INSTALLAZIONE DI ANTENNE IN AMBIENTE OPERATIVO COMPLESSO

Giuseppe Pelosi
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni
Università di Firenze
E-mail: *giuseppe.pelosi@unifi.it*
URL: http://ingfi9.det.unifi.it/

ORGANIZZAZIONE DELLA PRESENTAZIONE

1. Problema di antenna e problema radar
2. Teorie geometriche
3. Limiti della UTD per problemi di RCS
4. Esempi di applicazione della UTD

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

PROBLEMA DI ANTENNA E PROBLEMA RADAR

1. Problema di antenna e problema radar

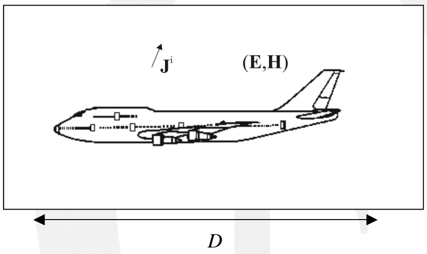
2. Teorie geometriche

3. Limiti della UTD per problemi di RCS

4. Esempi di applicazione della UTD

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

PROBLEMA DI ANTENNA…



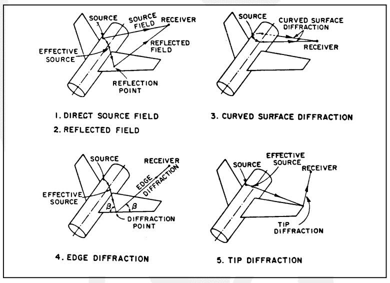
Nel *problema di antenna* la distribuzione di corrente nota J^i (antenna) è posta al finito rispetto alla struttura e si vuole determinare il campo in zona vicina-lontana.

$$D >> \lambda$$

D sono le dimensioni caratteristiche della struttura

PROBLEMA DI ANTENNA…

Per il problema d'antenna si utilizzano le teorie geometriche in cui si approssima a priori il campo elettromagnetico scomponendo il problema in un insieme di problemi canonici.



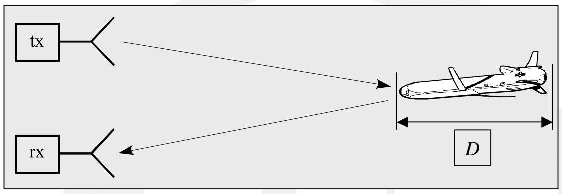
$$\mathbf{E}^S \cong \mathbf{E}^{go} + \mathbf{E}^d$$

$\mathbf{E}^{go}$ campo di ottica geometrica (Geometrical Optics, GO)

$\mathbf{E}^{d}$ campo diffratto che si calcola con la teoria geometrica della diffrazione nella sua versione uniforme (Uniform Geometrical Theory of Diffraction, UTD)

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

…E PROBLEMA RADAR



$D >> \lambda$

D sono le dimensioni caratteristiche della struttura

Nel problema *radar* la struttura è supposta illuminata da un’onda piana e si vuole determinare il campo lontano

…E PROBLEMA RADAR

Per il *problema radar* si utilizzano le teorie fisiche in cui si approssimano a *priori* le correnti indotte sul bersaglio supposto illuminato da un'onda piana e il campo reirradiato può essere determinato mediante l'integrale di radiazione

$$\mathbf{J}^{tot} = \mathbf{J}^{PO} + \mathbf{J}^{f} \rightarrow \mathbf{E}^{s} = \mathbf{E}^{PO}\left(\mathbf{J}^{PO}\right) + \mathbf{E}^{f}\left(\mathbf{J}^{f}\right)$$

$\mathbf{J}^{PO}$ è la corrente di ottica fisica (Physical Optics, PO)

$\mathbf{J}^{f}$ è la corrente di fringe che si determina mediante la teoria fisica della diffrazione (Physical Theory of Diffraction, PTD)

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

TEORIE GEOMETRICHE

1. Problema di antenna e problema radar

2. Teorie geometriche

3. Limiti della UTD per problemi di RCS

4. Esempi di applicazione della UTD

TEORIE GEOMETRICHE

1. Ottica geometrica (*Geometrical Optics*, GO)

2. Teoria geometrica della diffrazione nella sua versione uniforme (*Uniform Geometrical Theory of Diffraction*, UTD)

TEORIE GEOMETRICHE

$$\mathbf{E}^S \cong \mathbf{E}^{go} + \mathbf{E}^d$$

Il campo $\mathbf{E}^{GO}$ è calcolato mediante l'ottica geometrica (*Geometrical Optics*, GO)

Il campo diffratto $\mathbf{E}^{d}$ è calcolato mediante la *Geometrical Theory of Diffraction* (GTD), Keller, 1962, nella sua versione uniforme (*Uniform Geometrical Theory of Diffraction*, UTD), R.G. Kouyoumjian, P.H. Pathak, 1974

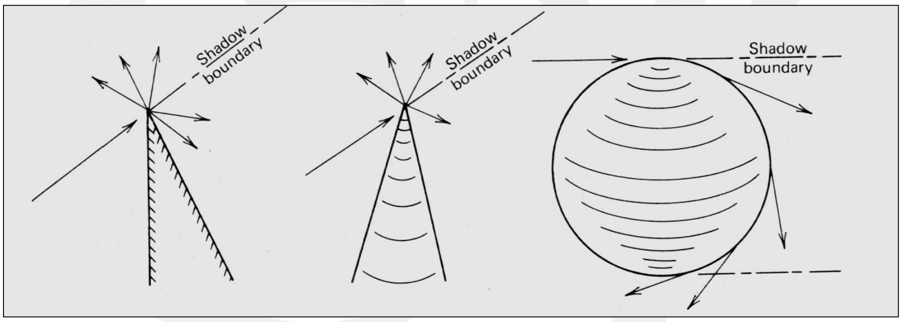
PROBLEMI CANONICI E PROBLEMI INGEGNERISTICI

1. Problemi canonici

2. Dai problemi canonici ai problemi ingegneristici

PROBLEMI CANONICI

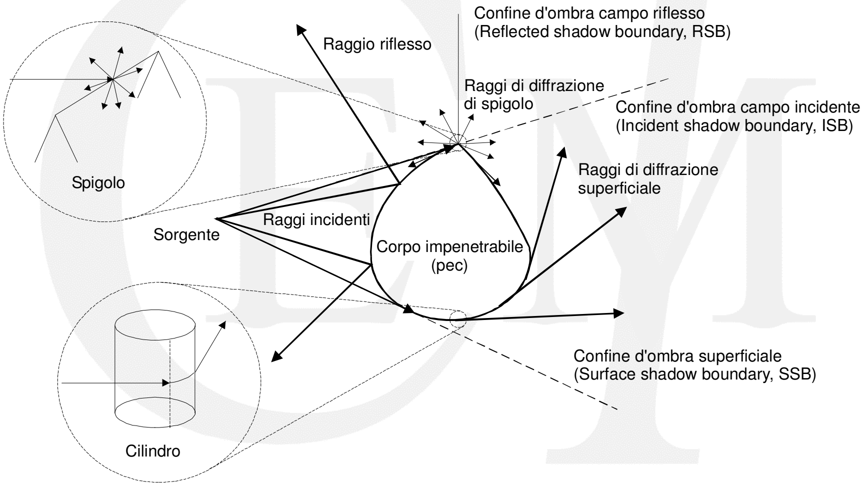
Nelle teorie geometriche il campo totale è somma del campo dell'ottica geometrica e del campo diffratto. Il campo diffratto è generato dalle discontinuità geometriche/elettriche presenti nella struttura



Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

PROBLEMI CANONICI

Il campo totale è dato dalla sovrapposizione dei contributi, associati ai vari problemi canonici, che possono contribuire al campo elettromagnetico (spigolo o *wedge*, cilindro, vertice o *corner*, *tip*, etc.)



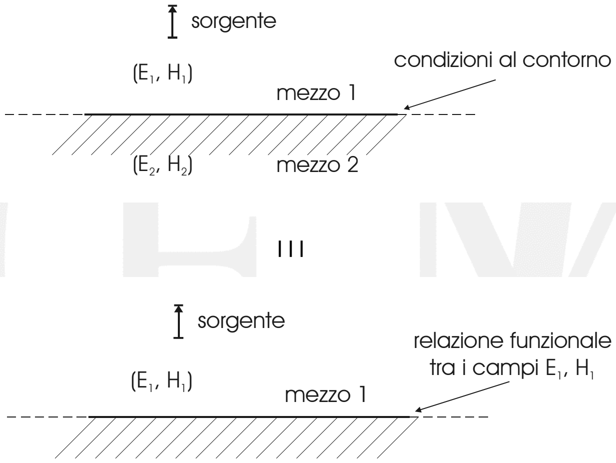
PROBLEMI CANONICI

I problemi canonici approssimano localmente la struttura nelle sue forme geometriche e nelle sue caratteristiche elettriche

Le strutture sono in genere considerate non penetrabili (corpi perfettamente conduttori, corpi sulla cui superficie sono valide le condizioni di impedenza o di Shchukin-Leontovich, ecc.)

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

CONDIZIONI DI IMPEDENZA DI LEONTOVICH (Impedance Boundary Conditions, IBC)



Mi disinteresso del campo elettromagnetico (E2, H2)!!

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

CONDIZIONI DI IMPEDENZA DI LEONTOVICH (Impedance Boundary Conditions, IBC)

La relazione funzionale tra i campi elettromagnetici ($\mathbf{E}^1$, $\mathbf{H}^1$) ed ($\mathbf{E}^2$, $\mathbf{H}^2$) in corrispondenza della superficie di interfaccia tra i due mezzi è del tipo:

$$\mathbf{E}_1 - \left(\hat{n}\cdot\mathbf{E}_1\right)\hat{n} = Z_s\left(\hat{n}\times\mathbf{H}_1\right)$$

o alternativamente

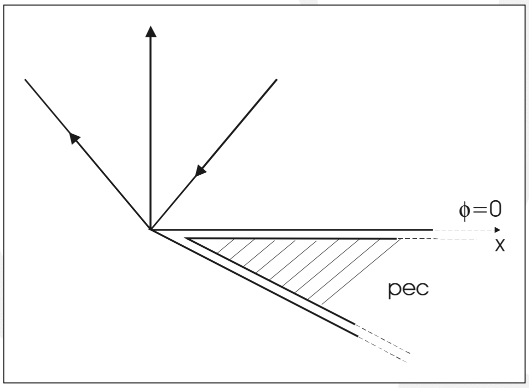
$$\hat{n}\times\mathbf{E}_1 = Z_s\hat{n}\times\left(\hat{n}\times\mathbf{H}_1\right)$$

Z_s è l'impedenza superficiale che lega la componente tangente del campo elettrico nel mezzo 1 alla corrente elettrica superficiale indotta all'interfaccia tra i due mezzi (Z_s=0, caso perfettamente conduttore)

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

ESEMPIO DI CONDIZIONI DI IMPEDENZA

Diedro conduttore ricoperto da un dielettrico



Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

REIRRADIAZIONE DA WEDGE

IN REGIME DI ALTA FREQUENZA IL FENOMENO DOMINANTE E' ASSOCIATO ALLA REIRRADIAZIONE DA

WEDGE

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

PROBLEMI CANONICI

Equazioni di Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon \mathbf{E}$$
$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu \mathbf{H}$$

Sostituendo la seconda nella prima e viceversa si può agevolmente riscrivere:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0$$
$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} - k^2 \mathbf{H} = 0$$

$$\Downarrow$$

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0$$
$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \nabla^2 \mathbf{H} - k^2 \mathbf{H} = 0$$

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

PROBLEMI CANONICI

$$\nabla\cdot\mathbf{E}=0 \qquad \nabla\cdot\mathbf{H}=0$$

$$\Rightarrow$$

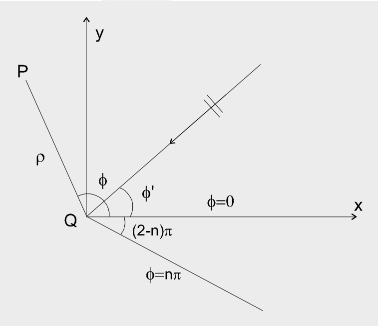
$$\nabla^2 E_z + k^2 E_z = 0$$
$$\nabla^2 H_z + k^2 H_z = 0$$

$$\left(k^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)E_x=\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}E_z - j\omega\mu\frac{\partial}{\partial y}H_z$$
$$\left(k^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)E_y=\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}E_z + j\omega\mu\frac{\partial}{\partial x}H_z$$
$$\left(k^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)H_x=\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}H_z + j\omega\mu\frac{\partial}{\partial y}E_z$$
$$\left(k^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)H_y=\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}H_z - j\omega\mu\frac{\partial}{\partial x}E_z$$

se la dipendenza dei campi dalla coordinata *z* è fissata, si ottiene:

$$E_x, H_y, E_y, H_x \text{ funzione di } \left(E_z, H_z\right)$$

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)



- Caso TE_z (campo elettrico trasverso rispetto all'asse z)

$$\mathbf{E}_z = 0 \qquad \mathbf{H}^i = H_z^i \hat{z} \longrightarrow$$

Caso *Hard* (condizioni di Neumann)

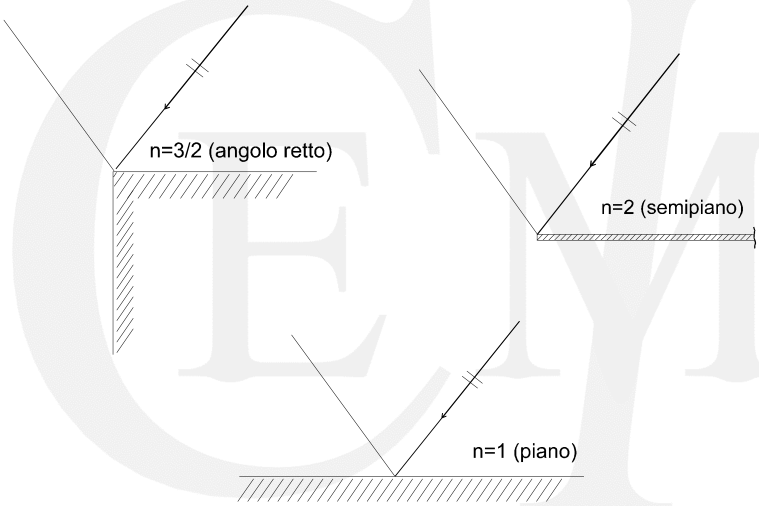
- Caso TM_z (campo magnetico trasverso rispetto all'asse z)

$$\mathbf{H}_z = 0 \qquad \mathbf{E}^i = E_z^i \hat{z} \longrightarrow$$

Caso *Soft* (condizioni di Dirichlet)

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)



Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D, n=2, il problema di A. Sommerfeld)

ANNOUNCEMENT TO THE AP-S MEMBERS

Special *Electromagnetics* Issue Commemorating the 100th Anniversary of Sommerfeld's Diffraction Problem

A Special Issue of *Electromagnetics*[1] is scheduled at the beginning of 1998 (combined No.2 and No. 3 issues). This Issue is intended to commemorate Sommerfeld's[2] half-plane diffraction paper[3] published in 1896. Sommerfeld was the first to develop the exact solution of the diffracted field by a metallic half plane and for this contribution he can be considered as the founder of the rigorous mathematical theory of diffraction. This Special issue contains many papers on high frequency methods (by active researchers in the field) providing a glimpse on their modern utility to problems of radiation and scattering. The issue includes a biography of Sommerfeld and a historical note on diffraction theory over the past century.

Sommerfeld's picture (in youth and a couple years before his death)

The Special issue is edited by

Giuseppe Pelosi
University of Florence
E-mail: *pelosi@ingfi1.ing.unifi.it,*
URL: *http://ingfi9.die.unifi.it/*

John L. Volakis
University of Michigan
E-mail: *volakis@umich.edu*
URL:
http://www.personal-engin.umich.edu/~volakis/

[1] *Electromagnetics* (ISBN 0272-6343) is a quarterly journal published by Taylor and Francis, 1900 Frost Rd. Suite 101, Bristol, PA 19007, USA; Phones: (215) 785-5800 in USA and +44-256-840366 in Europe.
[2] An exhaustive biography of Arnold Sommerfeld can be found in C.C. Gillispie (Ed.), *Dictionary of Scientific Biography*, Charles Scribner's Sons, New York, 1970-1980.
[3] A. Sommerfeld, "Mathematische Theorie der Diffraction," *Mathematische Annalen*, Vol. 47, No. S319, pp. 317-374, 1896.

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)

campo incidente, Q punto di fase nulla

$$u^i(\rho,\phi) = e^{jk\rho\cos(\phi-\phi')}$$

$$u^i(\rho,\phi) = E_z^i(\rho,\phi) \quad \text{caso } \textit{soft}$$

$$u^i(\rho,\phi) = H_z^i(\rho,\phi) \quad \text{caso } \textit{hard}$$

campo totale

$$\left(\nabla_t^2 + k^2\right)u(\rho,\phi) = 0$$

$$\nabla_t^2 = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}$$

$$u(\rho,\phi) = E_z(\rho,\phi) \quad \text{caso } \textit{soft}$$

$$u(\rho,\phi) = H_z(\rho,\phi) \quad \text{caso } \textit{hard}$$

caso *hard*

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial u(\rho,\phi)}{\partial\phi} = 0 \qquad \phi = 0$$

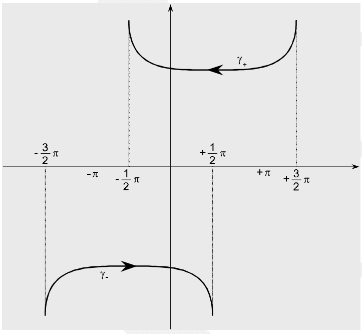
$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial u(\rho,\phi)}{\partial\phi} = 0 \qquad \phi = n\pi$$

caso *soft*

$$u(\rho,\phi) = 0 \qquad \phi = 0$$

$$u(\rho,\phi) = 0 \qquad \phi = n\pi$$

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)



Rappresentazione integrale del campo totale di Sommerfeld-Maliuzhinets

$$u(\rho,\phi) = \frac{1}{2\pi j} \int_\gamma s(\alpha + \phi - n\pi/2) e^{jk\rho \cos\alpha} d\alpha$$

$\gamma = \gamma^+ + \gamma^-$ contorno di integrazione di Sommerfeld

$s(\alpha)$ funzione spettrale

$$\left| s(\alpha) - s(\pm j\infty) \right| < exp\left(-a \left| \Im(\alpha) \right| \right) \ , \ a > 0$$

con $\Im(\alpha) \to \pm\infty$

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT

Si deve determinare la funzione spettrale che dipende dalle condizioni al contorno del campo elettromagnetico totale sulla superficie del wedge $\phi = 0$ e $\phi = n\pi$

$$u(\rho,\phi) = 0 \qquad \phi = 0$$

$$\frac{1}{2\pi j}\int_{\gamma} s(\alpha - n\pi/2)\, e^{jk\rho\cos\alpha}\, d\alpha = 0$$

$$u(\rho,\phi) = 0 \qquad \phi = n\pi$$

$$\frac{1}{2\pi j}\int_{\gamma} s(\alpha + n\pi/2)\, e^{jk\rho\cos\alpha}\, d\alpha = 0$$

$$\begin{cases} s(\alpha - n\pi/2) = s(-\alpha - n\pi/2) \\ s(\alpha + n\pi/2) = s(-\alpha + n\pi/2) \end{cases}$$

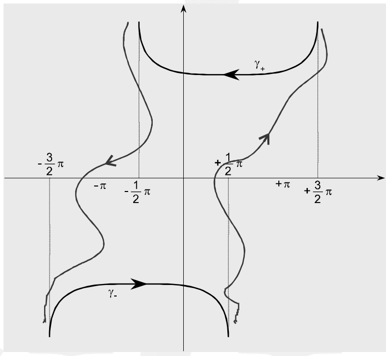
sistema di equazioni funzionali alle differenze

$$\frac{1}{n}\frac{2\cos(\alpha/n)}{\sin(\alpha/n) - \sin(\phi'/n)} = $$
$$= \cot\left(\frac{n\pi - \alpha - \phi'}{2n}\right) - \cot\left(\frac{\alpha - \phi'}{2n}\right)$$

soluzione del sistema

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT

Trovata la funzione spettrale, si pone il problema del calcolo dell'integrale che si risolve applicando il teorema di Cauchy e si pone il problema di come scegliere i cammini di chiusura C_1 e C_2



$$\frac{1}{2\pi j}\int_{\gamma} s\left(\alpha+\phi-n\pi/2\right)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha+\frac{1}{2\pi j}\int_{C_1??} s\left(\alpha+\phi-n\pi/2\right)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha+$$

$$+\frac{1}{2\pi j}\int_{C_2??} s\left(\alpha+\phi-n\pi/2\right)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha=\text{somma dei residui dei poli}$$

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT

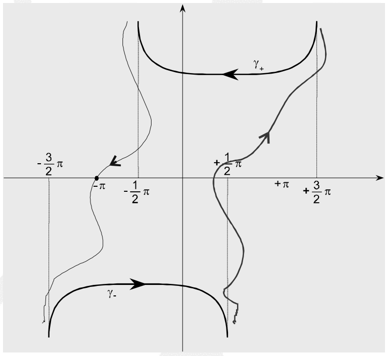
Si scelgono i cammini C_1 e C_2 di chiusura in modo che passino per i punti di sella

$$I(k\rho) = \int_{C_1} e^{k\rho f(\alpha)} F(\alpha)\, d\alpha$$

$$f(\alpha) = f_R(\alpha) + j f_I(\alpha) = j\cos\alpha$$

$$\mathrm{F}(\alpha) = s(\alpha + \phi - n\pi/2)$$

$$\frac{df(\alpha)}{d\alpha} = 0 \text{ punto di sella } \alpha = \alpha_s = \pm\pi$$



Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT

Tra tutti i possibili cammini C_1 e C_2 passanti per i punti di sella si sceglie quello tale che:

$$I(k\rho) = \int_{C_1} e^{k\rho f(\alpha)} F(\alpha)\, d\alpha$$

$$f(\alpha) = f_R(\alpha) + j f_I(\alpha) = j \cos\alpha$$

$$f_R(\alpha) = f_R(\alpha = \alpha_s) - s^2$$

$$f_I(\alpha) = f_I(\alpha = \alpha_s)$$

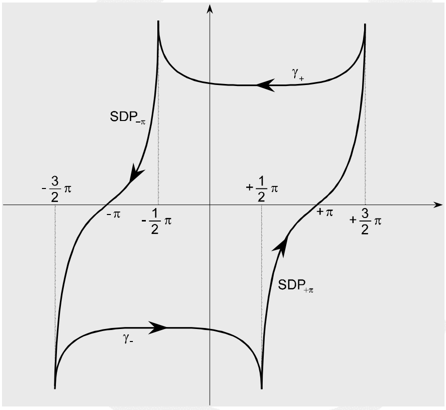
$$F(\alpha) = F(\alpha = \alpha_s) - s^2$$

$$I(k\rho) = e^{k\rho f(\alpha_s)} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(s) e^{-k\rho s^2}\, ds$$

$$\phi(s) = F(\alpha) \frac{d\alpha(s)}{ds}$$

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT



***Steepest Descent Paths*, SDP**

$$SDP_{+\pi} \quad Re(\alpha) = +\pi - gd\left[Im(\alpha)\right]$$
$$SDP_{-\pi} \quad Re(\alpha) = -\pi - gd\left[Im(\alpha)\right]$$

$$gd(x) = cos^{-1}\left[cosh(x)\right]$$

Gudermann function

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT

$$\frac{1}{2\pi j}\int_{\gamma} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha+\frac{1}{2\pi j}\int_{SDP_{+\pi}} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha+$$

$$+\frac{1}{2\pi j}\int_{SDP_{-\pi}} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha=\sum_n r_n$$

r_n sono i residui nella fascia $-\pi-gd\left[Im(\alpha)\right]<Re(\alpha)<+\pi-gd\left[Im(\alpha)\right]$

$$u(\rho,\phi)=\frac{1}{2\pi j}\int_{\gamma} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha=u^d(\rho,\phi)+u^{go}(\rho,\phi)$$

$$u^{go}(\rho,\phi)=\sum_n r_n$$

campo dell'ottica geometrica

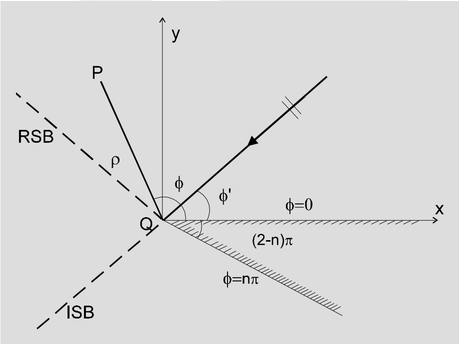
$$u^d(\rho,\phi)=-\frac{1}{2\pi j}\int_{SDP_{+\pi}} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha-\frac{1}{2\pi j}\int_{SDP_{-\pi}} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha$$

campo diffratto

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT-CONTRIBUTO DI GO

Fissata la direzione d'incidenza e il punto di osservazione è fissata la localizzazione nel piano-a dei poli

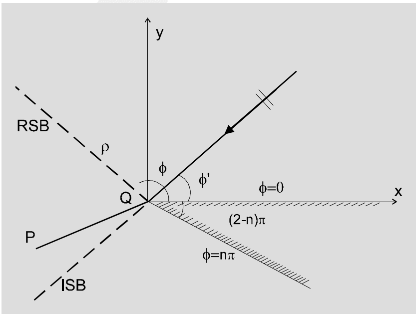


I poli possono essere intercettati o non dalla chiusura del cammino di Sommerfeld attraverso i due **SDP**

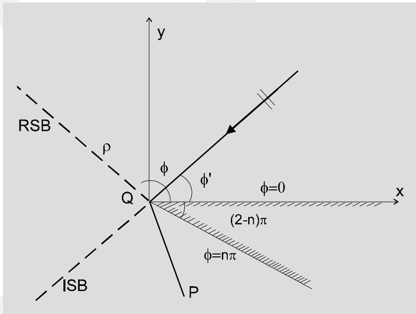
I contributi dei residui dei poli intercettati dall'applicazione del teorema di Cauchy forniscono il contributo della GO

2 poli = campo diretto + campo riflesso

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT-CONTRIBUTO DI GO



1 poli = campo diretto in P



0 poli = il campo di GO è nullo in P

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT-CONTRIBUTO DI GO

Il campo dell'Ottica Geometrica è discontinuo!!

$$u^i(\rho,\phi)h\left[\pi-(\phi-\phi')\right]+u^r(\rho,\phi)h\left[\pi-(\phi+\phi')\right]$$

$$u^i(\rho,\phi)=e^{jk\rho\cos(\phi-\phi')}$$ campo incidente

$$u^r(\rho,\phi)=-e^{jk\rho\cos(\phi+\phi')}$$ campo riflesso

Si deve introdurre il campo diffratto per rendere continuo il campo totale

$$u^d(\rho,\phi)=-\frac{1}{2\pi j}\int_{SDP_{+\pi}} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha-\frac{1}{2\pi j}\int_{SDP_{-\pi}} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha$$

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT-CAMPO DIFFRATTO

$$u^d(\rho,\phi) = -\frac{1}{2\pi j}\int_{SDP_{+\pi}} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha - \frac{1}{2\pi j}\int_{SDP_{-\pi}} s(\alpha+\phi-n\pi/2)e^{jk\rho\cos\alpha}d\alpha$$

Si devono valutare in modo efficiente i due integrali lungo i due SDP passanti attraverso i due punti di sella α_s

$$\alpha = \alpha_s = \pm\pi$$

Per fare questo si utilizza il metodo SDP nella versione modificata di Pauli-Clemmow

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

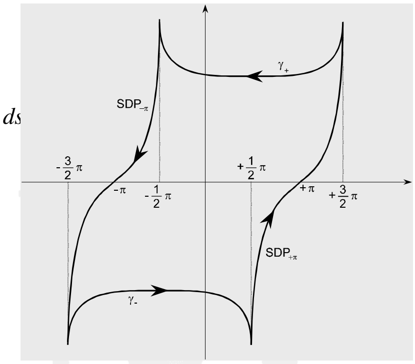
WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT-CAMPO DIFFRATTO

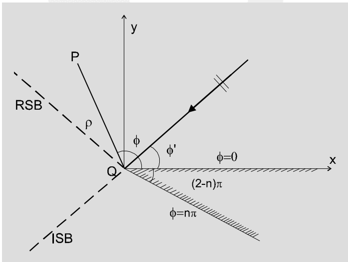
$$I(k\rho) = \int_{SDP_{-\pi}} e^{k\rho f(\alpha)} F(\alpha)\, d\alpha = e^{k\rho f(\alpha_s)} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(s) e^{-k\rho s^2} ds$$

$$f(\alpha) = f_R(\alpha) + jf_I(\alpha) = j\cos\alpha$$

$$\phi(s) = F(\alpha)\frac{d\alpha}{ds}$$

$$F(\alpha) = s(\alpha + \phi - n\pi/2)$$





La funzione F(α) ha poli sull'asse reale ($\alpha=\alpha_p$) ed i residui dei poli corrispondono ai contributi di GO

I poli possono passare per il punto di sella $\alpha = \alpha_s = \pm\pi$ e questo avviene quando il punto di osservazione è vicino ai confini RSB e ISB

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT-CAMPO DIFFRATTO

$$\alpha = \alpha_p \quad \text{polo}$$

$$G(s) = F(\alpha)\frac{d\alpha}{ds}\left[f(\alpha) - f\left(\alpha = \alpha_p\right)\right]$$

$$G(s) = \sum_{s=0}^{\infty} c_m s^m$$

$$f(\alpha) - f\left(\alpha = \alpha_p\right) = f(\alpha = \alpha_s) - f\left(\alpha = \alpha_p\right) + s^2 = \left(s^2 + ja\right)$$

$$a = j\left[f(\alpha = \alpha_s) - f\left(\alpha = \alpha_p\right)\right]$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F(\alpha)\frac{d\alpha(s)}{ds} e^{-k\rho s^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{G(s)}{s^2 + ja} e^{-k\rho s^2} ds \cong -c_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-k\rho s^2}}{s^2 + ja} ds \quad , \; k\rho \gg 1$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-k\rho s^2}}{s^2 + ja} ds = 2 e^{k\rho a} \sqrt{\frac{\pi}{a}} \int_{\sqrt{k\rho a}}^{+\infty} e^{j\tau^2} d\tau$$

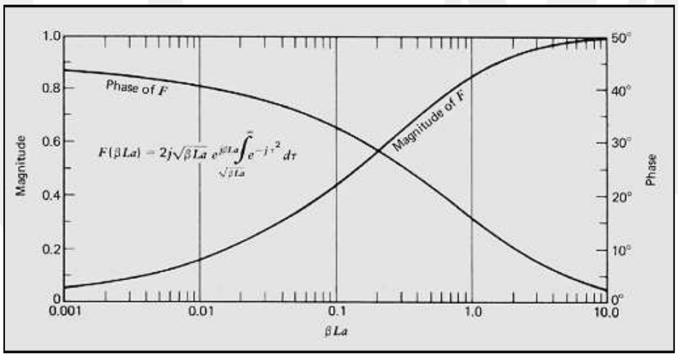
Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT-CAMPO DIFFRATTO

$$2e^{k\rho a}\sqrt{\frac{\pi}{a}}\int_{\sqrt{k\rho a}}^{+\infty} e^{j\tau^2}\,d\tau$$

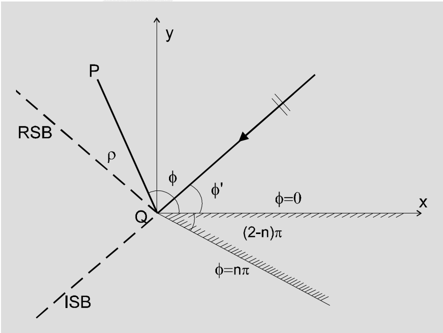
Questo integrale viene in genere scritto utilizzando la funzione di transizione

$$F(X) = 2j\left|\sqrt{X}\right| e^{jX} \int_{\left|\sqrt{X}\right|}^{\infty} e^{-j\tau^2}\,d\tau$$



Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT-CAMPO TOTALE



$$u(\rho,\phi) = E_z(\rho,\phi)$$

$$u(\rho,\phi) = u^d(\rho,\phi) + u^{go}(\rho,\phi)$$

$$u^{go}(\rho,\phi) = u^i(\rho,\phi) + u^r(\rho,\phi)$$

$$u^i(\rho,\phi) = e^{jk\rho\cos(\phi-\phi')}$$ campo incidente

$$u^r(\rho,\phi) = -e^{jk\rho\cos(\phi+\phi')}$$ campo riflesso

$$u^d(\rho,\phi) = D(\rho,\phi,\phi')\frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}}$$ campo diffratto

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)-CASO SOFT-CAMPO TOTALE

Coefficiente di diffrazione della UTD per un *wedge* perfettamente conduttore

$$u(\rho,\phi) = u^{d}(\rho,\phi) + u^{go}(\rho,\phi)$$

$$u^{d}(\rho,\phi) = D(\rho,\phi,\phi')\frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}}$$ campo diffratto

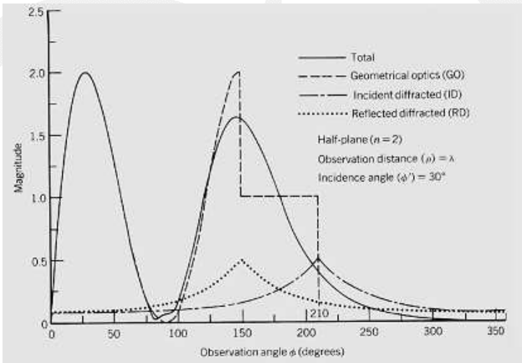
$$D(\rho,\phi,\phi') = \frac{-e^{-j(\pi/4)}}{2n\sqrt{2\pi k}}\times$$
$$\left[\cot\left(\frac{\pi+(\phi-\phi')}{2n}\right)F\left[k\rho a^{+}(\phi-\phi')\right]+\cot\left(\frac{\pi-(\phi-\phi')}{2n}\right)F\left[k\rho a^{-}(\phi-\phi')\right]\mp\right.$$
$$\left.-\left\{\cot\left(\frac{\pi+(\phi+\phi')}{2n}\right)F\left[k\rho a^{+}(\phi+\phi')\right]+\cot\left(\frac{\pi-(\phi+\phi')}{2n}\right)F\left[k\rho a^{-}(\phi+\phi')\right]\right\}\right]$$

$$a^{\pm}(\phi\pm\phi') = 2\cos^{2}\left[\frac{2n\pi N^{\pm}-(\phi\pm\phi')}{2}\right]$$

$N^{\pm}$ interi che meglio soddisfano le relazioni:

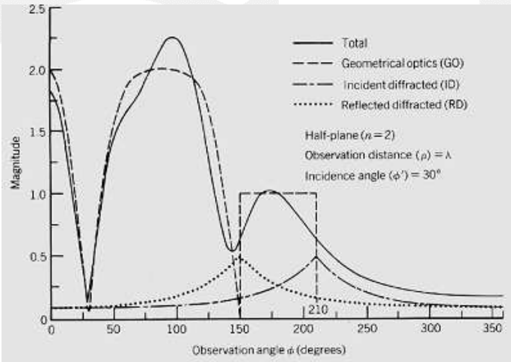
$$\begin{cases} 2n\pi N^{+}-(\phi\pm\phi') = \pi \\ 2n\pi N^{-}-(\phi\pm\phi') = -\pi \end{cases}$$

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)



Distribuzione del campo elettrico dovuto ad un'onda piana incidente normalmente su un semipiano perfettamente conduttore (caso *soft*)

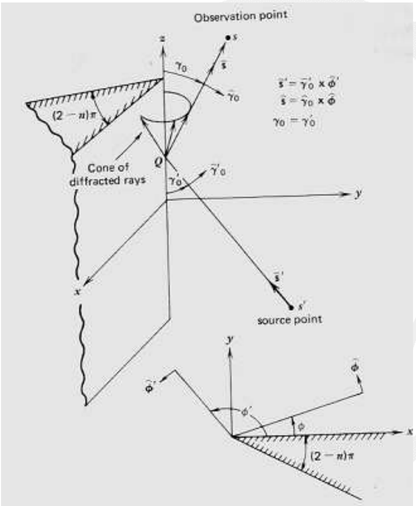
WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 2D)



Distribuzione del campo magnetico dovuto ad un'onda piana incidente normalmente su un semipiano perfettamente conduttore (caso *hard*)

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 3D)-Ray Fixed Coordinate System

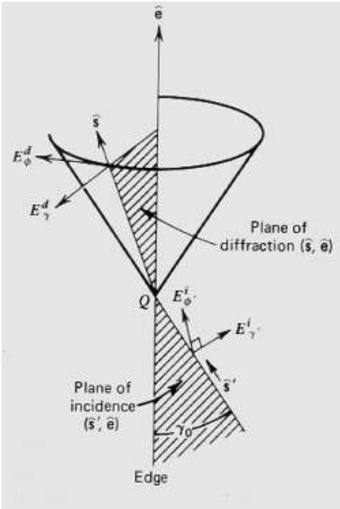


$$\begin{bmatrix} E^d_{\gamma}(s) \\ E^d_{\phi}(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_{\parallel} & 0 \\ 0 & -D_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^i_{\gamma'}(Q) \\ E^i_{\phi'}(Q) \end{bmatrix} A(s) e^{-jks}$$

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 3D)-Ray Fixed Coordinate System

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze



$$\mathbf{E}^d = [D]\mathbf{E}^i A(s)e^{-jks}$$

$$\begin{bmatrix} E^d_\parallel(s) \\ E^d_\perp(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_\parallel & 0 \\ 0 & -D_\perp \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^i_{\parallel'}(Q) \\ E^i_{\perp'}(Q) \end{bmatrix} A(s)e^{-jks}$$

$[D] \rightarrow$ matrice coefficienti di diffrazione
$s \rightarrow$ distanza osservatore-punto di diffrazione
$A(s) \rightarrow$ fattore di *spreading*

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 3D)-Ray Fixed Coordinate System

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

Coefficiente di diffrazione della UTD per un *wedge* perfettamente conduttore

$$D_{\parallel \atop \perp}(L,\phi,\phi') = \frac{-e^{-j(\pi/4)}}{2n\sqrt{2\pi k}\,\sin\gamma_0'}\times$$
$$\left[\cot\left(\frac{\pi+(\phi-\phi')}{2n}\right)F\left[kLa^{+}(\phi-\phi')\right]+\cot\left(\frac{\pi-(\phi-\phi')}{2n}\right)F\left[kLa^{-}(\phi-\phi')\right]\mp\right.$$
$$\left.\mp\left\{\cot\left(\frac{\pi+(\phi+\phi')}{2n}\right)F\left[kLa^{+}(\phi+\phi')\right]+\cot\left(\frac{\pi-(\phi+\phi')}{2n}\right)F\left[kLa^{-}(\phi+\phi')\right]\right\}\right]$$

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 3D)-Ray Fixed Coordinate System

Tipologia dell'onda incidente ⇒

$$L = \begin{cases} s\sin^2\gamma_0 & \text{onda piana} \\ \dfrac{\rho'\rho}{\rho'+\rho} & \text{onda cilindrica} \\ \dfrac{s's\sin^2\gamma_0}{s'+s} & \text{onda sferica} \end{cases}$$

$$F(X) = 2j\left|\sqrt{X}\right| e^{jX} \int_{\left|\sqrt{X}\right|}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau$$

$$a^{\pm}(\phi \pm \phi') = 2\cos^2\left[\frac{2n\pi N^{\pm} - (\phi \pm \phi')}{2}\right]$$

$N^{\pm}$ interi che meglio soddisfano le relazioni:

$$\begin{cases} 2n\pi N^{+} - (\phi \pm \phi') = \pi \\ 2n\pi N^{-} - (\phi \pm \phi') = -\pi \end{cases}$$

WEDGE PERFETTAMENTE CONDUTTORE (CASO 3D)-Ray Fixed Coordinate System

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

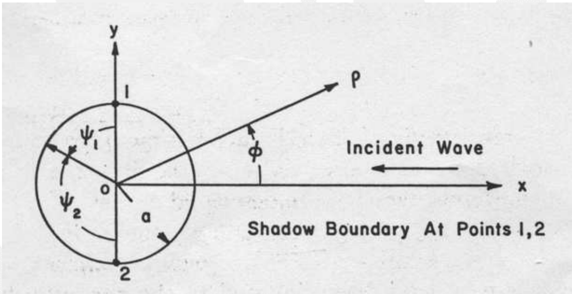
L'equazione che fornisce il campo diffratto dal *wedge* può essere riscritta

$$\begin{bmatrix} E^d_{\parallel}(s) \\ E^d_{\perp}(s) \end{bmatrix} = -\begin{bmatrix} -D_{\parallel} & 0 \\ 0 & -D_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^i_{\parallel'}(Q) \\ E^i_{\perp'}(Q) \end{bmatrix} A(s) e^{-j\beta s}$$

$$A(s) = \begin{cases} \dfrac{1}{\sqrt{s}} & \text{onde piane, cilindriche e coniche} \\ \sqrt{\dfrac{s'}{s(s+s')}} & \text{onde sferiche} \end{cases}$$

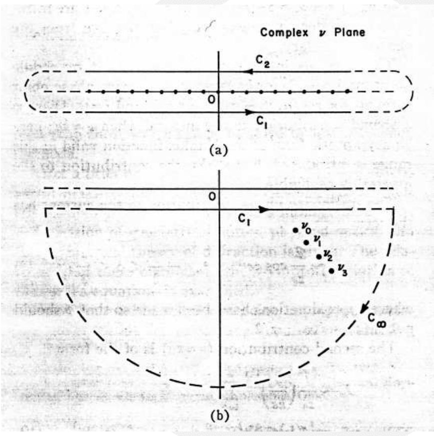
DIFFRAZIONE DA SUPERFICI CURVE-Creeping wave

$$E_z(\rho,\phi) = e^{-jk\rho\cos\phi} - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^n \frac{J(ka)}{H_n^{(2)}(ka)} H_n^{(2)}(ka) e^{jn\phi}$$



Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

DIFFRAZIONE DA SUPERFICI CURVE-Creeping wave



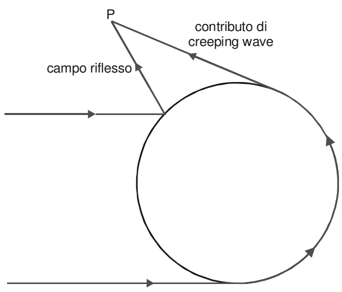
Trasformata di Watson

$$\frac{j}{2}\int_C \frac{e^{j\nu(\varphi+\pi)}}{\sin \nu\pi} f(\nu)\,d\nu = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(n)\,e^{jn\varphi}$$

DIFFRAZIONE DA SUPERFICI CURVE-Creeping wave

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

Contributo di fase stazionaria



$$\frac{j}{2}\int_C \frac{e^{j\nu(\varphi+\pi)}}{\sin\nu\pi} f(\nu)\,d\nu \cong \left(\frac{a}{2\rho}\sin\frac{\varphi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-jk\left(\rho-2a\sin\frac{\varphi}{2}\right)}$$

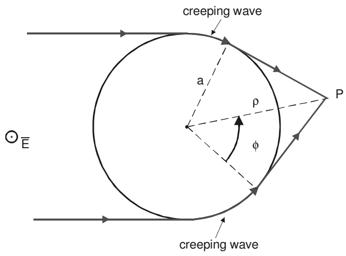
$$\Downarrow$$

Campo riflesso

DIFFRAZIONE DA SUPERFICI CURVE-Creeping wave

Calcolo dei residui

$$\frac{j}{2}\int_C \frac{e^{j\nu(\varphi+\pi)}}{\sin\nu\pi} f(\nu)\,d\nu = j\pi\sum_{n=1}^{+\infty}\frac{H_{\nu_n}^{(2)}(ka)\,H_{\nu_n}^{(2)}(k\rho)}{\left.\frac{\partial}{\partial\nu}H_{\nu_n}^{(2)}(ka)\right|_{\nu=\nu_n}}\left[e^{-j\nu_n\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right)}+e^{-j\nu_n\left(\frac{\pi}{2}+\varphi\right)}\right]$$



$$\nu_n : H_{\nu_n}(ka)=0$$

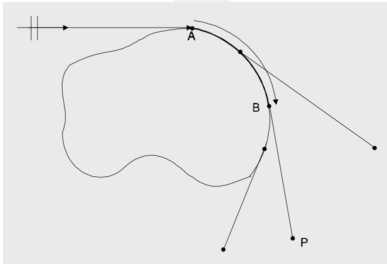
Convergenza rapida per $-\frac{\pi}{2}+A\cos\frac{a}{\rho}<\varphi<\frac{\pi}{2}-A\cos\frac{a}{\rho}$

⇓

Creeping wave

DIFFRAZIONE DA SUPERFICI CURVE-Creeping wave

$$E_{cw}^{s} = E_{A}^{i} L_{A} D_{B} G(s) \frac{e^{-jkl}}{\sqrt{l}} e^{-\int_{A}^{B} \gamma(s)ds}$$



E_{cw}^{s} campo diffratto dovuto alla *creeping wave*

L_A coefficiente di lancio nel punto A

D_B coefficiente diffrazione nel punto B

$\gamma(s)=\alpha(s)+j\beta(s)$ fattore di propagazione di *creeping - wave*

s lunghezza arco lungo il percorso della *creeping - wave*

G(s) fattore di divergenza dovuto alla geometria del raggio

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

DIFFRAZIONE DA UN VERTICE (O CORNER), DA UN TIP,…

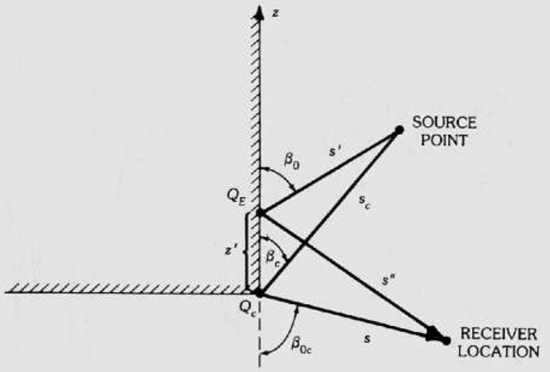
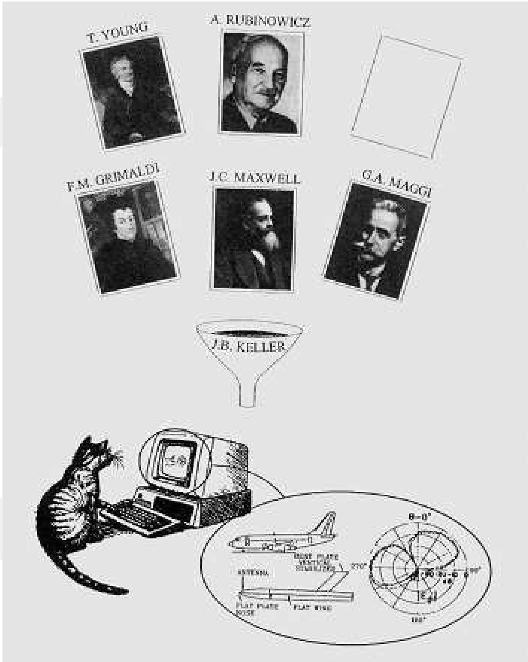


Fig. 7. Geometry for corner-diffraction problem.

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

DAI PROBLEMI CANONICI AI PROBLEMI INGEGNERISTICI



Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

DAI PROBLEMI CANONICI AI PROBLEMI INGEGNERISTICI

Geometrical Theory of Diffraction

Joseph B. Keller

The geometrical theory of diffraction is an extension of geometrical optics which accounts for diffraction. It introduces diffracted rays in addition to the usual rays of geometrical optics. These rays are produced by incident rays which hit edges, corners, or vertices of boundary surfaces, or which graze such surfaces. Various laws of diffraction, analogous to the laws of reflection and refraction, are employed to characterize the diffracted rays. A modified form of Fermat's principle, equivalent to these laws, can also be used.

J.B. Keller, Geometrical Theory of Diffraction*, Journal of the Optical Society of America,* Vol. 52 n. 2, pp. 116-130, 1962

DAI PROBLEMI CANONICI AI PROBLEMI INGEGNERISTICI

In pratica in regime di alta frequenza (ovvero quando le dimensioni della struttura sono grandi rispetto alla lunghezza d'onda) …..

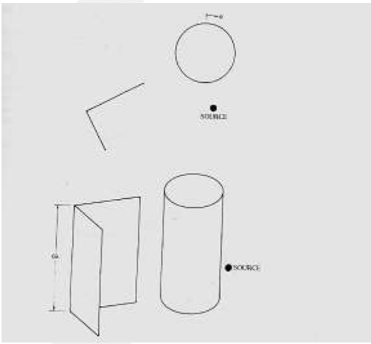
- l'oggetto è scomposto in un insieme di problemi canonici (*wedge* o spigolo, cilindro, vertice o *corner*, *tip*, etc.) che approssimano localmente la struttura nelle sue caratteristiche geometriche ed elettriche

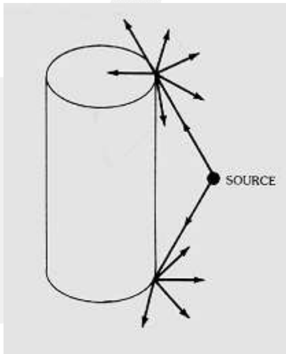
- il campo totale è la somma del campo di ottica geometrica e del campo diffratto associato ai vari problemi canonici

- fissati il punto di osservazione e il punto sorgente i problemi canonici che contribuiscono al campo totale sono individuati mediante il principio di Fermat generalizzato (*ray tracing*)

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

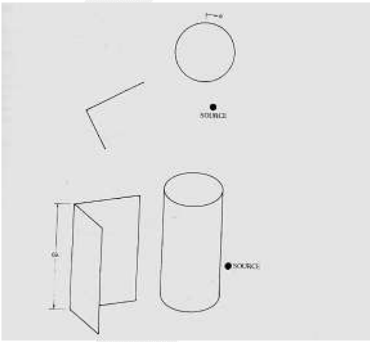
DAI PROBLEMI CANONICI AI PROBLEMI INGEGNERISTICI

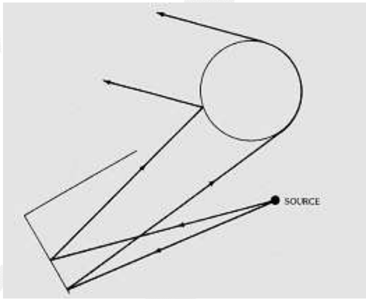




Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

DAI PROBLEMI CANONICI AI PROBLEMI INGEGNERISTICI





DAI PROBLEMI CANONICI AI PROBLEMI INGEGNERISTICI

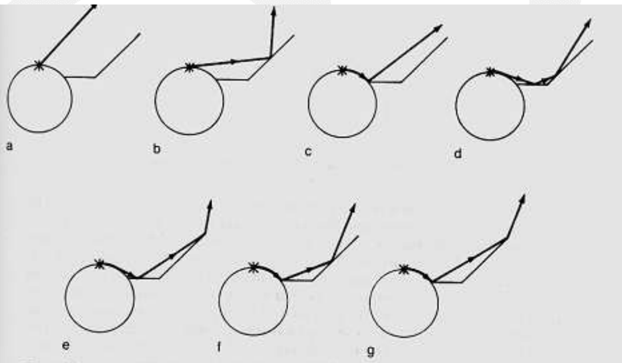


Fig. 19. Various UTD terms. (*a*) Source field. (*b*) Reflected field. (*c*) Diffracted field. (*d*) Reflected-reflected field. (*e*) Reflected-diffracted field. (*f*) Diffracted-reflected field. (*g*) Diffracted-diffracted field. (*After Burnside, Rudduck, and Marhefka [4], © 1980 IEEE*)

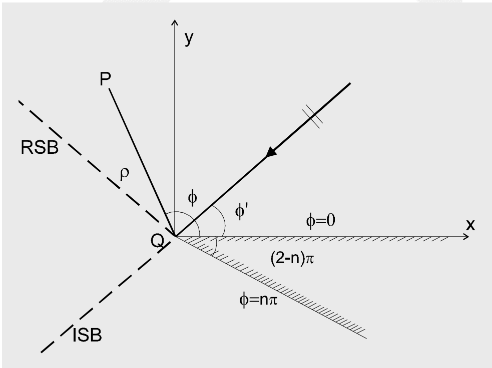
Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

LIMITI DELLA UTD PER PROBLEMI DI RCS

1. Problema di antenna e problema radar
2. Teorie geometriche
3. Limiti della UTD per problemi di RCS
4. Esempi di applicazione della UTD

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

LIMITI DELLA UTD PER PROBLEMI DI RCS



per $k\rho \to \infty$

$$F(x) = 1$$

Per cui il campo diffratto diverge sui confini ISB e RSB

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

LIMITI DELLA UTD PER PROBLEMI DI RCS

per $k\rho \rightarrow \infty$

UTD
(*Uniform Geometrical Theory of Diffraction*) ⇨ GTD
(*Geometrical Theory of Diffraction*)

R.G. Kouyoumjian, P.H. Pathak, A Uniform Geoemtrical Theory of Diffraction for Edge in a Perfectly Conducting Surface, *Proceeding of IEEE*, Vol. 62, pp.1488-1461, 1974

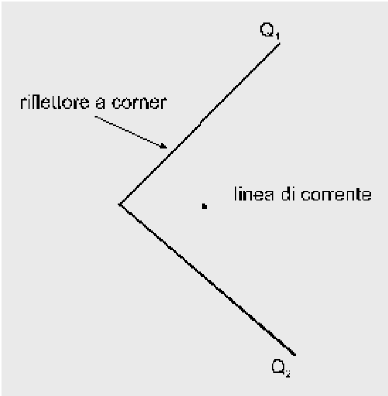
J.B. Keller, Geometrical Theory of Diffraction, *Journal of the Optical Society of America,* Vol. 52 n. 2, pp. 116-130, 1962

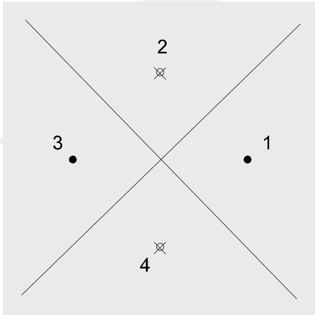
Ne consegue che la UTD non risulta utilizzabile per problemi radar!!

ESEMPI DI APPLICAZIONE DELLA UTD

1. Problema di antenna e problema radar
2. Teorie geometriche
3. Limiti della UTD per problemi di RCS
4. Esempi di applicazione della UTD

ESEMPI DI APPLICAZIONE DELLA UTD



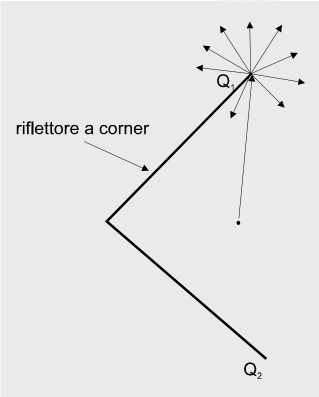


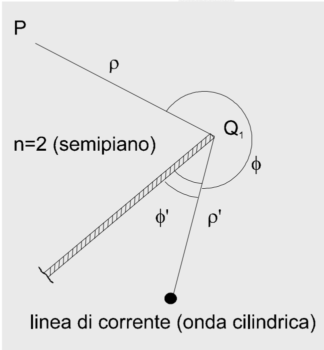
Campo della GO (principio delle immagini)

sorgente (1) - campo diretto
sorgente (2) e (4) - riflesso
sorgente (3) - campo doppiamente riflesso

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

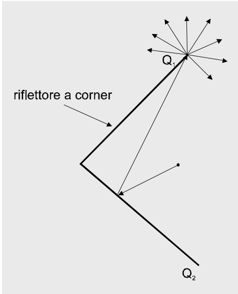
ESEMPI DI APPLICAZIONE DELLA UTD





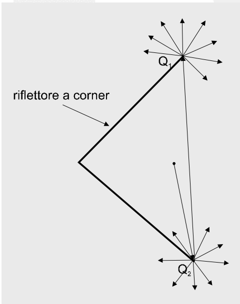
Il campo diffratto da Q_1 compensa le discontinuità associate al campo delle sorgenti (1) e (2)

ESEMPI DI APPLICAZIONE DELLA UTD



Problema canonico associato è il semipiano (n=2)

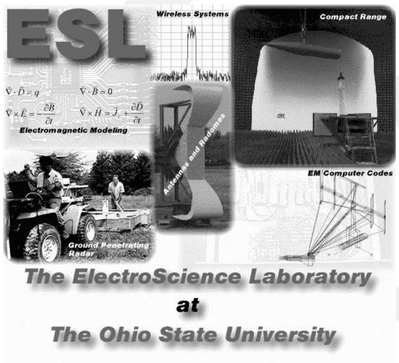
Il campo riflesso-diffratto compensa parte delle discontinuità associate al campo della sorgente (3) (doppiamente riflesso)



Il campo doppiamente diffratto compensa parte delle discontinuità associate al campo singolarmente diffratto

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

IL NEC-BSC



NEC - Basic Scattering Code

NEC-BSC Version 4.2

Ronald J. Marhefka

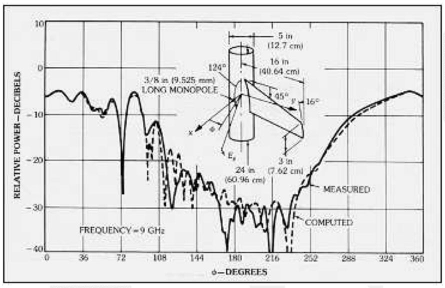
The Ohio State University
ElectroScience Laboratory
1320 Kinnear Road
Columbus, OH 43212-1191
Tel: +1-614-292-5752
Fax: +1-614-292-7297
Email: marhefka.1@osu.edu

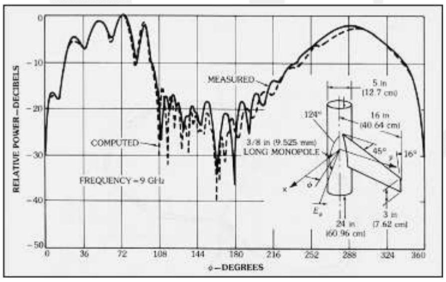
October 2000

The Numerical Electromagnetic Code - Basic Scattering Code (NEC-BSC V4.2) is a user-oriented computer code for the electromagnetic analysis of the radiation from antennas in the presence of complex structures at high frequency. For many practical sized structures this corresponds to UHF and above. The code can be used to predict patterns of antennas in the presence of scattering structures, to provide the EMC or coupling between antennas in a complex environment, and to determine potential radiation hazards. Simulation of the scattering structures is accomplished using combinations of multiple flat plates, finite elliptic cylinders, composite cone frustums, finite composite ellipsoids, and thin wires. The structures can be perfectly conducting or composed of multilayered materials. The plates can be transparent or opaque, that is, metal backed. The curved surfaces presently must be metal backed.

The analysis is based on uniform asymptotic techniques formulated in terms of the Uniform Geometrical Theory of Diffraction (UTD).

UN ESEMPIO

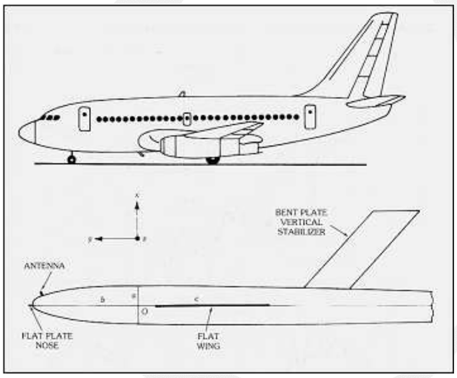




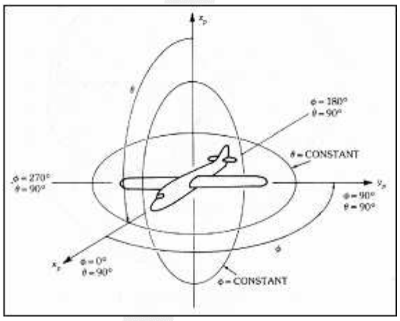
Confronto fra il pattern di campo vicino misurato e calcolato utilizzando la UTD. Sono mostrate le componenti E_θ (figura in alto) ed E_ϕ (figura in basso) del campo elettrico.

UN ESEMPIO

Confronto fra il *pattern* misurato e calcolato utilizzando la UTD, per un'antenna a monopolo montata sull'abitacolo di un Boeing 737



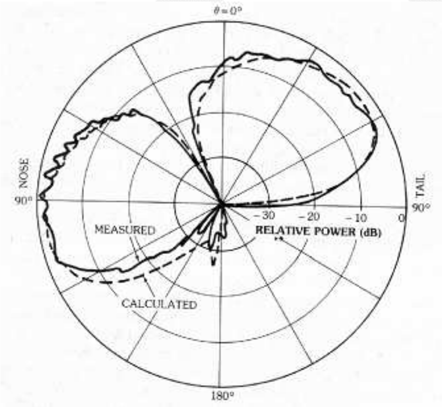
Profilo reale e modello utilizzato per l'analisi dell'aereo



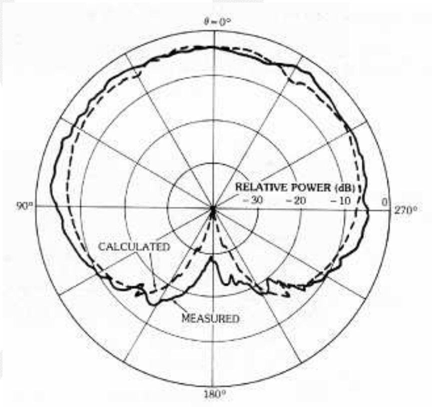
Sistema di coordinate usato per le misure

Compatibilità Elettromagnetica I A. A. 2006-07
Prof. G. Pelosi, S. Selleri - Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico
Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni – Università di Firenze

UN ESEMPIO



Andamento del *pattern* sul piano di elevazione



Andamento del *pattern* sul piano azimutale