (4.11)$$

Khi $\mu = 0, \delta = 0$, ta có phân bố Maxwell – Boltzmann.

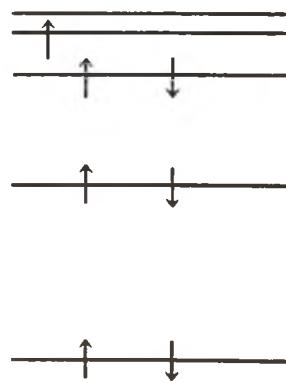
$\delta = -1$: phân bố Bose – Einstein.

$\delta = 1$: phân bố Fermi – Dirac.

Trên hình 4.3 là các đường cong f_F với các nhiệt độ khác nhau. Khi $T = 0$, đường cong phân bố f_F là đường cong 2. Thật vậy, khi $T = 0$, nếu $W < \mu$ thì $\exp\left(\frac{W-\mu}{kT}\right) \ll 1$ và $f_F = 1$, ngược lại nếu $W > \mu$ thì $\exp\left(\frac{W-\mu}{kT}\right) \gg 1$ và $f_F = 0$. Khi $T > 0$ đường biểu diễn hàm f_F là đường cong 3. Đường cong 1 biểu diễn phân bố Maxwell – Boltzmann. Tại nhiệt độ cao, đường cong phân bố Fermi – Dirac tiến gần đến đường cong phân bố Maxwell – Boltzmann.

Các kết luận ở trên đúng cho một hệ nguyên tử bất kỳ. Giản đồ năng lượng của các điện tử trên những quỹ đạo khác nhau của một nguyên tử được vẽ trên hình 4.5. Điều đặc biệt quan trọng là hình ảnh định tính về sự phân bố các mức năng lượng của điện tử trong vật rắn cũng tương tự như trong nguyên tử cô lập. Theo nguyên lý Pauli thì trạng thái của điện tử trong một hệ bất kỳ phải khác nhau.

Trong (4.10), khi biểu diễn thế năng của điện tử trong kim loại, ta chọn thế năng của điện tử ở điểm xa vô cùng bằng không, do đó các mức năng lượng của điện tử trong kim loại là âm: $W, \mu < 0$. Trong một số trường hợp khác, để thuận tiện cho việc biểu diễn ta chọn mức thế năng ở đáy hồ



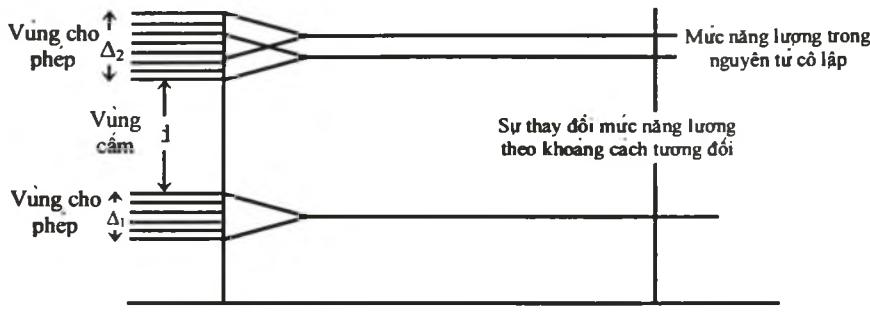
Hình 4.5. Phân bố điện tử theo các mức năng lượng trong một nguyên tử.

thể năng trong kim loại bằng không, khi đó các mức năng lượng Fermi $W > 0$ và năng lượng toàn phần của điện tử trong hồ thể năng của kim loại là $W_d > 0$, W_d cũng chính là động năng của điện tử trong hồ thể năng này.

Theo nguyên lý Pauli thì trạng thái của điện tử trong một hệ bất kỳ phải khác nhau. Những trạng thái khác nhau của điện tử tương ứng với những năng lượng khác nhau, mặc dù sự khác nhau đó có thể rất nhỏ.

Ta có thể xem tinh thể được tạo nên do các nguyên tử tiến lại gần nhau. Khi tiến lại gần nhau, các nguyên tử tương tác với nhau. Trong tương tác này, các điện tử ở các mức năng lượng khác nhau chịu tác dụng một cách khác nhau. Những điện tử ở gần hạt nhân nguyên tử nhất bị nhiễu loạn rất ít và chúng vẫn ở gần hạt nhân ấy, còn những điện tử ở ngoài bị nhiễu loạn rất mạnh. Những điện tử này là những điện tử hóa trị. Lý thuyết lượng tử chứng tỏ rằng nếu nguyên tử phân bố trong tinh thể một cách đều đặn thì những điện tử này hoàn toàn không bị ràng buộc với một nguyên tử xác định nào cả và có thể chuyển động trong mạng tinh thể như các điện tử tự do. Phép tính cơ học lượng tử phân tích chuyển động của điện tử trong tinh thể đã chứng tỏ rằng: nếu số nguyên tử tạo thành tinh thể là N thì một mức của điện tử hóa trị trong nguyên tử cô lập tương ứng với N mức riêng biệt phân bố rất gần nhau trong tinh thể. Trong tinh thể thực, số nguyên tử N rất lớn, nên N các mức riêng biệt rất gần nhau này tạo thành một dải hoặc một vùng những trạng thái được ghép. Bề rộng vùng Δ thực tế không phụ thuộc vào N . Khi N lớn, điện tử tự do có thể chuyển động dễ dàng từ mức này sang mức khác nằm trong giới hạn của một vùng cho phép (hình 4.6).

Trong nguyên tử cô lập, điện tử hóa trị có một vài mức cho phép, cho nên trong tinh thể cũng có một vài vùng cho phép của điện tử, vùng nọ cách vùng kia một khoảng có chiều rộng d cỡ bằng Δ . Vùng có chiều rộng d giữa hai vùng cho phép là vùng cấm.

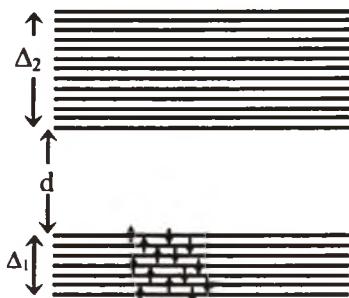


Hình 4.6. Phân bố năng lượng trong tinh thể.

4.3.2. Giải thích tính dẫn điện của kim loại và điện môi

Để hiểu rõ hiện tượng dẫn điện trong tinh thể khi có điện trường ngoài tác dụng, ta cần phân biệt một số trường hợp phân bố khác nhau của điện tử theo vùng.

Trường hợp thứ nhất khi tinh thể có hai vùng cho phép, vùng nọ cách vùng kia một khoảng khá rộng, trong đó số mức trong vùng ở dưới bằng $\frac{1}{2}$ số điện tử tự do. Khi đó vùng ở dưới chứa đầy điện tử, còn vùng cho phép ở trên không chứa một điện tử nào (vùng này được gọi là vùng dẫn). Sự phân bố điện tử theo các mức năng lượng trong trường hợp này được biểu diễn trên hình 4.7.



Hình 4.7. Phân bố điện tử theo các mức năng lượng trong chất cách điện.



Hình 4.8. Phân bố điện tử theo các mức năng lượng trong tinh thể kim loại.

Mũi tên hướng lên trên và xuống dưới biểu diễn hai điện tử có spin ngược nhau trên cùng một mức năng lượng. Điện trường ngoài nếu không quá lớn không thể đưa điện tử từ vùng cho phép dưới lên vùng cho phép trên, vì hai vùng này cách nhau một khoảng khá lớn. Trường ngoài không đủ lớn không thể làm thay đổi trạng thái chuyển động của điện tử trong tinh thể. Trong tinh thể không xuất hiện dòng điện. Tinh thể này là một chất cách điện.

Trường hợp thứ hai xảy ra khi phần dưới của vùng cho phép cao nhất có chứa điện tử (gọi là vùng dẫn) nhưng chỉ chứa một phần điện tử (hình 4.8). Khi đó chỉ cần một điện trường ngoài yếu cũng đủ để đưa điện tử lên mức năng lượng còn trống kế cận trong vùng ấy, tức là làm cho điện tử chuyển động. Tinh thể này là một vật dẫn điện (kim loại).

Qua phân tích trên ta thấy rằng lý thuyết lượng tử và cổ điển giải thích sự khác nhau giữa điện môi và chất dẫn điện bằng hai cách khác nhau.

Theo quan điểm cổ điển, trong chất điện môi tất cả các điện tử đều bị giữ lại trong nguyên tử còn trong kim loại có những điện tử tự do. Sự chuyển động có hướng của những điện tử này dưới tác dụng của điện trường ngoài tạo ra dòng điện. Theo quan điểm lượng tử, cả trong điện môi và trong kim loại đều có các điện tử “tự do” không liên kết với điện tử xác định nào, song sự lấp đầy các vùng năng lượng cho phép của điện tử cũng như sự phân bố tương đối của các vùng năng lượng trong điện môi và trong kim loại là khác nhau.

4.4. Công thoát của điện tử khỏi kim loại. Sự phát xạ điện tử

Muốn bứt một điện tử ra khỏi kim loại phải thực hiện một công, công này được gọi là công thoát điện tử A. Người ta chọn cách biểu diễn công thoát A bằng tích của một điện tích e của điện tử với hiệu điện thế U sao cho:

$$A = eU \quad (4.12)$$

Vì điện tích e của điện tử không thay đổi, nên công thoát A được xác định đơn trị bởi hiệu điện thế U.

Tại nhiệt độ thường chỉ có một số ít electron có động năng đủ lớn để thực hiện công thoát A để có thể bay ra khỏi kim loại. Khi nhiệt độ tăng, thì số điện tử chuyển động nhanh (động năng lớn) tăng lên. Do đó, số điện tử bay ra khỏi kim loại cũng tăng. Ở nhiệt độ cao, sự phát xạ điện tử từ kim loại khá lớn (đối với kim loại như vonfram nhiệt độ này cỡ 1500°C - 2000°C). Hiện tượng này được gọi là hiện tượng phát xạ nhiệt điện tử.

Ta hãy tính cường độ dòng phát xạ nhiệt điện tử từ bề mặt phẳng của kim loại. Chọn hệ trục tọa độ Oxyz sao cho trục Ox thẳng góc với bề mặt phát xạ nhiệt điện tử kim loại. Theo phân bố Fermi – Dirac, số điện tử dn_0 trong một đơn vị thể tích có thành phần vận tốc nằm trong khoảng $(v_x, v_x + dv_x), (v_y, v_y + dv_y), (v_z, v_z + dv_z)$ là:

$$dn_0 = \alpha \frac{1}{1 + e^{\frac{W_d - W_F}{kT}}} dv_x dv_y dv_z \quad (4.13)$$

trong đó W_d là động năng của điện tử:

$$W_d = \frac{1}{2} m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$$

còn α là hằng số chuẩn hóa được xác định từ điều kiện:

$$n_0 = \int_{-\infty}^{\infty} dn_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha \frac{1}{1 + e^{\frac{W_d - W_F}{kT}}} dv_x dv_y dv_z \quad (4.14)$$

trong đó n_0 là số điện tử trong một đơn vị thể tích.

Số điện tử dn_{0x} có các thành phần v_y, v_z bất kỳ và có thành phần vận tốc v_x nằm trong khoảng $(v_x, v_x + dv_x)$ là:

$$dn_{0x} = \alpha dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + e^{\frac{W_d - W_F}{kT}}} dv_y dv_z \quad (4.15)$$

ở nhiệt độ cao, các điện tử tự do có động năng khá lớn, số điện tử có khả năng bay ra khỏi kim loại lớn. Đối với những điện tử này ta có thể viết:

$$W_d - W_F \gg kT \quad (4.16)$$

Do đó, ta có thể viết:

$$\frac{1}{1 + e^{\frac{W_d - W_F}{kT}}} \approx e^{-\frac{W_d - W_F}{kT}} \approx e^{\frac{W_F}{kT}} \cdot e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} \quad (4.17)$$

Thay (4.17) vào (4.15) ta được:

$$dn_{0x} = \alpha e^{\frac{W_F}{kT}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} \cdot dv_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z$$

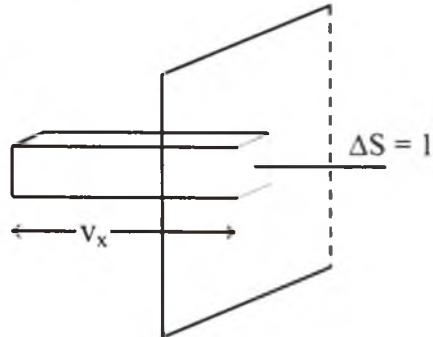
Nếu tính đến công thức tích phân: $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}$ ta có:

$$dn_{0x} = \alpha \frac{2\pi kT}{m} e^{\frac{W_F}{kT}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} \cdot dv_x \quad (4.18)$$

Ta tính số điện tử bay khỏi một đơn vị diện tích bề mặt kim loại trong một đơn vị thời gian. Xét số điện tử dn_{0x} có thành phần vận tốc v_x nằm trong khoảng $(v_x, v_x + dv_x)$. Trong một đơn vị thời gian, toàn bộ số điện tử này (nằm trong một hình hộp có tiết diện bằng đơn vị và chiều dài có độ lớn bằng v_x (hình 4.9)) sẽ bay ra khỏi một đơn vị diện tích bề mặt.

Số điện tử đó bằng:

$$dn_x = dn_{0x} v_x$$



Hình 4.9. Xác định số điện tử bay khỏi bề mặt.

Muốn cho điện tử có thể bay ra khỏi bề mặt kim loại thì thành phần động năng $\frac{mv_x^2}{2}$ của nó phải thỏa mãn điều kiện:

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq |W_{pa}|$$

tức là:

$$v_x \geq \sqrt{\frac{2|W_{pa}|}{m}} = v_{xa}$$

Do đó, số điện tử bay ra từ một đơn vị diện tích bề mặt kim loại trong một đơn vị thời gian là:

$$n = \int_{\sqrt{\frac{2|W_{pa}|}{m}}}^{\infty} v_x dn_0 = \alpha \frac{2\pi k T}{m} e^{\frac{W_F}{kT}} \int_{\sqrt{\frac{2|W_{pa}|}{m}}}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x$$

$$n = \alpha \frac{2\pi k^2 T^2}{m^2} e^{-\frac{|W_{pa}| - W_F}{kT}} \quad (4.19)$$

Nhưng $|W_{pa}| - W_F$ chính là công thoát điện tử $A = eU$. Vậy:

$$n = \alpha \frac{2\pi k^2 T^2}{m^2} e^{-\frac{eU}{kT}} \quad (4.20)$$

Mật độ dòng phát xạ bằng:

$$j = ne = BT^2 e^{-\frac{eU}{kT}} \quad (4.21)$$

trong đó: B là một hằng số. Giá trị lý thuyết của nó đối với các kim loại thông thường khoảng $120A/cm^2.K^2$. Đối với một số kim loại sạch, thực nghiệm cho giá trị $B \approx 120A/cm^2.K^2$ tức nhỏ hơn khoảng một nửa. Điều đó là do không phải tất cả các điện tử có $v_x \geq v_{xa}$ đều bay ra khỏi bề mặt kim loại, mà có một phần các điện tử phản xạ trở lại từ bề mặt kim loại.

4.5. Hiệu điện thế tiếp xúc

Đặt hai tinh thể vật rắn dán điện sát nhau sao cho điện tử trong mỗi vật rắn do chuyển động nhiệt hỗn loạn có thể chuyển từ vật rắn này sang vật rắn khác và ngược lại, ta nói hai vật tiếp xúc với nhau. Nếu hai vật rắn khác nhau thì hai dòng điện tử khuếch tán không bằng nhau và một vật sẽ tích điện dương, vật kia sẽ tích điện âm. Các điện tích trái dấu này tập trung gần chỗ tiếp xúc, cho nên ở đó xuất hiện một điện trường có tác dụng cân bằng hai dòng khuếch tán nói trên. Khi trạng thái cân bằng động được thiết lập giữa hai vật rắn dán điện, ta có thể coi tập hợp các điện tử trong cả hai vật dán đó trong cùng một hệ. Sự phân bố điện tử theo năng lượng tuân theo phân bố Fermi – Dirac. Mức Fermi trong hai vật rắn ở chỗ tiếp xúc phải bằng nhau. Mức Fermi trong hai vật rắn ở xa chỗ tiếp xúc xấp xỉ bằng nhau. Dưới đây ta sẽ nghiên cứu hiệu điện thế tiếp xúc. Một hiện tượng nữa ở chỗ tiếp xúc, cụ thể là hiện tượng nhiệt điện sẽ được khảo sát ở mục 4.6.

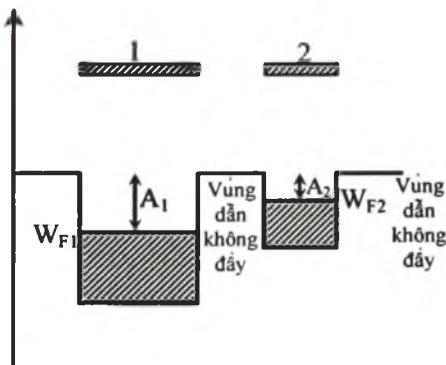
Hiệu điện thế tiếp xúc nội và ngoại

Cho hai kim loại 1 và 2 tiếp xúc với nhau sao cho hai mặt biên không tồn tại một lớp cách điện. Kiểu tiếp xúc này được gọi là tiếp xúc Ohm. Giả sử công thoát của kim loại 1 lớn hơn của kim loại 2. Giản đồ năng lượng tương ứng với lúc chưa tiếp xúc được vẽ trên hình 4.10 và khi tiếp xúc trên hình 4.11. Năng lượng trung bình của điện tử trong kim loại 2 lớn hơn năng lượng trung bình của điện tử trong kim loại 1.

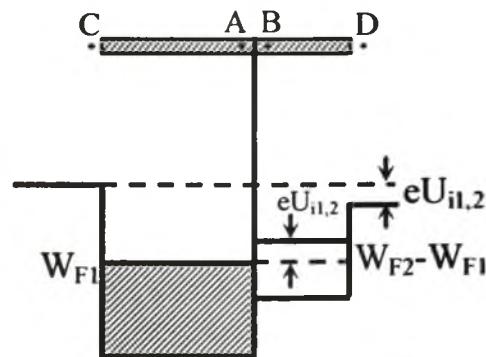
Khi tiếp xúc, số điện tử từ kim loại 2 chuyển sang kim loại 1 lớn hơn số điện tử chuyển theo chiều ngược lại. Kết quả là hai mức Fermi W_{F1} và W_{F2} ở trong hai kim loại xấp xỉ bằng nhau.

Thật vậy, ta biết rằng xác suất để cho điện tử trong kim loại ở một mức năng lượng xác định trong khoảng $(W, W + dW)$ là:

$$f = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - W_F}{kT}}}$$



Hình 4.10. Hai kim loại chưa tiếp xúc.



Hình 4.11. Hai kim loại lúc tiếp xúc.

Gọi f_1 và f_2 là xác suất tương ứng với kim loại 1 và 2, ta có:

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{1 + e^{\frac{W - W_{F_2}}{kT}}}{1 + e^{\frac{W - W_{F_1}}{kT}}} \quad (4.22)$$

Đối với những điện tử nhanh $W \gg W_{F_i}$, tức là $e^{\frac{W - W_{F_i}}{kT}} \gg 1$. Ta có:

$$\frac{f_1}{f_2} = e^{-\frac{W_{F_2} - W_{F_1}}{kT}} \quad (4.23)$$

Từ (4.23) ta thấy chỉ cần $W_{F_2} - W_{F_1} = 3kT$ tức là cỡ $7,3 \cdot 10^{-2}$ eV ở 0°C , tỷ số f_1/f_2 đã rất nhỏ, cỡ $5 \cdot 10^{-2}$. Như vậy, một chênh lệch nhỏ ở mức Fermi đã làm cho xác suất f_1 và f_2 khác nhau rất lớn. Số điện tử tồn tại ở những mức năng lượng trong khoảng $(W, W + dW)$ trong kim loại 1 nhỏ hơn rất nhiều số điện tử tương ứng trong kim loại 2. Vì vậy, kim loại 2 sẽ cho kim loại 1 điện tử. Như vậy, ở trạng thái cân bằng động, kim loại 2 sẽ tích điện dương và kim loại 1 sẽ tích điện âm. Số điện tử năng lượng lớn trong kim loại 2 giảm, còn số điện tử năng lượng lớn trong kim loại 1 tăng. Mức Fermi W_{F_1} và W_{F_2} trong hai kim loại tiến đến xấp xỉ bằng nhau. Độ chênh lệch còn dư khá nhỏ. Ta gọi *hiệu điện thế tiếp xúc nội giữa hai kim loại 1 và 2* là:

$$U_{il,2} = \frac{W_{F2} - W_{Fl}}{e} \quad (4.24)$$

Trên hình 4.11, $U_{il,2}$ là hiệu điện thế giữa hai điểm A và B. Ta hãy tính hiệu điện thế tại hai điểm C và D ở ngoài và ở sát bờ mặt các kim loại 1 và 2. Hiệu điện thế này được gọi là *hiệu điện thế tiếp xúc ngoại*. Theo hình 4.11, hiệu điện thế đó bằng:

$$U_{el,2} = \frac{A_1 - A_2}{e} - \frac{W_{F2} - W_{Fl}}{e} \quad (4.25)$$

Hiệu điện thế tiếp xúc nội rất nhỏ so với hiệu điện thế tiếp xúc ngoại nên gần đúng ta có:

$$U_{el,2} = \frac{A_1 - A_2}{e} = U_1 - U_2 \quad (4.26)$$

trong đó $U = \frac{A}{e}$ là điện thế thoát.

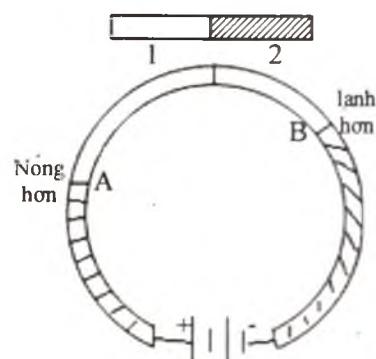
4.6. Hiện tượng nhiệt điện

Các hiện tượng nhiệt điện ở chỗ tiếp xúc là những thể hiện của hiệu điện thế tiếp xúc. Ta sẽ xem xét hai hiện tượng nhiệt điện quan trọng: hiệu ứng Peltier và hiệu ứng pin nhiệt điện.

4.6.1. Hiệu ứng Peltier

Xét một vật dẫn điện gồm hai phần 1 và 2 làm bằng hai kim loại khác nhau (hình 4.12). Thí nghiệm chứng tỏ rằng nếu ta cho dòng điện chạy trong dây dẫn ấy thì nhiệt lượng tỏa ra sai khác so với nhiệt lượng tính theo định luật Joule – Lenz một ít.

Nếu khi dòng điện đi theo chiều xác định nào đó ở chỗ tiếp xúc có nhiệt



Hình 4.12. Hiệu ứng Peltier.

lượng phụ tỏa ra, thì khi dòng điện đi theo chiều ngược lại, cũng tại chỗ tiếp xúc đó một nhiệt lượng phụ sẽ bị hấp thụ vào. Nhiệt lượng Q' này tỷ lệ với điện lượng q đi qua chỗ tiếp xúc. Đó là hiệu ứng Peltier. Nhiệt lượng Peltier bằng:

$$Q' = vq = vit \quad (4.27)$$

trong đó v là hệ số Peltier.

Sơ đồ để đo nhiệt lượng Peltier được vẽ trên hình 4.12. Hai dây dẫn làm từ hai kim loại khác nhau được hàn với nhau tại hai mối A và B, mỗi một mối được đặt trong nhiệt lượng kế, và mắc vào mạch điện. Nếu ở mối hàn A dòng điện đi từ kim loại 2 đến kim loại 1, thì ở mối hàn B dòng điện đi từ kim loại 1 đến kim loại 2. Nếu mối hàn A nóng lên thêm thì mối hàn B sẽ bớt nóng (lạnh đi). Tại mỗi một nhiệt lượng kế, lượng nhiệt tỏa ra trong thời gian t là tổng của nhiệt lượng Joule – Lentz (Ri^2t) và nhiệt lượng Peltier (Q'), tức là:

Nếu trong nhiệt lượng kế 1:

$$Q_1 = Ri^2t + Q'$$

thì trong nhiệt lượng kế 2:

$$Q_2 = Ri^2t - Q'$$

$$\text{Do đó: } Q' = \frac{Q_1 - Q_2}{2} = vit \quad (4.28)$$

$$\text{Từ đó: } v = \frac{Q_1 - Q_2}{2it} \quad (4.29)$$

Công thức (4.29) cho phép ta xác định được hệ số Peltier v . Một số giá trị hệ số Peltier được đưa ra trong bảng 4.1.

Về mặt định tính, hiệu ứng Peltier được giải thích bởi sự tồn tại của hiệu điện thế tiếp xúc. Nếu điện trường do hiệu điện thế tiếp xúc tạo ra tại mối hàn làm tăng tốc điện tử thì tại đó nhiệt lượng phụ tỏa

ra. Còn nếu điện trường đó làm giảm chuyển động của điện tử thì lại hấp thụ nhiệt lượng vào.

Bảng 4.1. Một số giá trị của hệ số Peltier

Chỗ tiếp xúc của hai kim loại	Hệ số Peltier ν (V)
Bi/Cu	$2,1 \cdot 10^{-3}$
Cu/Zn	$3,0 \cdot 10^{-3}$
Fe/Cu	$3,0 \cdot 10^{-3}$

4.6.2. Hiệu ứng pin nhiệt điện

Xét một mạch điện kín gồm hai dây dẫn khác loại 1, 2 (hình 4.13).

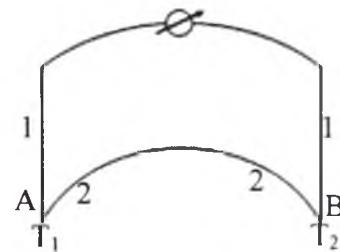
Nếu nhiệt độ của hai dây dẫn và mối hàn (tại A và B) như nhau thì trong mạch điện không có dòng điện nào chạy qua, vì vậy suất điện động trong mạch bằng không. Thật vậy, trong một mạch kín gồm hai kim loại 1 và 2, tổng các hiệu điện thế tiếp xúc nội bằng không:

$$U_{11,2} + U_{12,1} = \frac{W_{F2} - W_{F1}}{e} + \frac{W_{F1} - W_{F2}}{e} = 0$$

Hiện tượng sẽ khác hẳn đi nếu nhiệt độ của hai dây dẫn và mối hàn (tại A và B) khác nhau, chẳng hạn, mối hàn A lớn hơn nhiệt độ của mối hàn B. Khi đó hiệu điện thế tiếp xúc nội ở hai mối hàn sẽ khác nhau.

Vật lý lượng tử chứng tỏ rằng mức Fermi W_F phụ thuộc vào nhiệt độ. Do đó, trong mạch xuất hiện một suất điện động. Suất điện động này được gọi là suất điện động nhiệt điện ξ .

Nếu sự chênh lệch nhiệt độ tại hai mối hàn không lớn thì gần đúng ta có:



Hình 4.13. Hiệu ứng pin nhiệt điện.

$$\xi = \alpha(T_2 - T_1) \quad (4.30)$$

$$\alpha = \frac{\xi}{(T_2 - T_1)}$$

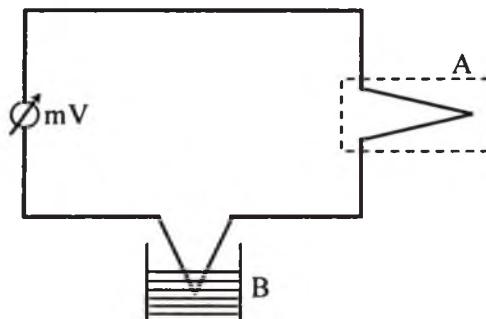
Trong trường hợp tổng quát người ta định nghĩa:

$$\alpha = \frac{d\xi}{dt}$$

Hệ số α không phụ thuộc vào nhiệt độ và được gọi là *suất điện động vi phân*.

Hiện tượng pin nhiệt điện được ứng dụng rộng rãi để đo nhiệt độ. Muốn đo nhiệt độ trong trường hợp này người ta dùng cặp nhiệt điện.

Cặp gồm hai dây dẫn kim loại có thể điện động nhiệt điện xác định. Một mối hàn (chẳng hạn A) được đưa vào nơi đo nhiệt độ, mối hàn khác được giữ ở nhiệt độ không đổi (nhiệt độ chuẩn), ví dụ 0°C (bình nước đá đang tan). Suất điện động trong mạch được đo bằng một milivôn kế (hình 4.14). Khi đo ở nhiệt độ cao, mối hàn A được bảo vệ bằng một ống sứ.



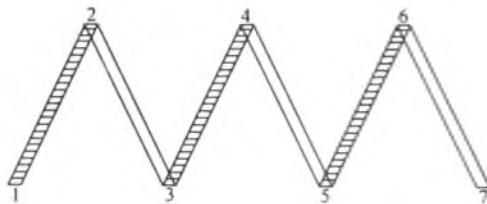
Hình 4.14. Đo nhiệt độ bằng cặp nhiệt điện.

Bảng 4.2 cho giá trị suất điện động nhiệt điện của một số cặp nhiệt điện ở các hiệu nhiệt độ khác nhau.

Bảng 4.2. Suất điện động khi nhiệt độ chuẩn là 0 °C

Hiệu nhiệt độ (0°C)	Suất điện động nhiệt điện (mV)		
	Pt-Pt+10%Rh	Constantan-Fe	Constantan-Cu
100	0,64	5,2	4,3
200	1,42	10,5	9,3
300	2,29	15,8	14,9
500	4,17	26,6	-
800	7,31	43,4	-
1000	9,56	-	-
1500	15,45	-	-
1700	17,81	-	-

Hiện tượng pin nhiệt điện còn được dùng để chế tạo ra nguồn điện một chiều được gọi là pin nhiệt điện. Pin nhiệt điện này gồm nhiều cặp nhiệt điện mắc nối tiếp với nhau (hình 4.15). Các mối hàn 2, 4, 6, 8, được giữ ở nhiệt độ thấp, còn các mối hàn 1, 3, 5, 7 được giữ ở nhiệt độ cao. Tuy nhiên, hiệu suất của pin này khá nhỏ, cỡ 0,1%.



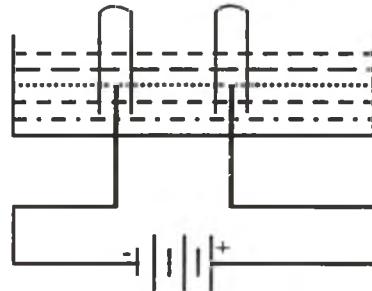
Hình 4.15. Sơ đồ pin nhiệt điện.

4.7. Các định luật điện phân Faraday. Sự phân ly

Chất lỏng là các vật dẫn điện nếu như dưới tác dụng của điện trường ngoài mà trong nó có sự chuyển động có hướng của các ion. Chất lỏng như vậy được gọi là *chất điện phân* hay *vật dẫn loại hai*.

Sự chuyển động có hướng của các ion trong chất lỏng dẫn điện xảy ra trong điện trường tạo bởi các điện cực nối với các cực của nguồn điện. Anốt là điện cực nối cực dương của nguồn điện, còn catôt nối với cực âm. Các ion dương (cation) là các ion kim loại và các ion hydro chuyển động về phía catôt, các ion âm (anion) – các ion gốc axít hay hydroxit chuyển về anốt. Dòng điện trong chất điện phân thường kéo theo hiện tượng điện phân. *Sự thoát ra trên các điện cực các phần dung dịch hoặc các vật chất khác do các phản ứng hóa học thứ cấp gây nên.*

Ví dụ, cho dòng điện chạy qua dung dịch H_2SO_4 hòa tan trong nước đựng trong bình thủy tinh với hai điện cực bằng Pt. Ta thấy ở catôt có hydro bay ra, còn ở anốt có khí oxy bay ra. Ta có thể hứng chúng trong các ống nghiệm úp lên các điện cực như trên hình 4.16.



Hình 4.16. Dòng điện trong dung dịch H_2SO_4 .

4.7.1. Định luật Faraday thứ nhất (định luật điện phân thứ nhất)

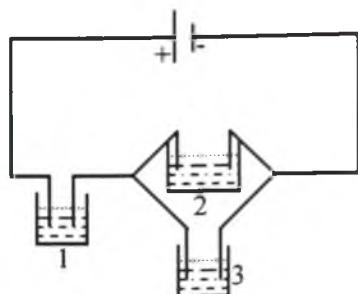
Trong quá trình điện phân, khối lượng m của chất thoát ra trên mỗi điện cực tỷ lệ thuận với điện lượng q đi qua chất điện phân:

$$m = kq = kit \quad (4.31)$$

trong đó: hệ số tỷ lệ k được gọi là đương lượng điện hóa. Khi $q = 1$ ta có $m = k$, tức là về trị số k bằng khối lượng của chất được giải phóng khi có một điện lượng $q = 1C$ chuyển qua bình điện phân. Độ lớn của k phụ thuộc vào bản chất hóa học của vật chất. Ví dụ, đối với bạc (Ag), đương lượng điện hóa $k = 1,118 \cdot 10^{-6} \text{kg/C}$.

Trên hình 4.17 là sơ đồ thí nghiệm để kiểm định lại định luật Faraday 1. Ba bình điện phân giống hệt nhau được mắc như trên hình 4.17. Nếu điện tích đi qua bình 1 bằng q thì điện tích đi qua bình 2 và

3 bằng $q/2$. Thí nghiệm chứng tỏ rằng khối lượng của chất thoát ra ở mỗi bình 2 và 3 bằng nhau và bằng $\frac{1}{2}$ khối lượng vật chất thoát ra ở bình 1.



Hình 4.17. Thí nghiệm kiểm chứng định luật Faraday I.

4.7.2. Định luật Faraday thứ hai

Các đương lượng điện hóa của các nguyên tố hóa học tỷ lệ thuận với các đương lượng hóa học của chúng:

$$k = C k_x \quad (4.32)$$

trong đó: C là hằng số như nhau cho tất cả các nguyên tố hóa học, k_x là đương lượng hóa học và được xác định bằng công thức:

$$k_x = 10^3 \frac{A}{z}$$

trong đó: A là khối lượng nguyên tử được đo bằng kg/mol, z là hóa trị của nguyên tố hóa học.

Như vậy: $k = \frac{1}{F} \frac{A}{z}$, với $F = 10^{-3}/C$ là hằng số Faraday (số Faraday).

4.7.3. Định luật điện phân thống nhất

Kết hợp hai định luật điện phân lại với nhau ta có định luật Faraday thống nhất:

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{z} q \quad (4.33)$$

Công thức (4.33) cho phép làm rõ ý nghĩa vật lý của số Faraday.

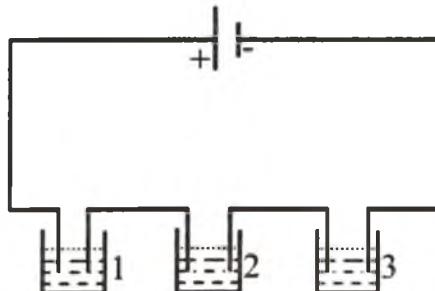
Khi $m = \frac{A}{z}$ (đương lượng gam), số Faraday $F = q$. Hằng số Faraday về số bằng lượng điện tích chạy qua chất điện phân để giải phóng một đương lượng gam vật chất tại điện cực.

Bằng thực nghiệm người ta xác định được:

$$F = 9,56 \cdot 10^7 \text{ C}$$

Để kiểm tra lại định luật Faraday thông nhất ta dùng thiết bị điện phân được bố trí như trên hình 4.18. Các bình điện phân chứa các chất điện phân khác nhau. Nếu gọi $m_1, A_1, z_1, m_2, A_2, z_2$ là khối lượng, khối lượng nguyên tử và hóa trị của bình thứ nhất và thứ hai thì theo đúng định luật Faraday thông nhất, ta phải có:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{A_2}{A_1} \frac{z_1}{z_2}$$

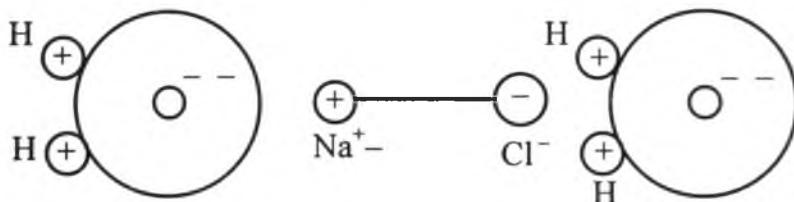


Hình 4.18. Kiểm nghiệm lại định luật Faraday thông nhất.

4.7.4. Hiện tượng phân ly trong chất điện phân

Sự phân chia các phân tử trung hòa ra thành các ion trái dấu do sự tương tác giữa các chất hòa tan và dung môi được gọi là hiện tượng phân ly. Nguyên nhân của sự phân ly là do chuyển động nhiệt của các phân tử có cực (có mômen điện) của các chất hòa tan. Các phân tử này gồm các ion dương và âm liên kết với nhau. Các phân tử này lại tương tác với các phân tử có cực của dung môi và bị phân ly. Ví dụ, phân tử

NaCl gồm ion Na^+ liên kết với các ion Cl^- , có mômen điện khác không. Hòa tan NaCl vào trong nước, các phân tử nước có mômen lưỡng cực điện rất lớn. Dưới tác dụng của điện trường của các ion trong phân tử NaCl, phân tử nước sẽ định hướng lại sao cho các ion dương H^+ ở gần các ion Cl^- , còn các ion âm O⁻ quay về phía ion Na^+ như trên hình 4.19. Kết quả là lực liên kết giữa các ion Na^+ và Cl^- yếu đi và phân tử NaCl trở thành hai ion mang điện tích trái dấu.



Hình 4.19. Các phân tử nước làm yếu liên kết của phân tử NaCl.

Hệ số phân ly (mức độ phân ly) α được xác định bằng tỷ số giữa số phân tử n' bị phân ly thành các ion trong một thể tích nào đó với tổng số phân tử của chất hòa tan trong thể tích đó n_0 .

$$\alpha = \frac{n'}{n_0} \quad (4.34)$$

Song song với quá trình phân ly còn có quá trình tái hợp, đó là sự tái kết hợp của các ion trái dấu của chất tan để trở thành phân tử trung hòa. Nếu tồn tại sự cân bằng động giữa hai quá trình phân ly và tái hợp thì hệ số phân ly được xác định theo công thức sau:

$$\frac{1 - \alpha^2}{\alpha^2} = \text{const}.n_0 \quad (4.35)$$

Khi $n_0 \rightarrow 0$ thì $\alpha \rightarrow 1$, tức là trong các dung dịch loãng hầu như tất cả các phân tử đều phân ly. Khi nồng độ tăng, α giảm. Trong các dung dịch có nồng độ cao:

$$\alpha \approx \frac{\text{const}}{\sqrt{n_0}} \quad (4.36)$$

4.7.5. Một số kết luận

Từ các định luật điện phân Faraday ta thấy rằng tất cả các hạt mang điện đều chứa một số nguyên lần các điện tích không phân chia được.

Điện tích của mỗi ion bằng:

$$q = \pm \frac{zF}{N_A} \quad (4.37)$$

trong đó: z là hóa trị, N_A là số Avogadro, F là số Faraday. Điện tích của ion hóa trị một bằng điện tích của điện tử hay proton:

$$q_i = e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$$

Mỗi điện tích bất kỳ phải bằng một số nguyên lần điện tích e.

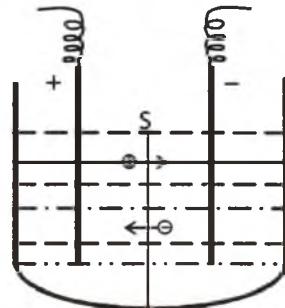
4.8. Độ dẫn điện của các chất lỏng

4.8.1. Mật độ dòng điện

Mật độ dòng điện \vec{j} trong một tiết diện S bất kỳ thẳng góc với hướng chuyển động của các ion (hình 4.20), bằng tổng các mật độ dòng của các ion dương và âm:

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_- \quad (4.38)$$

trong đó:



Hình 4.20. Mật độ dòng điện trong chất điện phân.

$$\vec{j}_+ = q_+ n_{0+} \vec{u}_+$$

$$\text{và} \quad \vec{j}_- = q_- n_{0-} \vec{u}_- \quad (4.39)$$

Với $q_+, q_-, n_{0+}, n_{0-}, \bar{u}_+, \bar{u}_-$ tương ứng là điện tích, nồng độ và vận tốc định hướng trung bình của các ion dương và âm.

4.8.2. Vận tốc định hướng trung bình

Vận tốc định hướng trung bình của các ion tỷ lệ thuận với cường độ điện trường \vec{E} :

$$\bar{u}_+ - v_+ \vec{E} \text{ và } \bar{u}_- - v_- \vec{E} \quad (4.40)$$

trong đó v_+, v_- được gọi là *độ linh động của các ion*.

Độ linh động của các ion về trị số bằng tỷ số giữa môđun của vận tốc định hướng trung bình với cường độ điện trường E và không phụ thuộc vào cường độ điện trường \vec{E} đó. Vì trong chất điện phân không có điện tích khồi nên:

$$q_+ n_{0+} + q_- n_{0-} = 0$$

$$\text{Ngoài ra: } q_+ = e z_+ = \frac{F}{N_A} z_+ \quad (4.41)$$

4.8.3. Định luật Ohm trong chất điện phân

Kết hợp các công thức (4.38), (4.39), (4.40) và (4.41) ta có thể biểu diễn được định luật Ohm đối với mật độ dòng trong chất điện phân:

$$\vec{j} = \frac{F}{N_A} z_+ n_{0+} (v_+ + v_-) \vec{E} \quad (4.42)$$

Như vậy, điện trở suất ρ của chất điện phân là:

$$\rho = \frac{N_A}{F z_+ n_{0+} (v_+ + v_-)} \quad (4.43)$$

Nếu khi phân ly chất tan ta có k_+ các ion dương và k_- các ion âm, thì:

$$k_+ z_+ = k_- z_-, n_{0+} = k_+ \alpha n_0 \text{ và } n_{0-} = k_- \alpha n_0$$

trong đó α là độ phân ly, n_0 là nồng độ dung dịch.

$$\rho = \frac{N_A}{Fz_+ k_+ \alpha n_0 (v_+ + v_-)}$$

Tỷ số N_A/z_+ là số các ion dương trong một đương lượng gam. Nếu ta đưa vào đại lượng mới được gọi là nồng tương đương của dung dịch:

$$C = \frac{k_+ n_0 z_+}{N_A} = \frac{k_- n_0 z_-}{N_A} \quad (4.44)$$

C chính là số đương lượng gam của các ion cùng một dấu chứa trong một đơn vị thể tích. Lúc đó:

$$\rho = \frac{l}{FC\alpha (v_+ + v_-)} \quad (4.45)$$

4.9. Dòng điện trong chất khí

Sự truyền của dòng điện qua chất khí được gọi là sự phóng điện qua chất khí đó. Các chất khí ở trạng thái bình thường là các chất cách điện và tất nhiên là không có dòng điện ở trong đó. Chỉ với những điều kiện đặc biệt được tạo ra trong chất khí thì mới làm xuất hiện các hạt mang điện có trong đó (ion, điện tử) và từ đó xảy ra hiện tượng phóng điện.

Các hạt mang điện có thể xuất hiện trong chất khí do tác dụng của các tác nhân bên ngoài không liên quan gì đến sự có mặt của điện trường. Trong trường hợp này ta nói chất khí có độ dẫn điện không tự duy trì. Sự phóng điện không tự duy trì, ví dụ như sự phóng điện của chất khí dưới tác dụng của đốt nóng, của tia cực tím (Ultraviolet rays), của tia X (X-rays), của bức xạ hay của các chất phóng xạ.

Ngược lại, sự phóng điện của chất khí xảy ra do chính điện trường được đưa vào trong chất khí được gọi là *sự phóng điện tự duy trì*. Lúc đó chất khí có độ dẫn điện tự duy trì.

Bản chất của sự phóng điện trong chất khí phụ thuộc vào nhiều yếu tố. Các yếu tố đó là:

- Bản chất hóa học của chất khí cũng như của điện cực;
- Nhiệt độ và áp suất của chất khí;
- Hình dáng, kích thước và sự sắp xếp của các điện cực;
- Hiệu điện thế tác dụng lên các điện cực;
- Mật độ và công suất của dòng điện,...

Chính vì các yếu tố khác nhau đó mà sự phóng điện trong chất khí rất đa dạng. Một số dạng phóng điện trong chất khí thường kéo theo ánh sáng, các hiệu ứng âm thanh như tiếng rít, tiếng sột soạt hay tiếng kêu răng rắc,...

CHƯƠNG 5

TỪ TRƯỜNG KHÔNG ĐỒI

5.1. Tương tác từ. Định luật Ampe

5.1.1. Tương tác từ

Thực nghiệm cho thấy:

- Có tương tác lực giữa hai thanh nam châm.
- Có tương tác lực giữa dòng điện và thanh nam châm.
- Có tương tác lực giữa hai dòng điện với nhau.

Các lực tương tác này có cùng bản chất và người ta gọi chúng là tương tác từ.

5.1.2. Định luật Ampe về tương tác giữa hai phần tử dòng điện

a. *Khái niệm phần tử dòng điện* (hay còn gọi là *yếu tố dòng điện*) là đại lượng được định nghĩa bởi: $I\vec{d}\vec{l}$, trong đó I là cường độ dòng điện; $\vec{d}\vec{l}$ là độ dài vi phân (rất nhỏ) của đoạn dây, có phương là phương của dây và có chiều là chiều của dòng điện. Đại lượng này mô tả dòng điện có cường độ I chạy trong một đoạn dây dẫn đồng nhất rất ngắn có tiết diện rất nhỏ.

b. *Định luật Ampe về tương tác giữa hai phần tử dòng điện*

Cho hai phần tử dòng điện $I_1\vec{d}\vec{l}_1$ và $I_2\vec{d}\vec{l}_2$. Gọi \vec{r} là khoảng cách từ $I_1\vec{d}\vec{l}_1$ đến $I_2\vec{d}\vec{l}_2$. Gọi P là mặt phẳng chứa $I_1\vec{d}\vec{l}_1$ và \vec{r} . Gọi \vec{n} là vectơ đơn vị pháp tuyến của mặt phẳng P .

Bằng thực nghiệm người ta thấy rằng: lực do phần tử dòng điện $I_1 d\vec{l}_1$ tác dụng lên phần tử dòng điện $I_2 d\vec{l}_2$ là vectơ lực $d\vec{F}$ có:

- + phương: vuông góc với $I_2 d\vec{l}_2$ và \vec{n} .
- + chiều: có chiều sao cho ba vectơ $I_2 d\vec{l}_2$, \vec{n} và $d\vec{F}$ lập thành một tam diện thuận.
- + độ lớn được cho bởi:

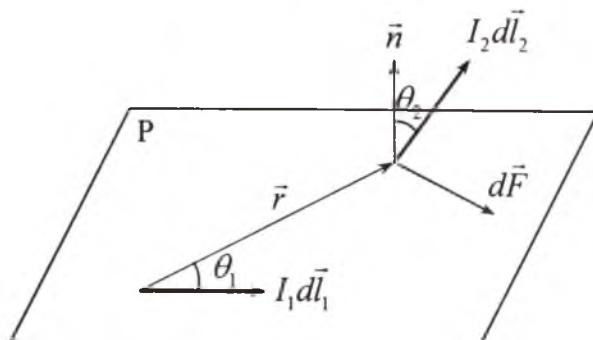
$$d\vec{F} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I_1 d\vec{l}_1 I_2 d\vec{l}_2 \sin\theta_1 \sin\theta_2}{r^2} \quad (5.1)$$

trong đó: μ_0 là hằng số từ: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$; μ là độ từ thẩm của môi trường (phụ thuộc môi trường); θ_1 là góc giữa $I_1 d\vec{l}_1$ và \vec{r} ; θ_2 là góc giữa $I_2 d\vec{l}_2$ và \vec{n} .

- + điểm đặt: tại yếu tố dòng $I_2 d\vec{l}_2$.

Định luật Ampe biểu diễn dưới dạng biểu thức vectơ:

$$d\vec{F} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I_2 d\vec{l}_2 \times (I_1 d\vec{l}_1 \times \vec{r})}{|\vec{r}|^3} \quad (5.2)$$



Hình 5.1. Chiều của lực tương tác giữa hai phần tử dòng điện.

5.2. Từ trường. Vector cảm ứng từ. Định luật Bio - Savar - Laplace

5.2.1. Từ trường

Từ trường là môi trường vật chất đặc biệt tồn tại xung quanh các dòng điện (hay các điện tích chuyển động) đóng vai trò truyền lực tương tác giữa các dòng điện.

- Chú ý:*
- Điện tích đứng yên chỉ tạo ra xung quanh nó điện trường.
 - Điện tích chuyển động ngoài điện trường nó còn tạo ra từ trường.

5.2.2. Vector cảm ứng từ. Định luật Bio - Savar - Laplace

Xét hai phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ và $I_0 d\vec{l}_0$. Lực tương tác của phần tử dòng $I d\vec{l}$ lên $I_0 d\vec{l}_0$ được cho bởi định luật Ampe (5.2):

$$d\vec{F} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I_0 d\vec{l}_0 \times (I d\vec{l} \times \vec{r})}{|\vec{r}|^3}$$

Theo quan điểm của lý thuyết trường, phần tử dòng $I d\vec{l}$ tạo ra xung quanh nó một từ trường. Vector cảm ứng từ do phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ gây ra tại điểm M cách phần tử này khoảng cách \vec{r} là vector $d\vec{B}$:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \quad (5.3)$$

Nếu đặt phần tử dòng $I_0 d\vec{l}_0$ tại điểm M, phần tử này bị tác dụng lực:

$$d\vec{F} = I_0 d\vec{l}_0 \times d\vec{B} \quad (5.4)$$

Công thức (5.3) được gọi là định luật Biot-Savart-Laplace. Từ công thức này ta thấy vector cảm ứng từ $d\vec{B}$ có:

+ phương: vuông góc với \vec{Idl} và \vec{r} (vuông góc với mặt phẳng P chứa \vec{Idl} và \vec{r}).

+ chiều: sao cho ba vectơ \vec{Idl} , \vec{r} và $d\vec{B}$ theo thứ tự này lập thành một tam diện thuận.

$$+ \text{độ lớn: } dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl \sin \theta}{r^2}.$$

trong đó: θ là góc nhỏ nhất hợp bởi \vec{Idl} và \vec{r} .

+ điểm đặt: tại điểm M.

Trong hệ đơn vị quốc tế SI, đơn vị của cường độ từ trường là Tesla (ký hiệu T):

$$1 T = 1 \frac{N}{Am}$$

5.2.3. Vectơ cường độ từ trường

Vectơ cường độ từ trường được định nghĩa bởi:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu} \quad (5.5)$$

Từ công thức định nghĩa này và (5.3) ta thấy vectơ cường độ từ trường là đại lượng không phụ thuộc vào độ từ thẩm của môi trường.

5.2.4. Nguyên lý chồng chất từ trường

Cảm ứng từ gây bởi phần tử dòng \vec{Idl} là $d\vec{B}$. Theo nguyên lý chồng chất từ trường, ta có cảm ứng từ gây bởi cả dòng điện là:

$$\vec{B} = \int d\vec{B} \quad (5.6)$$

Gọi \vec{B}_i là cảm ứng từ gây bởi dòng I_i , trong đó $i = 1, 2, \dots, n$. Theo nguyên lý chồng chất từ trường, cảm ứng từ gây bởi n dòng điện là:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i \quad (5.7)$$

5.2.5. Ứng dụng

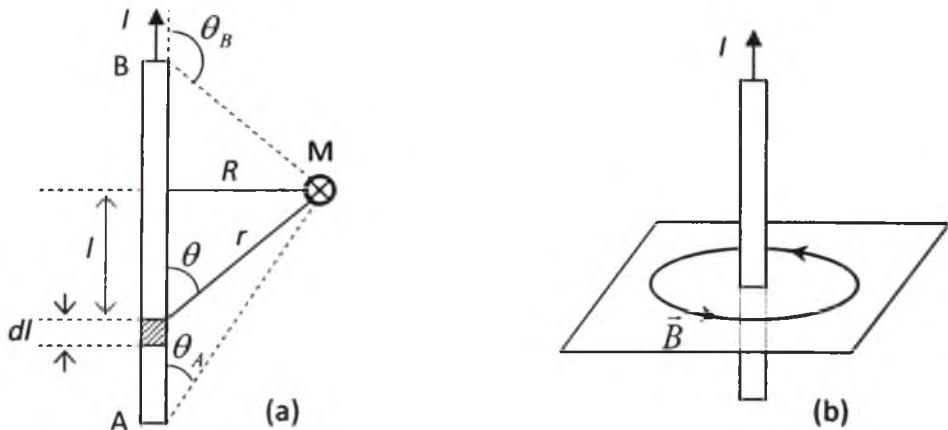
a. Từ trường của một dòng điện thẳng

Xét đoạn dây dẫn thẳng AB có dòng điện cường độ I chạy qua. Để tính cảm ứng từ do đoạn dòng điện gây ra tại điểm M cách nó khoảng R (như hình 5.2a) ta chia đoạn dòng điện ra thành các yếu tố dòng Idl rất nhỏ. Cảm ứng từ của một yếu tố dòng Idl gây ra tại điểm M cho bởi định luật Bio – Savar – Laplace:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl \times \vec{r}}{r^3}$$

Vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}$ có phương vuông góc với mặt phẳng chứa dòng điện và điểm M; có chiều sao cho Idl , \vec{r} và $d\vec{B}$ lập thành một tam diện thuận (trong hình 5.2a, cảm ứng từ có phương vuông góc và có chiều đâm vào mặt giấy). Độ lớn của vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}$ là:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl \sin \theta}{r^2}$$



Hình 5.2. Từ trường gây bởi dòng điện thẳng:

- a) từ trường tại điểm M cách đoạn dòng điện AB khoảng R; b) đường sức từ trường của dòng điện thẳng là những đường tròn xung quanh dòng, có chiều cho bởi quy tắc ngón cái bàn tay phải.

Vì vectơ cảm ứng từ của tất cả các yếu tố dòng Idl trên đoạn dòng điện thẳng có cùng chiều nên theo nguyên lý chồng chất từ trường (5.6), vectơ cảm ứng từ \bar{B} của dòng điện qua đoạn dây AB có chiều như $d\bar{B}$ và có độ lớn là:

$$B = \int_A^B dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \int_A^B \frac{Idl \sin \theta}{r^2} \quad (5.8)$$

Từ hình 5.2a ta thấy:

$$r = \frac{R}{\sin \theta} \quad \text{và} \quad l = R \cot \theta$$

Lấy vi phân của độ dài l ta được:

$$dl = \frac{R}{\sin^2 \theta} d\theta$$

Thay vào biểu thức tích phân (5.8):

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \int_{\theta_A}^{\theta_B} \frac{I \frac{R d\theta}{\sin^2 \theta} \sin \theta}{\frac{R^2}{\sin^2 \theta}} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \int_{\theta_A}^{\theta_B} \frac{I}{R} \sin \theta d\theta$$

Lấy tích phân theo góc θ , ta nhận được độ lớn cảm ứng từ gây bởi đoạn dòng điện:

$$B = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi R} (\cos \theta_A - \cos \theta_B) \quad (5.9)$$

Trong trường hợp đặc biệt: dòng điện dài vô hạn, khi đó góc θ_A tiến tới 0 và góc θ_B tiến tới π . Từ trường gây bởi dòng điện thẳng dài vô hạn là:

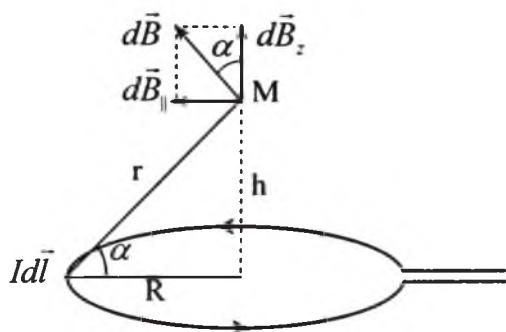
$$B = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi R} (\cos(0) - \cos(\pi)) = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi R} (1 - (-1)) = \frac{\mu_0 \mu I}{2\pi R} \quad (5.10)$$

Đường sức từ trường trong trường hợp này là những đường tròn vuông góc với dòng điện, có tâm tại dòng điện và có chiều tuân theo quy tắc vặn nút chai hay quy tắc ngón tay cái bàn tay phải (hình 5.2b).

- *Quy tắc vặn nút chai*: xoay cái vặn nút chai sao cho nó tiến theo chiều dòng điện, chiều quay của cán cái vặn nút chai là chiều của từ trường.

- *Quy tắc ngón tay cái bàn tay phải*: nắm sợi dây bằng bàn tay phải, ngón cái hướng theo chiều dòng điện thì chiều của các ngón tay quanh sợi dây chính là chiều của từ trường.

b. Từ trường của một dòng điện tròn



Hình 5.3. Từ trường gây bởi dòng điện tròn.

Xét một phần tử dòng rất nhỏ $Id\vec{l}$ trên dòng điện tròn. Cảm ứng từ do phần tử này gây ra tại điểm M nằm trên trục của vòng dây và cách trung tâm vòng dây khoảng cách h là:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Id\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$

Vectơ này có phương vuông góc với r và nằm trong mặt phẳng chứa r và h . Độ lớn của nó là: $dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl}{r^2}$. Hình chiếu của $d\vec{B}$ lên trục vòng dây là:

$$dB_z = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl \cos \alpha}{r^2} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl(R/r)}{r^2} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{IdlR}{(R^2 + h^2)^{3/2}}$$

Theo nguyên lý chồng chất từ trường, cảm ứng từ gây bởi dòng điện tròn là:

$$\bar{B} = \int dB = \int dB_i + \int dB_z$$

trong đó tích phân lấy theo chu vi vòng dây. Trong biểu thức trên số hạng thứ nhất về phải triệt tiêu do tính chất đối xứng của dòng điện tròn. Như vậy từ trường của dòng điện tròn tại M có phương dọc theo trục vòng dây, có độ lớn:

$$B = \int dB_z = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{IR}{(R^2 + h^2)^{3/2}} \int dl = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{IR(2\pi R)}{(R^2 + h^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 \mu}{2} \frac{IR^2}{(R^2 + h^2)^{3/2}} \quad (5.11)$$

Độ lớn của cảm ứng từ tại tâm của dòng điện tròn là:

$$B = \frac{\mu_0 \mu I}{2R} \quad (5.12)$$

Chiều của từ trường xác định bởi quy tắc vặn nút chai: xoay cái vặn nút chai theo chiều dòng điện, chiều tiến của nó là chiều của từ trường.

5.3. Từ thông. Định lý Ostrogradski - Gauss (Định lý O - G) đối với từ trường

5.3.1. Đường cảm ứng từ (hay là đường sức từ trường): là đường cong mà tiếp tuyến của nó tại mỗi điểm trùng với phương của vectơ cảm ứng từ tại điểm đó.

Tính chất:

- Qua một điểm luôn vẽ được một đường cảm ứng từ.
- Các đường cảm ứng từ không cắt nhau.

5.3.2. Tù thông (thông lượng của từ trường)

Tù thông của từ trường đều \vec{B} qua mặt phẳng diện tích S được định nghĩa bởi:

$$\Phi_M = \vec{B} \cdot \vec{S} = BS \cos\theta \quad (5.13)$$

trong đó: \vec{S} là vecto diện tích có độ lớn S và có chiều là pháp tuyến của mặt S ; θ là góc hợp bởi từ trường và pháp tuyến của mặt phẳng S .

Để tính từ thông qua mặt bất kỳ (không phẳng) của một từ trường không đều, ta chia mặt cong thành nhiều yếu tố diện tích dS rất nhỏ và áp dụng (5.13) tính từ thông qua từng yếu tố dS này:

$$d\Phi_M = \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

Lấy tích phân theo toàn bộ bề mặt ta có từ thông qua toàn bộ mặt cong:

$$\Phi_M = \int_S d\Phi_M = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S B dS \cos\theta.$$

Nếu mặt S là một mặt cong kín (mặt Gauss), từ thông qua mặt Gauss là:

$$\Phi_M = \oint_S d\Phi_M = \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (5.14)$$

5.3.3. Định lý O - G đối với từ trường

Xét một mặt kín S bất kỳ trong từ trường. Định lý O - G đối với từ trường phát biểu như sau: thông lượng từ trường gửi qua một mặt kín bất kỳ bằng không,

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (5.15)$$

Công thức này cho thấy các đường sức từ trường là các đường cong khép kín; chúng không có “nguồn” là từ các điện tích như trường

hợp các đường sức điện trường. Nói cách khác từ trường có tính chất xoáy.

Dạng vi phân của định lý O – G:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (5.16)$$

5.4. Tính chất xoáy của từ trường. Định lý về dòng toàn phần

5.4.1. Lưu số của vectơ cường độ từ trường

Xét một đường cong kín (C) bất kỳ nào đó trong không gian có từ trường. Đại lượng cho bởi:

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \frac{1}{\mu_0 \mu} \oint_{(C)} \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad (5.17)$$

được định nghĩa là lưu số (hay lưu thông) của vectơ cường độ từ trường \vec{H} dọc theo đường cong (C). Tích phân trong (5.17) là tích phân đường được lấy dọc theo đường cong kín (C); $d\vec{l}$ là vectơ yếu tố độ dài trên đường cong (C).

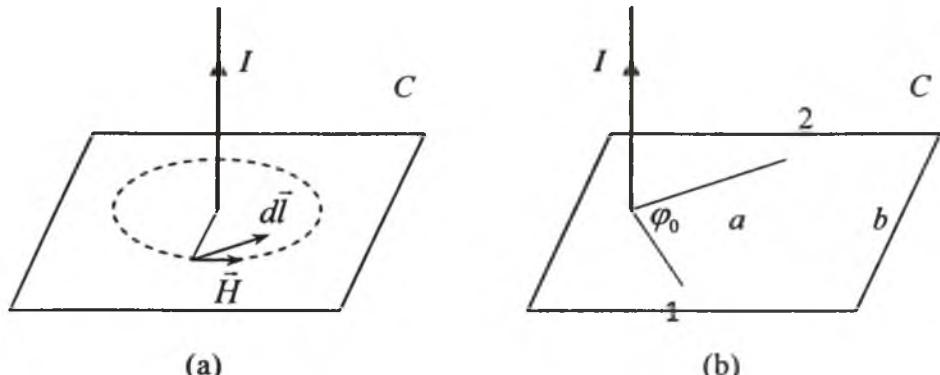
Gọi θ là góc giữa vectơ cường độ từ trường \vec{H} với yếu tố độ dài $d\vec{l}$, ta có:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_C H dl \cos \theta.$$

5.4.2. Định luật về dòng toàn phần

Xét một đường cong kín (C) bao quanh một dòng điện thẳng cường độ I dài vô hạn (hình 5.4a). Từ trường gây bởi dòng điện này cho bởi (5.5):

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{I}{2\pi r}$$



Hình 5.4. Lưu số của từ trường của dòng điện thẳng dọc theo đường cong kín C : a) bao quanh dòng điện; b) không bao quanh dòng điện.

Lưu số của từ trường dọc theo (C) là:

$$\int_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_C H dl \cos \theta = \frac{I}{2\pi} \int_C \frac{dl \cos \theta}{r}$$

trong đó: θ là góc hợp bởi \vec{H} và yếu tố độ dài $d\vec{l}$. Từ hình 5.3a ta thấy:

$$dl \cos \theta \approx r d\phi$$

Như vậy:

$$\int_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi = I$$

Nếu đường cong kín (C) không bao quanh dòng điện như hình 5.4b. Ta chia đường cong thành hai cung chẵn góc ϕ_0 đối với dòng điện. Lưu số của từ trường dọc theo (C) là:

$$\int_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_{1b2} \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_{2a1} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \frac{I}{2\pi} \int_0^{\phi_0} d\phi + \frac{I}{2\pi} \int_{\phi_0}^0 d\phi = \frac{I}{2\pi} \phi_0 - \frac{I}{2\pi} \phi_0 = 0$$

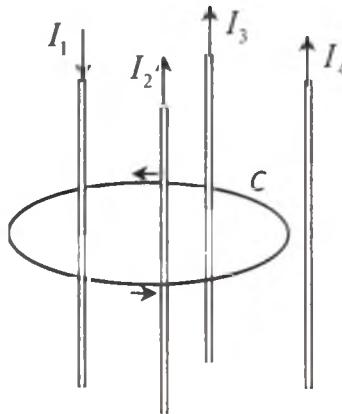
* Định luật Ampe về dòng điện toàn phần phát biểu như sau: Lưu số của vectơ cường độ từ trường \vec{H} theo đường cong kín (C) bằng

tổng đại số cường độ dòng điện đi xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong kín đó:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{i=1}^n I_i \quad (5.18)$$

Quy ước: Cường độ dòng điện I_i mang dấu dương nếu chiều lấy tích phân là chiều thuận đổi với dòng I_i và mang dấu âm trong trường hợp ngược lại. Chiều thuận là chiều quay của cái vặn nút chai khi mũi nó tiến lên theo chiều dòng điện.

Ví dụ: Tính lưu số của \vec{H} dọc theo đường cong (C). Đường cong (C) là kín và bao quanh bốn dòng điện cường độ I_1, I_2, I_3, I_4 . Chiều tích phân và chiều dòng điện được cho trên hình 5.5.



Hình 5.5. Ba dòng điện đi xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong kín (C).

Từ hình 5.5 ta thấy chiều tích phân là chiều thuận đổi với dòng I_2 và I_3 , trong khi đó là chiều ngược đổi với dòng I_1 . Dòng I_4 không đi xuyên qua diện tích giới hạn bởi (C) nên không cho đóng góp. Như vậy, lưu số của \vec{H} dọc theo đường cong (C) là:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_2 + I_3 - I_1$$

5.4.3. Áp dụng

Tính cường độ từ trường bên trong lõi của một cuộn dây hình xuyến gồm n vòng có dòng điện cường độ I chạy qua (hình 5.6a).

Xét đường cong kín (C) là đường tròn bán kính r , với điều kiện $R_2 > r > R_1$ (trong đó R_1 và R_2 lần lượt là bán kính nhỏ và lớn của hình xuyến). Áp dụng định luật Ampe về dòng điện toàn phần (5.18), ta có:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = nI$$

Từ tính chất đối xứng (các vòng dây phân bố đều trên cuộn dây) ta nhận thấy độ lớn của cường độ từ trường tại điểm bất kỳ trên (C) là không đổi; mặt khác phương của từ trường trùng với phương của vectơ độ dài tại điểm đó. Như vậy, ta có thể viết:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_C H dl = H \oint_C dl = H(2\pi r) = nI$$

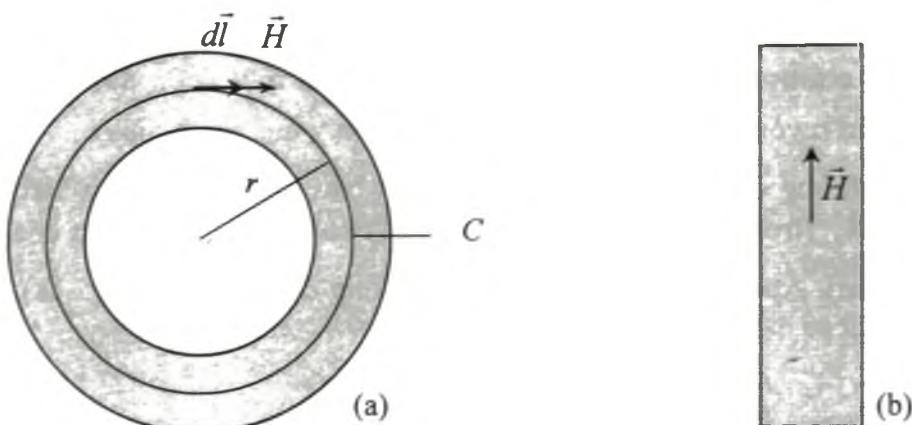
Suy ra

$$H = \frac{nI}{2\pi r} \quad \text{hay} \quad B = \mu_0 \mu \frac{nI}{2\pi r} \quad (5.19)$$

Gọi $n_0 = \frac{n}{4\pi r}$ là mật độ vòng dây (số vòng dây trên một đơn vị độ dài của cuộn), công thức (5.19) viết lại dưới dạng:

$$H = n_0 I \quad (5.20)$$

Nhận xét: công thức (5.20) không phụ thuộc vào bán kính của xuyến nên có thể áp dụng được cho trường hợp cuộn dây hình ống thẳng dài vô hạn là giới hạn khi bán kính xuyến tiến đến vô cùng (hình 5.6b).



Hình 5.6. Từ trường trong cuộn dây: a) hình xuyên; b) hình ống thẳng.

5.5. Tác dụng của từ trường lên dòng điện. Công của lực từ

5.5.1. Lực từ tác dụng lên phần tử dòng điện

Xét một phần tử dòng điện Idl đặt trong từ trường \bar{B} . Lực do từ trường tác dụng lên Idl là:

$$d\bar{F} = Idl \times \bar{B} \quad (5.21)$$

Lực này được gọi là lực Ampe, có:

- Phương vuông góc với Idl và \bar{B} .
- Chiều xác định theo quy tắc vặn đinh ốc từ Idl sang \bar{B} theo góc nhỏ nhất; hay sao cho Idl , \bar{B} và $d\bar{F}$ lập thành một tam diện thuận. Ngoài ra cũng có thể xác định chiều của lực bằng quy tắc bàn tay trái. *Quy tắc bàn tay trái*: xòe bàn tay trái sao cho ngón cái vuông góc với ngón trỏ; ngón trỏ chỉ chiều dòng điện, lòng bàn tay đặt vuông góc với từ trường và để nó đâm xuyên vào lòng bàn tay; khi đó ngón tay cái chỉ chiều của lực từ.
- Độ lớn: $dF = I.dl.B \sin \theta$, trong đó θ là góc nhỏ nhất giữa phần tử dòng điện và từ trường.

5.5.2. Lực từ tác dụng lên một đoạn dòng điện thẳng

Xét đoạn dây dẫn thẳng có độ dài L có dòng điện I chạy qua, đặt trong từ trường đều \vec{B} . Lực tác dụng lên đoạn dây là:

$$\vec{F} = \int d\vec{F} = \int I d\vec{l} \times \vec{B} = I \vec{L} \times \vec{B} \quad (5.22)$$

Độ lớn của lực là: $F = ILB \sin \theta$. Nếu dòng điện đặt vuông góc với từ trường thì lực tác dụng đạt cực đại $F = ILB$; nếu dòng điện đặt dọc theo phương từ trường thì lực tác dụng bằng không.

5.5.3. Lực từ tác dụng lên dòng điện kín

Xét mạch điện có dạng khung hình chữ nhật ABCD có thể quay quanh trục Δ có dòng điện cường độ I chạy qua (hình 5.7a). Đặt khung vào từ trường ngoài \vec{B} sao cho các đoạn AB và CD vuông góc với phương từ trường. Từ quy tắc xác định phương của lực từ 5.5.1, ta thấy lực từ trường tác dụng lên đoạn AD và BC có phương nằm trên mặt phẳng chứa mạch điện vì thế các lực này cân bằng với lực đàn hồi của khung dây. Hình 5.7b cho thấy lực từ trường tác dụng lên đoạn AB và CD bằng nhau về độ lớn nhưng ngược chiều, theo 5.5.2 ta có:

$$F_1 = F_2 = IaB$$

trong đó: a là độ dài của cạnh AB. Các lực này không nằm trong mặt phẳng chứa mạch điện nên gây ra một moment lực làm khung quay quanh trục Δ .

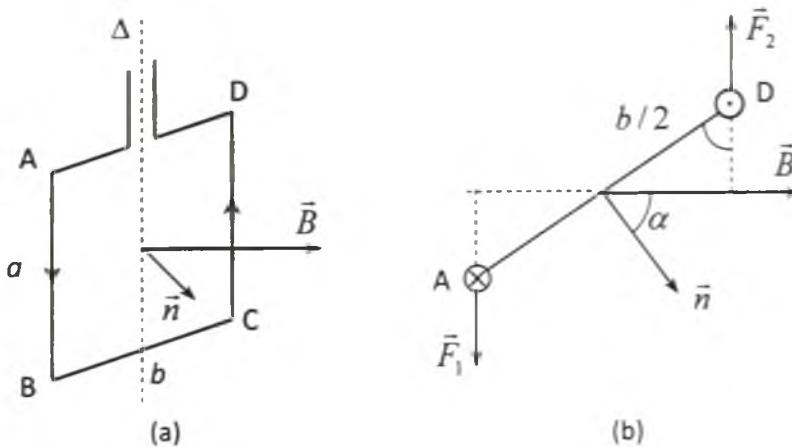
Gọi \vec{n} là vectơ đơn vị pháp tuyến của mặt phẳng chứa khung dây; góc hợp bởi vectơ \vec{n} và \vec{B} là θ . Độ lớn của moment lực đối với trục quay là:

$$M = \frac{b}{2} F_1 \sin \alpha + \frac{b}{2} F_2 \sin \alpha = IabB \sin \alpha = ISB \sin \alpha ,$$

trong đó: $S = ab$ là diện tích khung dây.

Định nghĩa $\bar{P}_m = I\bar{S}\bar{n}$ là moment từ của dòng điện trong khung dây. Moment lực của từ trường có thể viết dưới dạng:

$$\bar{M} = \bar{P}_m \times \bar{B} \quad (5.23)$$



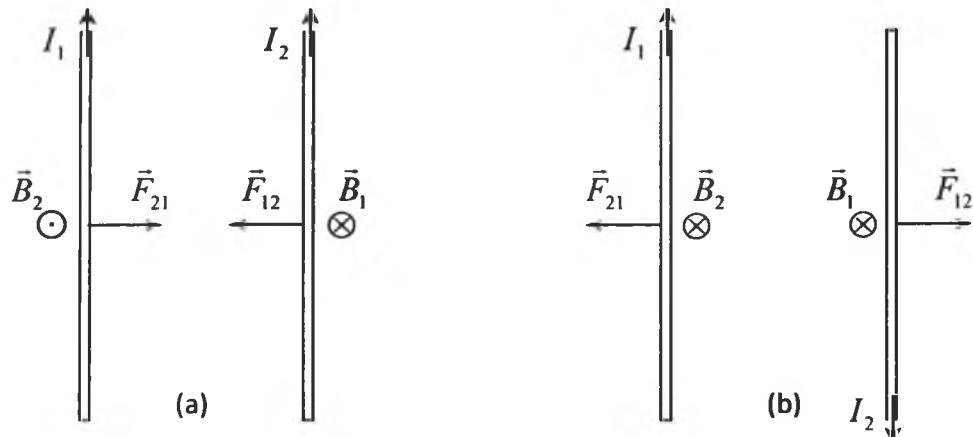
Hình 5.7. a) khung dây điện hình chữ nhật đặt trong từ trường ngoài;
b) lực từ trường tác dụng lên đoạn dòng AB và CD.

5.5.4. Lực tương tác giữa hai phần tử dòng điện song song dài vô hạn

Xét hai dòng điện thẳng song song dài vô hạn có cường độ lần lượt là I_1 và I_2 cách nhau khoảng cách d . Dòng điện cường độ I_1 gây ra một từ trường xung quanh nó. Tại điểm M bất kỳ cách dòng này khoảng cách d , cảm ứng từ \bar{B}_1 có phương vuông góc với mặt phẳng chứa điểm M và dòng I_1 ; có chiều xác định bởi quy tắc ngón tay cái bàn tay phải; có độ lớn bằng: $B_1 = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi d}$.

Lực do cảm ứng từ \bar{B}_1 tác dụng lên một đoạn dòng điện cường độ I_2 có độ dài L là:

$$\bar{F}_{12} = I_2 \bar{L} \times \bar{B}_1$$



Hình 5.8. Tương tác từ của hai dòng điện thẳng song song:

a) hai dòng điện cùng chiều hút nhau; b) hai dòng điện ngược chiều đẩy nhau.

Vì \vec{B}_1 vuông góc với mặt phẳng chứa hai dòng điện nên nó cũng vuông góc với \vec{L} . Như vậy, độ lớn của lực do dòng I_1 tác dụng lên dòng I_2 là:

$$F_{12} = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2 L}{4\pi d} \quad (5.24)$$

Chiều của lực được xác định bằng quy tắc bàn tay trái: từ trường \vec{B}_1 đi vào vuông góc lòng bàn tay; ngón trỏ chỉ chiều dòng I_2 ; ngón cái chỉ chiều của lực \vec{F}_{12} . Như vậy nếu hai dòng điện cùng chiều lực \vec{F}_{12} sẽ hướng vào dòng I_1 ; nếu hai dòng ngược chiều lực \vec{F}_{12} hướng ra xa dòng I_1 .

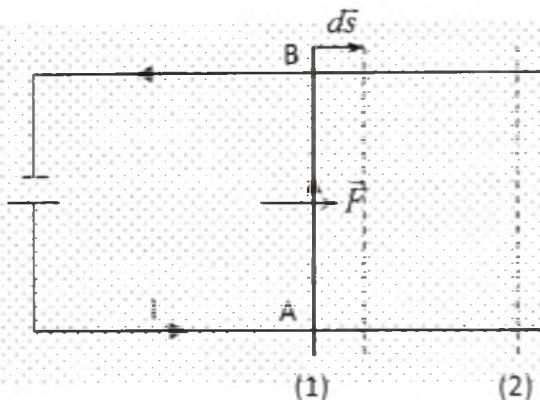
Tương tự như vậy, dòng I_2 cũng tác dụng lên đoạn mạch L của dòng điện I_1 một lực \vec{F}_{21} . Lực này bằng độ lớn nhưng ngược chiều với lực \vec{F}_{12} .

5.5.5. Công của lực từ

Xét mạch điện chứa đoạn dây AB độ dài l có thể trượt tịnh tiến trên hai dây song song như trên hình 5.9. Đặt mạch điện vào từ trường

đều có phương vuông góc với mặt phẳng P tạo bởi mạch điện. Khi có dòng điện I chạy qua mạch, từ trường tác dụng lên đoạn dây AB lực Ampe cho bởi:

$$\bar{F} = I\bar{l} \times \bar{B}$$



Hình 5.9. Dưới tác dụng của lực từ, đoạn dây AB dịch chuyển đoạn đường ds .

Lực này có phương nằm trên mặt phẳng P và vuông góc với đoạn dây AB. Vì yếu tố dòng điện vuông góc với từ trường nên độ lớn của lực là:

$$F = IIB$$

Dưới tác dụng của lực, đoạn dây AB sẽ dịch chuyển. Công của lực Ampe khi đoạn dây di chuyển được quãng đường vi phân $d\bar{s}$ là:

$$dA = \bar{F} \cdot d\bar{s} = Fds = IIBds = IB(ds) = IBdS = Id\Phi_M$$

trong đó: $dS = lds$ là yếu tố diện tích mà đoạn AB khi di chuyển quét được; $d\Phi_M = BdS$ (theo định nghĩa là từ thông của từ trường gùi qua diện tích dS).

Công của lực Ampe khi thanh AB di chuyển từ vị trí (1) đến (2) là:

$$A = \int_{(1)}^{(2)} dA = \int_{(1)}^{(2)} Id\Phi_M = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi_M \quad (5.25)$$

Như vậy, công của lực từ trong dịch chuyển của một mạch bất kỳ bằng tích của cường độ dòng điện với độ biến thiên từ thông qua diện tích giới hạn bởi mạch kín đó.

5.6. Lực Lorentz. Hiệu ứng Hall

5.6.1. Lực Lorentz

Giả sử có một hạt mang điện tích q chuyển động với vận tốc \vec{v} trong một từ trường \vec{B} . Khi đó hạt sẽ chịu một lực tác dụng:

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (5.26)$$

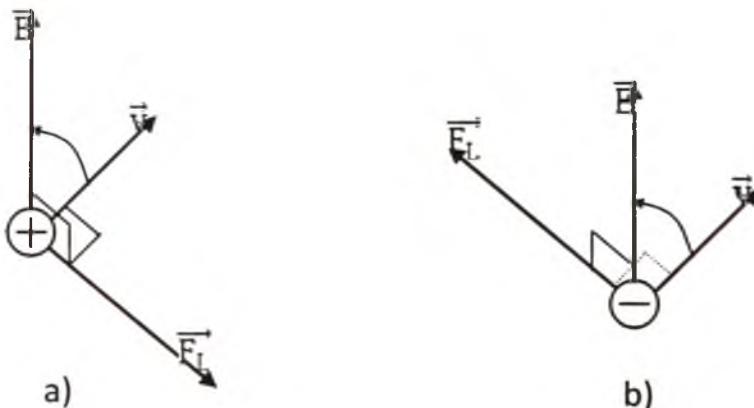
Lực tác dụng lên hạt tích điện được xác định bởi biểu thức (1) được gọi là *lực Lorentz*. Lực này có các đặc trưng sau:

Phương của lực Lorentz vuông góc với mặt phẳng được xác định bởi \vec{B} và \vec{v} .

$$\text{Độ lớn của lực Lorentz là: } F_L = |q| \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha \quad (5.27)$$

trong đó α là góc hợp bởi hai vectơ \vec{B} và \vec{v} .

Chiều của lực này phụ thuộc vào dấu của q . Nếu $q > 0$ (điện tích dương) thì \vec{F}_L có chiều sao cho \vec{v} , \vec{B} và \vec{F}_L là một tam diện thuận. Còn nếu $q < 0$ (điện tích âm) thì \vec{F}_L có chiều sao cho \vec{B} , \vec{v} và \vec{F}_L là một tam diện thuận (hình 5.10).



Hình 5.10. Lực Lorentz tác dụng lên hạt tích điện dương
(a) và hạt tích điện âm; (b) đang chuyển động.

5.6.2. Khảo sát chuyển động của hạt tích điện trong từ trường đều

a. Khảo sát chuyển động của hạt tích điện trong từ trường đều

Giả sử có một hạt mang điện tích $q > 0$ (trường hợp $q < 0$ cũng tương tự), khối lượng m chuyển động trong một từ trường đều có vectơ cảm ứng từ $\vec{B} = \text{const}$ và khi bay vào trong từ trường hạt có vận tốc \vec{v} hợp với \vec{B} một góc α .

Như ở phần trên đã trình bày, hạt mang điện này sẽ chịu tác dụng bởi lực Lorentz và do lực Lorentz luôn vuông góc với \vec{v} cho nên lực này chỉ đóng vai trò lực hướng tâm và không sinh công trong quá trình hạt chuyển động.

Phân tích vectơ vận tốc:

$$\vec{v} = \vec{v}_\perp + \vec{v}_\parallel \quad (5.28)$$

trong đó: \vec{v}_\perp là thành phần vận tốc vuông góc với \vec{B} và \vec{v}_\parallel là thành phần vận tốc song song với \vec{B} (hay: $\vec{v}_\perp \perp \vec{B}$; $\vec{v}_\parallel \parallel \vec{B}$) và $v_\perp = v \cdot \sin \alpha$; $v_\parallel = v \cdot \cos \alpha$ (5.29)

Lực Lorentz tác dụng lên hạt:

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B} = q \cdot (\vec{v}_\perp + \vec{v}_\parallel) \wedge \vec{B} = q \cdot \vec{v}_\perp \wedge \vec{B} + q \cdot \vec{v}_\parallel \wedge \vec{B} = q \cdot \vec{v}_\perp \wedge \vec{B} \quad (5.30)$$

$$(q \cdot \vec{v}_\parallel \wedge \vec{B} = 0 \text{ do } \vec{v}_\parallel \parallel \vec{B})$$

$$F_L = q \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha \quad (5.31)$$

Chuyển động của hạt có thể phân tích thành hai thành phần độc lập nhau. Thành phần chuyển động theo phương của \vec{B} là chuyển động thẳng đều với vận tốc $v_\parallel = v \cdot \cos \alpha$. Thành phần chuyển động trên mặt phẳng vuông góc với \vec{B} là chuyển động tròn đều với vận tốc dài không đổi $v_\perp = v \cdot \sin \alpha$. Do vậy, quỹ đạo của hạt có dạng hình đường xoắn ốc. Tiếp theo, chúng ta sẽ tìm các đặc trưng của chuyển

động này, đó là *bán kính* và *bước ren*. Nếu chọn hệ trục tọa độ để các trục ox, oy, oz sao cho $\vec{B} \uparrow\uparrow ox$ thì quỹ đạo chuyển động của hạt được biểu diễn bởi hình 5.11 dưới đây.

Sử dụng lực hướng tâm chính là lực Lorentz, ta suy ra được bán kính R:

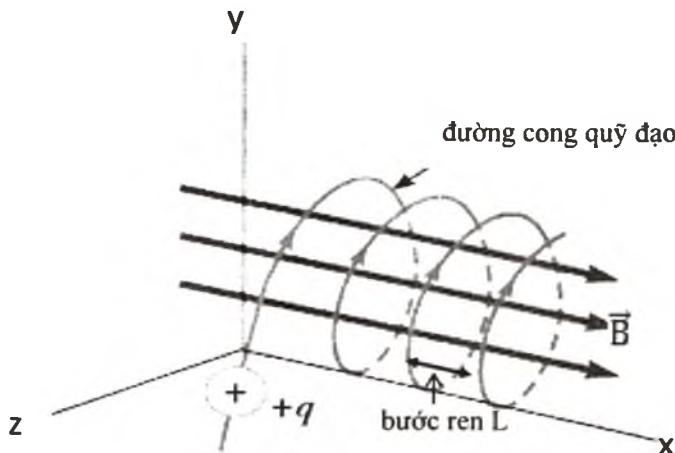
$$F_{ht} = \frac{mv_\perp^2}{R} = \frac{m.v^2 \cdot \sin^2 \alpha}{R} = q.v_\perp \cdot B = q.v \cdot B \cdot \sin \alpha$$

$$\Rightarrow R = \frac{m.v \cdot \sin \alpha}{q.B} \quad (5.32)$$

Chu kỳ của chuyển động tròn:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi R}{v_\perp} = \frac{2\pi \frac{m.v \cdot \sin \alpha}{q.B}}{v \cdot \sin \alpha} = \frac{2\pi m}{q.B} \quad (5.33)$$

Do đó, bước ren bằng: $L = v_\parallel \cdot T = v \cdot \cos \alpha \cdot \frac{2\pi m}{q.B}$



Hình 5.11. Chuyển động của hạt mang điện tích dương trong từ trường đều.

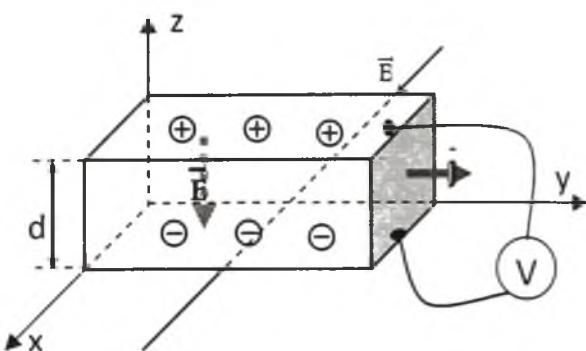
b. Hiệu ứng Hall

Xét một vật dẫn có dạng hình hộp chữ nhật, có dòng điện với mật độ j chạy qua, đặt trong một từ trường đều có vectơ cảm ứng từ \vec{B} vuông góc với dòng điện. Chọn hệ trục tọa độ Oxyz gắn với vật dẫn như ở hình 5.12. Thực nghiệm chứng tỏ, có xuất hiện hiệu điện thế khác không giữa hai mép của vật dẫn song song với j và \vec{B} . Hiệu ứng đó được gọi là hiệu ứng Hall.

Hiệu ứng Hall được giải thích dựa trên sự chuyển động của các phân tử tải điện trong từ trường. Khi các hạt tải điện chuyển động trong từ trường, chúng sẽ chịu tác dụng của lực Lorentz.

Để đơn giản, ta giả sử các hạt tải điện mang điện tích dương chuyển động với vận tốc v bằng vận tốc trung bình của chuyển động định hướng của chúng. Đối với hạt tải điện tích dương, lực Lorentz tác dụng lên chúng có phương chiều cùng phương chiều oz và chúng sẽ bị lệch lên trên. Do đó nồng độ hạt tải ở mặt trên sẽ lớn hơn nồng độ hạt tải ở mặt dưới. Kết quả là mặt trên trở nên có điện thế dương hơn so với mặt dưới (hình 5.12). Do vậy, giữa mặt trên và mặt dưới của vật dẫn (theo phương oz) sẽ có một hiệu điện thế U khác không và do đó có một điện trường \vec{E} có cùng phương nhưng ngược chiều với oz tồn tại bên trong vật dẫn. Điện trường này thiết lập trạng thái cân bằng của các hạt tải điện. Nghĩa là lúc này lực Lorentz và lực tĩnh điện cùng tác dụng lên hạt tải điện là cân bằng nhau.

$$F_L = q.v.B = F_d = q.e \Rightarrow E = v.B$$



Hình 5.12. Hiệu ứng Hall

$$\Rightarrow U = E.d = v.d.B \quad (5.34)$$

Từ biểu thức của mật độ dòng điện:

$$j = n_0 \cdot q \cdot v \Rightarrow v = \frac{j}{n_0 \cdot q} \quad (5.35)$$

$$\text{Khi đó ta có: } U = \frac{j}{n_0 \cdot q} \cdot d \cdot B = k \cdot j \cdot d \cdot B \quad (5.36)$$

Trong đó $k = \frac{1}{n_0 \cdot q}$ là hệ số Hall, n_0 là mật độ hạt tải điện và q là
độ lớn của điện tích của hạt tải điện.

Kết luận: Hiệu ứng Hall cho phép ta xác định mật độ hạt tải điện,
và điện tích hạt tải điện.

CHƯƠNG 6

HIỆN TƯỢNG CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ

Trong chương trước ta đã biết rằng dòng điện tạo ra xung quanh nó một từ trường. Vậy ngược lại, từ trường có tạo ra dòng điện không? Năm 1831, nhà vật lý học Faraday đã chứng tỏ, bàn thân từ trường không tạo ra dòng điện nhưng sự biến đổi của từ trường (tổng quát hơn: là biến đổi của từ thông) thì có thể tạo ra một dòng điện. Dòng điện đó được gọi là dòng điện cảm ứng và hiện tượng đó được gọi là hiện tượng cảm ứng điện từ.

Chương này sẽ xét chi tiết hiện tượng cảm ứng điện từ và các trường hợp riêng của hiện tượng này.

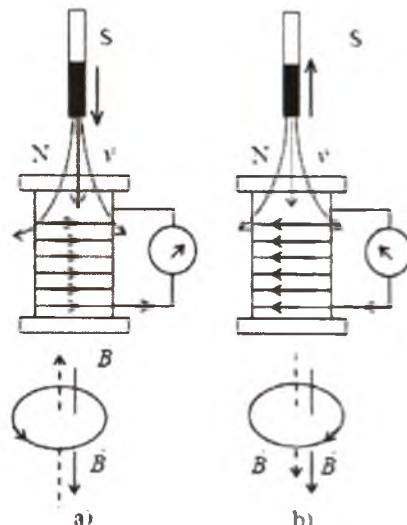
6.1. Định luật về hiện tượng cảm ứng điện từ. Nguyên tắc tạo dòng điện xoay chiều

6.1.1. Hiện tượng cảm ứng điện từ

a. Các thí nghiệm

Thí nghiệm gồm một ống dây nối tiếp với một điện kế thành một mạch kín (hình 6.1). Phía trên ống dây ta đặt một thanh nam châm NS. Thí nghiệm chứng tỏ:

- Khi đưa cực N (cực bắc) của thanh nam châm lại gần ống



Hình 6.1. Thí nghiệm Faraday về cảm ứng điện từ.

dây thì kim điện kế bị lệch, chứng tỏ trong mạch đã xuất hiện một dòng điện (hình 6.1a). Dòng điện này được gọi là dòng điện cảm ứng I_C .

- Sau đó ta đưa thanh nam châm ra xa ống dây, dòng điện cảm ứng có chiều ngược lại (hình 6.1b).

- Di chuyển thanh nam châm càng nhanh, cường độ I_C của dòng điện cảm ứng càng lớn.

- Cho thanh nam châm dừng lại. Dòng điện cảm ứng biến mất.

- Nếu thay nam châm bằng một ống dây điện, hoặc giữ thanh nam châm đứng yên, cho ống dây dịch chuyển so với thanh nam châm, ta cũng thu được những kết quả tương tự như trên.

b. Kết luận

Qua những thí nghiệm đó, Faraday rút ra kết luận tổng quát sau đây:

- Sự biến đổi của từ thông qua mạch kín là nguyên nhân sinh ra dòng điện cảm ứng trong mạch đó.

- Dòng điện cảm ứng chỉ tồn tại trong thời gian từ thông gửi qua mạch thay đổi.

- Cường độ dòng điện cảm ứng tỉ lệ thuận với tốc độ biến đổi của từ thông.

- Chiều của dòng điện cảm ứng phụ thuộc vào từ thông gửi qua mạch tăng hay giảm.

6.1.2. Định luật Lentz

Lenx (Lentz) đã tìm ra định luật tổng quát về chiều của dòng điện cảm ứng, gọi là định luật Lenx, phát biểu như sau:

Dòng điện cảm ứng có chiều sao cho từ trường do nó gây ra có tác dụng chống lại nguyên nhân đã gây ra nó.

Vận dụng định luật này, và qui tắc vặn nút chai, ta có thể tìm chiều của dòng điện cảm ứng trong các trường hợp hình 6.1a, và 6.1b.

Trong hình (6.1a), do từ thông qua vòng dây tăng, dòng cảm ứng I_C gây ra từ trường \bar{B} ngược chiều với \bar{B} để chống lại sự tăng từ thông qua vòng dây.

Trong hình (6.1b), dòng cảm ứng I_C gây ra \bar{B} cùng chiều với \bar{B} để chống lại sự giảm của từ thông qua vòng dây.

6.1.3. Định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ

a. Suất điện động cảm ứng

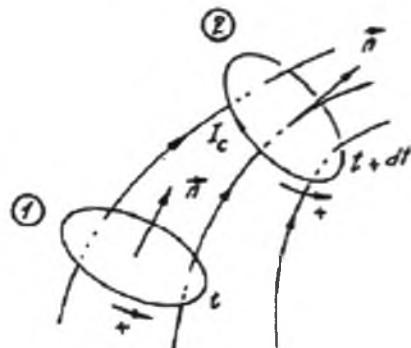
Sự xuất hiện của dòng điện cảm ứng chứng tỏ trong mạch tồn tại một suất điện động. Suất điện động gây ra dòng điện cảm ứng được gọi là *suất điện động cảm ứng*.

b. Định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ

Ta giả sử dịch chuyển một vòng dây dẫn kín (C) trong từ trường. Khi đó từ thông qua vòng dây thay đổi. Giả sử trong thời gian dt từ thông qua vòng dây thay đổi một lượng $d\Phi_m$ và trong vòng dây xuất hiện dòng điện cảm ứng cường độ I_C . Công của từ lực tác dụng lên dòng điện cảm ứng trong quá trình đó là:

$$dA = I_C d\phi_m$$

Ở đây sự dịch chuyển của vòng dây là nguyên nhân gây ra dòng cảm ứng, do đó công của từ lực tác dụng lên dòng cảm ứng là công cản. Vì vậy, để dịch chuyển vòng dây, cần phải có ngoại lực thực hiện một công dA' có trị số bằng nhưng ngược dấu với công cản đó:



Hình 6.2. Vòng dây dẫn dịch chuyển trong từ trường.

$$dA' = -dA = -I_C d\phi_m$$

Theo định luật bảo toàn năng lượng, công dA' được chuyển thành năng lượng của dòng điện cảm ứng $\xi_C I_C dt$, trong đó ξ_C là suất điện động cảm ứng, nên ta có:

$$\xi_C I_C dt = -I_C d\phi_m$$

Từ đó ta suy ra biểu thức của suất điện động cảm ứng:

$$\xi_C = -\frac{d\phi_m}{dt} \quad (6.1)$$

Đó là định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ, phát biểu như sau:

Suất điện động cảm ứng luôn luôn bằng về trị số nhưng ngược dấu với tốc độ biến thiên của từ thông gửi qua diện tích của mạch điện.

Dấu trừ trong công thức (6.1) thể hiện định luật Lentz.

c. Định nghĩa đơn vị từ thông vêbe

Trong hệ đơn vị SI đơn vị của ξ_C cũng là vôn (V). Còn đơn vị của từ thông là vêbe (Wb). Giả sử trong thời gian Δt , từ thông gửi qua diện tích của mạch điện giảm đều từ trị số Φ_m về 0, theo (6.1) ta có:

$$\xi_C = -\frac{d\phi_m}{dt} = -\frac{0 - \phi_m}{\Delta t} = \frac{\phi_m}{\Delta t}$$

Khi đó, ta suy ra:

$$\phi_m = \xi_C \Delta t$$

Nếu $\Delta t = 1$ giây, $\xi_C = 1$ vôn, thì $\Phi_m = 1$ vôn. 1 giây = 1 vêbe (Wb).

Từ đó, ta có định nghĩa vêbe như sau:

Vêbe là từ thông gây ra trên một vòng dây dẫn bao quanh nó một suất điện động cảm ứng 1 vôn khi từ thông đó giảm đều xuống không trong thời gian 1 giây.

Trong thực tế, hiện tượng cảm ứng điện từ được ứng dụng để tạo ra dòng điện, có ảnh hưởng rất quan trọng trong đời sống và khoa học kỹ thuật.

6.2. Hiện tượng tự cảm

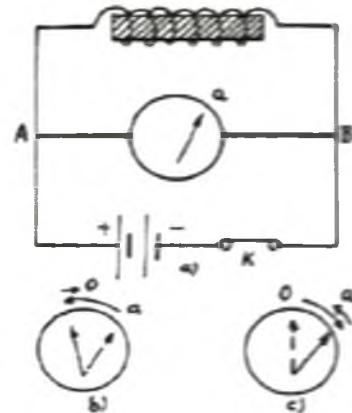
6.2.1. Hiện tượng tự cảm

Xét một mạch điện như hình 6.3, gồm một ống dây có lõi sắt và một điện kế mắc song song với nó, cả hai lại mắc nối tiếp với một nguồn điện một chiều và một ngắt điện K.

Giả sử ban đầu mạch điện đã đóng kín, kim của điện kế nằm ở một vị trí "a" nào đó. Nếu ngắt mạch điện, ta thấy kim điện kế lệch về quá số không rồi mới quay trở lại số không đó (hình 6.3b). Nếu đóng mạch điện, ta thấy kim điện kế vượt lên quá vị trí a lúc nãy, rồi mới quay trở lại vị trí a đó (hình 6.3c).

Hiện tượng đó được giải thích như sau:

Khi ngắt mạch, nguồn điện ngừng cung cấp năng lượng cho mạch. Vì vậy, dòng điện do nguồn cung cấp giảm ngay về không. Nhưng sự giảm này lại gây ra sự giảm từ thông qua cuộn dây. Kết quả là trong cuộn dây xuất hiện một dòng điện cảm ứng cùng chiều với dòng điện ban đầu để chống lại sự giảm của dòng điện này. Vì khoá K ngắt, dòng điện cảm ứng không thể đi qua K, nó chạy qua điện kế theo chiều từ B sang A (ngược chiều với dòng điện lúc đầu). Do đó, kim điện kế quay ngược phia lùi, sau đó khi dòng cảm ứng tắt, kim điện kế mới về số không. Còn khi K đóng mạch, dòng điện qua điện kế và cuộn dây đều tăng lên từ giá trị không, làm cho từ thông qua ống dây tăng và do đó gây ra trong ống dây một dòng điện cảm ứng ngược



Hình 6.3. Thí nghiệm
về hiện tượng tự cảm

chiều với nó. Một phần của dòng điện cảm ứng này rẽ qua điện kế theo chiều từ A sang B, để cộng thêm với dòng điện do nguồn gây ra, do đó làm cho kim điện kế vượt quá vị trí a. Sau đó, khi dòng cảm ứng tắt, dòng qua điện kế bằng dòng do nguồn cấp, nên kim điện kế trở về vị trí a.

Thí nghiệm này chứng tỏ: Nếu cường độ dòng điện trong mạch thay đổi, thì trong mạch cũng xuất hiện một dòng điện cảm ứng. Vì dòng điện này do sự cảm ứng của chính dòng điện trong mạch gây ra nên nó được gọi là *dòng điện tự cảm*, còn hiện tượng đó được gọi là *hiện tượng tự cảm*.

Nói chung, khi dòng điện trong mạch thay đổi thì trong mạch xuất hiện dòng điện tự cảm (tức là *hiện tượng tự cảm*).

Hiện tượng tự cảm là một trường hợp riêng của hiện tượng cảm ứng điện từ.

6.2.2. Suất điện động tự cảm. Hệ số tự cảm

a. Định nghĩa

Suất điện động gây ra dòng điện tự cảm được gọi là *suất điện động tự cảm*. Vì hiện tượng tự cảm là trường hợp riêng của hiện tượng cảm ứng điện từ, nên nó cũng có biểu thức dạng (6.1): $\xi_c = -\frac{d\phi_m}{dt}$

b. Biểu thức suất điện động tự cảm

Vì cảm ứng từ B gây ra bởi dòng điện chạy trong mạch điện tỉ lệ với cường độ của dòng điện, còn từ thông gửi qua mạch điện kín thì tỉ lệ với cảm ứng từ, do đó từ thông Φ_m qua mạch kín tỉ lệ thuận với cường độ dòng điện I đó và có thể viết:

$$\phi_m = L \cdot I \quad (6.2)$$

trong đó: L là một hệ số tỉ lệ phụ thuộc hình dạng, kích thước của mạch điện và vào tính chất của môi trường bao quanh mạch điện. L được gọi là *hệ số tự cảm* của mạch điện. Thay Φ_m ở

(6.2) vào biểu thức của suât điện động cảm ứng nói chung ta được biểu thức của suât điện động tự cảm:

$$\xi_{tc} = -\frac{d(LI)}{dt} \quad (6.3)$$

Bình thường, mạch điện đứng yên, không thay đổi dạng và độ từ thâm của môi trường không phụ thuộc vào dòng điện, nên $L = \text{const}$, và do đó:

$$\xi_{tc} = -L \frac{dI}{dt} \quad (6.4)$$

Cũng như suât điện động cảm ứng nói chung, dấu trừ ở biểu thức (6.4) thể hiện định luật Lentz.

c. Hệ số tự cảm

Từ công thức (6.2), ta suy ra công thức định nghĩa của hệ số tự cảm:

$$L = \frac{\Phi_m}{I} \quad (6.5)$$

Nếu cho $I = 1A$, thì $L = \Phi_m$. Từ đó, ta có định nghĩa:

Hệ số tự cảm của một mạch điện là đại lượng vật lý về trị số bằng từ thông do chính dòng điện ở trong mạch gửi qua diện tích của mạch khi dòng điện trong mạch có cường độ bằng một đơn vị.

Từ (6.4), nếu L càng lớn, ξ_{tc} sẽ càng mạnh, mạch điện có tác dụng chống lại sự biến đổi của dòng điện trong mạch càng nhiều, nói cách khác, "quán tính" của mạch điện càng lớn. Vậy, *hệ số tự cảm của một mạch điện là số đo mức quán tính của mạch đối với sự biến đổi của dòng điện chạy trong mạch đó*.

Trong hệ đơn vị SI, đơn vị của hệ số tự cảm là Henry, ký hiệu là H. Theo (6.2), ta có:

$$L = \frac{\Phi_m}{I}$$

$$\text{Do đó, ta có: } 1 \text{ H} = \frac{1 \text{ Wb}}{1 \text{ A}} = 1 \frac{\text{Wb}}{\text{A}}$$

Từ đó, ta có định nghĩa: Henry là hệ số tự cảm của một mạch kín khi dòng điện 1 ampe chạy qua thì sinh ra trong chân không từ thông 1 Wb qua mạch đó.

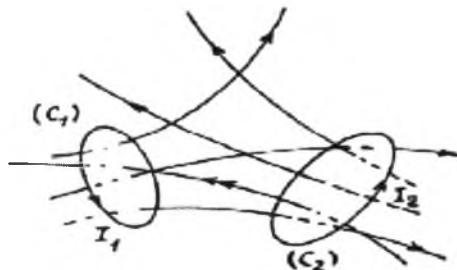
Trong kỹ thuật, người ta còn dùng các đơn vị nhỏ hơn Henry là miliHenry (mH) và micrôHenry (μH):

$$1\text{mH} = 10^{-3} \text{ H}; 1\mu\text{H} = 10^{-6} \text{ H}$$

6.3. Hiện tượng hõ cảm

6.3.1. Hiện tượng

Giả sử có hai mạch điện kín (C_1) và (C_2) đặt cạnh nhau, trong đó có các dòng điện I_1 , I_2 (hình 6.4). Nếu dòng điện I_1 chạy trong mạch (C_1) thay đổi thì từ thông do dòng điện này gửi qua mạch (C_2) sẽ biến đổi, gây ra trong (C_2) đó một suất điện động



Hình 6.4. Hiện tượng hõ cảm.

cảm ứng. Dòng cảm ứng này làm cho dòng điện trong (C_2) biến đổi, và từ thông do nó gửi qua (C_1) sẽ biến đổi, làm xuất hiện suất điện động cảm ứng trong (C_1). Kết quả là, trong cả hai mạch sẽ xuất hiện dòng điện cảm ứng. Người ta gọi hiện tượng này là *hiện tượng hõ cảm*, và các dòng điện cảm ứng đó được gọi là *dòng điện hõ cảm*.

6.3.2. Suất điện động hõ cảm. Hệ số hõ cảm

Suất điện động gây ra dòng điện hõ cảm được gọi là suất điện động hõ cảm.

Gọi ϕ_{m12} là từ thông do dòng điện I_1 gây ra và gửi qua diện tích của mạch (C_2), ϕ_{m21} là từ thông do dòng điện I_2 sinh ra và gửi qua diện tích của mạch (C_1).

Dễ dàng nhận thấy rằng, từ thông qua mạch (C_1) tỉ lệ với I_2 và từ thông qua mạch (C_2) tỉ lệ với mạch dòng I_1 :

$$\phi_{m12} = M_{12} \cdot I_1 \quad (6.6)$$

$$\phi_{m21} = M_{21} \cdot I_2 \quad (6.7)$$

với M_{12} và M_{21} là các hệ số tỉ lệ. M_{12} gọi là hệ số hổ cảm của hai mạch (C_1) và (C_2), còn M_{21} là hệ số hổ cảm của (C_2) và (C_1).

Hai hệ số hổ cảm M_{12} và M_{21} đều phụ thuộc hình dạng, kích thước, vị trí tương đối của hai mạch, và phụ thuộc vào tính chất của môi trường chứa hai mạch.

Người ta đã chứng minh được rằng:

$$M_{12} = M_{21} = M \quad (6.8)$$

Do đó, suất điện động xuất hiện trong mạch (C_2) là:

$$\xi_{hc2} = -\frac{d\phi_{m12}}{dt} = -M \frac{dI_1}{dt} \quad (6.9)$$

$$\xi_{hc1} = -\frac{d\phi_{m21}}{dt} = -M \frac{dI_2}{dt} \quad (6.10)$$

So sánh (6.9) và (6.10) với (6.4) ta thấy hệ số hổ cảm cũng có cùng đơn vị với hệ số tự cảm L và do đó cũng được tính bằng đơn vị Henry (H).

Hiện tượng hổ cảm là trường hợp riêng của hiện tượng cảm ứng điện từ, nó được ứng dụng để chế tạo máy biến thế, một dụng cụ rất quan trọng kỹ thuật và đời sống.

6.4. Năng lượng từ trường

6.4.1. Năng lượng từ trường của ống dây điện

Cho một mạch điện như ở hình 6.5, gồm đèn Đ, ống dây có hệ số tự cảm L và biến trở R mắc vào nguồn điện E. Giả sử lúc đầu mạch

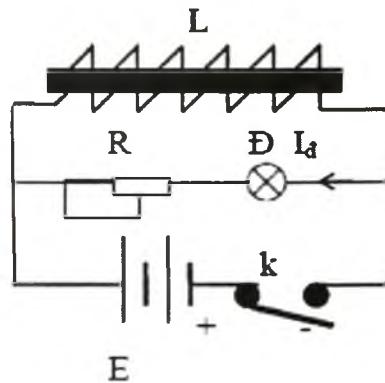
được đóng kín, điều chỉnh R để đèn sáng bình thường. Cuộn dây có điện trở nhỏ nên $I_L > I_d$. Thí nghiệm cho thấy nếu ta ngắt k, đèn Đ không tắt ngay mà bừng sáng lên rồi từ từ tắt. Hiện tượng này được giải thích như sau. Khi còn đóng k, đèn Đ sáng nhờ năng lượng của nguồn cung cấp. Khi ngắt khoá k, đèn Đ còn sáng thêm một lúc nhờ dòng tự cảm từ cuộn dây phóng xuống. Lúc này suất điện động tự cảm cung cấp năng lượng cho đèn. Đồng thời lúc đó từ trường trong cuộn dây L giảm. Vậy có thể nói năng lượng lưu giữ trong từ trường của cuộn dây trước khi ngắt k đã biến thành điện năng qua đèn sau khi ngắt k. Nói cách khác, từ trường trong cuộn dây có một năng lượng. Ta gọi là **năng lượng của từ trường**. Sau đây ta tính năng lượng đó.

Giả sử trước khi đóng khoá k, dòng qua cuộn dây L là I , khi ngắt k, dòng qua L giảm. Tại thời điểm t, suất điện động tự cảm là $E_{tc} = -L \frac{dI}{dt}$. Năng lượng do suất điện động tự cảm cung cấp cho đèn trong thời gian dt là: $dW = E_{tc} I dt = -L I dI$

Năng lượng do suất điện động tự cảm cung cấp cho đèn từ lúc ngắt k (có trị số là I) đến lúc $I=0$ là:

$$W_m = \int_t^0 -L I dI = \frac{1}{2} L I^2 \quad (6.11)$$

Như vậy, khi đóng mạch, dòng điện trong cuộn dây tăng đồng thời từ trường trong nó cũng tăng, cho đến khi cường độ dòng điện



Hình 6.5. Sự xuất hiện
năng lượng từ trường trong cuộn dây.

bằng I thì từ trường trong cuộn dây có năng lượng bằng $W_m = \frac{1}{2}LI^2$.

Khi ngắt k , năng lượng này biến thành điện năng của dòng tự cảm đi qua đèn. Người ta chứng minh rằng, biểu thức (6.11) đúng cho cuộn dây bất kỳ.

6.4.2. Mật độ năng lượng từ trường

Lý thuyết và thực nghiệm chứng tỏ rằng: năng lượng từ trường được phân bố trong khoảng không gian của từ trường.

Như ta đã nói ở trên, từ trường trong ống dây thẳng và dài là từ trường đều và có thể coi là chỉ tồn tại bên trong thể tích của ống dây. Như vậy, nếu ống dây dài l , tiết diện S , có thể tích $V = lS$, thì năng lượng từ trường trong một đơn vị thể tích, tức là mật độ năng lượng từ trường bên trong ống dây là:

$$\omega_m = \frac{W_m}{V} = \frac{\frac{1}{2}LI^2}{V} = \frac{\frac{1}{2} \left(\mu_0 \mu \frac{n^2 S}{l} \right) I^2}{lS} = \frac{1}{2} \mu_0 \mu \frac{n^2}{l^2} I^2 \quad (6.12)$$

Ta đã biết cảm ứng từ B trong ống dây là: $B = \mu_0 \mu \frac{n}{l} I$. Như vậy, mật độ năng lượng từ trường bằng: $\omega_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu}$ (6.13)

Người ta chứng minh được rằng công thức (6.13) đúng đối với từ trường bất kỳ. Vì vậy, để tính năng lượng của một từ trường bất kỳ, ta chia không gian của từ trường đó thành những phần thể tích vô cùng nhỏ dV , sao cho trong thể tích ấy ta có thể coi cảm ứng từ \bar{B} không đổi. Như vậy, năng lượng từ trường trong thể tích dV là:

$$dW_m = \omega_m dV = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu} dV$$

Do đó, năng lượng của một từ trường bất kỳ chiếm thể tích V là:

$$W_m = \int_V dW_m = \int_V \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu} dV \quad (6.14)$$

trong đó phép lấy tích phân được thực hiện trong toàn bộ không gian của từ trường. Mà ta lại có $H = \frac{B}{\mu_0 \mu}$, do đó (6.14) có thể viết lại dưới dạng sau:

$$W_m = \frac{1}{2} \int_V BH dV$$

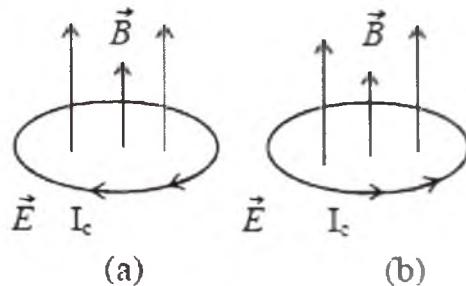
TRƯỜNG ĐIỆN TỪ

Trong các chương trước ta đã biết, điện tích đứng yên gây ra điện trường tĩnh và dòng điện không đổi gây ra từ trường không đổi. Hai loại trường này tách biệt nhau. Maxwell đã nghiên cứu mối liên hệ giữa hai loại trường này và phát hiện ra rằng, điện trường và từ trường biến đổi theo thời gian có mối liên hệ khăng khít, có thể chuyển hóa lẫn nhau. Tiếp tục đi sâu nghiên cứu các hiện tượng điện từ, Maxwell đã khái quát thành hai luận điểm và xây dựng nên lý thuyết về trường điện từ. Lý thuyết này đã góp phần đắc lực cho việc phát triển ngành điện tử và viễn thông nói riêng và nhận thức về thế giới tự nhiên nói chung.

7.1. Luận điểm thứ nhất của Maxwell. Điện trường xoay

7.1.1. Phát biểu luận điểm

Như ta đã biết, trong thí nghiệm của Faraday về hiện tượng cảm ứng điện từ, người ta đặt một vòng dây dẫn kín không biến dạng tại một vị trí cố định trong một từ trường biến đổi theo thời gian. Trong vòng dây sẽ xuất hiện một suât điện động cảm ứng, và do đó có dòng điện cảm ứng có chiều tuân theo định luật Lentz. Sự xuất hiện của dòng



Hình 7.1. Sự xuất hiện của điện trường

(a) \vec{B} đang tăng; (b) \vec{B} đang giảm.

điện cảm ứng chứng tỏ trong vòng dây đã xuất hiện một điện trường, vectơ cường độ điện trường cùng chiều với dòng điện cảm ứng.

Làm thí nghiệm với nhiều vòng dây dẫn khác nhau, có chất khác nhau, ở nhiệt độ khác nhau, Maxwell đã nhận thấy rằng: suất điện động cảm ứng xuất hiện trong vòng dây dẫn không phụ thuộc vào bản chất của dây dẫn, và cũng không phụ thuộc vào trạng thái của dây dẫn. Điều đó có nghĩa là, vòng dây dẫn không phải là nguyên nhân gây ra điện trường, mà chỉ là phương tiện giúp ta phát hiện ra sự có mặt của điện trường đó.

Trong hiện tượng cảm ứng điện từ, sự biến đổi của từ thông qua mạch điện là nguyên nhân gây ra suất điện động cảm ứng, tức là gây ra một điện trường. Vì mạch điện đứng yên, không biến dạng và chỉ có từ trường biến đổi theo thời gian, nên từ trường biến đổi theo thời gian đã gây ra sự biến đổi từ thông, vậy ta có thể kết luận rằng: từ trường biến đổi theo thời gian đã gây ra một điện trường.

Nếu đường sức của điện trường này cũng hở như đường sức của điện trường tĩnh thì công của lực điện trường này dọc theo một đường cong kín sẽ bằng không và như vậy nó không thể làm cho các điện tích chuyển động theo đường cong kín để tạo nên dòng điện cảm ứng trong mạch kín. Muốn làm cho các hạt điện chuyển động theo đường cong kín để tạo thành dòng điện thì đường sức của điện trường này phải là những đường cong kín, và công của lực điện trường này dọc theo đường cong kín phải khác không:

$$\oint_{(C)} q \bar{E} \cdot d\bar{l} \neq 0 \quad (7.1)$$

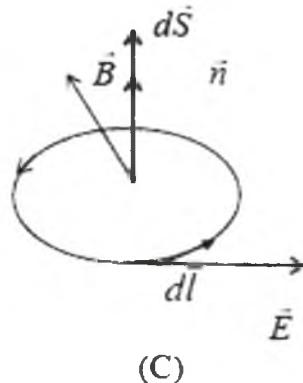
Thực nghiệm đã xác nhận rằng điện trường gây nên suất điện động cảm ứng có những đường sức khép kín. Vì vậy, người ta gọi điện trường này là điện trường xoáy. Trên cơ sở những phân tích trên, Maxwell đã phát biểu một luận điểm tổng quát, gọi là luận điểm thứ nhất của Maxwell:

Bất kỳ một từ trường nào biến đổi theo thời gian cũng sinh ra một điện trường xoáy.

7.1.2. Phương trình Maxwell - Faraday

Giả sử ta xét một vòng dây kín (C) nằm trong từ trường \vec{B} đang biến đổi theo thời gian (hình 7.2).

Theo định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ, suất điện động cảm ứng xuất hiện trong vòng dây đó là:



Hình 7.2. Để thiết lập phương trình Maxwell - Faraday.

$$\xi_c = -\frac{d\phi_m}{dt} = -\frac{d}{dt} \left(\int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \right) \quad (7.2)$$

trong đó: $\phi_m = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$ là từ thông gửi qua diện tích S giới hạn bởi vòng dây dẫn kín (C).

Nói chung, từ trường có thể biến đổi theo thời gian và theo không gian, tức là $\vec{B} = \vec{B}(x, y, z)$.

Nhưng chỉ khi từ trường biến đổi theo thời gian, thì mới gây ra điện trường xoáy, nên biểu thức (7.2) và các biểu thức sau này ta sẽ phải thay dấu đạo hàm $\frac{d\vec{B}}{dt}$ bằng đạo hàm riêng theo thời gian $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$.

Theo định nghĩa về suất điện động ta có:

$$\xi_c = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (7.3)$$

Trong đó \vec{E} là vectơ cường độ điện trường xoáy trên đoạn dịch chuyển $d\vec{l}$. So sánh (7.2) và (7.3) ta được:

$$\oint_{(C)} \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (7.4)$$

Đó là phương trình Maxwell-Faraday dưới dạng tích phân.

Trong giải tích vectơ, người ta đã chứng minh được:

$$\oint_{(C)} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (7.5)$$

$$\text{Hay } \text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7.6)$$

Đó là phương trình Maxwell-Faraday dưới dạng vi phân, có thể áp dụng đối với điểm bất kỳ trong từ trường.

Các phương trình (7.5), (7.6) chứng tỏ: từ trường biến đổi theo thời gian gây ra điện trường xoáy. Nói cách khác, các phương trình này là dạng phát biểu định lượng của luận điểm Maxwell thứ nhất.

7.2. Luận điểm thứ hai của Maxwell. Dòng điện dịch

Trong chương 3 ta đã biết dòng điện dẫn (dòng các điện tích chuyển dời có hướng) gây ra từ trường. Dưới đây ta sẽ thấy từ trường còn có nguồn gốc khác.

7.2.1. Khái niệm về dòng điện dịch. Luận điểm thứ hai của Maxwell

Xét mạch điện như hình 7.3. Trên đó, ξ là một nguồn điện xoay chiều, C là một tụ điện, A là một ampe kế xoay chiều. Ampe kế A cho thấy có dòng điện trong mạch. Nhờ một dụng cụ đo từ trường, người ta thấy không chỉ xung quanh dây dẫn có từ trường mà tại các điểm bên trong tụ điện cũng có từ trường. Cần nhớ rằng trong tụ là chất cách điện nên không thể có dòng điện dẫn. Vậy từ trường bên trong tụ phải có nguồn gốc khác.

Vì điện tích trên hai bản của tụ điện biến thiên nên bên trong tụ có điện trường biến thiên. Maxwell đã đưa ra giả thuyết là chính điện trường biến thiên trong lòng tụ điện đã sinh ra từ trường. Để dễ quan niệm, ông cho rằng trong tụ điện đã tồn tại một dòng điện khác. Ông gọi nó là dòng điện dịch (để phân biệt với dòng điện dẫn là dòng chuyển dời có hướng của các điện tích tự do); Chính dòng điện dịch đã nối tiếp dòng dẫn trong phần không gian dòng dẫn không qua được (trong lòng tụ điện), nhờ đó dòng điện khép kín trong toàn mạch.

Theo Maxwell, đặc tính duy nhất của dòng điện dịch là tạo ra từ trường như dòng điện dẫn. Từ đó, Maxwell đã phát biểu thành luận điểm:

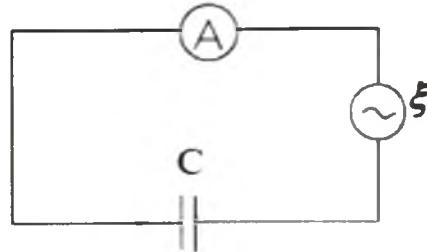
Bất kỳ một điện trường nào biến đổi theo thời gian cũng gây ra một từ trường.

Phát biểu này được gọi là luận điểm thứ hai của Maxwell. Luận điểm này đã được thực nghiệm hoàn toàn xác nhận.

7.2.2. Mật độ dòng điện dịch

Về bản chất, dòng điện dịch không phải là dòng chuyển dời có hướng của các điện tích, nó được gọi là dòng điện chỉ vì nó tương đương với dòng điện dẫn về mặt gây ra từ trường. Vì vậy nó phải có phương chiều và độ lớn hợp lý.

Để giải quyết vấn đề này, ta xét một mạch điện gồm một tụ điện có điện dung C , và một cuộn dây điện có hệ số tự cảm L mắc nối tiếp với nhau (hình 7.4).

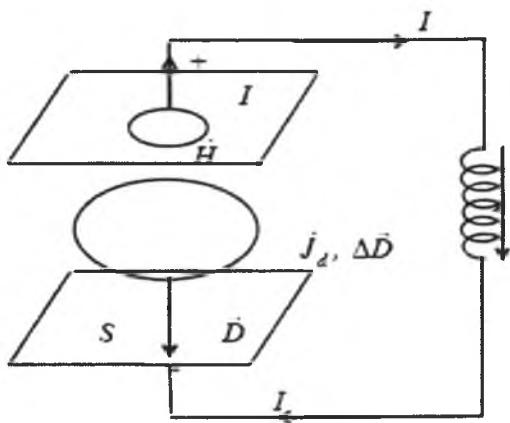


Hình 7.3. Dòng điện xoay chiều trong mạch kín.

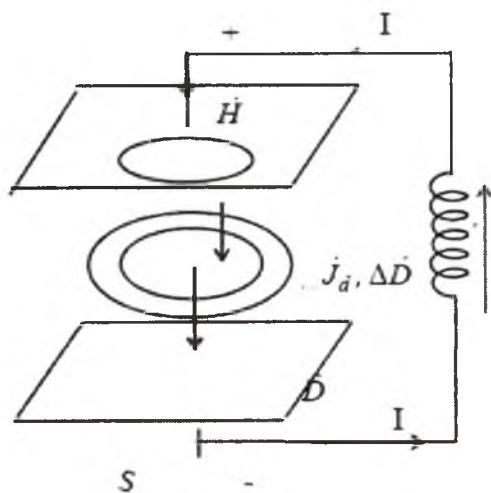
Giả sử lúc đầu tụ điện phóng điện. Điện tích trên hai bán của tụ giảm, ở trong tụ điện vectơ \vec{D} hướng từ bán dương sang bán âm và đang giảm, vectơ $\Delta\vec{D}$ ngược chiều với vectơ \vec{D} , nhưng cùng chiều với dòng phóng điện, tức cùng chiều với dòng điện dẫn qua cuộn cảm L . Còn khi điện tích trên tụ tăng (hình 7.5), điện tích trên hai bán của tụ tăng, vectơ \vec{D} ở trong tụ tăng, dòng điện dẫn chạy qua tụ và $\Delta\vec{D}$ ở trong tụ cùng chiều với nhau và cùng chiều với \vec{D} .

Trong cả hai trường hợp, ta đều thấy vectơ $\Delta\vec{D}$ và dòng điện dẫn ở trên dây dẫn cùng chiều với nhau.

Ta cũng biết rằng trong mạch điện nối tiếp, cường độ dòng điện qua mỗi tiết diện của dây phải bằng nhau. Do đó Maxwell cho rằng: *dòng điện dịch chạy qua toàn bộ không gian giữa hai bán của tụ điện cùng chiều với dòng điện dẫn trong mạch, và có cường độ bằng cường độ của dòng điện dẫn trong mạch đó*.



Hình 7.4. Dòng điện dịch nối tiếp dòng điện dẫn trong mạch kín khi tụ phóng điện.



Hình 7.5. Dòng điện dịch nối tiếp dòng điện dẫn trong mạch kín khi tụ nạp điện.

Từ đó ta suy ra rằng cường độ dòng điện dẫn I trên thành tụ C phải bằng cường độ dòng điện dịch I_d trong lòng tụ C. Tức là:

$$I = \frac{dq}{dt} = I_d$$

Gọi S là diện tích của bản tụ điện, σ là mật độ điện tích mặt trên bản tụ, điện tích trên bản tụ là $q=\sigma.S$. Gọi \bar{D} là vectơ điện cảm trong lòng tụ điện, thì $D = \sigma$. Nói chung, σ và \bar{D} là hàm của không gian và thời gian, nghĩa là $\bar{D} = \bar{D}(x, y, z)$, $\sigma = \sigma(x, y, z, t)$. Để nhấn mạnh rằng chỉ có khi biến đổi theo thời gian thì điện trường mới sinh ra từ trường, ta phải dùng dấu đạo hàm riêng theo thời gian thay cho đạo hàm thường.

$$\text{Từ đó, ta có: } I_d = S \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}$$

Nếu gọi j_d là mật độ dòng điện dịch, vì điện trường trong lòng tụ điện là đều nên:

$$j_d = \frac{I_d}{S} = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (7.7)$$

Từ lập luận trên, vì dòng điện dẫn trong mạch và dòng điện dịch trong tụ cùng chiều, nên vectơ mật độ dòng điện dịch \bar{j}_d bằng:

$$\bar{j}_d = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad (7.8)$$

Vậy: Vectơ mật độ dòng điện dịch bằng tốc độ biến thiên theo thời gian của vectơ cảm ứng điện.

Mở rộng cho trường hợp một điện trường bất kỳ biến đổi theo thời gian, Maxwell đi tới giả thuyết tổng quát sau đây:

Xét về phương diện sinh ra từ trường, thì bất kỳ điện trường nào biến đổi theo thời gian cũng giống như một dòng điện, gọi là dòng

điện dịch, có vectơ mật độ dòng bằng: $\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$, trong đó \vec{D} là vectơ cảm ứng điện tại điểm được xét.

Phương chiều của từ trường do dòng điện dịch gây ra cũng được xác định theo qui tắc vặn nút chai như từ trường của dòng điện dẫn, và cường độ dòng điện dịch qua diện tích S bất kỳ:

$$I_d = \int_{(S)} \vec{j}_d \cdot d\vec{S}$$

tích phân được tính trên toàn bộ diện tích S.

Trong chương điện môi ta đã biết vectơ điện cảm \vec{D} liên hệ với vectơ cường độ điện trường \vec{E} và vectơ phân cực điện môi \vec{P}_e theo biểu thức:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e$$

Thay \vec{D} ở công thức này vào (7.8), ta được:

$$\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}_e}{\partial t} \quad (7.9)$$

Trong chân không, $\vec{P}_e = 0$, do đó mật độ dòng điện dịch trong chân không là: $\vec{j}_d = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$. Điều này có nghĩa là dòng điện dịch tồn tại ngay cả trong chân không, ở đó không có bất kỳ sự dịch chuyển nào của điện tích. Về bản chất, nó chỉ là điện trường biến thiên theo thời gian.

Trong chất điện môi, mật độ dòng điện dịch gồm hai thành phần:

$\vec{j}_d = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ là dòng điện dịch trong chân không, không liên quan đến bất kỳ sự dịch chuyển nào của hạt điện.

$\frac{\partial \bar{P}_e}{\partial t}$ là mật độ dòng điện phân cực, liên quan đến sự quay của các lưỡng cực phân tử hoặc sự dịch chuyển của các trọng tâm các điện tích dương và trọng tâm của các điện tích âm trong các phân tử không phân cực của chất điện môi dưới tác dụng của điện trường ngoài biến thiên. Do có sự dịch chuyển này, Maxwell đã gọi chung (7.9) là mật độ dòng điện dịch. Tuy nhiên cần chú ý rằng khác với sự dịch chuyển của các điện tích tự do tạo nên dòng điện dẫn, ở dòng điện phân cực chỉ là sự quay hướng hoặc sự dịch chuyển tại chỗ của các điện tích liên kết khi có điện trường ngoài biến thiên, chứ không có sự dịch chuyển tự do của các phân tử điện môi.

7.2.3. Phương trình Maxwell - Ampe

Với giả thuyết của Maxwell, tại một vị trí nào đó của môi trường, nếu đồng thời có dòng điện dẫn và dòng điện dịch, thì từ trường do cả dòng điện dẫn và dòng điện dịch gây ra, do đó Maxwell đã đưa ra khái niệm dòng điện toàn phần là tổng của dòng điện dẫn và dòng điện dịch.

Gọi \vec{j}_p là vectơ mật độ dòng điện dẫn, vectơ mật độ dòng điện toàn phần ở đó là:

$$\vec{j}_p = \vec{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad (7.10)$$

Cường độ dòng điện toàn phần qua một diện tích S giới hạn bởi đường cong kín (C) nào đó sẽ bằng:

$$I_p = \int_{(S)} \vec{j}_p \cdot d\vec{S} = \int_{(S)} \left(\vec{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad (7.11)$$

Theo định lý về dòng điện toàn phần (định lý Ampe), trong môi trường như vậy ta có biểu thức:

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{tp} = \int_{(S)} \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad (7.12)$$

Phương trình (7.12) được gọi là phương trình Maxwell-Ampe dạng tích phân.

Từ (7.12), ta dễ dàng suy ra:

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (7.13)$$

Đó là phương trình Maxwell-Ampe ở dạng vi phân, áp dụng được với từng điểm của không gian. Các phương trình (7.12), (7.13) nêu lên mối liên hệ định lượng giữa cường độ từ trường H với các dòng điện dẫn và dòng điện dịch. Nó cũng cho thấy dòng điện dẫn và dòng điện dịch đều gây ra từ trường.

7.3. Trường điện từ và hệ phương trình Maxwell

7.3.1. Trường điện từ

Theo hai luận điểm của Maxwell, từ trường biến đổi theo thời gian gây ra điện trường, và ngược lại điện trường biến đổi theo thời gian thì gây ra từ trường. Như vậy, trong không gian, điện trường và từ trường có thể đồng thời tồn tại, duy trì lẫn nhau và liên hệ chặt chẽ với nhau, tạo nên một trường thống nhất. Từ đó ta có định nghĩa:

Điện trường và từ trường đồng thời tồn tại trong không gian tạo thành một trường thống nhất gọi là trường điện từ.

Trường điện từ là một dạng đặc biệt của vật chất. Người ta đã chứng minh rằng nó có năng lượng, khối lượng và động lượng. Năng lượng đó định xứ trong khoảng không gian có trường điện từ. Mật độ năng lượng của trường điện từ bằng tổng mật độ năng lượng điện trường và mật độ năng lượng từ trường:

$$\omega = \omega_e + \omega_m = \frac{1}{2} (\epsilon_0 \epsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2) = \frac{1}{2} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H}) \quad (7.14)$$

Và do đó năng lượng của trường điện từ là:

$$W = \int_V w dV = \frac{1}{2} \int_V (\epsilon_0 \epsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2) dV = \frac{1}{2} \int_V (\bar{E} \cdot \bar{D} + \bar{B} \cdot \bar{H}) dV \quad (7.15)$$

Tích phân phải thực hiện đối với toàn bộ thể tích V của khoảng không gian có trường điện từ.

7.3.2. Hệ các phương trình Maxwell

Để mô tả trường điện từ, Maxwell đã nêu ra hệ các phương trình cơ bản sau đây, gọi là hệ các phương trình Maxwell về trường điện từ. Hệ gồm các phương trình đã được thành lập trong các phần trước đây và phần trước của chương này.

a. Phương trình Maxwell – Faraday

Là các phương trình diễn tả định lượng luận điểm thứ nhất của Maxwell: Mọi biến đổi của từ trường theo thời gian đều làm xuất hiện một điện trường xoáy.

Dạng tích phân: $\oint_{(C)} \bar{E} \cdot d\bar{l} = - \iint_S \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} d\bar{S}$ (7.16)

Dạng vi phân: $\text{rot} \bar{E} = - \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}$ (7.17)

b. Phương trình Maxwell – Ampe

Là các phương trình biểu diễn định lượng luận điểm thứ hai của Maxwell và định lý Ampe về dòng điện toàn phần: *Dòng điện dẫn và điện trường biến thiên theo thời gian đều gây ra từ trường*.

Dạng tích phân: $\oint_{(C)} \bar{H} \cdot d\bar{l} = \iint_S \left(\bar{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) d\bar{S}$ (7.18)

Dạng vi phân: $\text{rot} \bar{H} = \bar{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}$ (7.19)

c. Định lý Oktrogradski – Gauss đối với điện trường

Định lý này diễn tả tính chất không khép kín của các đường sức điện trường tĩnh. Các đường sức điện trường tĩnh là những đường cong không kín, luôn xuất phát từ các điện tích dương và tận cùng trên các điện tích âm. Nó chứng tỏ rằng điện trường tĩnh là “trường có nguồn”.

Dạng tích phân: $\iint_S \bar{D} \cdot d\bar{S} = q$ (7.20)

Dạng vi phân: $\operatorname{div} \bar{D} = \rho$ (7.21)

d. Định lý Oktrogradski – Gauss đối với từ trường

Định lý này diễn tả tính khép kín của các đường sức từ, các đường sức từ không có điểm xuất phát và không có điểm tận cùng, chứng tỏ trong thiên nhiên không tồn tại những “từ tích” hay: từ trường không có “điểm nguồn”.

Dạng tích phân: $\iint_S \bar{B} \cdot d\bar{S} = 0$ (7.22)

Dạng vi phân: $\operatorname{div} \bar{B} = 0$ (7.23)

7.3.3. Ý nghĩa của hệ các phương trình Maxwell

Các phương trình Maxwell là các phương trình bao hàm tất cả các định luật cơ bản về điện và từ. Các phương trình diễn tả các hiện tượng thuộc về trường tĩnh điện và từ trường của dòng không đổi đều là những trường hợp riêng của hệ các phương trình Maxwell.

Từ các phương trình này, và từ giả thuyết về dòng điện dịch, Maxwell đã đoán nhận trước được những hiện tượng hoàn toàn mới rất quan trọng, cụ thể là:

- Maxwell đã đoán nhận trước sự tồn tại của sóng điện từ, tức là sự lan truyền trong không gian của một trường điện từ biến đổi theo thời gian.

– Maxwell đã xây dựng nên thuyết điện từ về ánh sáng. Theo thuyết này ánh sáng thấy được là những sóng điện từ có bước sóng từ $0,40\mu\text{m}$ đến $0,75\mu\text{m}$.

Khoảng 20 năm sau khi lý thuyết của Maxwell ra đời, thí nghiệm của Hertz và những phát minh của Popov về việc phát và thu sóng điện từ đã xác nhận sự tồn tại của loại sóng này. Những thí nghiệm về quang học của Young, Fresnel, của Arago... và những ứng dụng thực tế hiện nay đã xác nhận sự đúng đắn của sự tồn tại sóng điện từ và thuyết điện từ ánh sáng. Tóm lại, toàn bộ lý thuyết của Maxwell về trường điện từ đã thành công rực rỡ.

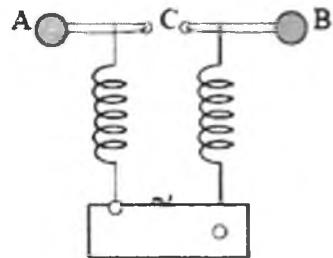
7.4. Sóng điện từ

Trong mục này ta sẽ áp dụng các luận điểm Maxwell và hệ các phương trình Maxwell tìm hiểu sơ bộ một hiện tượng quan trọng: sóng điện từ.

Hertz dùng một nguồn điện xoay chiều cao tần nối qua hai ống dây tự cảm đến hai thanh kim loại ở hai đầu có gắn hai quả cầu kim loại A và B (hình 7.6). Điều chỉnh khoảng cách AB để có hiện tượng phóng điện qua AB. Như vậy, giữa A và B đã xuất hiện một điện trường biến thiên theo thời gian. Dùng các thiết bị đo điện trường và từ trường, Hertz đã xác nhận rằng mọi điểm xung quanh A và B có cả điện trường và từ trường biến thiên theo thời gian, lan truyền trong không gian. Vậy thí nghiệm Hertz chứng tỏ điện từ trường biến thiên theo thời gian đã được truyền đi trong không gian.

Quá trình này được giải thích dựa vào hai luận điểm của Maxwell.

Giả sử tại một điểm nào đó ta tạo ra một điện trường biến thiên theo thời gian t . Theo luận điểm thứ hai của Maxwell, điện trường này



Hình 7.6. Mô hình thí nghiệm của Hertz.

sẽ làm xuất hiện từ trường biến thiên theo thời gian tại các điểm lân cận xung quanh AB. Theo luận điểm thứ nhất, từ trường này đến lượt mình lại tạo ra một điện trường biến thiên theo thời gian. Cứ như thế, điện trường và từ trường biến thiên theo thời gian chuyển hóa lẫn nhau, duy trì lẫn nhau và lan truyền trong không gian, quá trình truyền đó tạo thành sóng điện từ.

Phần 2

**QUANG HỌC VÀ
VẬT LÝ LUỢNG TỬ**

CƠ SỞ CỦA QUANG HÌNH HỌC. CÁC ĐẠI LƯỢNG TRẮC QUANG

8.1. Các định luật cơ bản của quang hình học

Quang hình học dựa trên bốn định luật cơ bản sau:

8.1.1. Định luật về sự truyền thẳng ánh sáng

Trong một môi trường trong suốt đồng tính và đẳng hướng, ánh sáng truyền theo đường thẳng.

8.1.2. Định luật về tác dụng độc lập của các tia sáng

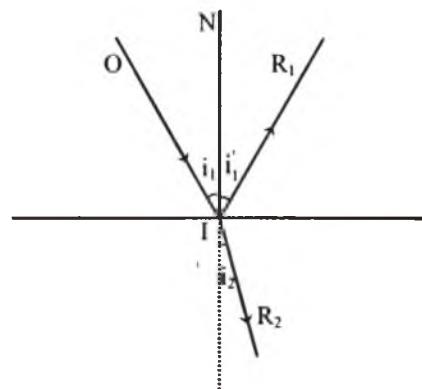
Tác dụng của các chùm sáng khác nhau thì độc lập với nhau, nghĩa là tác dụng của một chùm sáng này không phụ thuộc vào sự có mặt hay không có mặt của các chùm sáng khác.

8.1.3. Hai định luật của Descartse

Khi một tia sáng OI tới mặt phân cách giữa hai môi trường trong suốt, đồng tính và đẳng hướng thì tia sáng bị tách thành hai tia: Tia phản xạ IR_1 và tia khúc xạ IR_2 . Hai tia này tuân theo các định luật sau:

a. Định luật Descartse thứ nhất

Tia phản xạ nằm trong mặt phẳng tới (là mặt phẳng chứa tia tới và pháp



Hình 8.1

tuyến IN) và góc tới bằng góc phản xạ:

$$i_1 = i'_1 \quad (8.1)$$

b. *Định luật Descartse thứ hai*

Tia khúc xạ nằm trong mặt phẳng tới và tỷ số giữa sin góc tới và sin góc khúc xạ là một số không đổi.

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21} \quad (8.2)$$

trong đó: n_{21} là một số không đổi phụ thuộc vào bản chất của hai môi trường và được gọi là chiết suất tỷ đổi của môi trường hai đối với môi trường một.

Nếu $n_{21} > 1$ thì $i_1 > i_2$, khi đó tia khúc xạ gập lại gần pháp tuyến và môi trường hai được gọi là chiết quang hơn môi trường một. Trong trường hợp ngược lại, nếu $n_{21} < 1$ thì $i_1 < i_2$, khi đó tia khúc xạ lệch xa pháp tuyến hơn và môi trường hai được gọi là kém chiết quang hơn môi trường một.

c. *Chiết suất tỷ đổi và chiết suất tuyệt đối*

Nếu gọi v_1 và v_2 lần lượt là vận tốc của ánh sáng trong môi trường một và môi trường hai, thực nghiệm đã chứng tỏ rằng:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} \quad (8.3)$$

Ngoài chiết suất tỷ đổi người ta còn đưa ra khái niệm chiết suất tuyệt đối. *Chiết suất tuyệt đối là chiết suất của môi trường đó đối với chân không.*

Nếu gọi v là vận tốc của ánh sáng trong môi trường, vận tốc ánh sáng trong chân không là c và n là chiết suất tuyệt đối. Khi đó, ta có:

$$n = \frac{c}{v} \quad (8.4)$$

Mối liên hệ giữa chiết suất tỷ đối và chiết suất tuyệt đối:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{v_2} : \frac{c}{v_1} = \frac{n_2}{n_1} \quad (8.5)$$

d. *Dạng đối xứng của định luật Descartse*

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \rightarrow n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (8.6)$$

8.2. Những phát biểu tương đương của định luật Descartse

8.2.1. Quang lô

Xét hai điểm A, B trong một môi trường đồng tính chiết suất n , cách nhau một đoạn bằng d . Thời gian ánh sáng đi từ A đến B là $t = \frac{d}{v}$, trong đó v là vận tốc ánh sáng trong môi trường.

Định nghĩa: *Quang lô giữa hai điểm A, B là đoạn đường ánh sáng truyền được trong chân không với cùng khoảng thời gian t cần thiết để sóng ánh sáng đi được đoạn đường d trong môi trường chiết suất n.*

$$L = c.t = c \cdot \frac{d}{v} = nd \quad (8.7)$$

Chiết suất $n = c/v$, với c là vận tốc ánh sáng trong chân không.

Như vậy, khi ánh sáng truyền trong môi trường chất, với việc sử dụng khái niệm quang lô chúng ta đã chuyển quang đường ánh sáng đi được trong môi trường chiết suất n sang quang đường tương ứng trong chân không và do đó ta có thể sử dụng vận tốc truyền của ánh sáng trong chân không là c thay cho vận tốc v truyền trong môi trường.

Nếu ánh sáng truyền qua nhiều môi trường chiết suất $n_1, n_2, n_3 \dots$ với các quang đường tương ứng $d_1, d_2, d_3 \dots$ thì quang lô sẽ là:

$$L = n_1 d_1 + n_2 d_2 + n_3 d_3 + \dots + n_n d_n = \sum_i n_i d_i \quad (8.8)$$

Nếu ánh sáng truyền trong môi trường mà chiết suất thay đổi liên tục thì ta chia đoạn đường AB thành các đoạn nhỏ ds để coi chiết suất không thay đổi trên mỗi đoạn nhỏ đó và quang lô sẽ là:

$$L = \int_A^B n ds \quad (8.9)$$

8.2.2. Nguyên lý Fermat

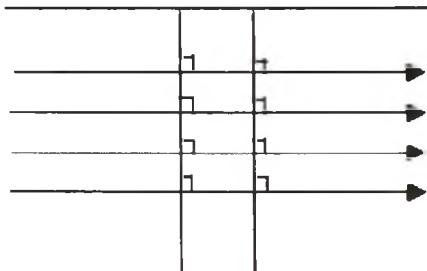
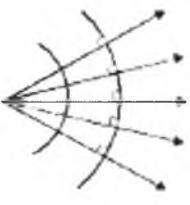
Giữa hai điểm AB, ánh sáng truyền theo con đường nào mà quang lô là cực trị (cực đại, cực tiểu hoặc không đổi).

8.2.3. Định lý Malus

a. Măt truc giao

Mặt trực giao là mặt vuông góc với các tia của một chùm sáng.

Nếu chùm sáng là chùm đồng quy thì những mặt trực giao là những mặt phẳng song song. Còn nếu chùm sáng là chùm song song thì những mặt trực giao là những mặt phẳng song song.



Hình 8.2. Măt truc giao.

b. Định lý Malus

Quang lô của các tia sáng giữa hai măt truc giao của một chùm sáng thì bằng nhau.

8.3. Các đại lượng trắc quang

Các đại lượng trắc quang là các đại lượng dùng trong kỹ thuật đo lường ánh sáng.

8.3.1. Quang thông (đặc trưng cho phần năng lượng gây ra cảm giác sáng)

Quang thông do một chùm sáng gửi tới diện tích dS là một đại lượng có giá trị bằng phần năng lượng gây ra cảm giác sáng gửi tới dS trong một đơn vị thời gian.

Quang thông toàn phần của một nguồn sáng là phần năng lượng gây ra cảm giác sáng do nguồn phát ra theo mọi phương trong một đơn vị thời gian.

8.3.2. Độ sáng

- Góc khói: nhìn thấy diện tích dS từ điểm O là phần không gian giới hạn bởi hình nón có đỉnh tại O và có các đường sinh tựa trên chu vi của dS .

$$d\Omega = \frac{dS \cos\alpha}{r^2} \quad (8.10)$$

r là khoảng cách từ O đến dS và α là góc giữa (\vec{n}, \vec{r}) .

- Độ sáng là đại lượng đặc trưng cho khả năng phát sáng của nguồn theo một phương. Độ sáng của nguồn theo một phương nào đó là một đại lượng có giá trị bằng quang thông của nguồn gửi đi trong một đơn vị góc khói theo phương đó.

$$\text{Nguồn đăng hướng: } I = \frac{d\phi}{d\Omega} \rightarrow \phi = I \int d\Omega = I \cdot 4\pi \quad (8.11)$$

Đơn vị của độ sáng là Candela (Cd)

8.3.3. Độ rọi

Độ rọi E của một mặt nào đó là một đại lượng có giá trị bằng quang thông gửi tới một đơn vị diện tích của mặt đó.

$$E = \frac{d\phi}{dS} \quad (8.12)$$

CHƯƠNG 9

CƠ SỞ CỦA QUANG HỌC SÓNG. GIAO THOA VÀ NHIỀU XẠ ÁNH SÁNG

9.1. Cơ sở của quang học sóng

Quang học sóng nghiên cứu các hiện tượng giao thoa, nhiễu xạ, phân cực... dựa trên bản chất sóng điện từ của ánh sáng. Người đầu tiên đề ra thuyết sóng ánh sáng là nhà vật lí người Hà Lan Christian Huygens năm 1687. Theo Huygens, ánh sáng là sóng đàn hồi truyền trong một môi trường đặc biệt gọi là “*ête vũ trụ*” lấp đầy không gian. Thuyết sóng ánh sáng đã giải thích được các hiện tượng của quang hình học như phản xạ, khúc xạ ánh sáng. Vào đầu thế kỉ thứ XI, dựa vào thuyết sóng ánh sáng Fresnel đã giải thích các hiện tượng giao thoa, nhiễu xạ ánh sáng. Nhưng khi hiện tượng phân cực ánh sáng được phát hiện thì quan niệm về sóng đàn hồi trong “*ête vũ trụ*” đã bộc lộ rõ những thiếu sót. Hiện tượng phân cực ánh sáng chứng tỏ sóng ánh sáng là sóng ngang và như chúng ta đã biết, sóng đàn hồi ngang chỉ có thể truyền trong môi trường chất rắn. Đến năm 1865, dựa vào những nghiên cứu lý thuyết của mình về trường điện từ và sóng điện từ, Maxwell đã nêu lên thuyết điện từ về sóng ánh sáng. Trong phần này chúng ta sẽ nghiên cứu về một số những khái niệm cơ bản của sóng ánh sáng và các nguyên lý như nguyên lý chồng chất các sóng, nguyên lý Huygens là cơ sở của quang học sóng.

9.1.1. Hàm sóng của ánh sáng

Xét sóng ánh sáng phẳng đơn sắc truyền theo phương y với vận tốc v trong môi trường chiết suất n . Giả sử tại O phương trình của dao động sáng là:

$$x(O) = A \cos \omega t \quad (9.1)$$

thì tại điểm M cách O một đoạn d, phương trình dao động sáng là:

$$\begin{aligned} x(M) &= A \cos \omega (t - \tau) = A \cos \omega \left(t - \frac{L}{c} \right) = A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi L}{T} \right) \\ &= A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi L}{\lambda} \right) \end{aligned}$$

trong đó: T là thời gian truyền từ O đến M,

$L=c.T$ là quang lộ trên đoạn đường OM,

$\lambda=c.T$ là bước sóng,

$\varphi = -2\pi L/\lambda$ là pha ban đầu.

Nếu ánh sáng truyền theo chiều ngược lại.

$$x = a \cos \omega (t + \tau) = a \cos \left(\omega t + \frac{2\pi L}{c.T} \right) = a \cos \left(\omega t + \frac{2\pi L}{\lambda} \right) \quad (9.2)$$

9.1.2. Cường độ sáng

Để đặc trưng cho độ sáng tại một điểm, người ta định nghĩa cường độ sáng tại điểm đó: Cường độ sáng tại một điểm là một đại lượng có trị số bằng năng lượng truyền qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với phương truyền sáng trong một đơn vị thời gian.

Tương tự như sóng âm, cường độ sáng tại một điểm tỉ lệ với bình phương biên độ dao động sáng tại điểm đó: $I \sim a^2$.

9.1.3. Nguyên lý chồng chất ánh sáng

Khi hai hay nhiều sóng ánh sáng gặp nhau thì từng sóng riêng biệt không bị các sóng khác làm nhiễu loạn. Sau khi gặp nhau, các sóng vẫn truyền đi như cũ, còn tại các điểm gặp nhau, dao động sáng bằng tổng các dao động sáng thành phần.

(Nguyên lý này dùng để giải thích các hiện tượng nhiễu xạ và giao thoa ánh sáng).

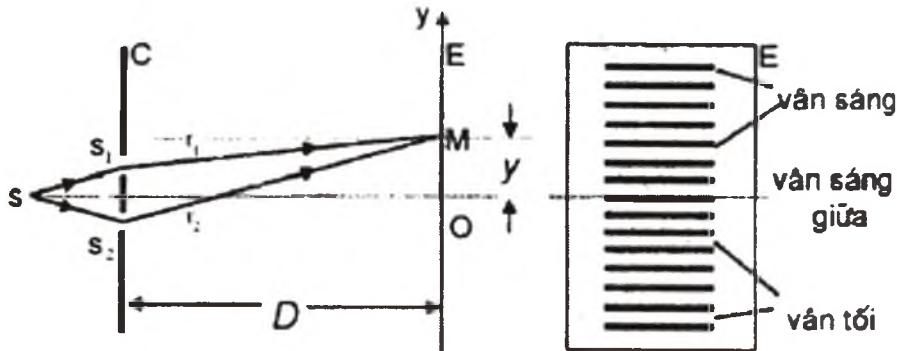
9.1.4. Nguyên lý Huyghen

Vì ánh sáng có bản chất sóng nên nó cũng tuân theo nguyên lý Huyghen: Bất kỳ một điểm nào nhận được sóng ánh sáng truyền đến đều trở thành nguồn sáng thứ cấp phát ánh sáng về phía trước nó.

9.2. Hiện tượng giao thoa của hai sóng ánh sáng kết hợp

9.2.1. Hiện tượng giao thoa ánh sáng

a. *Định nghĩa:* Giao thoa ánh sáng là sự chồng chất của hai hay nhiều sóng ánh sáng khi truyền đi trong không gian. Kết quả là tạo ra trong không gian những miền sáng tối một cách tuần hoàn đều đặn. Các miền sáng (do dao động sáng mạnh) và các miền tối (do dao động sáng yếu) gọi là những vân giao thoa.



Hình 9.1. Thí nghiệm giao thoa khe Young.

b. Điều kiện để có hiện tượng giao thoa

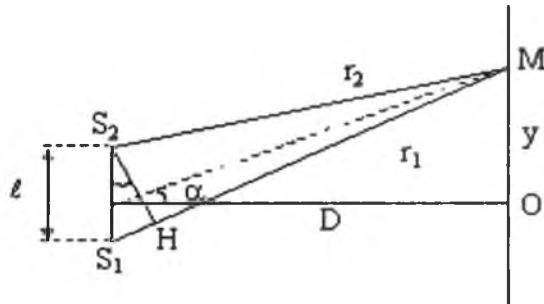
Muôn có hiện tượng giao thoa ánh sáng thì các ánh sáng chồng chất phải là các sóng ánh sáng kết hợp.

Ánh sáng kết hợp là sóng ánh sáng có cùng phương dao động, cùng tần số và có độ lệch pha không đổi theo thời gian.

c. Cách tạo ra hai sóng ánh sáng kết hợp

- Khe Young,
- Gương Fresnel,
- Lưỡng lăng kính Fresnel.

9.2.2. Khảo sát hiện tượng giao thoa ánh sáng gây bởi khe Young



Hình 9.2. Vị trí của vân giao thoa.

Xét hai nguồn sóng ánh sáng đơn sắc kết hợp S_1 và S_2 . Phương trình dao động sáng của chúng tại vị trí của S_1 và S_2 là:

$$E_1 = E_{01} \cos \omega t \text{ và } E_2 = E_{02} \cos \omega t. \quad (9.3)$$

Tại M sẽ nhận được hai dao động sáng mà hàm sóng có dạng:

$$\begin{aligned} E_{1M} &= E_{01} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} L_1 \right) \text{ và} \\ E_{2M} &= E_{02} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} L_2 \right) \end{aligned} \quad (9.4)$$

trong đó L_1, L_2 là quang lô trên đoạn đường r_1, r_2 .

Biên độ dao động sáng tổng hợp tại M phụ thuộc vào hiệu pha $(\varphi_1 - \varphi_2)$, tức là $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (L_1 - L_2)$ của hai dao động.

$$- \text{Nếu } \Delta\varphi = 2k\pi, \text{ nghĩa là } \Delta L = L_1 - L_2 = k\lambda \quad (9.5)$$

$k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ gọi là bậc giao thoa, thì biên độ dao động sáng tổng hợp và do đó cường độ sáng sẽ đạt giá trị cực đại (vân sáng).

- Nếu $\Delta\phi = (2k + 1)\pi$, nghĩa là:

$$\Delta L = L_1 - L_2 = (2k + 1)\lambda / 2 \quad (9.6)$$

thì biên độ dao động sáng tổng hợp và do đó cường độ sáng sẽ đạt giá trị cực tiểu (vân tối).

Trên hình 9.2 ta có: $\Delta L = L_1 - L_2 = r_1 - r_2 = S_2 H = l \sin \alpha$, vì α nhỏ nên:

$$\Delta L = L_1 - L_2 = r_1 - r_2 = S_2 H = l \sin \alpha \sim \operatorname{tg} \alpha = l \frac{y}{D}$$

Nếu tại M là vân sáng, ta có:

$$\Delta L = l \frac{y}{D} = k\lambda \Rightarrow y = k \frac{\lambda D}{l} \quad (9.7)$$

Nếu tại M là vân tối, ta có:

$$\Delta L = l \frac{y}{D} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \rightarrow y = (2k + 1) \frac{\lambda D}{2l} \quad (9.8)$$

Gọi i là khoảng cách giữa hai vân sáng, (hay hai vân tối) liên tiếp, ta có:

$$i = y_{k+1} - y_k = \frac{\lambda D}{l} \quad (9.9)$$

9.2.3. Hiện tượng giao thoa của hai ánh sáng kết hợp

Xét hai nguồn sóng kết hợp O_1 và O_2 có phương trình:

$$x(O_1) = A_1 \cos \omega t \quad \text{và} \quad x(O_2) = A_2 \cos \omega t \quad (9.10)$$

Tại M sẽ nhận được hai dao động sáng mà hàm sóng có dạng:

$$x_1 = a_1 \cos(\omega t - \frac{2\pi L_1}{\lambda}) \quad \text{và} \quad x_2 = a_2 \cos(\omega t - \frac{2\pi L_2}{\lambda})$$

trong đó: L_1 và L_2 là quang lô trên đoạn r_1 và r_2 .

Phương trình dao động tổng hợp tại M có dạng: $x = x_1 + x_2 = \cos(\omega t + \phi)$.

Trong đó:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos(\phi_1 - \phi_2) = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(L_1 - L_2)\right)$$

Nhận xét: Biên độ dao động sáng tổng hợp tại M phụ thuộc vào hiệu pha $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(L_1 - L_2)$ của hai dao động thành phần.

+ Nếu $\Delta\phi = 2k\pi \rightarrow L_1 - L_2 = k\pi$

Tại những điểm này cường độ sáng đạt cực đại \Rightarrow những điểm đó sẽ sáng nhất.

+ Nếu $\Delta\phi = (2k+1)\pi \rightarrow L_1 - L_2 = (2k+1)\lambda/2$

Tại những điểm này cường độ sáng đạt cực tiểu \Rightarrow những điểm đó sẽ tối nhất.

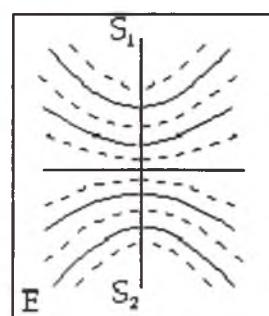
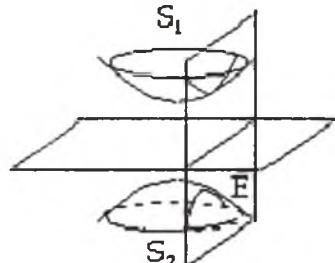
Xét trường hợp ánh sáng truyền trong chân không hoặc trong không khí. Lúc đó vị trí cực đại và cực tiểu được xác định bằng công thức:

$$r_1 - r_2 = k\lambda \text{ và } r_1 - r_2 = (2k+1)\lambda/2$$

Quỹ tích những điểm sáng nhất là họ hyperbolic tròn xoay có tiêu điểm là O_1 và O_2 và trực là đường O_1O_2 . Quỹ tích những điểm tối nhất cũng là họ hyperbolic tròn xoay có tiêu điểm là O_1 và O_2 và trực là đường O_1O_2 (hình 9.3).

Để xác định vị trí cực đại và cực tiểu ta kẻ $O_2H \perp r_1$ và vì $r_1, r_2 \gg l$, ta có

$$r_1 - r_2 \approx O_1H \approx l \cdot \operatorname{tg}\alpha \approx l \frac{y}{D}$$



Hình 9.3.

Vị trí vân sáng được xác định bằng công thức:

$$r_1 - r_2 = l \frac{y}{D} = k\lambda \Rightarrow y = k \frac{\lambda D}{l}$$

Vị trí vân tối được xác định bằng công thức:

$$r_1 - r_2 = l \frac{y}{D} = (2k+1)\lambda \Rightarrow y = (k+1) \frac{\lambda D}{2l}$$

Từ hai biểu thức trên ta thấy vị trí vân sáng và vân tối nằm xen kẽ nhau.

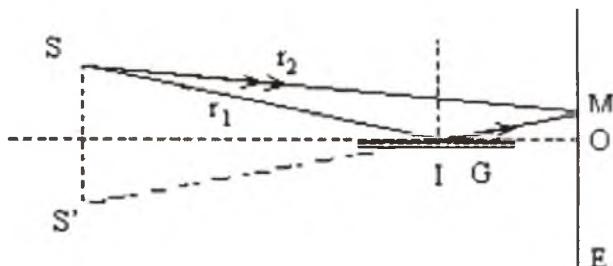
Khoảng cách giữa hai vân sáng hoặc vân tối liên tiếp:

$$i = y_{k+1} - y_k = (k+1) \frac{\lambda D}{l} - k \frac{\lambda D}{l} = \frac{\lambda D}{l}$$

i là bề rộng vân giao thoa (khoảng vân).

9.2.4. Hiện tượng giao thoa do phản xạ

Để nghiên cứu hiện tượng giao thoa do phản xạ, Lloyd đã làm thí nghiệm sau: Gương G được bôi đen đằng sau, chiết suất của thủy tinh lớn hơn chiết suất của không khí $n_{tt} > n_{kk}$. Nguồn sáng S rộng và cách xa. Màn E được đặt vuông góc với gương. Một điểm M trên màn E sẽ nhận được hai tia sáng từ S gửi đến. Tia truyền trực tiếp SM và tia SIM phản xạ trên gương, sau đó đến M . Hai tia này giao thoa với nhau.



Hình 9.4. Thí nghiệm của Lloyd.

Theo lí thuyết: nếu $r_1 - r_2 = L_1 - L_2 = k\lambda$ thì điểm M sáng, nếu $r_1 - r_2 = L_1 - L_2 = (2k+1)\lambda/2$ thì điểm M sẽ tối. Tuy nhiên, thực nghiệm lại thấy rằng: những điểm lí thuyết dự đoán là sáng thì kết quả lại là tối và ngược lại, những điểm lí thuyết dự đoán là tối thì lại là sáng. Vậy hiệu pha dao động của hai tia sáng trong trường hợp này không phải là $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(L_1 - L_2)$ mà phải là $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(L_1 - L_2) + \pi$.

Để thêm một lượng π thì pha dao động của một trong hai tia phải thay đổi một lượng π . Vì tia SM truyền trực tiếp từ nguồn đến điểm M, nên chỉ có tia phản xạ trên gương mới thay đổi, cụ thể là pha dao động của nó sau khi phản xạ sẽ thay đổi một lượng π . Tương đương với việc pha thay đổi một lượng là π thì quang lô của nó sẽ thay đổi một lượng là:

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \frac{2\pi}{\lambda}L_1 \rightarrow \dot{\varphi}_1 = \frac{2\pi}{\lambda}L_1 + \pi = \frac{2\pi}{\lambda}\dot{L}_1 \\ \dot{L}_1 &= L_1 + \frac{\lambda}{2}\end{aligned}\tag{9.12}$$

Trong đó φ_1 và L_1 là pha và quang lô khi chưa tính đến sự thay đổi pha do phản xạ, còn $\dot{\varphi}_1$ và \dot{L}_1 là pha và quang lô của tia sáng khi có tính đến sự phản xạ trên thủy tinh là môi trường *chiết quang hơn môi trường ánh sáng tới*. Trong trường hợp phản xạ trên môi trường có chiết suất nhỏ hơn chiết suất môi trường ánh sáng tới, ví dụ ta cho ánh sáng truyền trong môi trường thủy tinh đến mặt phân cách giữa thủy tinh và không khí rồi phản xạ lại, khi đó pha dao động và quang lô của tia phản xạ không có gì thay đổi.

Kết luận: Khi phản xạ trên môi trường chiết quang hơn môi trường ánh sáng tới, pha dao động của ánh sáng thay đổi một lượng π , điều đó cũng tương đương với việc coi tia phản xạ dài thêm một đoạn $\frac{\lambda}{2}$.

9.3. Giao thoa ánh sáng gây bởi các bản mỏng

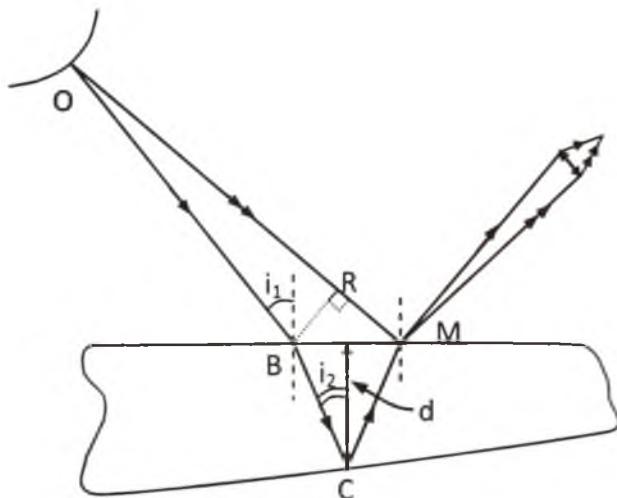
Khi nhìn vào mảng xà phòng, váng dầu trên mặt nước, ta thấy màu sắc rất đẹp, màu sắc đó được tạo nên bởi sự giao thoa của các tia phản xạ trên hai mặt của bản mỏng. Trước khi đi vào nghiên cứu về giao thoa gây bởi bản mỏng chúng ta xem xét hiện tượng giao thoa do phản xạ.

9.3.1. Bản mỏng có bề dày thay đổi - vân cùng độ dày

a. Vân cùng độ dày

Xét một bản mỏng có bề dày thay đổi, được chiếu sáng bởi một nguồn sáng rộng (hình 9.5) chiết suất của bản là n.

Một điểm O của nguồn gửi tới điểm M hai tia: Tia OM gửi trực tiếp và tia OBCM gửi tới sau khi khúc xạ ở B và phản xạ ở C. Từ M hai tia đó sẽ đập vào mắt người quan sát. Như vậy từ một nguồn O, có hai sóng ánh sáng tách ra rồi gặp nhau tại M. Đó là hai sóng ánh sáng kết hợp, chúng gây ra hiện tượng giao thoa tại M. Do đó, ta quan sát thấy vân giao thoa ngay trên mặt bản.



Hình 9.5

Hiệu quang lô giữa hai tia :

$$L_1 - L_2 = OB + n(BC+CM) - (OM + \lambda/2)$$

(Số hạng $\lambda/2$ xuất hiện do ánh sáng phản xạ tại M và ánh sáng nằm trong môi trường chiết suất nhỏ hơn).

Ké BR \perp OM và coi OM - OB = RM

Gọi d là độ dày bản mỏng tại M, i_1 là góc tới, i_2 là góc khúc xạ.

Ta có: $BR = BM \cdot \sin i_1 = 2d \cdot \tan i_2 \cdot \sin i_1$

Mặt khác: $BC = CM = d / \cos i_2$

$$\text{Do đó: } L_1 - L_2 = \frac{2nd}{\cos i_2} - 2d \cdot \tan i_2 \cdot \sin i_1 - \frac{\lambda}{2}$$

Sau một vài biến đổi lượng giác ta rút ra:

$$L_1 - L_2 = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} \quad (9.13)$$

Vì mắt người nhỏ, chỉ quan sát được những tia nghiêng ít đối với nhau. Do đó trong công thức (9.13) coi như i_1 không đổi và hiệu quang lô chỉ phụ thuộc vào bề dày d của bản tại vị trí M.

Những điểm có cùng độ dày \Rightarrow hiệu quang lô là nhau và cường độ sáng là giống nhau.

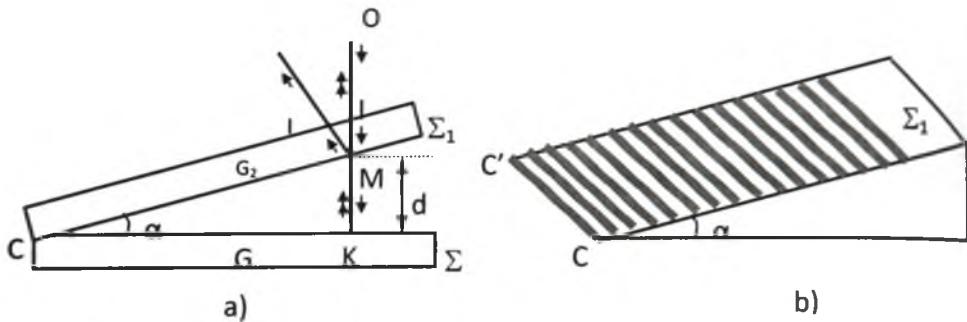
+ Những điểm có d sao cho $L_1 - L_2 = k\lambda$ sẽ ứng với vị trí vân sáng.

+ Những điểm có d sao cho $L_1 - L_2 = (2k+1)\lambda/2$ sẽ ứng với vị trí vân tối.

Mỗi vân ứng với một giá trị xác định của d vì vậy vân này được gọi là *vân cùng độ dày*.

b. *Vân của nêm không khí*

Nêm không khí là một lớp không khí hình nêm, giới hạn giữa hai bản thuỷ tinh đặt nghiêng nhau một góc α nhỏ (hình 9.6).



Hình 9.6. Nêm không khí.

Tia OI đi vào bản mỏng tách làm hai phần: một phần phản xạ tại M ; một phần đi vào nêm không khí phản xạ trên Σ_2 trở về M và ló ra theo đường MIO . Tại M sẽ có sự gập nhau của hai tia và sẽ có sự giao thoa trên Σ_1 .

So với tia $OIML$ tia $OIMKIML$ phải đi thêm đoạn đường là $2d$ (d là độ dày nêm không khí tại M). Hiệu quang lô của hai tia

$$L_1 - L_2 = 2d + \lambda/2 \quad (9.14)$$

(Số hạng $\lambda/2$ xuất hiện do ánh sáng phản xạ tại K có môi trường chiết suất lớn hơn).

Những điểm thoả mãn công thức:

$$L_2 - L_1 = 2d + \lambda/2 = (2k+1)\lambda/2 \Rightarrow d = k\lambda/2 \quad (9.15)$$

Thì tại các điểm đó là điểm tối, và do có d không đổi \Rightarrow các vân tối là các đường thẳng song song với cạnh nêm (Ngay trên cạnh nêm $d=0$ là một vân tối).

Những điểm thoả mãn công thức:

$$L_2 - L_1 = 2d + \lambda/2 = k\lambda \Rightarrow d = (2k+1)\lambda/4 \quad (9.16)$$

Thì tại các điểm đó là điểm sáng, và do có d không đổi \Rightarrow các vân sáng là các đường thẳng song song với cạnh nêm.

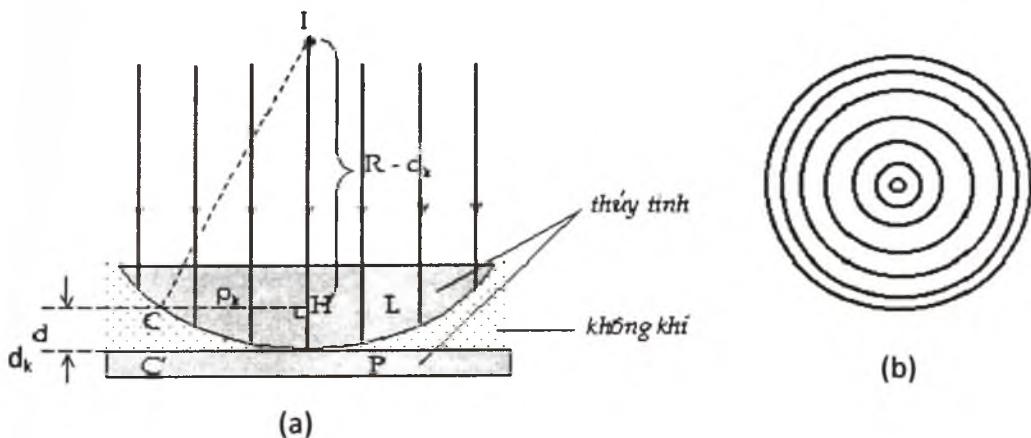
c. Vân tròn Newton

Đặt một thấu kính lồi (một mặt của thấu kính là phẳng) lên một tấm thuỷ tinh phẳng (hình 9.7). Lớp không khí giữa thấu kính và bản thuỷ tinh là một bản mỏng có bề dày thay đổi.

Rọi lên thấu kính một chùm sáng đơn sắc song song và vuông góc với bản thuỷ tinh. Tương tự như ném không khí, tại mặt cong của thấu kính sẽ có sự gặp nhau của các tia phản xạ và sẽ quan sát được các vân giao thoả. Do tính chất đối xứng của hệ thống thí nghiệm, các vân này có dạng hình tròn và được gọi là vân tròn Newton.

Những điểm (vòng tròn) ứng với bề dày của lớp không khí sẽ có hiệu quang lộ giữa các tia là:

$$\Delta L = 2d + \frac{\lambda}{2} \quad (9.17)$$



Hình 9.7: Thí nghiệm vân tròn Newton
(a) và hình dạng vân giao thoả (b).

Nếu: $\Delta L = k\lambda \Rightarrow d = (2k - 1)\frac{\lambda}{4}$ (9.18) sẽ tạo thành các vân

sáng.

Còn nếu: $\Delta L = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \Rightarrow d = k \frac{\lambda}{2}$ (9.19) sẽ tạo thành các vân tối.

(k là số nguyên dương).

Ta hãy tính bán kính ρ của các vân tối. Giả sử tại C ở mặt trên của lớp không khí là một vân tối thứ k có bán kính $CH = \rho_k$. Độ dày của lớp không khí tại C là d_k .

Trong tam giác vuông HIC:

$$R^2 = \rho_k^2 + (R - d_k)^2 \Rightarrow \rho_k^2 = 2R \cdot d_k - d_k^2$$

$$\text{Do } R \gg d_k \text{ nên ta suy ra: } \Rightarrow \rho_k^2 = 2R \cdot d_k \quad (9.20)$$

$$\text{Sử dụng điều kiện (9.25) ta được: } \rho_k = \sqrt{R\lambda} \cdot \sqrt{k} \quad (9.21)$$

Kết luận: Bán kính của vân tối tỷ lệ với căn bậc hai của các số nguyên dương liên tiếp.

9.3.2. Bản mỏng có độ dày thay không đổi - vân cùng độ nghiêng

Xét bản mỏng có độ dày d không đổi chiết suất n . Rọi sáng bằng một nguồn sáng rộng. Xét một chùm song song đập lên bản mỏng dưới góc tới là i (hình 9.8). Mỗi tia của chùm khi đập lên bản sẽ bị tách làm hai phần:

- + Một phần phản xạ ngay tại mặt trên.
- + Một phần đi vào bản mỏng, phản xạ ở mặt dưới, đi lên trên và ló ra ngoài.

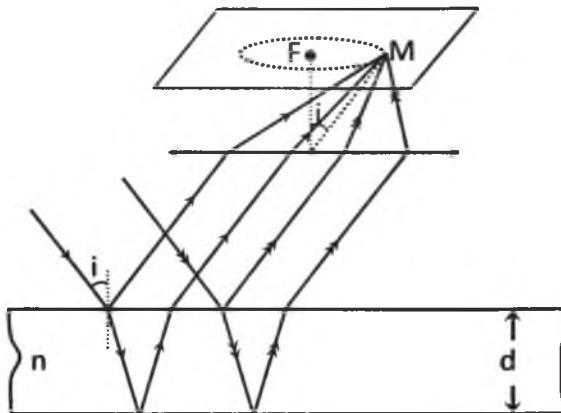
Khi ra ngoài không khí hai tia phản xạ song song với nhau và chúng là hai tia kết hợp. Nếu dùng một thấu kính hội tụ cho hai tia sẽ gặp nhau tại M trong mặt phẳng tiêu (tiêu diện) thì chúng sẽ giao thoa với nhau. Dễ dàng tính được hiệu quang lộ của hai tia đó là:

$$\Delta L = L_2 - L_1 = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} \quad (9.22)$$

Vì độ dày d không đổi nên hiệu quang lô ΔL coi như chỉ phụ thuộc góc tới i . Nếu góc nghiêng i có giá trị sao cho:

+ $\Delta L = k\lambda$ thì M là điểm sáng.

+ $\Delta L = (2k+1)\lambda/2$ thì M là điểm tối.



Hình 9.8. Vận động của ánh sáng.

Mỗi vân ứng với một giá trị xác định của i ta được các vân giao thoa khác nhau. Các vân giao thoa đó là những đường tròn đồng tâm và được gọi là *vân giao thoa cùng độ nghiêng*.

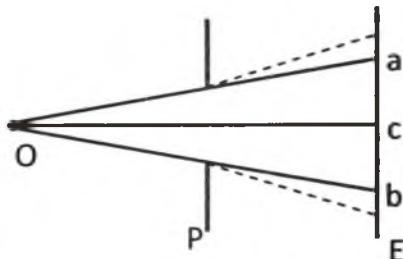
9.4. Nhiễu xạ ánh sáng. Nguyên lý Huyghen - Fresnel

9.4.1. Hiện tượng nhiễu xạ ánh sáng

Cho nguồn sáng O truyền qua lỗ trên màn P . Sau P đặt màn quan sát E , trên màn thu được vết sáng ab (hình 9.9).

Theo định luật truyền thẳng của ánh sáng, nếu như thu nhỏ lỗ tròn thì vết sáng thu được cũng nhỏ lại. Thực nghiệm đã chứng tỏ khi thu nhỏ lỗ tròn tới mức nào đó thì trên màn E xuất hiện những vùng sáng tối nằm xen kẽ nhau. Vùng ngoài ab có thể là sáng, còn vùng hình học trong ab có thể là tối.

Hiện tượng ánh sáng bị lệch khỏi phương truyền thẳng khi đi gần các chướng ngại vật được gọi là hiện tượng nhiễu xạ ánh sáng.



Hình 9.9

9.4.2. Nguyên lý Huyghen-Fresnel

Nguyên lý Huyghen: Bất kỳ một điểm nào mà ánh sáng truyền tới đều trở thành nguồn sáng thứ cấp phát ánh sáng về phía trước nó.

Nguyên lý này giúp ta giải thích hiện tượng ánh sáng bị lệch khỏi phương truyền, nghĩa là giải thích hiện tượng một cách định tính. Tuy nhiên để tính dao động sáng tại một điểm M nào đó ta phải tính tổng các dao động sáng do các nguồn thứ cấp gây ra tại M.

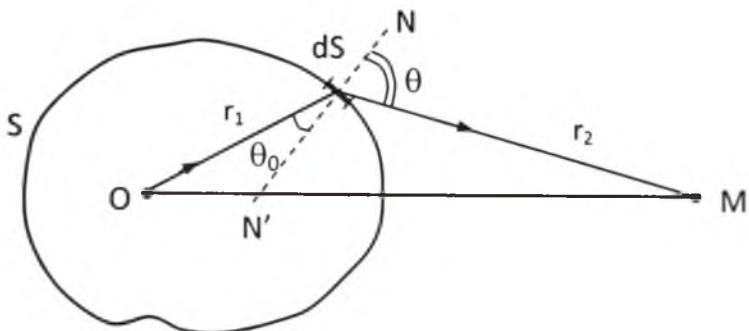
Muốn vậy ta phải tính biên độ và pha của các dao động thứ cấp. (Trong khi đó nguyên lý Huyghen chưa đề cập gì đến vấn đề này).

Fresnel đã bổ sung nguyên lý của Huyghen: Biên độ và pha của nguồn thứ cấp là biên độ và pha do nguồn thực gây ra tại vị trí của nguồn thứ cấp.

9.4.3. Biểu thức dao động sáng tại M

Ta áp dụng nguyên lý Huyghen-Fresnel để viết biểu thức dao động sáng tại M (hình 9.10).

Giả sử phương trình dao động của nguồn O là: $x = a \cos \omega t$ (9.23)



Hình 9.10

Lấy mảng kín S bao quanh O, dS là diện tích nhỏ trên mảng kín.

Gọi r_1, r_2 là khoảng cách từ dS đến O và từ O đến M.

Theo nguyên lý Huyghen, vì các điểm trên dS đều nhận được ánh sáng từ O gửi tới do đó có thể coi là nguồn thứ cấp. Dao động sáng tại M có dạng: $dx(dS) = a(dS) \cdot \cos \omega(t - \frac{r_1}{v})$ (9.24)

$a(dS)$ là biên độ dao động do nguồn O gây ra tại dS.

Dao động sáng do dS gây ra tại M là:

$$dx(M) = a(M) \cdot \cos \omega(t - \frac{r_1 + r_2}{v}) \quad (9.25)$$

$a(M)$ là biên độ dao động do nguồn dS gây ra tại M.

Ta thấy $a(M)$ phụ thuộc vào dS, r_1, r_2 và còn phụ thuộc vào θ_0 và θ .

Đặt: $a(M) = \frac{A(\theta, \theta_0)}{r_1 \cdot r_2} \cdot dS \quad (9.26)$

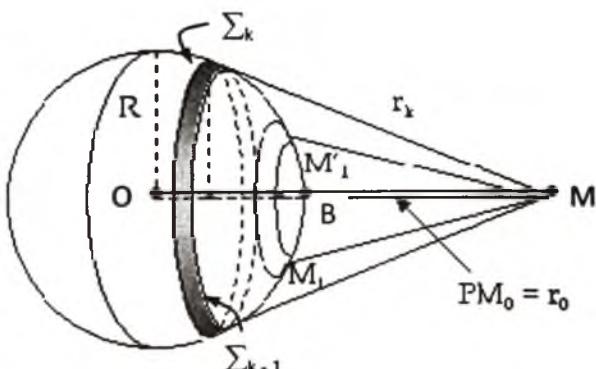
Dao động sáng tổng hợp tại M là:

$$x = \int dx(M) = \int \frac{A(\theta, \theta_0)}{r_1 \cdot r_2} \cdot \cos \omega(t - \frac{r_1 + r_2}{v}) dS \quad (9.27)$$

9.5. Nhiều xạ gây bởi sóng cầu qua lỗ tròn

9.5.1. Đới cầu Fresnel

Xét nguồn O và điểm M được chiếu sáng. Dựng mặt cầu S bao quanh O có bán kính $R < OM$. Đặt $MB = b$. Lấy M làm tâm vẽ các mặt cầu $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2 \dots \Sigma_k \dots$ có bán kính lần lượt là $b, b+\lambda/2, b+2\lambda/2 \dots b+k\lambda/2 \dots$ (λ là bước sóng do nguồn M phát ra).



Hình 9.11

Các mặt cầu $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2 \dots \Sigma_k \dots$ chia mặt cầu làm các đới gọi là đới cầu Fresnel. Đới cầu thứ k là phần mặt cầu S được giới hạn bởi và hai mặt cầu Σ_{k-1} và Σ_k (hình 9.11).

Các đới cầu Fresnel có diện tích bằng nhau và bằng:

$$\Delta S = \frac{\pi R b}{R + b} \lambda \quad (9.28)$$

Còn bán kính r_k của đới cầu thứ k bằng: $r_k = \sqrt{\frac{\pi R b}{R + b} \lambda \cdot k}$

Theo nguyên lý Fresnel mỗi đới cầu có thể coi là nguồn thứ cấp phát ánh sáng tới M .

Gọi a_k là biên độ đới thứ k gửi tới M . Ta thấy khi k tăng thì đới càng xa M và góc nghiêng càng tăng. Vậy lúc k tăng thì a_k giảm.

$$a_1 > a_2 > a_3 > a_4 \dots$$

Vì khoảng cách M và góc θ tăng chậm nên ta có thể coi:

$$a_k = \frac{1}{2}(a_{k-1} + a_{k+1}) \quad (9.30)$$

Lúc k khá lớn thì $a_k = 0$. Khoảng cách giữa hai đới cầu liên tiếp tới M khác nhau $\lambda/2$. Hai đới cầu khác nhau sẽ gây ra tại M hai sóng có hiệu số pha là:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (L_1 - L_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

(Nghĩa là ngược pha nhau).

Gọi a là biên độ dao động sóng tổng hợp:

$$a = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - a_6 + \dots \quad (9.31)$$

9.5.2. Nghiên cứu nhiễu xạ qua lỗ tròn gây bởi nguồn điểm ở gần

Xét nguồn O và điểm M , giữa chúng được đặt một màn chắn có một lỗ tròn (hình 9.10). Khi đó chỉ có một số đới cầu có thể gửi sóng

tới M còn các đới cầu khác bị màn chấn. Giả sử có n đới cầu không bị màn chấn (có thể gửi sóng ánh sáng tới M). Khi đó dao động sáng tại M có biên độ:

$$a = a_1 - a_2 + a_3 - \dots \pm a_n \quad (9.32)$$

là $+a_n$ nếu n lẻ, là $-a_n$ nếu n chẵn.

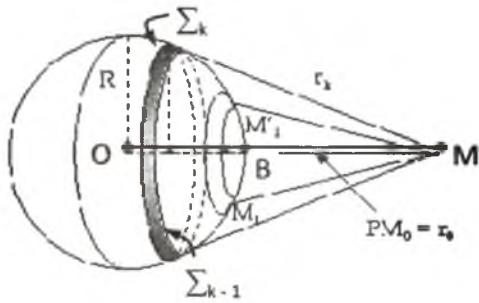
Ta có thể viết :

$$a = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_2 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots \pm \frac{a_n}{2} = \begin{cases} \frac{a_1}{2} - \frac{a_n}{2} & \text{Nếu n chẵn} \\ \frac{a_1}{2} + \frac{a_n}{2} & \text{Nếu n lẻ} \end{cases}$$

(9.33)

- Nếu n là chẵn thì tại M sẽ có cường độ sáng của sóng ánh sáng tổng hợp là cực tiêu.

- Nếu n là lẻ thì tại M sẽ có cường độ sáng của sóng ánh sáng tổng hợp là cực đại.



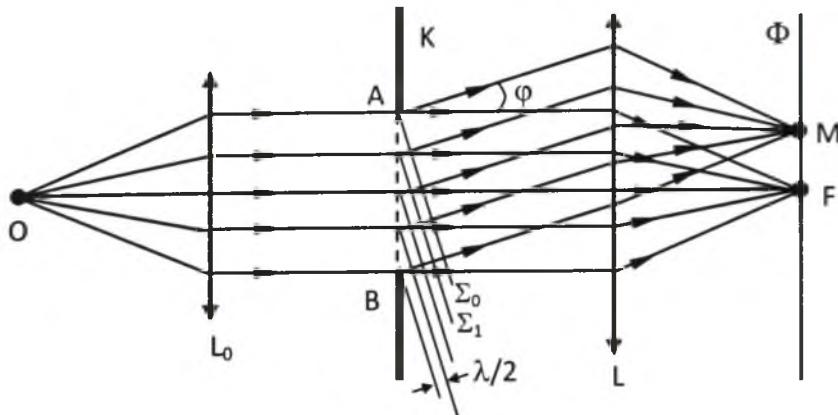
Hình 9.12.

9.6. Nghiên cứu gây bởi các sóng phẳng qua khe hẹp. Cách tử nhiễu xạ

9.6.1. Nghiên cứu qua một khe hẹp

Sơ đồ thí nghiệm được mô tả bởi hình 9.13 dưới đây:

Khe hẹp K có độ rộng AB = b. Rọi sáng khe hẹp bằng một chùm đơn sắc song song có bước sóng λ . Chùm song song được tạo ra bằng cách đặt một nguồn điểm O tại tiêu điểm của thấu kính L_o.



Hình 9.13. Nghiên cứu qua khe hẹp.

Qua khe K có tia nhiễu xạ theo nhiều phương. Tách các tia theo phương ϕ nào đó, chùm tia này sẽ gặp nhau ở vô cùng. Để quan sát hiện tượng nhiễu xạ, ta đặt một thấu kính hội tụ L sau K, chùm tia nhiễu xạ này sẽ hội tụ tại điểm M trong mặt phẳng tiêu (Φ) của thấu kính L. Với các ϕ khác nhau, chùm nhiễu xạ sẽ hội tụ trên mặt phẳng Φ tại các điểm khác nhau. Tuỳ theo góc ϕ , điểm M có thể sáng hay tối. Chúng ta sẽ đi xét sự phân bố cường độ sáng trên màn quan sát đặt tại mặt phẳng tiêu Φ .

Vì sóng gửi tới khe là sóng phẳng nên mặt phẳng của khe là một mặt sóng, các điểm trên mặt phẳng khe có cùng pha dao động.

+ Với các tia nhiễu xạ theo phương $\phi = 0$, theo định lý Malus (quang lộ giữa hai mặt trực giao thì bằng nhau) thì các tia gửi tới F đều dao động cùng pha nên tăng cường lẫn nhau. Kết quả tại F ($\phi = 0$) rất sáng. Điểm sáng đó gọi là *cực đại giữa*.

+ Để tính cường độ sáng theo phương ϕ bất kỳ ta vẽ các mặt phẳng $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2 \dots$ cách nhau $\lambda/2$ vuông góc với chùm nhiễu xạ (các mặt phẳng này chia khe thành các dải). Bề rộng mỗi dải là: $\frac{\lambda}{2 \sin \phi}$ và số dải:

$$n = \frac{b}{\lambda / (2 \sin \varphi)} = \frac{2b \sin \varphi}{\lambda} \quad (9.34)$$

Theo nguyên lý Huyghen mỗi dải có thể coi là một nguồn sáng gửi ánh sáng tới M. Vì quang lô giữa hai dải kế tiếp nhau là $\lambda/2$ nên chúng là ngược pha nhau và khử lẫn nhau.

- Nếu khe chứa số chẵn dải thì M sẽ là tối.

Điều kiện để M tối: $\frac{2b \sin \varphi}{\lambda} = 2k$. Nghĩa là:

$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{b} \quad (9.35)$$

với $k = \pm 1, \pm 2, \dots$

Ta loại $k = 0$ vì nếu $k = 0 \Rightarrow \sin \varphi = 0 \Rightarrow$ ta có cực đại giữa.

- Nếu khe chứa số lẻ giải ($n = 2k + 1$) tại M sẽ là sáng.

Điều kiện để có vân sáng là:

$$\frac{2b \sin \varphi}{\lambda} = 2k + 1 \text{ hay } \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2b} \quad (9.36)$$

với $k = 1, 2, 3, \dots, -2, -3, \dots$

Ta loại trừ $k = 0$ và $k = 1$ vì ứng với giá trị đó $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2b}$ cường độ sáng không thể có cực đại. Thật vậy: khi $\sin \varphi = 0$ ta có cực đại giữa và nếu $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2b}$ lại có cực đại nữa thì giữa $\sin \varphi = 0$ và $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2b}$ phải có cực tiểu. Tuy nhiên theo (9.36) thì các cực tiểu đầu tiên phải ứng với khi $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b}$.

• Tóm lại:

$\sin \varphi = 0$ có cực đại giữa.

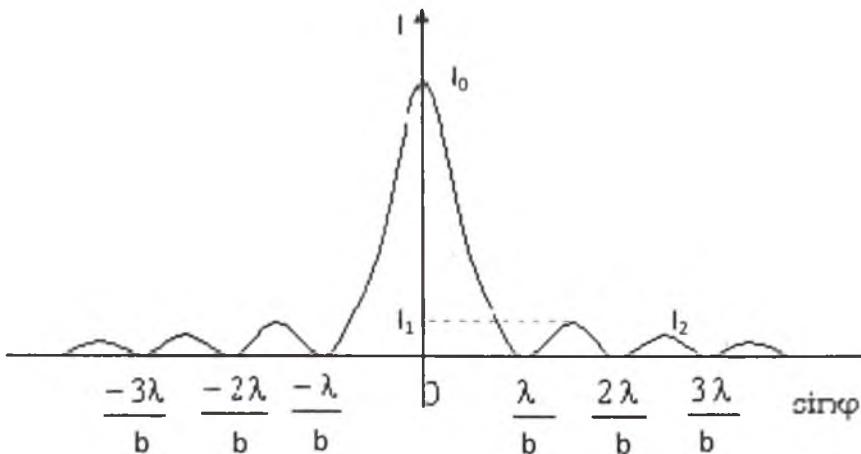
$\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b}, \pm 2 \frac{\lambda}{b}, \pm 3 \frac{\lambda}{b}, \dots$ có cực tiểu nhiều xạ.

$$\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2b}, \pm 3 \frac{\lambda}{2b}, \pm 5 \frac{\lambda}{2b}, \dots \text{có cực đại nhiều xạ.}$$

Đồ thị phân bố cường độ sáng trên màn quan sát theo $\sin \varphi$ cho bởi hình 9.14. Qua hình 9.14 ta thấy, bệ rộng cực đại giữa gấp hai lần bệ rộng các cực đại khác. I_0 lớn hơn nhiều I_1, I_2 (chỉ do một dải gây ra còn tại I_0 do nhiều dải gây ra).

Nhìn vào các biểu thức ta thấy, vị trí điểm sáng tối không phụ thuộc vào vị trí khe. Nếu dịch chuyển khe song song với chính nó (giữ nguyên L và màn quan sát) thì hình ảnh nhiều xạ không đổi.

Chú ý: Hình ảnh phô nhiều xạ còn phụ thuộc vào độ rộng của khe, nhưng trong điều kiện khuôn khổ giáo trình này chúng ta không xem xét đến.



Hình 9.14. Phân bố cường độ sáng khi nhiều xạ qua một khe hẹp.

9.6.2. Nhiều xạ qua nhiều khe hẹp. Cách tử

a. Nhiều xạ qua nhiều khe hẹp

Giả sử có N khe hẹp giống nhau nằm song song với nhau trong mặt phẳng (hình 9.15). Rọi lên các khe chùm sáng đơn sắc song song. Giả sử chùm sáng gồm các tia kết hợp.

Gọi bè rộng khe là b , khoảng cách giữa hai khe liên tiếp là d . Vì các khe có thể coi là các nguồn kết hợp, do đó ngoài hiện tượng nhiễu xạ gây bởi một khe còn có hiện tượng giao thoa gây bởi các khe cho nên ảnh nhiễu xạ trở lên phức tạp hơn.

Tại những điểm trên màn Φ thoả mãn điều kiện $\sin \varphi = k \frac{\lambda}{b}$

với $k = \pm 1, \pm 2\dots$ cho cực tiêu

nhiễu xạ. Các cực tiêu đó gọi là *cực tiêu chính*.

* Xét sự phân bố dao động sáng giữa hai cực tiêu chính

Xét hai tia xuất phát từ hai khe liên tiếp. Khi đến M chúng có hiệu quang lộ:

$$\Delta L = L_1 - L_2 = d \cdot \sin \varphi$$

Nếu $\Delta L = k\lambda$ thì dao động sáng tại M sẽ đồng pha suy ra tại M sẽ sáng. Các điểm sáng đó gọi là các cực đại chính. Vị trí các cực đại xác định bằng công thức:

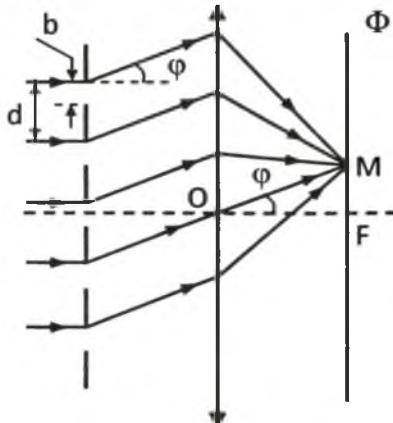
$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{b} \quad (\text{với } k = \pm 1, \pm 2\dots) \quad (9.37)$$

Tại F ($k=0, \sin \varphi = 0$) có cực đại chính giữa.

Vì $d > b$ nên giữa hai cực tiêu chính có thể có nhiều cực đại chính (hình 9.16).

* Xét sự phân bố dao động sáng giữa hai cực đại chính

Tại điểm nằm giữa các cực đại chính kề tiếp góc φ thoả mãn điều kiện:



Hình 9.15. Nghiên cứu nhiễu xạ qua nhiều khe hẹp.

$$\sin \varphi = (2k+1) \frac{\lambda}{2b} \quad (9.38)$$

Tại đó hiệu quang lô của hai tia gửi từ hai khe kế tiếp có giá trị:

$$\Delta L = L_1 - L_2 = d \cdot \sin \varphi = (2k+1)\lambda/2$$

Do đó, dao động giữa hai tia đó sẽ khử lẫn nhau. Tuy nhiên điểm chính giữa chưa chắc đã là điểm tối. Ta xét hai trường hợp sau:

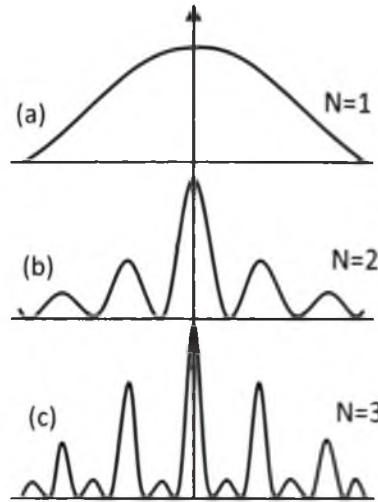
- + Trường hợp có hai khe $N=2$, dao động do hai khe gửi tới sẽ khử nhau vì thế điểm giữa hai cực đại chính là điểm tối.

- + Trường hợp có ba khe $N=3$. Tại điểm chính giữa hai cực đại chính, dao động do hai khe gửi tới sẽ khử nhau, còn dao động do tia thứ 3 gửi tới không bị khử. Kết quả giữa hai cực đại

chính có một cực đại có cường độ sáng nhỏ hơn nhiều cực đại chính và được gọi là *cực đại phụ*. Tất nhiên giữa cực đại phụ này và hai cực đại chính hai bên, phải có hai cực tiêu. Các cực tiêu này được gọi là các *cực tiêu phụ*.

- + Trường hợp N là bất kỳ, người ta chứng minh rằng giữa hai cực đại chính có $N-1$ cực đại phụ.

(Muốn quan sát được cực đại chính thì $\lambda < d$ vì nếu $\lambda > d \Rightarrow \sin \varphi > 1$).



Hình 9.16. Đồ thị phân bố cường độ sáng trong trường hợp nhiều xạ qua một khe (a), hai khe (b) và ba khe (c).

b. Cách tử nhiễu xạ và quang phổ nhiễu xạ

Tập hợp nhiều khe hẹp giống nhau song song cách đều và nằm trong cùng một mặt phẳng được gọi là cách tử nhiễu xạ. Khoảng cách giữa hai khe hẹp kế tiếp được gọi là chu kỳ của cách tử.

Số khe trên một đơn vị chiều dài của cách tử là $n = 1/d$ (Để chế tạo cách tử có thể dùng mũi dao vạch trên mặt thuỷ tinh).

Có hai loại cách tử nhiễu xạ: + Cách tử truyền qua.

+ Cách tử phản xạ.

Nếu chiếu ánh sáng đơn sắc lên cách tử thì trên màn quan sát người ta được các vạch sáng. Đó là các cực đại chính.

Nếu chiếu ánh sáng trắng thì ta được hệ thống các cực đại chính. Tại F các ánh sáng đơn sắc đều cho một cực đại chính. Kết quả tại giữa là ánh sáng trắng.

Úng với mỗi k xác định, các cực đại chính của các ánh sáng đơn sắc không trùng nhau. Tập hợp các cực đại chính đó tạo thành phổ bậc k (tím phía trong, đỏ phía ngoài, ở xa các quang phổ chồng chập lên nhau).

Các quang phổ cho bởi các cách tử được gọi là các quang phổ nhiễu xạ.

* *Ứng dụng*

+Dùng để xác định bước sóng. Từ công thức xác định cực đại chính $\sin \phi = k \frac{\lambda}{b}$. Biết k, d ta đo φ tính được λ.

+ Để phân tích phổ.

PHÂN CỰC ÁNH SÁNG

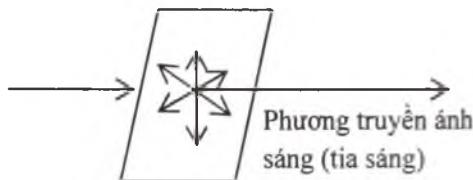
Trong hai chương trước chúng ta đã nghiên cứu hiện tượng giao thoa và hiện tượng nhiễu xạ ánh sáng chỉ dựa vào bản chất sóng của ánh sáng mà không cần phân biệt sóng ánh sáng là sóng ngang hay sóng dọc. Trong chương này chúng ta sẽ chứng minh ánh sáng là sóng ngang qua hiện tượng phân cực ánh sáng. Ta đã biết sóng điện từ là sóng ngang, là sóng có các vectơ cường độ điện trường và vectơ cường độ từ trường dao động vuông góc với phương truyền sóng. Chỉ có sóng ngang mới có thể thể hiện tính phân cực cho nên nghiên cứu sự phân cực của ánh sáng chúng ta một lần nữa khẳng định bản chất sóng điện từ của ánh sáng.

10.1. Ánh sáng tự nhiên và ánh sáng phân cực

10.1.1. Ánh sáng tự nhiên

Ta biết rằng nguyên tử phát ra ánh sáng dưới dạng những đoàn sóng nối tiếp nhau. Mỗi đoàn có \vec{E} luôn dao động theo phương xác định vuông góc với tia sáng (hình 10.1).

Nhưng do tính chất hỗn loạn của các vận động bên trong nguyên tử, vectơ \vec{E} trong các đoàn sóng do một nguyên tử phát ra có thể dao động theo những phương khác nhau xung quanh tia sáng. Mặt khác nguồn sáng mà chúng ta xét dù có kích thước rất nhỏ cũng bao gồm



Hình 10.1. Ánh sáng tự nhiên.

rất nhiều nguyên tử, phương dao động của vectơ \vec{E} trong các đoàn sóng do các nguyên tử phát ra cũng thay đổi hỗn loạn xung quanh tia sáng. Như vậy, ánh sáng từ một nguồn phát ra có cường độ điện trường dao động theo tất cả mọi phương vuông góc với tia sáng. *Ánh sáng có vectơ cường độ điện trường dao động đều đặn theo mọi phương vuông góc với tia sáng được gọi là ánh sáng tự nhiên.*

10.1.2. Ánh sáng phân cực

Thực nghiệm chứng tỏ, khi ánh sáng tự nhiên đi qua môi trường bất đồng hướng thì do tác dụng của môi trường lên ánh sáng làm cho \vec{E} chỉ dao động theo một phương xác định.

Ánh sáng có vectơ cường độ điện trường chỉ dao động theo một phương xác định gọi là ánh sáng phân cực thẳng hay ánh sáng phân cực toàn phần.

Mặt phẳng chứa tia sáng và phương dao động của vectơ \vec{E} gọi là mặt phẳng dao động.

Mặt phẳng chứa tia sáng và vuông góc mặt phẳng dao động được gọi là mặt phẳng phân cực.

Trường hợp tác dụng của môi trường lên ánh sáng tự nhiên làm cho \vec{E} dao động theo mọi phương nhưng có phương dao động mạnh có phương dao động yếu.

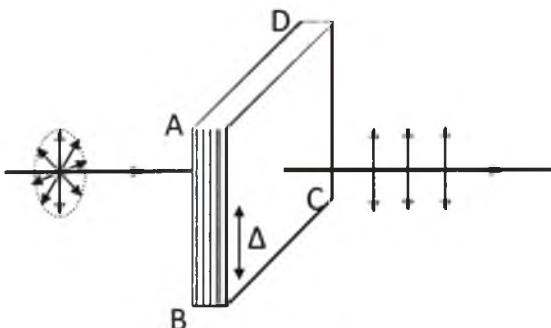
Ánh sáng có vectơ cường độ điện trường dao động theo mọi phương nhưng có phương dao động mạnh có phương dao động yếu được gọi là ánh sáng phân cực một phần.

Như vậy: *Ánh sáng tự nhiên có thể coi là tập hợp vô số ánh sáng phân cực toàn phần dao động theo tất cả mọi phương vuông góc với tia sáng.*



Hình 10.2. Ánh sáng phân cực toàn phần.

Trong những điều kiện nào đó, các tinh thể có thể biến ánh sáng tự nhiên thành ánh sáng phân cực. Tuamalin (hợp chất Alumini Silicôbôsit) là một trong những tinh thể như vậy.



Hình 10.3.

Thực nghiệm, đã chứng tỏ rằng bản Tuamalin dày khoảng 1 mm trở lên chỉ cho qua những ánh sáng nào đó có \vec{E} nằm trong một mặt phẳng xác định, đó là mặt phẳng chứa một phương đặc biệt với tia sáng. Còn ánh sáng có phương vuông góc với mặt phẳng trên sẽ không đi qua bản (hình 10.3).

Trong trường hợp bản Tuamalin có quang trực song song với cạnh AB, còn các tia chiếu vào vuông góc với mặt ABCD thì vì ánh sáng là sóng ngang, nên tia sáng sau bản Tuamalin có \vec{E} song song với quang trực của bản.

Lấy bản Tuamalin T_2 (đặt T_2 sau T_1). Gọi α là góc giữa hai quang trực (hình 10.4). Do tính chất của bản Tuamalin biến độ dao động sáng sau bản T_2 là:

$$a_2 = a_1 \cdot \cos \alpha$$

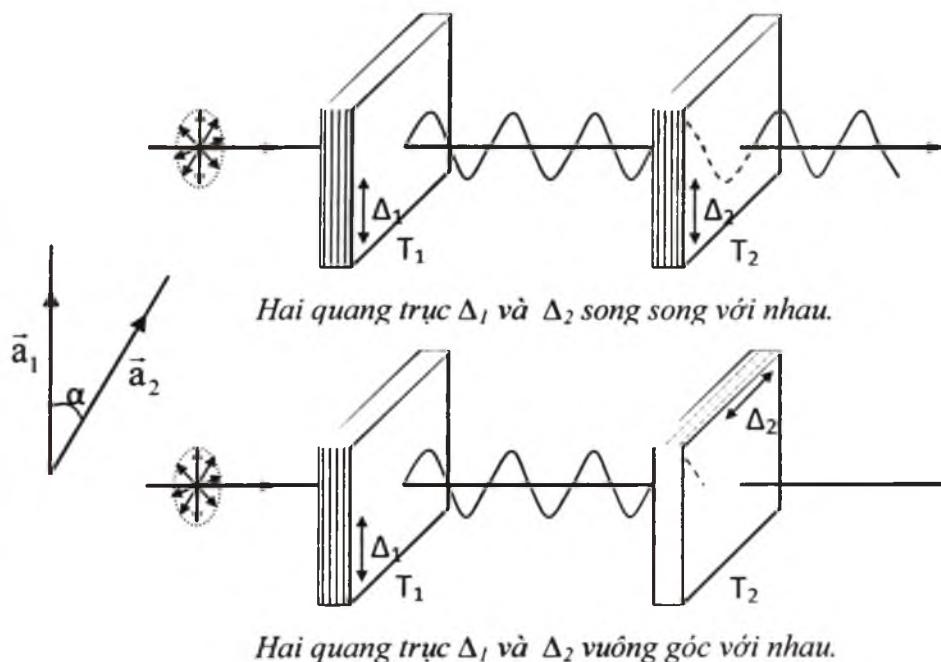
Cường độ sáng sau bản T_2 sẽ là:

$$I_2 = a_2^2 = I_1 \cdot \cos^2 \alpha \quad (10.1)$$

Trong đó: $I_1 = a_1^2$ là cường độ sáng sau bản T_1 .

Giữ T_1 cố định và quay bản T_2 xung quanh tia sáng thì I_2 sẽ thay đổi

- + Lúc 2 quang trực song song với nhau ($\alpha = 0$) thì $I_2 = I_{2\max} = I_1$.
- + Lúc 2 quang trực vuông góc với nhau ($\alpha = 90^\circ$) thì $I_2 = I_{2\min} = 0$.



Hình 10.4. Sự truyền ánh sáng qua hai bản tuamalin.

Người ta gọi T_1 là kính phân cực. T_2 là kính phân tích.

Công thức (10.1) là định lý Malus: Khi cho một chùm sáng tự nhiên rọi qua hai bản Tuamalin có quang trực hợp với nhau góc α thì cường độ sáng nhân được tỉ lệ với $\cos^2 \alpha$.

Dùng bản Tuamalin ta có thể phân biệt được một chùm sáng là ánh sáng tự nhiên hay ánh sáng phân cực. Nếu tia sáng là ánh sáng tự nhiên thì sau khi qua bản Tuamalin cường độ ánh sáng sau bản không đổi, nếu là ánh sáng phân cực thì cường độ sáng thay đổi.

10.2. Sự phân cực do phản xạ và khúc xạ

Khi chùm sáng tự nhiên truyền tới mặt phản cách giữa hai môi trường (1) và (2) thì chùm tia phản xạ và chùm tia khúc xạ đều là ánh sáng phân cực một phần.

+ Tia phản xạ có biên độ dao động lớn nhất theo phương vuông góc với mặt phẳng tới.

+ Tia khúc xạ có biên độ dao động lớn nhất theo phương song song với mặt phẳng tới.

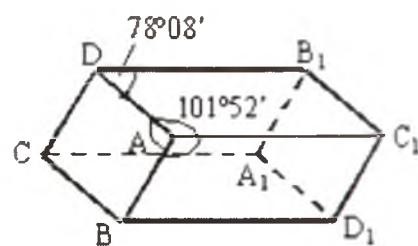
Mức độ phân cực phụ thuộc vào góc tới i . Nếu thay đổi i sao cho $i = i_B$ thoả mãn điều kiện $\operatorname{tg} i_B = n_{21}$ thì chùm tia phản xạ sẽ phân cực toàn phần, còn chùm tia khúc xạ vẫn phân cực một phần. Góc i_B gọi là góc Brewster.

Tia khúc xạ không bao giờ là ánh sáng phân cực một phần.

10.3. Sự phân cực do lưỡng chiết

Thực nghiệm chứng tỏ rằng một số tinh thể như băng lan, thạch anh... có tính chất đặc biệt là nếu chiếu một tia sáng đến tinh thể thì nói chung ta sẽ được hai tia. Hiện tượng này gọi là hiện tượng lưỡng chiết. Nguyên nhân là do tính bất đồng hướng của tinh thể về mặt quang học (tức là tính chất quang của tinh thể ở các hướng khác nhau thì sẽ khác nhau). Để nghiên cứu hiện tượng lưỡng chiết chúng ta xét tinh thể băng lan.

Tinh thể băng lan là dạng kết tinh của canxi cacbônat (CaCO_3). Mỗi hạt tinh thể băng lan có dạng một khối sáu mặt hình thoi (hình 10.5), trong đó đường thẳng nối hai đỉnh A và A_1 gọi là quang trực của tinh thể. Một tia sáng truyền vào tinh thể băng lan theo phương



Hình 10.5. Tinh thể băng lan.

song song với quang trục sẽ không bị tách thành hai tia khúc xạ. Chiếu một tia sáng tự nhiên vuông góc với mặt ABCD của tinh thể. Thực nghiệm chứng tỏ rằng tia này sẽ bị tách thành hai tia khúc xạ (hình 10.6):

- Tia truyền thẳng không bị lệch khỏi phương truyền gọi là tia thường (kí hiệu là tia o). Tia này tuân theo định luật khúc xạ ánh sáng. Tia thường phân cực toàn phần, có vectơ sáng \vec{E} vuông góc với một mặt phẳng đặc biệt, gọi là mặt phẳng chính của tia đó (mặt phẳng chứa tia thường và quang trục).

- Tia lệch khỏi phương truyền gọi là tia bất thường (kí hiệu là tia e). Tia này không tuân theo định luật khúc xạ ánh sáng. Tia bất thường phân cực toàn phần, có vectơ sáng \vec{E} nằm trong mặt phẳng chính của nó (mặt phẳng chứa quang trục và tia bất thường).

Khi ló ra khỏi tinh thể, hai tia thường và tia bất thường chỉ khác nhau về phương phân cực. Chiết suất của tinh thể băng lan đối với tia thường luôn không đổi và bằng $n_o = 1,659$.

Chiết suất n_e của tinh thể băng lan đối với tia bất thường phụ thuộc vào phương truyền của nó trong tinh thể và thay đổi từ 1,659 (theo phương quang trục) đến 1,486 (theo phương vuông góc với quang trục). Như vậy đối với tinh thể băng lan ta có:

$$n_e \leq n_o \quad (10.2)$$

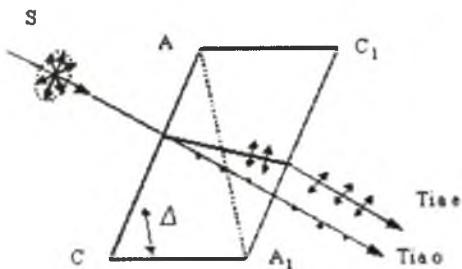
Vì chiết suất $n = c/v$, với c là vận tốc ánh sáng trong chân không và v là vận tốc ánh sáng trong môi trường, do đó:

$$v_e \geq v_o \quad (10.3)$$

nghĩa là trong tinh thể băng lan, vận tốc của tia bất thường nói chung lớn hơn vận tốc của tia thường.

Tinh thể băng lan, thạch anh, tuamalin... là những tinh thể đơn trục. Trong tự nhiên còn có tinh thể lưỡng trục, đó là những tinh thể có hai quang trục theo hai hướng khác nhau. Một tia sáng tự nhiên

truyền qua tinh thể lưỡng trực cũng bị tách thành hai tia khúc xạ nhưng cả hai tia này đều là những tia bất thường.



Hình 10.6. Tinh lưỡng chiết của tinh thể.

10.4. Sự quay mặt phẳng phân cực

Một số tinh thể hoặc dung dịch có tác dụng làm quay mặt phẳng phân cực của chùm ánh sáng phân cực toàn phần truyền qua chúng. Hiện tượng này gọi là hiện tượng quay mặt phẳng phân cực. Các chất làm quay mặt phẳng phân cực của ánh sáng phân cực gọi là chất hoạt quang, thí dụ như thạch anh, dung dịch đường...

Hiện tượng quay mặt phẳng phân cực được thể hiện như sau: Cho ánh sáng tự nhiên đi qua kính phân cực T_1 và kính phân tích T_2 đặt vuông góc với nhau. Kết quả là ánh sáng không đi qua được kính phân tích T_2 , sau bản T_2 sẽ tối. Nay nếu đặt giữa kính phân cực T_1 và kính phân tích T_2 một bản tinh thể thạch anh có quang trục nằm dọc theo phương truyền của tia sáng thì thấy ánh sáng đi qua được kính phân tích T_2 , sau bản T_2 sẽ sáng. Muốn cho ánh sáng không đi qua được ta phải quay kính phân tích một góc φ . Điều đó chứng tỏ dưới tác dụng của bản tinh thể ánh sáng phân cực thăng sau bản T_1 đã bị quay đi một góc φ (hình 10.7), hay ta nói bản tinh thể đã làm quay mặt phẳng phân cực một góc φ . Đó là hiện tượng quay mặt phẳng phân cực.

Thực nghiệm cho thấy góc quay φ của mặt phẳng phân cực tỷ lệ thuận với độ dày d của bản tinh thể:

$$\varphi = \alpha d \quad (10.4)$$

α : là hệ số quay, nó có giá trị phụ thuộc bản chất, nhiệt độ của chất rắn quang hoạt và bước sóng λ của ánh sáng. Ví dụ, đối với bản thạch anh ở 20°C : $\alpha = 21,7$ độ/mm ứng với $\lambda = 0,589 \mu\text{m}$; $\alpha = 48,9$ độ/mm ứng với $\lambda = 0,4047 \mu\text{m}$.

Đối với các dung dịch, góc quay φ của mặt phẳng phân cực tỷ lệ với độ dày d của lớp dung dịch có ánh sáng phân cực truyền qua và tỷ lệ với nồng độ c của dung dịch:

$$\varphi = [\alpha]cd \quad (10.5)$$

trong đó: $[\alpha]$ được gọi là hệ số quay riêng, nó có giá trị phụ thuộc vào bản chất và nhiệt độ của dung dịch hoạt quang, đồng thời phụ thuộc bước sóng λ của ánh sáng. Ví dụ, đối với ánh sáng vàng Na ($\lambda = 0,589 \mu\text{m}$) ở 20°C , $[\alpha]$ của dung dịch đường là $66,50 \text{ cm}^2/\text{g}$.

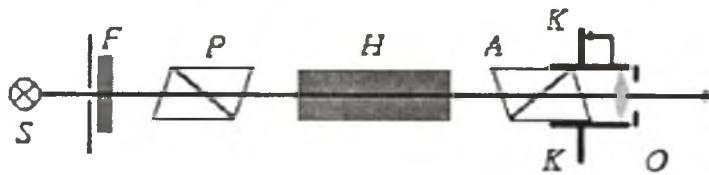
Hiện tượng quay mặt phẳng phân cực được ứng dụng trong một dụng cụ gọi là đường ké để xác định nồng độ đường trong dung dịch.

Ánh sáng từ bóng đèn S truyền qua kính lọc sắc F và kính phân cực P biến đổi thành ánh sáng đơn sắc phân cực toàn phần. Quan sát trong ống ngắm O, đồng thời quay kính phân tích A cho tới khi thị trường trong ống ngắm trở nên tối hoàn toàn. Khi đó kính phân tích A nằm ở vị trí bắt chéo với kính phân cực P và mặt phẳng chính của chúng vuông góc với nhau. Góc φ_1 xác định vị trí của kính phân tích A đọc được trên thước đo góc K. Đặt ống thuỷ tinh H chứa đầy dung dịch hoạt quang cần nghiên cứu vào khoảng giữa hai kính A và P, thị trường trong ống ngắm O lại sáng. Nguyên nhân là do dung dịch hoạt quang đã làm mặt phẳng dao động của ánh sáng phân cực toàn phần truyền qua nó quay đi một góc φ tới vị trí không vuông góc với mặt phẳng chính của kính phân tích A nữa. Bây giờ ta quay kính phân tích A cho đến khi thị trường trong ống ngắm O tối hoàn toàn. Đọc góc φ_2 ,

xác định vị trí này của kính phân tích A. Từ đó tìm ra được góc quay φ của mặt phẳng phân cực $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

Theo công thức (10.5), nếu biết độ dày d và hằng số quay riêng $[\alpha]$ của dung dịch hoạt quang, ta dễ dàng xác định được nồng độ c của dung dịch:

$$c = \frac{\varphi}{[\alpha]d} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{[\alpha]d} \quad (10.6)$$



Hình 10.7. Mô hình của đường kế.

TÍNH CHẤT HẠT CỦA ÁNH SÁNG

Hiện tượng giao thoa, nhiễu xạ ánh sáng là những hiện tượng chứng tỏ bản chất sóng của ánh sáng. Nhưng vào cuối thế kỉ XIX, đầu thế kỉ XX người ta đã phát hiện những hiện tượng quang học mới như hiện tượng bức xạ nhiệt, hiệu ứng quang điện, hiệu ứng Compton. Những hiện tượng này không thể giải thích được bằng thuyết sóng ánh sáng. Để giải quyết những bế tắc trên, người ta phải dựa vào thuyết lượng tử của Planck và thuyết photon của Einstein, tức là phải dựa vào bản chất hạt của ánh sáng. Phần quang học nghiên cứu ánh sáng dựa vào hai thuyết trên gọi là quang học lượng tử. Trong chương này chúng ta sẽ nghiên cứu các hiện tượng bức xạ nhiệt, hiệu ứng quang điện, hiệu ứng Compton cùng với thuyết lượng tử của Planck và thuyết photon của Einstein.

11.1. Bức xạ nhiệt. Định luật Kirchhoff

11.1.1. *Bức xạ nhiệt cân bằng*

Bức xạ là hiện tượng các vật bị kích thích phát ra sóng điện từ. Có nhiều dạng bức xạ khác nhau do những nguyên nhân khác nhau gây ra: ví dụ do tác dụng nhiệt (miếng sắt nung đỏ, dây tóc bóng đèn cháy sáng), do tác dụng hóa học (phốt pho cháy sáng trong không khí), do biến đổi năng lượng trong mạch dao động điện từ... Tuy nhiên, phát bức xạ do tác dụng nhiệt là phổ biến nhất và được gọi là bức xạ nhiệt.

Định nghĩa: Bức xạ nhiệt là hiện tượng sóng điện từ phát ra từ những vật bị kích thích bởi tác dụng nhiệt.

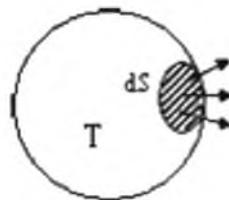
Khi vật phát ra bức xạ, năng lượng của nó giảm và nhiệt độ của nó cũng giảm theo. Ngược lại, nếu vật hấp thụ bức xạ, năng lượng của nó tăng và nhiệt độ của nó tăng. Trong trường hợp nếu phần năng lượng của vật bị mất đi do phát xạ bằng phần năng lượng vật thu được do hấp thụ, thì nhiệt độ của vật sẽ không đổi theo thời gian và bức xạ nhiệt của vật cũng không đổi. Bức xạ nhiệt trong trường hợp này được gọi là bức xạ nhiệt cân bằng và trạng thái này được gọi là trạng thái cân bằng nhiệt động.

11.1.2. Các đại lượng đặc trưng của bức xạ nhiệt cân bằng

a. Năng suất phát xạ toàn phần

Xét một vật đốt nóng được giữ ở nhiệt độ T không đổi (hình 11.1). Diện tích dS của vật phát xạ trong một đơn vị thời gian một năng lượng toàn phần $d\Phi_T$. Đại lượng: $R_T = \frac{d\phi_T}{dS}$

(11.1) được gọi là năng suất phát xạ toàn phần của vật ở nhiệt độ T .



Hình 11.1.

Định nghĩa: Năng suất phát xạ toàn phần của vật ở nhiệt độ T là một đại lượng có giá trị bằng năng lượng bức xạ toàn phần do một đơn vị diện tích của vật đó phát ra trong một đơn vị thời gian ở nhiệt độ T .

Đơn vị của năng suất phát xạ toàn phần R_T trong hệ đơn vị SI là oát trên mét vuông (W/m^2).

b. Hệ số phát xạ đơn sắc

Bức xạ toàn phần do vật phát ra ở nhiệt độ T nói chung bao gồm nhiều bức xạ đơn sắc. Năng lượng bức xạ phân bố không đồng đều cho tất cả mọi bức xạ có bước sóng khác nhau. Vì thế năng lượng phát xạ ứng với bước sóng thay đổi trong khoảng λ đến $\lambda+d\lambda$ chỉ là một vi phân của năng suất phát xạ toàn phần. Đại lượng:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_T}{d\lambda} \quad (11.2)$$

được gọi là hệ số phát xạ đơn sắc của vật ở nhiệt độ T ứng với bước sóng λ . Nó phụ thuộc vào bản chất và nhiệt độ của vật và phụ thuộc bước sóng λ của bức xạ đơn sắc do vật phát ra.

Đơn vị của hệ số phát xạ đơn sắc: W/m^3 .

Bằng thực nghiệm ta có thể xác định được $r_{\lambda,T}$ ứng với bức xạ đơn sắc bước sóng λ của vật phát ra ở nhiệt độ T , từ đó ta sẽ xác định được năng suất phát xạ toàn phần:

$$R_T = \int dR_T = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda \quad (11.3)$$

c. Hệ số hấp thụ đơn sắc

Giả sử trong một đơn vị thời gian, chùm bức xạ đơn sắc có bước sóng nằm trong khoảng từ λ đến $\lambda+d\lambda$ gửi tới một đơn vị diện tích của vật một năng lượng $d\phi_{\lambda,T}$ nhưng vật đó chỉ hấp thụ một phần năng lượng $d\phi'_{\lambda,T}$. Theo định nghĩa, tỉ số:

$$a_{\lambda,T} = \frac{d\phi'_{\lambda,T}}{d\phi_{\lambda,T}} \quad (11.4)$$

được gọi là hệ số hấp thụ đơn sắc của vật ở nhiệt độ T ứng với bước sóng λ . Nó phụ thuộc vào bản chất và nhiệt độ của vật, phụ thuộc vào bước sóng λ của chùm bức xạ đơn sắc gửi tới.

Thông thường vật không hấp thụ hoàn toàn năng lượng của chùm bức xạ gửi tới, do đó $a_{\lambda,T} < 1$. Những vật mà $a_{\lambda,T} = 1$ với mọi nhiệt độ T và mọi bước sóng λ được gọi là *vật đen tuyệt đối*. Trong thực tế không có vật đen tuyệt đối mà chỉ có những vật có tính chất gần với tính chất của vật đen tuyệt đối, ví dụ bồ hóng, than bạch kim... Để tạo ra vật đen tuyệt đối người ta dùng một cái bình rỗng cách nhiệt, có

khoéét một lỗ nhỏ, mặt trong phủ một lớp bồ hóng. Khi tia bức xạ lọt qua lỗ vào bình, nó sẽ bị phản xạ nhiều lần trên thành bình, mỗi lần phản xạ năng lượng của nó lại bị bình hấp thụ một phần. Kết quả có thể coi là tia bức xạ đã bị hấp thụ hoàn toàn.

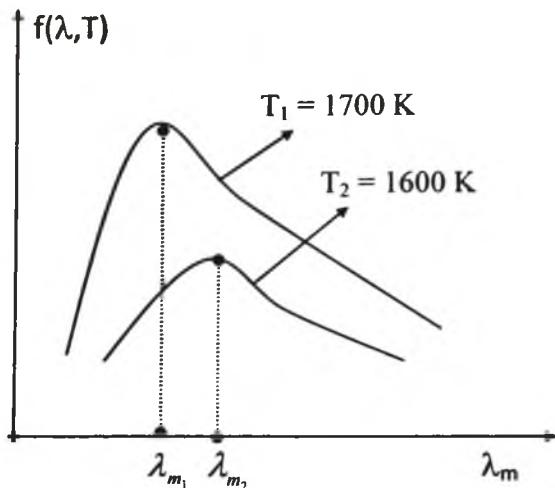
11.1.3. Định luật Kirchhoff

Giả sử đặt hai vật có bản chất khác nhau trong một bình cách nhiệt. Các vật này sẽ phát xạ và hấp thụ nhiệt. Sau một thời gian trạng thái cân bằng nhiệt động sẽ được thiết lập, hai vật sẽ cùng ở một nhiệt độ T như trong bình. Ở trạng thái cân bằng thì hiển nhiên vật nào phát xạ mạnh thì cũng phải hấp thụ bức xạ mạnh. Từ nhận xét đó Kirchhoff đã đưa ra định luật mang tên ông như sau:

Tỉ số giữa hệ số phát xạ đơn sắc $r_{\lambda,T}$ và hệ số hấp thụ đơn sắc $a_{\lambda,T}$ của một vật bất kỳ ở trạng thái bức xạ nhiệt cân bằng không phụ thuộc vào bản chất của vật đó, mà chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ T của nó và bước sóng λ của chum bức xạ đơn sắc.

$$\text{Nghĩa là: } \frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f_{\lambda,T} \quad (11.5)$$

trong đó $f_{\lambda,T}$ là hàm số chung cho mọi vật nên được gọi là *hàm phổ biến*. Vì vật đen tuyệt đối có hệ số hấp thụ đơn sắc bằng 1 nên hàm phổ biến chính là hệ số phát xạ đơn sắc của vật đen tuyệt đối. Làm thí nghiệm với mô hình của vật đen tuyệt đối người ta xác định được $f_{\lambda,T}$ bằng thực nghiệm. Hình 11.2 là đồ thị của hàm phổ biến $f_{\lambda,T}$ theo bước sóng λ ở nhiệt độ T . Đường cong này được gọi là đường đặc trưng phổ phát xạ của vật đen tuyệt đối. Năng suất phát xạ toàn phần của vật đen tuyệt đối được xác định theo công thức (11.3) sẽ có trị số bằng toàn bộ diện tích giới hạn bởi đường đặc trưng phổ phát xạ và trục hoành λ trên hình 11.2.



Hình 11.2

11.2. Bức xạ nhiệt của vật đen tuyệt đối. Thuyết lượng tử Planck

11.2.1. Thuyết lượng tử Planck (1900)

Để giải thích bằng lý thuyết đường cong thực nghiệm của hàm $f(\lambda, T)$. Năm 1900 Planck đã đưa ra giả thuyết năng lượng điện tử mà nguyên tử hay phân tử phát xạ hay hấp thụ không liên tục mà gián đoạn. Lượng năng lượng gián đoạn nhỏ nhất được gọi là lượng tử năng lượng và có giá trị:

$$E = h\gamma = \frac{hc}{\lambda} \quad (11.6)$$

trong đó : γ là tần số của bức xạ, λ bước sóng của bức xạ, $c = 3.10^8 \text{ m/s}$ là vận tốc ánh sáng trong chân không, $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ là hằng số Planck.

Trên cơ sở của giả thuyết lượng tử năng lượng, Planck đã tìm ra được dạng của hàm $f(\lambda, T)$:

$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \quad (11.7)$$

$$\text{Hay: } f(\lambda, T) = \frac{2\pi h \gamma^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\gamma}{kT}} - 1} \quad (11.8)$$

trong đó: T là nhiệt độ tuyệt đối, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J là hằng số Boltzmann.

Các biểu thức (11.7) và (11.8) được gọi là công thức Planck.

11.2.2 Các định luật bức xạ của vật đen tuyệt đối

a. Định luật Stefan-Boltzmann (1884)

Ta có năng suất phát xạ toàn phần của vật đen tuyệt đối :

$$R = \int_0^{\infty} r(\gamma, T) d\gamma = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{\gamma^3}{e^{\frac{h\gamma}{kT}} - 1} d\gamma \text{ hay } R = \sigma T^4 \quad (11.9)$$

Với $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ W/m²K⁴ được gọi là hằng số Stefan-Boltzmann.

Biểu thức (11.9) là định luật Stefan-Boltzmann.

b. Định luật dịch chuyển Wien (1893)

Hàm $f(\lambda, T)$ đạt giá trị cực đại tại giá trị λ_m : $\frac{df(\lambda, T)}{d\lambda} = 0$

Suy ra : $\lambda_m T = b$ (11.10)

Với : $b = 2,898 \cdot 10^{-3}$ m.K được gọi là hằng số Wien.

Biểu thức (11.10) là định luật dịch chuyển Wien.

11.3. Hiệu ứng quang điện ngoài. Thuỷt photon của Einstein

11.3.1. Thuỷt lượng tử ánh sáng của Einstein

Trên cơ sở của thuỷt lượng tử năng lượng của Planck. Năm 1905 Einstein đưa ra thuỷt lượng tử ánh sáng :

a. Ánh sáng được tạo thành từ những hạt gọi là photon. Mỗi photon của ánh sáng đơn sắc mang một năng lượng xác định.

$$E = h\gamma = \frac{hc}{\lambda} \quad (11.11)$$

- b. Trong mọi môi trường hạt photon luôn luôn truyền đi với cùng vận tốc $c = 3.10^8 \text{ m/s}$.
- c. Cường độ sáng I tỉ lệ thuận với số photon.

11.3.2. Hiện tượng quang điện

a. Hiện tượng

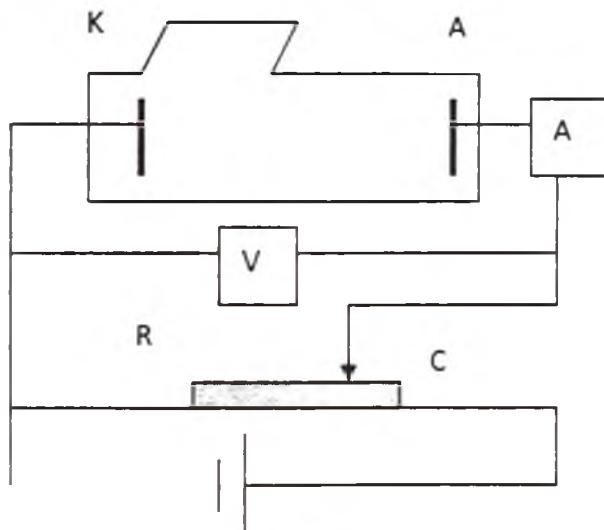
Hiện tượng quang điện là hiện tượng các hạt electron bức xạ ra khỏi bề mặt kim loại khi chiếu vào một chùm ánh sáng có bước sóng thích hợp. Các hạt electron đó được gọi là các quang electron.

Hiện tượng quang điện được Hertz khám phá lần đầu tiên năm 1887.

b. Thí nghiệm quang điện

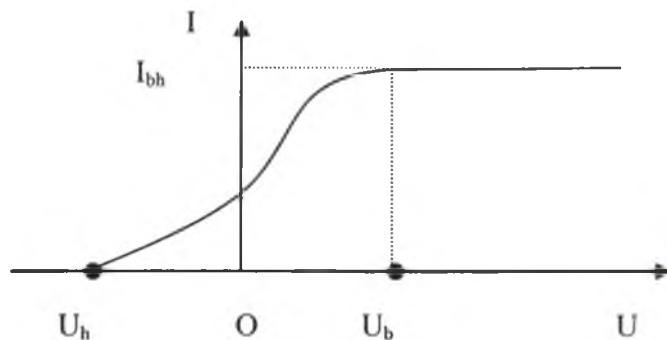
Ta có sơ đồ nghiên cứu hiện tượng quang điện như hình 11.3. Một tế bào quang điện ở trạng thái chân không cao có áp suất khoảng 10^{-6} Torr. Trong tế bào quang điện có hai cực bằng kim loại : cực A là Anode, cực K là Cathode làm bằng kim loại cần nghiên cứu hiện tượng quang điện.

Khi dịch chuyển con chạy C trên biến trở R thì hiệu điện thế giữa hai điện cực thay đổi được đo bằng Vôn kế V. Dòng quang điện chạy trong mạch được đo bằng Ampe kế A.



Hình 11.3

Thực nghiệm cho thấy dòng quang điện phụ thuộc vào hiệu điện thế U như hình 11.4.



Hình 11.4

- Khi $U > U_b$ dòng quang điện đạt giá trị bão hòa I_{bh} .

$$\text{Ta có : } I_{bh} = n \cdot e \quad (11.12)$$

Với n là số electron bức xạ ra khỏi cực trong một giây.

- Khi $U = U_h < 0$ dòng quang điện $I = 0$

Dễ dàng chứng minh được :

$$|eU_h| = \frac{1}{2}m_e v_m^2 \quad (11.13)$$

Trong đó : v_m là vận tốc ban đầu cực đại của quang electron, U_h là hiệu điện thế hâm, e là điện tích của electron, m_e là khối lượng của electron.

11.3.3. Các định luật quang điện

a. Định luật giới hạn quang điện

Đối với mỗi kim loại nhất định hiện tượng quang điện chỉ xảy ra khi bước sóng λ của bức xạ chiếu vào kim loại thỏa mãn : $\lambda \leq \lambda_0$.

Trong đó λ_0 là giới hạn quang điện ứng với kim loại đó. Các kim loại khác nhau có giới hạn quang điện khác nhau.

b. Định luật dòng quang điện bão hoà

Cường độ dòng quang điện bão hoà I_{bh} tỉ lệ thuận với cường độ sáng I chiếu vào kim loại.

c. Định luật về động năng cực đại

Động năng cực đại của quang electron không phụ thuộc vào cường độ sáng mà chỉ phụ thuộc vào tần số của bức xạ.

11.3.4. Giải thích các định luật quang điện

Lý thuyết sóng ánh sáng không giải thích được các định luật quang điện. Các định luật quang điện được giải thích theo thuyết photon ánh sáng như sau:

a. Định luật giới hạn quang điện

Để electron thoát ra khỏi bề mặt kim loại. Năng lượng nó hấp thụ từ một photon phải thỏa mãn: $h\nu \geq A$.

Với A là công thoát của kim loại.

$$\text{Suy ra : } \frac{hc}{\lambda} \geq A$$

$$\text{Hay : } \lambda \leq \frac{hc}{A} = \lambda_o$$

b. Định luật dòng quang điện bão hoà

Cường độ dòng quang điện bão hoà I_{bh} tỉ lệ với số quang electron n bức xạ ra khỏi cực K, đến lượt n lại tỉ lệ với n_ϕ hạt photon đập vào cực K mà n_ϕ lại tỉ lệ với cường độ sáng I . Vậy :

$$I_{bh} \sim n \sim n_\phi \sim I.$$

c. Định luật động năng cực đại

Năng lượng electron hấp thụ từ một photon được chia làm hai phần, một phần để thảng công thoát A bức ra ngoài, còn lại biến thành động năng ban đầu:

$$h\gamma = A + \frac{1}{2}m_e v_m^2 \quad (11.14)$$

Biểu thức (11.14) là phương trình Einstein.

11.3.5. Photon

a. Khối lượng của hạt photon

Theo lý thuyết tương đối của Einstein ta có :

$$E = mc^2 \quad (*)$$

Theo lý thuyết lượng tử ánh sáng của Einstein ta có :

$$E = h\gamma \quad (**)$$

$$\text{Từ (*) và (**)} \text{ suy ra : } m = \frac{h\gamma}{c^2} = \frac{h}{\lambda c} \quad (11.15)$$

Theo lý thuyết tương đối khối lượng nghỉ của hạt photon bằng không : $m_0 = 0$.

b. Động lượng của photon

$$p = mc$$

$$\text{Theo (11.15) suy ra : } p = \frac{h\gamma}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (11.16)$$

11.3.6. Lưỡng tính sóng hạt của ánh sáng

Tử hiện tượng giao thoa chứng tỏ ánh sáng có bản chất sóng. Hàm sóng của ánh sáng được biểu diễn bằng hàm phức như sau :

$$\Psi = \Psi_o e^{-i(\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})} \quad (11.17)$$

Với : $\omega = 2\pi\nu$.

$$\vec{K} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n} \text{ là vectơ sóng.}$$

\vec{n} là vectơ đơn vị trên phương truyền sóng.

Từ hiện tượng quang điện chứng tỏ ánh sáng có bản chất hạt.

Hạt photon có:

$$\text{- Năng lượng : } E = h\gamma \quad (1)$$

$$\text{- Động lượng : } p = \frac{h}{\lambda} \quad (2)$$

Từ (2) ta suy ra : $p = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar \cdot K$

Với : $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

Vì \vec{p} và \vec{K} cùng phương chiều nên : $\vec{p} = \hbar \cdot \vec{K}$ (3)

Mặt khác : $\omega = 2\pi\gamma = \frac{2\pi}{h} \cdot h\gamma$

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad (4)$$

Thay (3) và (4) vào (11.17) ta được :

$$\Psi = \Psi_o - \frac{i}{\hbar} \left(Et - \vec{p} \cdot \vec{r} \right) \quad (11.18)$$

Biểu thức (11.18) là hàm sóng của hạt photon.

11.4. Hiệu ứng Compton

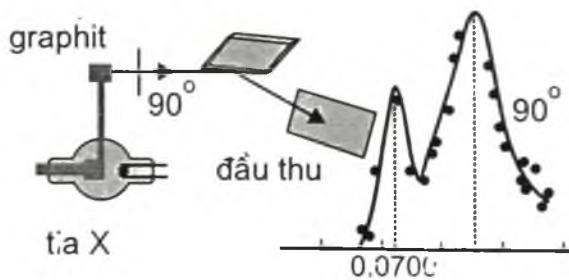
Hiệu ứng Compton là một trong những hiệu ứng thể hiện bản chất hạt của các bức xạ điện từ, đồng thời nó chứng minh sự tồn tại động lượng của các hạt photon.

11.4.1. Hiệu ứng Compton

Thí nghiệm Compton: Cho một chùm tia X bước sóng λ chiếu vào graphit hay parafin... Khi đi qua các chất này tia X bị tán xạ theo nhiều phương. Trong phổ tán xạ, ngoài vạch có bước sóng bằng bước sóng λ của chùm tia X chiếu tới còn có những vạch ứng với bước sóng

$\lambda' > \lambda$ (hình 11.6). Thực nghiệm chứng tỏ rằng bước sóng λ' không phụ thuộc cấu tạo của các chất được tia X rời đến mà chỉ phụ thuộc vào góc tán xạ θ . Độ tăng của bước sóng $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ được xác định bởi biểu thức:

$$\Delta\lambda = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (11.19)$$



Hình 11.6. Thi nghiệm Compton.

trong đó $\lambda_c = 2,426 \cdot 10^{-12}$ m là một hằng số chung cho mọi chất, được gọi là bước sóng Compton.

Theo lý thuyết sóng thì khi tia X truyền đến thanh graphit nó làm cho các hạt mang điện trong thanh (ở đây là electron) dao động cưỡng bức với cùng tần số của tia X, do đó các bức xạ tán xạ về mọi phương phải có cùng tần số với bức xạ tới. Như vậy, lý thuyết sóng điện tử cổ điển không giải thích được hiện tượng Compton.

11.4.2. Giải thích bằng thuyết lượng tử ánh sáng

Chúng ta có thể coi hiện tượng tán xạ tia X như một va chạm hoàn toàn đàm hồi giữa một photon và một electron trong chất mà tia X chiếu tới (hình 11.7). Trong phô tán xạ, những vạch có bước sóng bằng bước sóng của tia X chiếu tới tương ứng với sự tán xạ của tia X lên các electron ở sâu trong nguyên tử, các electron này liên kết mạnh với hạt nhân, còn vạch có bước sóng $\lambda' > \lambda$ tương ứng với sự tán xạ tia X lên các electron liên kết yếu với hạt nhân. Năng lượng liên kết của

các electron này rất nhỏ so với năng lượng của chùm tia X chiếu tới, do đó các electron đó có thể coi như tự do. Vì đây là va chạm đàn hồi giữa photon và electron tự do nên ta sẽ áp dụng hai định luật bảo toàn năng lượng và bảo toàn động lượng cho hệ kín “tia X - e-”. Giả thiết trước va chạm electron (e^-) đứng yên. Tia X

có năng lượng lớn, khi tán xạ trên electron tự do tia X sẽ truyền năng lượng cho electron nên sau va chạm vận tốc của electron rất lớn, do đó ta phải áp dụng hiệu ứng tương đối tính trong trường hợp này. Chúng ta xét động lượng, năng lượng của hạt photon và electron trước và sau va chạm:

Trước va chạm: e^- đứng yên: Năng lượng: $m_0 c^2$

Động lượng: 0

Photon: Năng lượng: $E = h\nu$

$$\text{Động lượng: } p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Sau va chạm: e^-

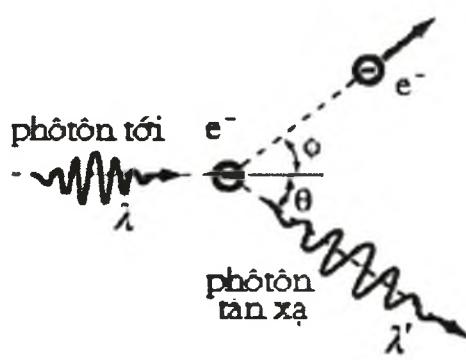
$$\text{Năng lượng: } \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} c^2 = mc^2$$

$$\text{Động lượng: } p_e = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} v = mv$$

Photon tán xạ :

Năng lượng: $E' = h\nu'$

$$\text{Động lượng: } p' = \frac{h\nu'}{c} = \frac{h}{\lambda'}$$



Hình 11. 7. Va chạm đàn hồi giữa photon và electron.

(m_0 là khối lượng nghỉ của e^-)

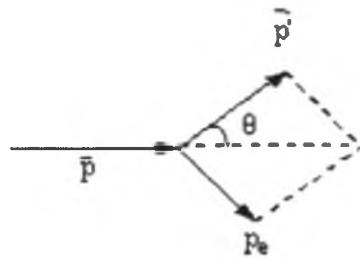
Theo định luật bảo toàn năng lượng và động lượng:

$$hv + m_0 c^2 = h\nu' + mc^2 \quad (11.20)$$

$$\vec{p} = \vec{p}' + \vec{p}_e \quad (11.21)$$

Gọi θ là góc giữa \vec{p} và \vec{p}'

(hình 11.8). Sau khi biến đổi các biểu thức (11.20) và (11.21) và sử dụng công thức liên hệ giữa năng lượng và động lượng trong cơ học tương đối tính, cuối cùng ta được:



Hình 11.8.

$$m_0 c^2 (v - v') = h\nu' (1 - \cos\theta) = 2h\nu' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (11.22)$$

Thay $v = \frac{c}{\lambda}$ vào biểu thức trên ta được:

$$(\lambda - \lambda') = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (11.23)$$

Trong đó $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ là hằng số chung cho mọi

chất, gọi là bước sóng Compton. Đại lượng $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ là độ biến thiên của bước sóng trong tán xạ, nó chỉ phụ thuộc vào góc tán xạ mà không phụ thuộc vào vật liệu làm bia.

Khi photon vào sâu trong nguyên tử và va chạm với các electron liên kết mạnh với hạt nhân, ta phải coi va chạm này là va chạm của photon với nguyên tử (chứ không phải với electron), công thức (11.23) vẫn đúng nhưng phải thay khối lượng của electron bằng khối lượng của nguyên tử, nó lớn hơn nhiều lần so với khối lượng của

electron. Do đó hầu như không có sự thay đổi bước sóng. Như vậy trong bức xạ tán xạ có mặt những photon với bước sóng không đổi.

Qua hiệu ứng Compton người ta chứng minh được hạt photon có động lượng $p = h / \lambda$. Động lượng là một đặc trưng của hạt. Như vậy tính chất hạt của ánh sáng đã được xác nhận rõ ràng khi dựa vào thuyết photon giải thích thành công hiệu ứng Compton.

LƯỞNG TÍNH SÓNG HẠT CỦA VẬT CHẤT

12.1. Tính chất sóng hạt của vật chất trong thế giới vi mô

12.1.1. Hàm sóng phẳng đơn sắc của ánh sáng

Theo thuyết photon Einstein, ánh sáng có cấu tạo gián đoạn, gồm những hạt chuyển động trong chân không, cũng như trong mọi môi trường với vận tốc c ($c = 3.10^8$ m/s), mang một năng lượng và động lượng p:

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} ; \quad p = mc = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (12.1)$$

Thiết lập hàm sóng hạt photon. Giả sử có một chùm ánh sáng song song đơn sắc tần số v. Các mặt sóng AB, A'B' là những mặt sóng song song vuông góc với tia sáng.

Giả sử dao động sáng tại O có dạng : $a\cos 2\pi vt$

Dao động sáng tại K cách O một đoạn d nằm theo phương truyền sóng \vec{On} có dạng:

$$a\cos 2\pi\nu\left(t - \frac{d}{c}\right) = a\cos 2\pi\left(\nu t - \frac{d}{\lambda}\right)$$

c và λ là vận tốc truyền sóng và bước sóng của ánh sáng trong chân không :

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

Gọi M là một điểm bất kỳ nằm trên mặt sóng A'B' cách O một đoạn r, ta có :

$$d = \overrightarrow{r} \cos \alpha = \overrightarrow{r} \cdot \overrightarrow{n}$$

trong đó \overrightarrow{n} : vectơ đơn vị nằm theo phương pháp tuyế̄n On .

Khi đó dao động sáng tại mọi điểm trên cùng mặt sóng đi qua M:

$$a \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{\overrightarrow{r} \cdot \overrightarrow{n}}{\lambda} \right) \quad (12.2)$$

Hay $\psi(\overrightarrow{r}, t) = a \exp \left[-2\pi \left(\nu t - \frac{\overrightarrow{r} \cdot \overrightarrow{n}}{\lambda} \right) \right] \quad (12.3)$

Thay (12.1) và (12.2) vào (12.3), với $h = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$, ta có:

$$\psi(\overrightarrow{r}, t) = \psi_0 a \exp \left\{ -\frac{i}{h} \left(\varepsilon t - \overrightarrow{p} \cdot \overrightarrow{r} \right) \right\} \quad (12.4)$$

trong đó ψ_0 : biên độ sóng viết thay cho a. (12.4) – hàm sóng phẳng đơn sắc của ánh sáng.

12.1.2. Giả thuyết de Broglie

Trên cơ sở thuyết photon Einstein, de Broglie mở rộng lưỡng tính sóng hạt của ánh sáng sang mọi vi hạt vật chất bất kỳ. Nội dung của giả thuyết de Broglie:

Mọi vi hạt tự do có năng lượng xác định, động lượng \vec{p} xác định đều liên hợp với một sóng phẳng đơn sắc.

Hàm sóng phẳng đơn sắc của vi hạt có dạng tương tự như hàm sóng phẳng đơn sắc của ánh sáng:

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi_0 \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\left(Et - \vec{p} \cdot \vec{r}\right)\right\} \quad (12.5)$$

trong đó năng lượng E của vi hạt giữ vai trò năng lượng ε của hạt photon và động lượng:

$$E = hv; p = mv = \frac{\hbar}{\lambda} \quad (12.6)$$

trong đó v: vận tốc hạt, $\hbar = 6,525 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ – hằng số Planck; v và λ là tần số và bước sóng của vi hạt.

Để đặc trưng cho các vi hạt, người ta đưa ra vectơ sóng \vec{k} . Đó là vectơ có phương chiều trùng với phương chiều truyền sóng và có độ lớn $k = 2\pi/\lambda$ được gọi là số sóng.

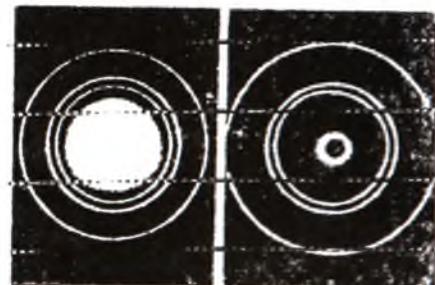
Ta có :

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}; E = \hbar \omega$$

12.1.3. Thực nghiệm xác nhận giả thuyết de Broglie

a. Thí nghiệm 1

Năm 1927, Daviisson và Germer đã quan sát được hiện tượng nhiễu xạ của các sóng electron trên mặt tinh thể Ni. Hướng chùm electron có bước sóng xác định lên mặt đơn tinh thể Ni. Sau đó cho biến thiên góc tới của chùm e trên mặt tinh thể, thu được những góc phản xạ.



Hình 12.1.

Biết được các góc này và cấu trúc mạng tinh thể, có thể tính được bước sóng theo công thức về **cực đại nhiễu xạ** Wulf – Bragg:

$$2ds\sin\theta = k\lambda$$

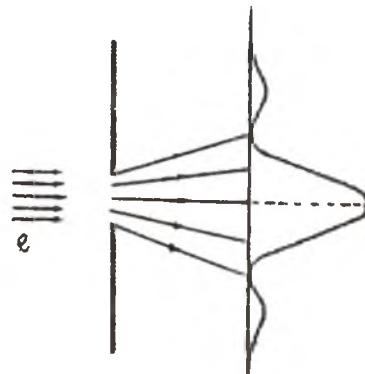
Hiện tượng xảy ra giống như hiện tượng nhiễu xạ của tia X trên mặt tinh thể Ni. Kết quả thí nghiệm phù hợp với các phép tính theo công thức de Broglie. Sau đó, người ta cũng tiến hành nhiều thí nghiệm tương tự cho các electron tán xạ trên các tinh thể khác và cũng thu được kết quả tương tự. Hình 12.1 là các hình ảnh nhiễu xạ chụp được khi cho chùm tia X tán xạ trên bột đa tinh thể (bên trái) và chùm electron đi qua cùng vật liệu đó (bên phải).

Các thí nghiệm đó xác nhận tính chất sóng của các electron và như vậy giả thuyết de Broglie đã được thực nghiệm xác nhận. Kết quả cũng thu được tương tự khi thay chùm electron bằng chùm các vi hạt khác như p, n,...

b. *Thí nghiệm 2*

Cho một chùm electron qua một khe hẹp. Đặt một màn huyền quang sau khe. Thực nghiệm chứng tỏ sau khi qua khe hẹp, các electron bị nhiễu xạ theo mọi phương giống như trường hợp nhiễu xạ ánh sáng qua khe hẹp thu được các vân nhiễu xạ. Kết quả thí nghiệm không thay đổi nếu thay chùm electron, cho ta lần lượt từng hạt electron riêng lẻ qua khe hẹp trong thời gian dài để số electron qua khe đủ lớn, ta vẫn thu được hình ảnh của các vân nhiễu xạ. Như vậy tính chất sóng có trong từng electron riêng lẻ.

Tóm lại cả lý thuyết lẫn thực nghiệm đều xác nhận tất cả các vi



Hình 12.2.

hạt nói chung và photon nói riêng đều có lưỡng tính sóng-hạt. Trong vật lí cổ điển thì đó là một tính chất xa lạ, vì hai khái niệm sóng và hạt loại trừ nhau, phủ định nhau. Thật vậy, một đối tượng vật chất có tính chất hạt (thể hiện ở quỹ đạo và động lượng) sẽ không có tính chất sóng (thể hiện ở bước sóng) và ngược lại.

Trong thế giới vi mô (thế giới của các hạt có kích thước nguyên tử), hai khái niệm sóng và hạt không loại trừ nhau, mà biểu hiện hai mặt mâu thuẫn (liên tục và gián đoạn), nhưng thống nhất trong cùng một đối tượng vật chất là vi hạt. Trong những hiện tượng nào, mà ở đó bước sóng λ lớn thì tính chất sóng thể hiện rõ hơn và ngược lại.

Trong các hiện tượng giao thoa, ánh sáng thường dùng là ánh sáng thấy được có bước sóng tương đối lớn, cho nên tính chất sóng rõ hơn tính chất hạt. Trong hiệu ứng quang điện, hiện tượng Compton, ánh sáng thường có tần số lớn (tia X, tia rongen), tính chất hạt thể hiện rõ hơn tính chất sóng. Từ công thức Broglie: $\lambda = h/mv$, thấy bước sóng của hạt proton lớn hơn rất nhiều lần bước sóng của quả cầu bi-a vì khối lượng m của proton rất nhỏ so với khối lượng của quả cầu. Ngược lại tính chất sóng của quả cầu lại lớn hơn rất nhiều so với tính chất sóng của Trái Đất.

Lưỡng tính sóng - hạt tồn tại đồng thời và rõ nét trong các vi hạt, được biểu diễn định lượng bằng các hệ thức:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \hbar\omega ; p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k$$

12.1.4. Sóng phẳng và vận tốc pha

Vận tốc pha v_F của sóng là vận tốc chuyên động của một điểm của sóng có pha không đổi.

Chọn chiều x dọc theo động lượng \vec{p} . Điều kiện pha sóng không đổi có dạng:

$$Et - px = \text{const}$$

Vận tốc pha v_F thu được bằng cách lấy đạo hàm theo thời gian phương trình trên:

$$\frac{dx}{t} = v_F = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v} > c$$

Vận tốc pha v_F của sóng lớn hơn vận tốc ánh sáng c , nhưng không mâu thuẫn với lí thuyết tương đối vì nó không phải là vận tốc của hạt vật chất. Nếu vận tốc v_F phụ thuộc vào k , tức là phụ thuộc vào bước sóng thì các sóng được gọi là sóng tán sắc. Khác với sóng điện từ, sóng de Broglie tán sắc trong chân không.

Theo thuyết tương đối Einstein, đối với một hạt tự do có khối lượng nghỉ m_0 , năng lượng của hạt bằng:

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} = m_0 c^2 + \frac{p^2}{2m_0} + \dots$$

vì $v \ll c$, nên:

$$v_F = \frac{E}{p} = \frac{\omega}{k}; \quad \omega = \frac{m_0 c^2}{\hbar} + \frac{\hbar k^2}{2m_0} + \dots$$

Do đó, $v_F = \omega/k$ là hàm của k . Vậy sóng de Broglie tán sắc trong chân không.

12.1.5. Nhóm sóng và vận tốc nhóm

Thiết lập một quan hệ giữa chuyển động của sóng và chuyển động của hạt. Xét một sóng gần như đơn sắc. Một sóng như thế được gọi là nhóm sóng hay bó sóng. Nhóm sóng được hiểu là sự chồng chất của các sóng có các bước sóng và phương truyền sóng khác nhau ít.

Chọn trục Ox làm phương truyền sóng của nhóm sóng, khi đó hàm sóng có dạng:

$$\psi(x, t) = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} C(k) e^{i(\omega t - kx)} dk$$

trong đó $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – số sóng.

Khai triển $\omega(k)$ theo $(k - k_0)$, ta được:

$$\omega = \omega_0 + \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 (k - k_0) + \dots k = k_0 + (k - k_0)$$

Đặt $\xi = k - k_0$ và coi biên độ $C(k)$ biến thiên chậm theo k , khi đó:

$$\psi(x, t) = C(k_0) e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} \int_{-\Delta k}^{\Delta k} \exp d\xi$$

$$= 2C(k_0) \frac{\left[\left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 t - x \right] \Delta k}{\left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 t - x} e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} = Ce^{i(\omega_0 t - k_0 x)}$$

$$\sin \left\{ \left[\left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 t - x \right] \Delta k \right\}$$

$$\text{trong đó: } C(x, t) = 2C(k_0) \frac{\sin \left\{ \left[\left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 t - x \right] \Delta k \right\}}{\left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 t - x} \quad (*)$$

Vì Δk xác định giá trị của hàm sin là nhỏ, nên $C(x, t)$ phải biến thiên chậm theo t và x , do đó $C(x, t)$ có thể được coi là biên độ của một sóng gần đơn sắc và $(\omega_0 t - kx)$ là pha của sóng đó. Ta tính toạ độ x , tại đó biên độ $C(x, t)$ có giá trị cực đại. Điểm đó được gọi là tâm nhóm sóng. Từ $(*)$ ta có điểm cực đại là:

$$x = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 t \quad (**)$$

Lấy đạo hàm $(**)$ theo thời gian, ta có tâm nhóm sóng dịch chuyển với vận tốc v_{nh} :

$$v_{nh} = \left(\frac{d\omega}{dt} \right)_0$$

Nếu các sóng này không tán sắc, ta có $v_{nh} = v_F$. Nhưng vì sóng de Broglie tán sắc (ω là hàm của k) nên $v_{nh} \neq v_F$.

$$\text{Từ: } \omega = \frac{m_0 c^2}{\hbar} + \frac{\hbar k^2}{2m_0} + \dots \Rightarrow v_{nh} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{\hbar k}{m_0}$$

Ta có: $p = \hbar k$ và $p = m_0 v$, v – vận tốc hạt, khi đó: $v_{nh} = v$. Như vậy vận tốc nhóm của sóng de Broglie bằng vận tốc động học của hạt.

12.2. Hệ thức bất định Heisenberg

12.2.1. Hệ thức bất định Heisenberg

a. Biểu thức

Xét sự nhiễu xạ của chùm electron qua một khe hở theo hướng trục Oy với vận tốc xác định v . Màn AB có một khe bẻ rộng b vuông góc với chùm hạt. Sau khi qua khe, chùm hạt bị nhiễu xạ theo mọi phương và trên màn CD thu được hình ảnh nhiễu xạ của các e với phân bố cường độ tương tự như chùm sáng đơn sắc phảng qua khe. Cực đại nhiễu xạ tương ứng với góc $\varphi = 0$, còn cực tiểu thứ nhất thỏa mãn điều kiện:

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{b}$$

trong đó: λ – bước sóng tương ứng với chùm electron. Toạ độ x của hạt trong khe nằm trong khoảng $0 \leq x \leq b$.

Như vậy, độ bất định về vị trí của hạt bằng $\Delta x \sim b$.

Do có sự nhiễu xạ nên sau khi qua khe hẹp, phương của động lượng \vec{p} thay đổi. Xét các e rơi vào cực đại trung tâm, nên hình chiếu của động lượng \vec{p} lên phương x sẽ có giá trị nằm trong giới hạn: $0 \leq p_x \leq p \sin \varphi$; $\sin \varphi = \lambda/b$.

Do đó độ bất định Δp_x của hình chiếu p lên phương Ox là:

$$\Delta p_x \sim p \sin \varphi = p \lambda / b.$$

Nhưng theo giả thuyết de

$$\text{Broglie: } \lambda = \frac{h}{p}$$

$$\text{Do đó: } \Delta p_x \sim \frac{h}{p} \Rightarrow$$

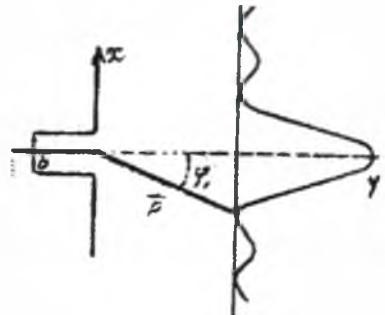
$$\Delta x \cdot \Delta p_x \sim h$$

Khi đó:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \sim h; \Delta y \cdot \Delta p_y \sim h; \Delta z \cdot$$

$\Delta p_z \sim h$ – hệ thức bất định Heisenberg.

Hình 12.3.



b. Ý nghĩa vật lý của hệ thức bất định Heisenberg

Từ hệ thức trên, nếu Δx càng nhỏ thì Δp_x càng lớn, và ngược lại. Điều đó có nghĩa là, vị trí x càng xác định bao nhiêu thì động lượng p_x (và do đó vận tốc v_x) càng bất định bấy nhiêu. Nếu $\Delta x = 0$ thì $\Delta p_x \sim h / \Delta x = \infty$ ($\Delta v_x = \infty$), nghĩa là nếu vị trí xác định thì vận tốc không xác định. Ngược lại, nếu vận tốc xác định, thì vị trí không xác định. Tóm lại, đối với các vi hạt, vị trí và vận tốc không được xác định đồng thời.

Trong vật lý cổ điển, nếu vận tốc xác định thì vị trí $x = vt$ (giả sử hạt chuyển động thẳng đều) cũng được xác định. Do đó, có thể vẽ được quỹ đạo của hạt. Nhưng đối với các vi hạt, không thể vẽ được quỹ đạo của chúng. Do đó khái niệm quỹ đạo trong vật lí cổ điển trở nên không còn ý nghĩa quan trọng trong thế giới các vi hạt. Nó được thay thế khái niệm xác suất tìm thấy hạt tại một điểm nào đó đối với một trạng thái lượng tử đang xét.

Giả sử có một chùm vi hạt song song chuyển động dọc theo trục Ox với vận tốc xác định v . Một chùm hạt như thế tương ứng với một

giá trị hoàn toàn xác định của bước sóng $\lambda = h/p$; do đó nó được biểu diễn bằng một sóng phẳng đơn sắc:

$$\psi = \psi_0 \exp\left\{-\frac{i}{h}\left(Et - \vec{p} \cdot \vec{r}\right)\right\}$$

trong đó: $\vec{p} \cdot \vec{r} = mvx$, khi đó: $\psi = \psi_0 \left\{-\frac{i}{h}(Et - mvx)\right\}$

Để xác định các toạ độ của hạt trong một chùm sóng. Ta tìm xác suất tồn tại của hạt trên khoảng dx trên trục Ox.

$$dw = \psi \psi^* dx = \psi_0^* dx$$

Nhưng ψ_0 không phụ thuộc vào x, do đó trên trục Ox xác suất tồn tại của các vi hạt là như nhau. Như vậy nếu hạt có vận tốc v xác định thì không có vị trí x xác định.

Xét một nhóm sóng, đặc trưng bởi hàm ψ chỉ khác không trong một miền không gian hẹp, tại mọi nơi còn lại trong không gian biên độ hàm sóng phải bằng không. Khi đó $|\psi|^2 dV$ tìm thấy hạt chỉ khác không trong một miền nhỏ, nghĩa là hạt định xứ trong một miền không gian nhỏ. Nhưng nhóm sóng, là chồng chất của các sóng phẳng với các λ khác nhau, tương ứng với các vận tốc v khác nhau. Do đó, vị trí các hạt trong nhóm sóng càng xác định thì vận tốc của hạt càng bất định.

12.2.2. Hệ thức bất định cho năng lượng

Hệ thức bất định cho năng lượng: $\Delta E \cdot \Delta t \sim h$ (*). Trong hệ thức này, hiệu các giá trị năng lượng đo được tại hai thời điểm cách nhau Δt . Nhưng không có sự bất định về giá trị năng tại một thời điểm xác định. Nó chứng tỏ rằng trong cơ học lượng tử, định luật bảo toàn năng lượng của hệ chỉ có thể được kiểm nghiệm bằng hai phép đo với độ bất định cấp $\hbar/\Delta t$, trong đó Δt – khoảng thời gian giữa hai phép đo.

Tức là, nếu năng lượng của hệ trong một trường hợp nào đó càng bất định, thì thời gian tồn tại của hệ trong một trạng thái nào đó càng xác định,反之, the time of existence of the system in a certain state is more definite if its energy is more definite. Như vậy trạng thái của hệ có năng lượng xác định (ΔE nhỏ) là trạng thái bền (Δt lớn), còn trạng thái của hệ có năng lượng bất định (ΔE lớn) là trạng thái không bền.

Ví dụ: một hạt vĩ mô có năng lượng xác định ($\Delta E = 0$) thì thời gian tồn tại của nó:

$$\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E} = \infty$$

Trạng thái của hạt sẽ bền.

Nếu xét một hệ phân rã với $\tau = \Delta t$ là chu kỳ rã nửa, thì độ bất định về năng lượng ΔE có bậc:

$$\Delta E = \Gamma \sim \frac{\hbar}{\tau}$$

Cho ta bề rộng của vạch quang phổ tương ứng.

Công thức (*) được dùng để đo thời gian chuyển của hệ từ trạng thái có năng lượng E_1 sang trạng thái có năng lượng E_2 ($\Delta E = E_2 - E_1$). Nhưng đó không phải là khoảng thời gian của bản thân quá trình truyền từ trạng thái này sang trạng thái khác, mà chỉ là khoảng thời gian để cho biến cố đó xảy ra. Như vậy, có thể xác định thời gian sống của một nguyên tử trong trạng thái kích thích đối với quá trình chuyển đổi đang xét dựa vào bề rộng ($E_2 - E_1$) của vạch bức xạ được phát ra.

$$\tau = \frac{\hbar}{E_2 - E_1}$$

Từ đó có thể xác định được xác suất W để trong một đơn vị thời gian hệ chuyển từ một trạng thái này sang trạng thái khác.

Ta có:

$$W = \frac{1}{\tau} \sim \frac{(E_2 - E_1)}{\hbar}$$

Hệ thức bất định về năng lượng chứng tỏ rằng sự tồn tại các hệ thức bất định cho các đại lượng trong cơ học lượng tử không do bất kỳ một phép đo nào, mà do các đặc điểm nội tại của chính các hệ lượng tử.

12.3. Hàm sóng và ý nghĩa thống kê của hàm sóng

12.3.1. Hàm sóng

Để mô tả trạng thái chuyển động của vi hạt ta dùng khái niệm hàm sóng.

Theo giả thuyết de Broglie, chuyển động của hạt tự do được mô tả bởi hàm sóng, tương tự như sóng phẳng ánh sáng đơn sắc.

$$\psi = \psi_0 e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (12.7)$$

ψ_0 : biên độ sóng được xác định bởi:

$$\psi_0^2 = |\psi|^2 = \psi\psi^*$$

ψ^* : liên hợp phức của ψ

(12.7) gọi là sóng de Broglie còn nói chung với các hạt vi mô chuyển động trong trường thế hàm sóng của nó là một hàm phức tạp của tọa độ r và thời gian t .

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(x, y, z, t)$$

12.3.2. Ý nghĩa xác suất của hàm sóng

Trên đây ta nói rằng electron có lưỡng tính sóng hạt giống như ánh sáng vừa là sóng điện từ vừa là photon. Nhưng sóng electron (sóng de Broglie nói chung) về bản chất khác hẳn sóng điện từ. Sóng điện từ là sóng thực sinh ra do dao động của các đại lượng vật lý thật – vectơ E và H – lan truyền trong không gian thật, còn sóng de Broglie

không diễn tả sự lan truyền dao động vật lý thực nào. Tuy nhiên về lưỡng tính sóng hạt của ánh sáng (sóng điện từ – photon) cũng như các hạt khác (sóng de Broglie - electron) phải có nội dung thống nhất, nên ta có thể tìm hiểu ý nghĩa của hàm sóng de Broglie bằng cách đối chiếu các hệ quả của nó với sóng điện từ.

Với cách giải thích hiện tượng nhiễu xạ:

- Trên quan điểm sóng, theo đó cường độ nhiễu xạ tại một điểm trên màn quan sát tỉ lệ với bình phương hàm sóng (biên độ dao động) tại điểm ấy: $I \sim a_0^2$.

- Trên quan điểm hạt, cường độ nhiễu xạ tại một điểm nào đó trên màn tỉ lệ với số photon có khả năng đập vào điểm ấy trong một đơn vị thời gian.

- Mở rộng cho sóng de Broglie, $|\psi|^2$ tại một điểm nào đó tỉ lệ với số electron có khả năng đập vào điểm ấy trong một đơn vị thời gian. Tuy nhiên tính chất sóng de Broglie không những chỉ có ở những chùm chứa nhiều electron, chuyển động của từng electron riêng rẽ cũng mang tính chất sóng. Cho nên sự kiện quan sát hình ảnh nhiễu xạ trên màn chỉ có thể đoán nhận một cách thống kê. (Bởi vì người ta chụp được hình ảnh nhiễu xạ gây nên bởi dòng electron rất yếu đi qua bột tinh thể litium (Li) cũng giống như ảnh nhiễu xạ chùm nhiều electron đồng thời qua tinh thể).

Từng hạt riêng rẽ rơi vào điểm nào đó trên màn quan sát đó là hiện tượng ngẫu nhiên, nhưng sau khi đếm số lớn hạt lần lượt đi qua tinh thể thì hình thành một qui luật cường độ nhiễu xạ tại một điểm (số hạt có khả năng đập vào điểm ấy) tỉ lệ với bình phương hàm sóng de Broglie tại điểm ấy. Nói cách khác bình phương hàm sóng de Broglie tại một điểm tỉ lệ với xác suất tìm thấy electron tại điểm ấy.

Kết quả được chính xác hoá thêm về phương diện toán học.

$$|\psi(x, y, z)|^2 dV = \psi(xyz)\psi^*(xyz)dx dy dz$$

Xét quanh điểm M (x,y,z) mọi yếu tố thể tích $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ khi đó:

Biểu diễn xác suất tìm thấy trong yếu tố thể tích dV quanh M(x,y,z).

Từ đó, đại lượng $|\psi(xyz)|^2 = \psi \cdot \psi^*$ biểu diễn mật độ xác suất tìm thấy hạt trong yếu tố thể tích đơn vị bao quanh M.

Khi tìm trong toàn bộ không gian, chúng ta chắc chắn sẽ tìm thấy hạt, nghĩa là xác suất tìm thấy hạt trong toàn bộ không gian sẽ là:

$$\iiint_V |\psi|^2 dV = 1 \quad (12.8)$$

(12.8): Điều kiện chuẩn hóa hàm sóng.

Tóm lại trạng thái của một hạt được mô tả bởi hàm sóng ψ và $|\psi|^2$ biểu diễn mật độ xác suất tìm thấy hạt tại trạng thái đó.

Hàm sóng ψ không mô tả một sóng thực nào trong không gian mà chủ yếu cho phép ta tính xác suất tìm thấy hạt tại một trạng thái nào đó.

Nói cách khác hàm sóng mang tính thống kê.

12.4. Phương trình Schroedinger. Chuyển động của vi hạt trong hố thế một chiều

12.4.1. Phương trình Schrodinger

Hàm sóng phẳng đơn sắc mô tả trạng thái của một vi hạt tự do có năng lượng E và động lượng p xác định được thiết lập trên cơ sở của sự mở rộng hàm sóng phẳng đơn sắc của ánh sáng và giả thuyết de Broglie. Để mô tả chuyển động của một hạt trong một trường lực, cần phải tìm hàm sóng mô tả chuyển động của hạt trong một trường đã cho. Hàm sóng phải xác định được hoàn toàn trạng thái của hệ vật lý.

Với thời gian, trạng thái của hệ và do đó cả hàm sóng thay đổi theo thời gian. Điều đó có nghĩa là, việc cho hàm sóng tại một thời

điểm nào đó không những mô tả được những tính chất của hệ, mà còn xác định được động thái của hệ ở những thời điểm tiếp sau.

Khi biết hàm sóng, cho phép ta tính được xác suất các kết quả khác nhau của phép đo một đại lượng vật lí nào đó. Ý nghĩa vật lí trực tiếp chỉ có ở trong đại lượng $|\psi|^2$, đó là mật độ xác suất tìm thấy hệ trong trạng thái ψ .

Năm 1923 Schrodinger đã tìm được phương trình vi phân mà hàm sóng ψ thoả mãn cho một bài toán bất kỳ. Xét trường hợp chuyển động của một vi hạt tự do.

Hàm sóng cho vi hạt tự do có dạng:

$$\psi\left(\vec{r}, t\right) = \psi_0 \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\left(Et - \vec{p} \cdot \vec{r}\right)\right\} = \psi\left(\vec{r}\right) \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}Et\right\}$$

trong đó: $\psi\left(\vec{r}\right) = \psi_0 \exp\left(\frac{i}{\hbar} \vec{p} \cdot \vec{r}\right)$ - là phần hàm sóng chỉ phụ thuộc vào toạ độ.

$$\text{Ta có: } \vec{p} \cdot \vec{r} = xp_x + yp_y + zp_z$$

Khi đó:

$$\psi\left(\vec{r}\right) = \psi_0 \exp\left\{\frac{i}{\hbar}(xp_x + yp_y + zp_z)\right\}$$

Lấy đạo hàm hai vế:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \left(\frac{i}{\hbar p_x}\right) \psi\left(\vec{r}\right)$$

Đạo hàm bậc hai:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{i^2 p_x^2}{\hbar^2} \psi \left(\vec{r} \right) = -\frac{p_x^2}{\hbar^2} \psi \left(\vec{r} \right)$$

Tương tự ta có:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\frac{p_y^2}{\hbar^2} \psi; \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{p_z^2}{\hbar^2} \psi$$

Theo định nghĩa của toán tử Laplace:

$$\Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\hbar^2} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) = -\frac{1}{\hbar^2} p^2 = -\frac{1}{\hbar^2} (mv)^2$$

Gọi E_d - động năng của hạt: $E_d = \frac{mv^2}{2} = \frac{(mv)^2}{2m}$, khi đó:

$$\Delta \psi = -\frac{2m}{\hbar^2} E_d \psi \text{ hay } \Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} E_d \psi = 0 \quad (14.1)$$

(14.1) – phương trình Schrodinger cho hạt tự do.

Đối với hạt không tự do, nghĩa là hạt chuyển động trong trường lực có thể năng U không phụ thuộc thời gian, ta có:

$$E_d = E - U$$

Trong đó E -năng lường toàn phần của hạt, khi đó:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (14.2)$$

(14.2) - phương trình Schrodinger cho hạt chuyển động trong trường lực đặc trưng bởi thế năng U . Tùy theo dạng cụ thể của thế năng, nghiệm của bài toán sẽ khác nhau. Hàm sóng ψ đặc trưng cho hạt không tự do là nghiệm của phương trình (14.2) tương ứng với trường thế U cụ thể.

12.4.2. Chuyển động của vi hạt trong hố thế một chiều

Ứng dụng của Phương trình Schrodinger để giải một số bài toán cơ học lượng tử đơn giản. Nội dung chính bài toán cơ học lượng tử gồm tìm năng lượng E và hàm trạng thái ψ của hệ. Động năng của vi hạt phụ thuộc vận tốc, còn thế năng của vi hạt phụ thuộc vào vị trí của nó. Nhưng vận tốc và vị trí không được xác định đồng thời, do đó động năng và thế năng không được xác định đồng thời. Như vậy, trong cơ học lượng tử năng lượng E toàn phần của hạt không bằng tổng động năng và thế năng của nó. Năng lượng toàn phần E của hệ được tính trực tiếp như một đại lượng nguyên vẹn. Các giá trị có thể có của E phụ thuộc vào bản chất của hạt và bản chất của trường lực trong đó hạt chuyển động. Trong cơ học lượng tử, các đại lượng vật lí như năng lượng, động lượng,... đều được biểu diễn bằng các toán tử. Toán tử năng lượng toàn phần vẫn bằng tổng toán tử động năng và thế năng.

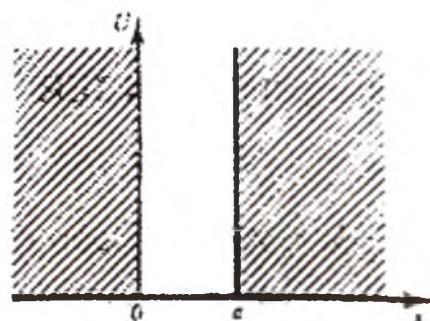
a. Hạt trong giếng thế vuông góc một chiều có độ sâu vô cùng

Bề rộng giếng bằng a. Một giếng thế được mô tả bằng thế năng:

$$U(x) = \begin{cases} \infty & \text{khix} \leq 0, x \geq a \\ 0 & \text{khi} 0 < x < a \end{cases}$$

Hạt ở trong giếng thế, thế năng U bằng không. Hạt không thể ra khỏi giếng, vì muốn ra khỏi giếng hạt phải có thế năng lớn vô cùng để vượt qua thành giếng. Điều đó không thể thực hiện được.

Phương trình Schrodinger cho hạt nằm trong giếng ($U = 0$) một chiều (chiều x chẳng hạn) được viết thành:



Hình 12.4.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0$$

Đặt $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E > 0$ (k là số thực), ta có:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2 \psi = 0$$

Có nghiệm dạng: $\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$

Trong đó A, B – hằng số lấy tích phân được xác định từ điều kiện đặt cho hàm sóng ψ . Vì theo điều kiện, hạt phải ở trong giếng, do đó xác suất tìm thấy hạt tại $x=0$ và $x=a$ bằng không, như vậy:

$$\psi(0) = 0; \psi(a) = 0$$

Ta có:

$$\begin{cases} \psi(0) = 0 = A \sin(0) + B \\ \psi(a) = 0 = A \sin ka \end{cases}$$

$A \neq 0$ vì nếu $A = 0$ thì hàm ψ luôn bằng không và là một nghiệm tầm thường. Do đó:

$$\sin ka = 0 = \sin n\pi \text{ với } n = 1, 2, \dots$$

$$\text{Suy ra: } ka = n\pi \Rightarrow k = \frac{n\pi}{a}$$

$$\text{Khi đó: } E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} \cdot n^2; n = 1, 2, 3, \dots$$

Vậy năng lượng E_n của hạt chỉ lấy những giá trị gián đoạn, phụ thuộc vào n^2 , khi đó năng lượng của hạt bị lượng tử hóa. Số n được gọi là số lượng tử chính. Mỗi trạng thái của hạt ứng với một hàm sóng $\psi(x)$:

$$\psi_n = A \sin \frac{n\pi}{a} x$$

Để xác định A, dựa vào điều kiện chuẩn hóa của hàm sóng:

$$P_{\infty} = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dV = 1:$$

$$\int_0^a \psi^* \psi dx = A^2 \int_0^a \sin^2 \frac{n\pi}{a} dx = A^2 \int_0^a \frac{1}{2} dx = A^2 \frac{a}{2} = 1 \Rightarrow A = \sqrt{\frac{2}{a}}$$

Vậy hàm sóng có dạng:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin x$$

Với $n = 1$, ta có mức năng lượng cực tiểu: $E_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2}$ ứng với

hàm sóng:

$$\psi_1 = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{\pi}{a} x$$

Vậy có tồn tại một năng lượng nhỏ nhất khác không E_1 tương ứng với trạng thái chuyển động cơ bản của hạt. Hàm sóng $\psi_1 \neq 0$ tại mọi điểm trong giếng, mà $\psi_1 = 0$ tại các biên. Nếu bề rộng a của giếng giảm, tức là bước sóng de Broglie λ của hạt ứng với ψ_1 giảm, thì động năng E_1 của hạt sẽ tăng. Vậy nếu vị trí của hạt càng xác định, thì động năng của hạt càng bất định và ngược lại. Thật vậy độ bất định về vị trí $\Delta x \sim a$, độ bất định về động lượng $\Delta p \sim h/a$.

Vì $p \geq \Delta p$, nên:

$$p^2 \geq \Delta p^2 \sim \frac{\hbar^2}{a^2}$$

Do đó:

$$E_1 = \frac{p^2}{2m} \geq \frac{\hbar^2}{2ma^2}$$

Xác định khoảng cách giữa hai mức năng lượng kế tiếp:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} (2n+1)$$

Nếu bề rộng giếng a và khối lượng m của hạt giảm, thì ΔE_n tăng và ngược lại. Tức là trong thế giới vi mô, sự lượng tử hóa thể hiện rõ hơn.

b. *Hạt trong giếng thế vuông góc ba chiều có độ sâu vô cùng*

Miền không gian trong đó hạt chuyển động được xác định bằng các bất đẳng thức:

$$0 < x < a_1; 0 < y < a_2; 0 < z < a_3$$

Phương trình hàm sóng:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + E \psi = 0$$

Với các điều kiện biên:

$$\psi(0, y, z) = \psi(x, 0, z) = \psi(x, y, 0) = \psi(a_1, y, z) = \psi(x, a_2, z) = \psi(x, y, a_3) = 0$$

Vì các biến x, y, z là các biến độc lập, hạt tồn tại trong giếng vuông góc ba chiều coi như tồn tại đồng thời trong ba không gian một chiều độc lập x, y, z. Hàm sóng ψ_1, ψ_2, ψ_3 của vi hạt trong ba không gian con có dạng:

$$\psi_1 = A_1 \sin k_1 x; \psi_2 = A_2 \sin k_2 y; \psi_3 = A_3 \sin k_3 z$$

Xác suất để hạt tồn tại trong giếng thế, tức là tồn tại trong ba không gian con độc lập, bằng tích xác suất tồn tại của hạt đối với ba chiều x, y, z. Ta có:

$$|\psi|^2 = |\psi_1|^2 |\psi_2|^2 |\psi_3|^2$$

Hay

$$\psi(x, y, z) = A_1 A_2 A_3 \psi_1 \psi_2 \psi_3 = A \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y \cdot \sin k_3 z$$

trong đó: $A = A_1 A_2 A_3$ là hằng số.

Khi đó ta có:

$$\frac{\hbar^2}{2m} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2) = E$$

Từ các điều kiện biên ta có:

$k_1 a_1 = n_1 \pi; k_2 a_2 = n_2 \pi; k_3 a_3 = n_3 \pi$ với n_1, n_2, n_3 là các số nguyên

Ta có năng lượng và hàm sóng ψ của hệ là:

$$E_{n_1 n_2 n_3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \left(\frac{n_1^2}{a_1^2} + \frac{n_2^2}{a_2^2} + \frac{n_3^2}{a_3^2} \right);$$

$$\psi_{n_1 n_2 n_3} = A \sin \frac{n_1 \pi x}{a_1} \cdot \sin \frac{n_2 \pi y}{a_2} \cdot \sin \frac{n_3 \pi z}{a_3}$$

Từ điều kiện chuẩn hoá xác định A:

$$\int_V |\psi|^2 dx dy dz = 1 \Rightarrow A = \sqrt{\frac{8}{a_1 a_2 a_3}}$$

Nếu giêng có hình lập phương $a_1 = a_2 = a_3 = a$ thì:

$$E_{n_1 n_2 n_3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)$$

Như vậy, với cùng một mức năng lượng có thể được thực hiện dựa vào các tổ hợp khác nhau của n_1, n_2, n_3 . Tức là một số các trạng thái lượng tử khác nhau với các hàm sóng khác nhau tương ứng với cùng một giá trị năng lượng. Mức năng lượng như thế được gọi là suy biến và số các trạng thái khác nhau ứng với cùng một mức năng lượng được gọi là độ bội suy biến.

Ví dụ, ta xét mức năng lượng:

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2 6}{2ma^2}$$

trong đó $n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 6$, vì các số n đều là nguyên dương nên đẳng thức này chỉ được thoả mãn với ba tổ hợp khác nhau của các số n_1, n_2, n_3 :

$$n_1 = 2 \quad n_2 = 1 \quad n_3 = 1$$

$$n_1 = 1 \quad n_2 = 2 \quad n_3 = 1$$

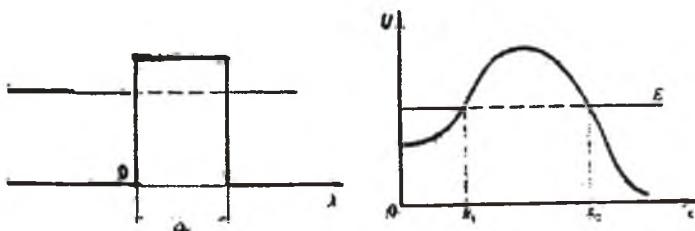
$$n_1 = 1 \quad n_2 = 1 \quad n_3 = 2$$

Vậy, ứng với mức năng lượng E có ba trạng thái khác nhau $\psi_{211}, \psi_{121}, \psi_{111}$. Độ bội suy biến của mức năng lượng là 3.

c. Hiệu ứng đường ngầm

* Hiệu tượng

Hiệu ứng đường ngầm là hiện tượng một vi hạt vượt qua một rào thế năng có độ lớn U_0 lớn hơn năng lượng E của hạt. Rào thế năng là một miền không gian có thế năng lớn hơn thế năng các miền bao quanh.



Hình 12.4.

Xét trường hợp chuyển động một chiều với rào thế vuông góc. Trong các miền I ($-\infty < x < 0$) và III ($a < x < \infty$), thế năng được coi bằng không. Còn trong miền II ($0 < x < a$) thế năng bằng U_0 và là thế năng của rào đối với hạt.

Giả sử hạt chuyển động theo chiều dương của trục x . Nếu năng lượng của hạt là E , động năng của hạt là T và thế năng là U_0 thì theo cơ học cổ điển:

$$E = T + U_0$$

Vì $T \geq 0$, nên miền chuyển động phải thoả mãn bất đẳng thức:

$$E - U_0 = T \geq 0$$

Khi đó hạt có thể vượt qua rào thế và chuyển động sang miền III. Khi $E - U_0 = T = 0$, động năng hạt bằng không và hạt đứng yên. Khi $E - U_0 < 0 \Rightarrow E < U_0$ thì hạt không thể chuyển sang miền III được.

Đối với các vi hạt, cơ học lượng tử cho kết quả khác. Khi $E > U_0$ hạt vượt qua rào thế nhưng vẫn có thể bị phản xạ trên rào và chuyển động ngược lại. Còn khi $E < U_0$ hạt vẫn có thể vượt qua rào sang miền III với một xác suất nào đó. Hiện tượng này được gọi là hiệu ứng đường ngầm. Nó có ý nghĩa rất lớn trong nhiều quá trình vật lí.

* Hệ số truyền qua D và hệ số phản xạ R

Hiện tượng vi hạt vượt qua rào thế và phản xạ trên rào được đặc trưng bằng hệ số truyền qua D và hệ số phản xạ R. Các hệ số này được định nghĩa như tỉ số giữa số hạt đi qua và số hạt phản xạ trên số hạt đi tới rào. Nhưng số hạt lại tỉ lệ với bình phương của biên độ sóng.

Do đó, nếu gọi B_1 - biên độ sóng tới rào.

A_2 - biên độ sóng phản xạ trên rào.

A_3 – biên độ sóng qua rào.

Ta có:

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2}; R = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2}$$

Do điều kiện bảo toàn số hạt, nên $|A_3|^2 + |B_1|^2 = |A_1|^2$, do đó:

$$D + R = 1$$

* Tìm xác suất vượt qua rào thế khi $E < U_0$

Xét một rào thế với bề rộng a, U_0 là độ lớn của thế, m là khối lượng của vi hạt. Ta có phương trình Schrodinger trong ba miền I, II, III:

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} + k_1^2 \psi_1 = 0 \text{ trong đó } k_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E = k^2 > 0$$

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} - k_2^2 \psi_2 = 0 \text{ trong đó } k_2^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (U_0 - E) > 0$$

$$\frac{d^2\psi_3}{dx^2} + k_3^2 \psi_3 = 0 \text{ trong đó } k_3^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E = k^2 > 0$$

Trong miền I có cả sóng tới và sóng phản xạ. Nghiệm trong miền I có dạng:

$$\psi_1 = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}$$

Số hạng thứ nhất của vế phải biểu diễn sóng tới truyền từ trái sang phải. Số hạng thứ hai của vế phải biểu diễn sóng phản xạ trên mặt rào từ phải sang trái.

Nghiệm tổng quát trong miền II:

$$\psi_2 = A_2 e^{-k_2 x} + B_2 e^{k_2 x}$$

Trong miền II, nghiệm tổng quát của phương trình sóng có dạng:

$$\psi_3 = A_3 e^{ik(x-a)} + B_3 e^{-ik(x-a)}$$

$A_3 e^{ik(x-a)}$ biểu diễn sóng vượt qua rào từ trái sang phải, còn $B_3 e^{-ik(x-a)}$ biểu diễn sóng từ vô cực truyền về từ phải sang trái. Nhưng sóng này không có nên có thể đặt $B_3 = 0$.

Tính các hệ số D và R, phải biết được các biên độ sóng.

Từ các điều kiện biên ta có:

$$\psi_1(0) = \psi_2(0); \psi'_1(0) = \psi'_2(0)$$

$$\psi_2(a) = \psi_3(a); \psi'_2(a) = \psi'_3(a)$$

Ta có:

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2; A_2 e^{-k_2 a} + B_2 e^{k_2 a} = A_3$$

$$ik(A_1 - B_1) = k_2(B_2 - A_2); k_2(B_2 e^{k_2 a} - A_2 e^{-k_2 a}) = ikA_3 \quad (*)$$

Suy ra

$$A_2 = \frac{1-in}{2} A_3 e^{k_2 a}; B_2 = \frac{1+in}{2} A_3 e^{-k_2 a}$$

$$\text{trong đó: } n = \frac{k}{k_2} = \sqrt{\frac{E}{U_0 - E}}$$

$$\text{Vì } |1-in| = |1+in| \Rightarrow |A_2| \geq |B_2| \Rightarrow B_2 = 0$$

Giải hệ (*) ta được:

$$A_1 = \frac{1-in}{2} \cdot \frac{i+n}{2n} A_3 e^{k_2 a}; B_1 = \frac{1-in}{2} \cdot \frac{n-i}{2n} A_3 e^{k_2 a}$$

Khi đó:

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2} e^{-k_2 a} = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2} \exp\left\{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}\right\}$$

Hệ số truyền qua D không quá nhỏ khi: $\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \leq 1$ hay

$$a \leq \frac{\hbar}{2\sqrt{2m(U_0 - E)}}$$

Nếu $\frac{16n^2}{(1+n^2)^2} \sim 1$ và $U_0 \sim 10E$ thì:

$$D \approx \exp\{-2k_2 a\} = \exp\left\{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}\right\}$$

Như vậy ngay khi năng lượng E của hạt nhỏ hơn thế năng của rào ($E < U_0$) thì D vẫn luôn khác không, tức là vẫn có hạt xuyên qua rào. Nếu D lớn hạt xuyên qua rào nhiều và ngược lại, nhưng luôn khác không.

MỤC LỤC

PHẦN 1. ĐIỆN TỬ HỌC

Chương 1. Trường tĩnh điện

1.1. Điện tích. Định luật Coulomb	4
1.2. Khái niệm điện trường và vectơ cường độ điện trường	7
1.3. Điện Thông. Định lý Ostrogradski-Gauss (định lý O - G) đối với điện trường	15
1.4. Công của lực tĩnh điện. Điện thế	24
1.5. Mặt đẳng thế. Liên hệ giữa điện trường và điện thế.....	29

Chương 2. Vật dẫn và điện môi

2.1. Vật dẫn trong trạng thái cân bằng tĩnh điện. Hướng ứng tĩnh điện.....	32
2.2. Điện dung của vật dẫn cô lập, hệ vật dẫn tĩnh điện cân bằng. Tụ điện	40
2.3. Năng lượng điện trường	46
2.4. Hiện tượng phân cực điện môi	50
2.5. Điện trường trong chất điện môi	58

Chương 3. Dòng điện không đổi

3.1. Đại cương về dòng điện. Các đại lượng đặc trưng của dòng điện	61
3.2. Các định luật Ohm.....	66
3.3. Các định luật Kirchhoff	72
3.4. Công, công suất của dòng điện, nguồn điện. Định luật Joule – Lenx	73

Chương 4. Dòng điện trong các môi trường

4.1. Bản chất các hạt mang điện trong kim loại.....	76
4.2. Cơ sở lý thuyết cổ điển về kim loại	78
4.3. Sơ lược lý thuyết hiện đại về tính dẫn điện của vật rắn	84
4.4. Công thoát của điện tử khỏi kim loại. Sự phát xạ điện tử	90
4.5. Hiệu điện thế tiếp xúc	94
4.6. Hiện tượng nhiệt điện	96
4.7. Các định luật điện phân Faraday. Sự phân ly	100
4.8. Độ dẫn điện của các chất lỏng	105
4.9. Dòng điện trong chất khí	107

Chương 5. Từ trường không đổi

5.1. Tương tác từ. Định luật Ampe	109
5.2. Từ trường. Vectơ cảm ứng từ. Định luật Bio – Savar – Laplace	111
5.3. Từ thông. Định lý Ostrogradski – Gauss (Định lý O - G) đối với từ trường	116
5.4. Tính chất xoáy của từ trường. Định lý về dòng toàn phần	118
5.5. Tác dụng của từ trường lên dòng điện. Công của lực từ.....	122
5.6. Lực Lorentz. Hiệu ứng Hall.....	127

Chương 6. Hiện tượng cảm ứng điện từ

6.1. Định luật về hiện tượng cảm ứng điện từ. Nguyên tắc tạo dòng diện xoay chiều	132
6.2. Hiện tượng tự cảm	136
6.3. Hiện tượng hổ cảm.....	139
6.4. Năng lượng từ trường	140

Chương 7. Trường điện từ

7.1. Luận điểm thứ nhất của Maxwell. Điện trường xoay	144
7.2. Luận điểm thứ hai của Maxwell. Dòng điện dịch.....	147

7.3. Trường điện từ và hệ phương trình Maxwell	153
7.4. Sóng điện từ.....	156

PHẦN 2: QUANG HỌC VÀ VẬT LÝ LƯỢNG TỬ

Chương 8. Cơ sở của quang hình học.

Các đại lượng trắc quang

8.1. Các định luật cơ bản của quang hình học	159
8.2. Những phát biểu tương đương của định luật Descartse	161
8.3. Các đại lượng trắc quang.....	162

Chương 9. Cơ sở của quang học sóng.

Giao thoa và nhiễu xạ ánh sáng

9.1. Cơ sở của quang học song	164
9.2. Hiện tượng giao thoa của hai sóng ánh sáng kết hợp	166
9.3. Giao thoa ánh sáng gây bởi các bản mỏng	172
9.4. Nghiên cứu ánh sáng. Nguyên lý Huyghen – Fresnel	177
9.5. Nghiên cứu gây bởi sóng cầu qua lỗ tròn	179
9.6. Nghiên cứu gây bởi các sóng phản qua khe hẹp. Cách từ nhiễu xạ.....	181

Chương 10. Phân cực ánh sáng

10.1. Ánh sáng tự nhiên và ánh sáng phân cực	188
10.2. Sự phân cực do phản xạ và khúc xạ	192
10.3. Sự phân cực do lưỡng chiết	192
10.4. Sự quay mặt phản phân cực.....	194

Chương 11. Tính chất hạt của ánh sáng

11.1. Bức xạ nhiệt. Định luật Kirchhoff.....	197
11.2. Bức xạ nhiệt của vật đen tuyệt đối. Thuyết lượng tử Plank	201
11.3. Hiệu ứng quang điện ngoài. Thuyết photon của Einstein	202

11.4. Hiệu ứng Compton..... 207

Chương 12. Lưỡng tính song hạt của ánh sáng

12.1. Tính chất sóng hạt của vật chất trong thế giới vĩ mô..... 212

12.2. Hệ thức bất định Heisenberg..... 219

12.3. Hàm sóng và ý nghĩa thống kê của hàm song..... 223

12.4. Phương trình Schroedinger. Chuyển động của vi hạt trong hố
thế một chiều..... 225