

Propagazione in ambiente reale

- Nella quasi totalità dei radio-collegamenti reali, TX ed RX sono “circondati” da “oggetti” (edifici, colline, vegetazione, suolo, ecc.) che rendono lo scenario di propagazione assai diverso dallo spazio libero
- L'onda EM “interagisce” con gli oggetti dello scenario (riflessioni sulle pareti, diffrazioni sugli spigoli, ecc.); l'effetto di tale interazione dipende dalle caratteristiche geometriche ed elettromagnetiche dell'ambiente.

Le caratteristiche della propagazione in un radio-collegamento reale

- a. dipendono sensibilmente dalle proprietà dello scenario propagativo
- b. hanno un impatto molto significativo sulle caratteristiche del segnale ricevuto (andamento spazio-temporale della potenza ricevuta, dispersione angolare, *shift* in frequenza dovuto a spostamento *Doppler*, ...)

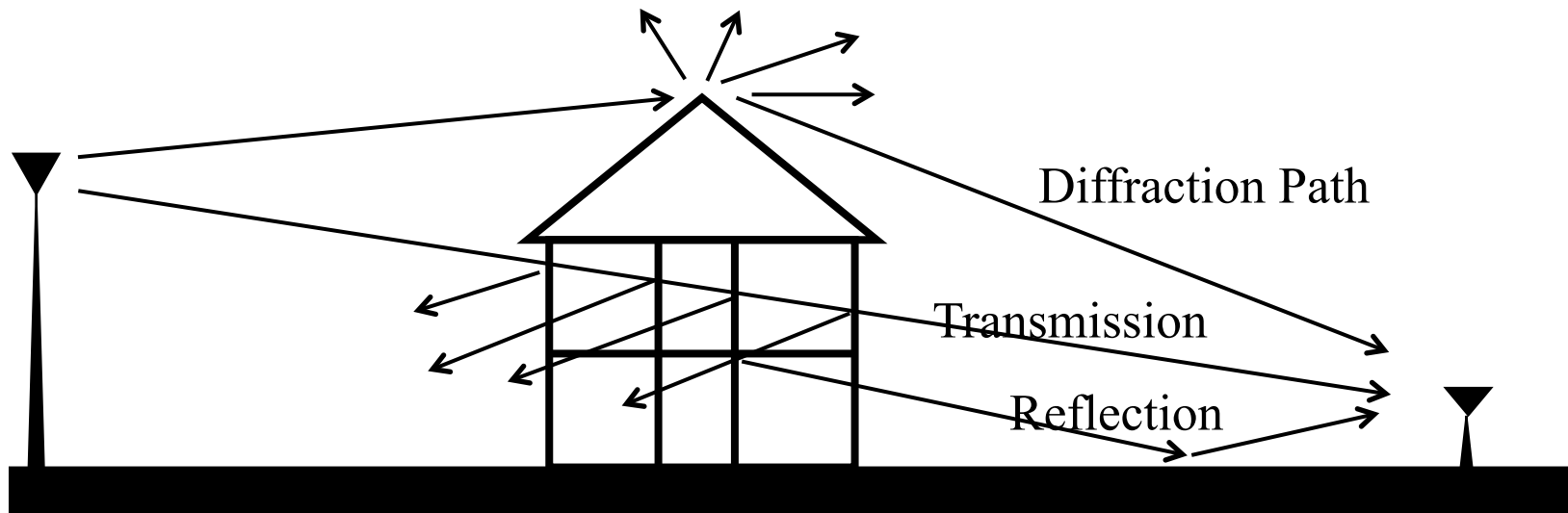
Propagazione in presenza di ostacoli

L'onda elettromagnetica subisce diverse interazioni con l'ambiente reale di propagazione prima di giungere al ricevitore. I meccanismi di propagazione più importanti sono:

- 1) *Riflessione*;
- 2) *Diffrazione*;
- 3) *Trasmissione (Rifrazione)*;

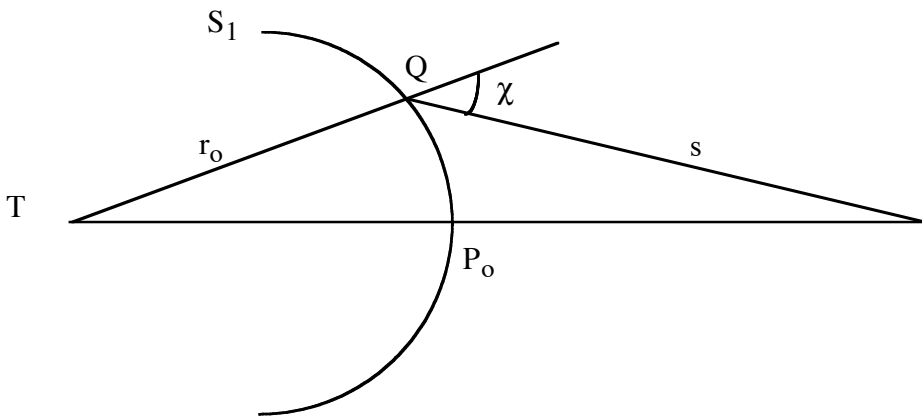
[4) *Diffusione (Scattering)*;]

In presenza di un ostacolo finito è il fenomeno che avviene a causa del "bordo" dell'ostacolo



Diffrazione - il principio di Huygens-Fresnel

- Il fenomeno della diffrazione può essere introdotto e descritto a partire dal **principio di Huygens** o delle “**sorgenti secondarie**” : noto il fronte d'onda F all'istante t , è possibile ricostruire il successivo fronte d'onda F' all'istante $t+dt$ supponendo che gli elementi di superficie dS di F siano eccitati ad emettere contemporaneamente onde sferiche con la velocità v dell'onda; l'**inviluppo** di tali onde secondarie all'istante $t+dt$ costituisce il fronte d'onda F' allo stesso istante.



$$d\psi(R) = K(\chi) \cdot A \cdot \frac{e^{-j\beta_0 r_0}}{r_0} \cdot \frac{e^{-j\beta_0 s}}{s} \cdot d\Sigma$$

$$\psi(R) = \int_{\text{Sup. Sferica}} K(\chi) \cdot A \cdot \frac{e^{-j\beta_0 r_0}}{r_0} \cdot \frac{e^{-j\beta_0 s}}{s} d\Sigma$$

➤ **Teoria scalare**

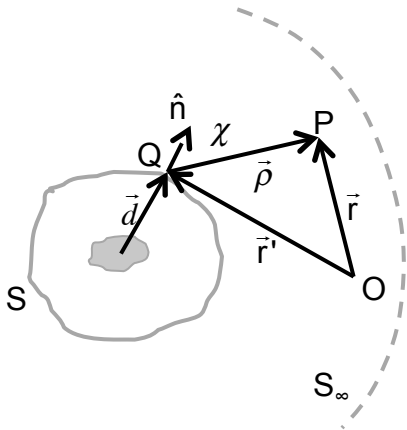
Ψ generica componente del campo

Il teorema di Kirchhoff (1/2)

- Detta Ψ la generica componente del generico campo, in una regione omogenea priva di sorgenti:

$$\nabla^2 \Psi - \sigma^2 \Psi = 0 \xrightarrow{\text{Metodo della funzione di Green}} \Psi(\vec{r}) = \int_S \left(\Psi \cdot \frac{\partial G}{\partial n} - G \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial n} \right) dS$$

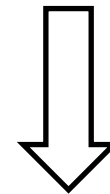
nel caso in figura quindi $\Psi(\vec{r}) = - \int_{S \cup S_\infty} \left(\Psi \cdot \frac{\partial G}{\partial n} - G \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial n} \right) dS$



- Fatte le seguenti ipotesi:

- $d, r \gg \lambda$
- Mezzo senza perdite
- $\lim_{r \rightarrow \infty} r \cdot \left| \frac{\partial \Psi}{\partial n} \right| = \lim_{r \rightarrow \infty} r \cdot |\Psi| = 0$
- $G(\rho) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{-\sigma \rho}}{\rho}$ Funzione di Green di Spazio Libero
- $S = \text{sup. d'onda}$

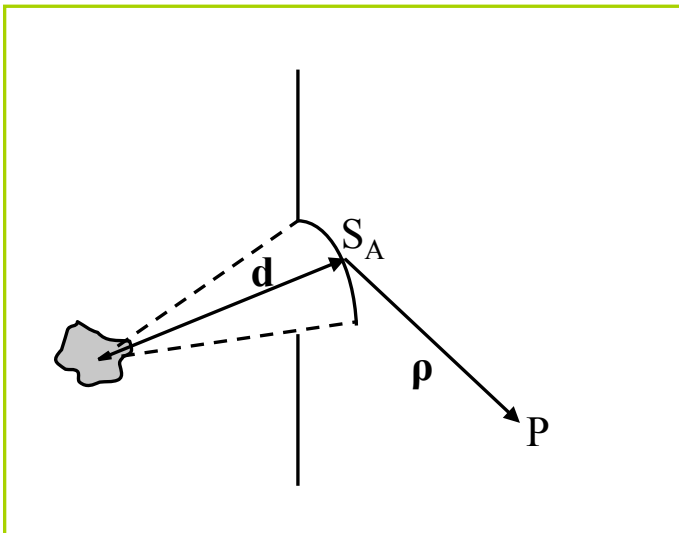
$$\Psi(\vec{r}) = \frac{j\beta}{4\pi} \int_S \overbrace{F(\vartheta, \phi)}^{\text{Campo } \Psi \text{ in } Q} \cdot \frac{e^{-j\beta d}}{d} \cdot \frac{e^{-j\beta \rho}}{\rho} \cdot (1 + \cos \chi) dS$$



$$K(\chi) = \frac{j\beta}{4\pi} \cdot (1 + \cos \chi)$$

Il teorema di Kirchhoff (2/2)

- In assenza di ostacoli (Spazio Libero), il calcolo del campo ricevuto per mezzo del teorema di Kirchhoff è possibile ma inutilmente complicato, poiché vale la formula di Friis (estremamente più semplice)
- Il teorema di Kirchhoff diviene invece assai utile per valutare il campo ricevuto in presenza di un ostacolo. L'integrale deve essere *limitato alla porzione di fronte d'onda non intercettata* dall'ostacolo stesso:



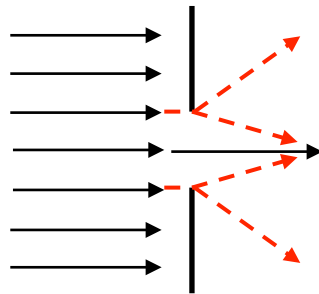
$$\Psi(\vec{r}) = \frac{j\beta}{4\pi} \int_{S_A} F(\vartheta, \phi) \cdot \frac{e^{-j\beta(d+\rho)}}{d \cdot \rho} \cdot (1 + \cos \chi) dS$$

Il valore di ψ su S_A può essere approssimato con il valore che si avrebbe in assenza dell'ostacolo (approssimazione di Kirchhoff);

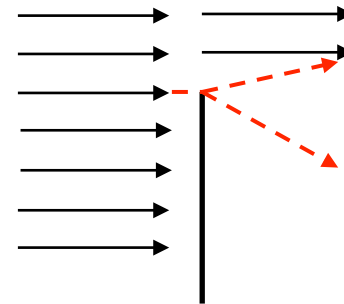
Diffrazione – esempi teorici fondamentali

- Con il termine Diffrazione si intende indicare una particolare categoria di fenomeni propagativi generati dalla presenza di ostacoli sul cammino di propagazione.

Esempi:



Diffrazione da Apertura

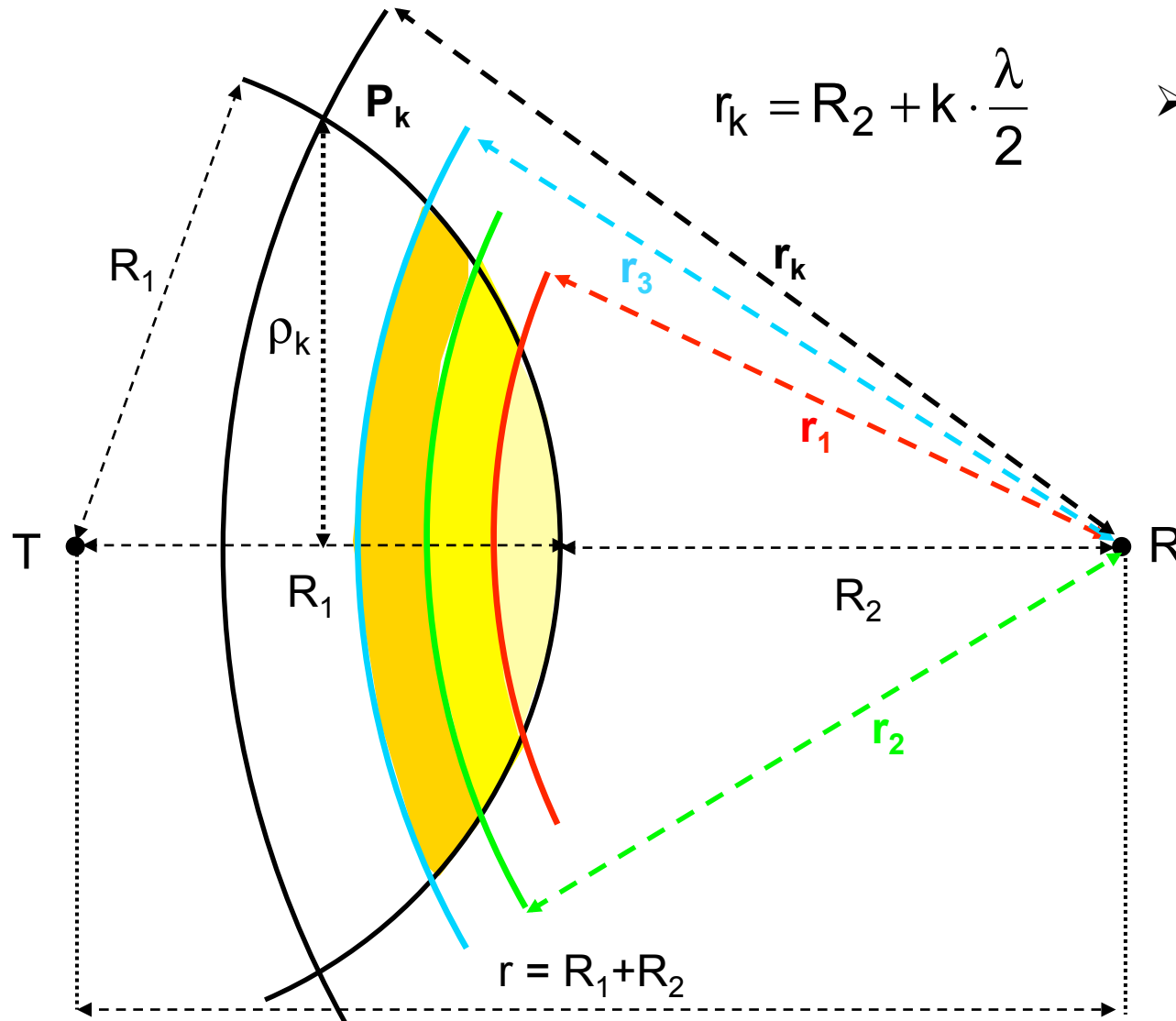


Diffrazione da “Knife Edge”

- La diffrazione determina in particolare:
 - Campo non nullo anche in zone non direttamente illuminate dalla sorgente;
 - Campo diverso da quello di Spazio Libero nelle zone direttamente illuminate dalla sorgente
- La diffrazione è tanto più rilevante quanto più le dimensioni geometriche in gioco (ostacoli, aperture, raggi di curvatura) sono piccole rispetto a λ
- Il teorema di Kirchoff permette di risolvere in linea di principio qualunque problema di diffrazione. Occorre di volta in volta determinare la superficie S_A e risolvere l'integrale per il calcolo del campo

Zone di Fresnel (1/3)

- In alcuni casi è possibile valutare gli effetti della diffrazione senza dover risolvere esplicitamente l'integrale di Kirchhoff (può essere complicato)



- Zone di Fresnel : porzioni di fronte d'onda delimitate dall'intersezione fra il medesimo e le superficie sferiche di raggio r_k

I zona di Fresnel
II zona di Fresnel
III zona di Fresnel

ρ_k : k^{mo} raggio di Fresnel

Zone di Fresnel (2/3)

➤ si può osservare che

$$r = R_1 + R_2 = \sqrt{R_1^2 - \rho_k^2} + \sqrt{r_k^2 - \rho_k^2} = R_1 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_k}{R_1}\right)^2} + r_k \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_k}{r_k}\right)^2}$$



$$\sqrt{1-x^2} \underset{x \rightarrow 0}{\approx} 1 - \frac{1}{2}x^2 \quad \text{e} \quad R_1, R_2 \gg \rho_k$$

$$R_1 + R_2 = R_1 \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_k}{R_1} \right)^2 \right] + r_k \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_k}{r_k} \right)^2 \right] = R_1 + R_2 + k \cdot \frac{\lambda}{2} - \frac{1}{2} \frac{\rho_k^2}{R_1} - \frac{1}{2} \frac{\rho_k^2}{R_2} + k \cdot \frac{\lambda}{2}$$

$$\frac{1}{2} \rho_k^2 \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2 + k \cdot \frac{\lambda}{2}} \right) = k \cdot \frac{\lambda}{2} \Rightarrow \rho_k = \sqrt{k \cdot \lambda \cdot \frac{R_1 R_2 \cdot \left(1 + \frac{k \cdot \lambda / 2}{R_2} \right)}{(R_1 + R_2) \cdot \left(1 + \frac{k \cdot \lambda / 2}{R_1 + R_2} \right)}}$$

Zone di Fresnel (3/3)

Supponendo che $k \cdot \lambda / 2 \ll R_2$: $\rho_k = \sqrt{k \cdot \lambda \cdot \frac{R_1 R_2}{(R_1 + R_2)}} = \sqrt{k} \cdot \rho_1$; $\rho_1 = \sqrt{\lambda \cdot \frac{R_1 R_2}{(R_1 + R_2)}}$

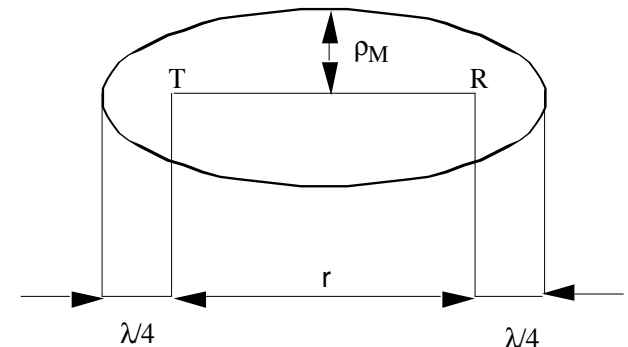
➤ Considerato inoltre P_k appartenente alla circonferenza di raggio ρ_k

$$|TP_k| + |RP_k| = R_1 + r_k = R_1 + R_2 + k \cdot \frac{\lambda}{2} = r + k \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Fissata la frequenza di collegamento e la distanza fra T ed R, la somma delle distanze del punto P_k dai punti T ed R è una costante → il punto P_k appartiene ad un ellissoide di fuochi T ed R. Ciò significa che al variare di R_1 (e di $R_2 = r - R_1$), la circonferenza di raggio ρ_k cambia e si sposta, ma appartiene sempre ad un ellissoide di fuochi T ed R detto **k^{mo} ellissoide di Fresnel**

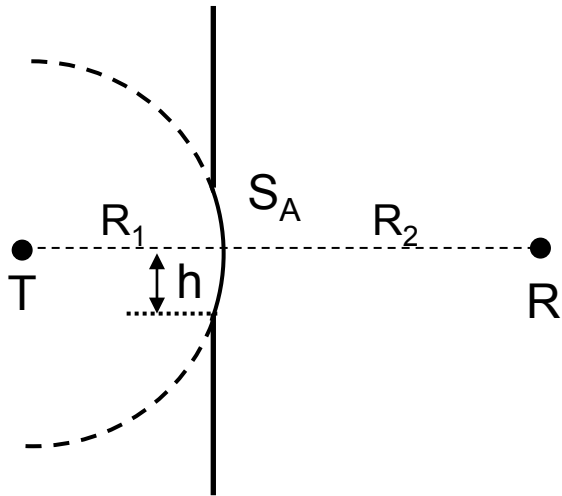
Esempio: primo ellissoide di Fresnel ($k=1$)
 semi-asse maggiore = $r/2 + \lambda/4$

$$\text{semi-asse minore} = \rho_M = \sqrt{\frac{\lambda r}{4}}$$



Diffrazione da apertura circolare (1/2)

- In alcuni casi, le zone di Fresnel permettono di valutare gli effetti della diffrazione senza dover risolvere esplicitamente l'integrale di Kirchhoff. E' il caso ad esempio dell'apertura circolare, ove si desidera valutare il campo ricevuto lungo l'asse dell'apertura



- Contributo dell'elemento $d\Sigma$ appart. ad S_A

$$dE(R) = \frac{j\beta}{4\pi} \cdot F(\vartheta, \phi) \cdot \frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} \cdot \frac{e^{-j\beta s}}{s} \cdot (1 + \cos \chi) d\Sigma$$

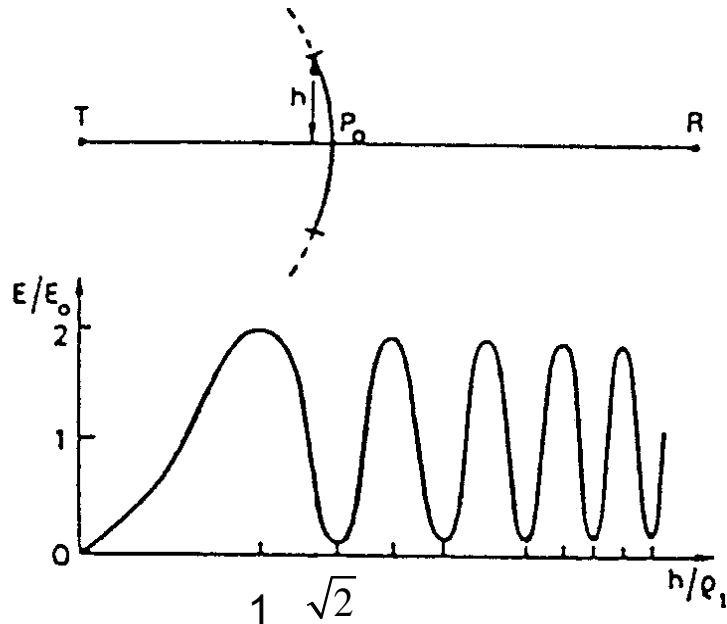
- $R_1, R_2 \gg h \rightarrow \chi \cong 0$ e $F(\theta, \phi) \cong A$ (costante)

$$dE(R) = \frac{j\beta}{2\pi} \cdot A \cdot \frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} \cdot \frac{e^{-j\beta s}}{s} \cdot d\Sigma \quad (*)$$

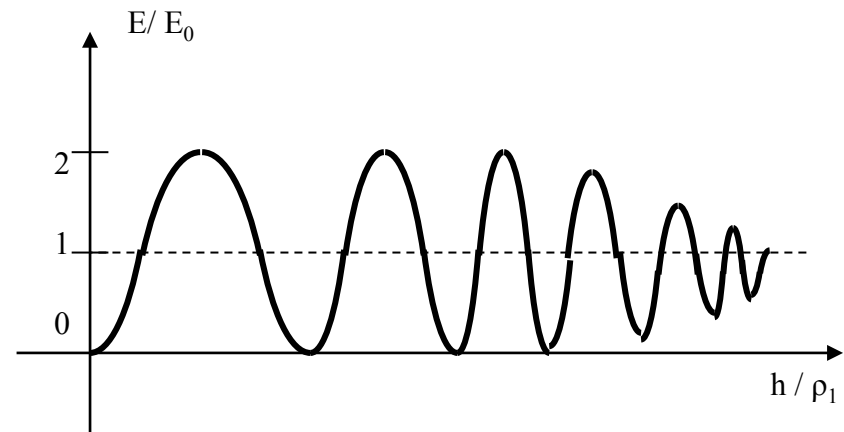
- Se $R_2 \gg \lambda$ si approssima $s \cong r_k$ all'interno della k^{ma} zona di Fresnel e analogamente $s \cong r_{k+1}$ all'interno della $(k+1)^{\text{ma}}$ \rightarrow i contributi dei punti della $(k+1)^{\text{ma}}$ zona di Fresnel differiscono da quelli della k^{ma} per il fatto che nella (*) s vale r_{k+1} e non r_k . Trascurando l'effetto di tale differenza sull'ampiezza ed osservando che $r_{k+1} = r_k + \lambda/2 \rightarrow$ i contributi della $(k+1)^{\text{ma}}$ zona sono sfasati rispetto a quelli della k^{ma} di $\beta \cdot \lambda/2 = \pi$

Diffrazione da apertura circolare (2/2)

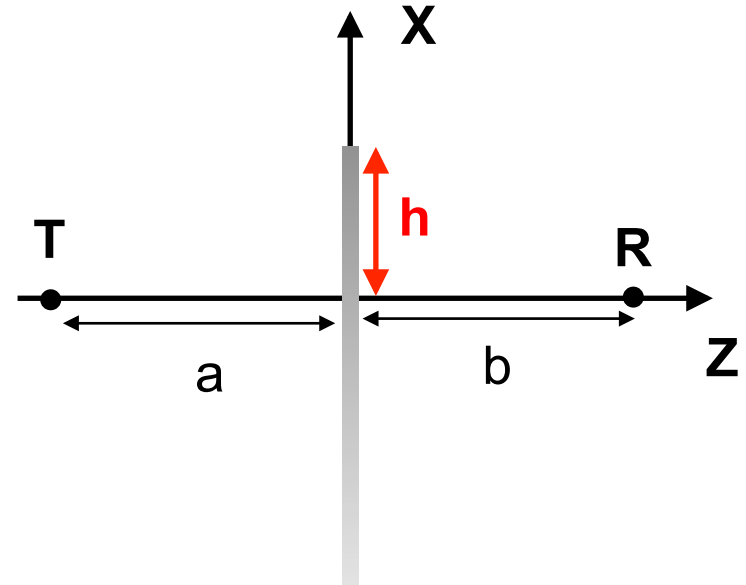
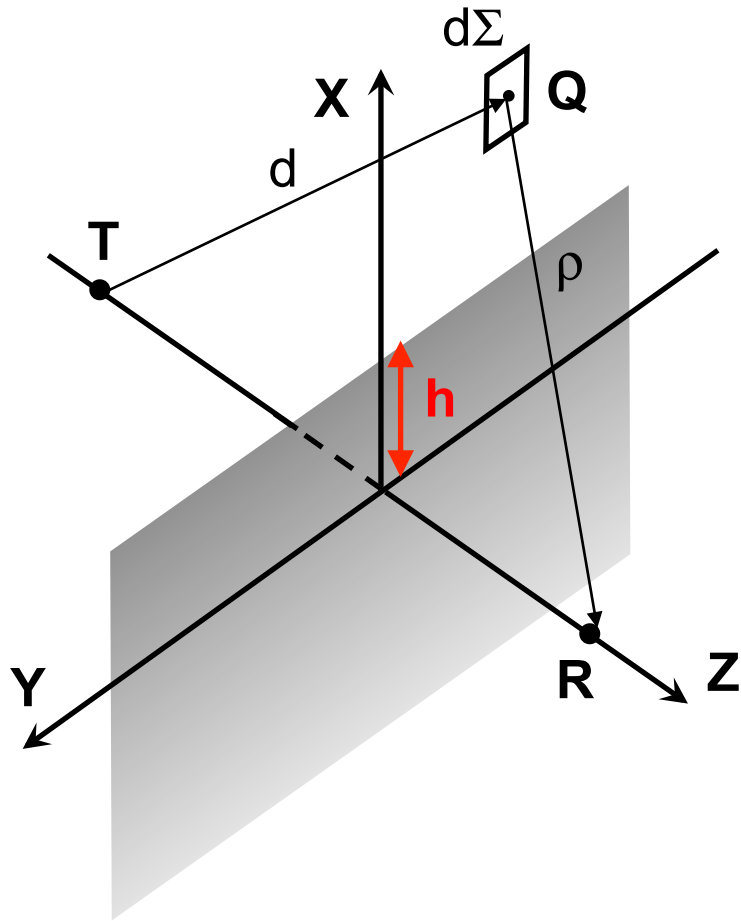
- Se la $(k+1)^{\text{ma}}$ zona di Fresnel “passa” attraverso l’apertura, essa tende ad annullare i contributi al campo ricevuto dati dalla k^{ma} → se dall’apertura passa un numero pari di zone di Fresnel, in R si ha un minimo del campo, mentre si ha un massimo se tale numero è dispari



Andamento reale



Diffrazione da *Knife-Edge* (1/4)



- Ostacolo piano (*Knife-Edge* = “Lama di coltello”) appart.al piano XY, infinitamente esteso in direzione Y e limitato fra h e $-\infty$ in direzione X;
- T ed R collocati su asse Z (➔ alla stessa altezza) da parti opposte rispetto all’ostacolo

Diffrazione da *Knife-Edge* (2/4)

- Contributo dell' elemento $d\Sigma$ appartenente ad S_A

$$dE(R) = \frac{j\beta}{4\pi} \cdot F(\vartheta, \phi) \cdot \frac{e^{-j\beta d}}{d} \cdot \frac{e^{-j\beta\rho}}{\rho} \cdot (1 + \cos \chi) d\Sigma$$

- Ipotesi 1: sorgente tanto lontana dallo schermo da poter approssimare il fronte d' onda con il piano XY

$$E(R) = \frac{j\beta}{4\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_h^{+\infty} F(\vartheta, \phi) \cdot \frac{e^{-j\beta d}}{d} \cdot \frac{e^{-j\beta\rho}}{\rho} \cdot (1 + \cos \chi) dx dy$$

$$E(R) = \frac{j\beta}{4\pi} \cdot \frac{e^{-j\beta(a+b)}}{ab} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_h^{+\infty} F(\vartheta, \phi) \cdot \frac{e^{-j\beta(d-a)}}{d} a \cdot \frac{e^{-j\beta(\rho-b)}}{\rho} b \cdot (1 + \cos \chi) dx dy$$

- Ipotesi 2: $h \ll a$, $h \ll b$

- Ipotesi 3: le sorgenti secondarie $d\Sigma$ che danno contributo rilevante al campo in R sono tutte e sole quelle per cui

$$x \ll \rho, d \quad ; \quad y \ll \rho, d$$

Si giustifica osservando che le sorgenti secondarie più rilevanti appartenenti alla prime zone di Fresnel e sono quindi più "raccolte" attorno alla direzione del collegamento

Diffrazione da *Knife-Edge* (3/4)

Ipotesi 2 + Ipotesi 3



$$F(\theta, \phi) = A \text{ costante} \quad ; \quad \chi \cong 0$$

$$d \approx a \quad , \quad \rho \approx b$$



a denominatore si pone $d = a$, $\rho = b$

negli esponenziali a numeratore si osserva che

$$d - a = \sqrt{(x^2 + y^2) + a^2} - a = a \sqrt{1 + \frac{(x^2 + y^2)}{a^2}} - a$$



$$\sqrt{1+z} \underset{z \rightarrow 0}{\approx} 1 + \frac{z}{2}$$

$$d - a \approx a \left[1 + \frac{(x^2 + y^2)}{2a^2} \right] - a = \frac{(x^2 + y^2)}{2a}$$

$$\rho - b \approx \frac{(x^2 + y^2)}{2b} \quad (\text{Analogamente})$$

Diffrazione da *Knife-Edge* (4/4)

$$\begin{aligned} E(R) &= \frac{j\beta}{2\pi} \cdot A \cdot \frac{e^{-j\beta(a+b)}}{ab} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_h^{+\infty} e^{-j\beta \frac{x^2+y^2}{2a}} \cdot e^{-j\beta \frac{x^2+y^2}{2b}} dx dy \\ &= \frac{j\beta}{2\pi} \cdot A \cdot \frac{e^{-j\beta(a+b)}}{ab} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_h^{+\infty} e^{-j\beta \frac{a+b}{2ab} (x^2+y^2)} dx dy \end{aligned}$$

Diffrazione da KE

Attenuazione Supplementare (1/3)

➤ $E_0(R)$ = campo che si avrebbe in assenza dell' ostacolo:

$$E_0(R) = \frac{j\beta}{2\pi} \cdot A \cdot \frac{e^{-j\beta(a+b)}}{ab} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\beta \frac{a+b}{2ab}(x^2+y^2)} dx dy$$

➤ Attenuazione **supplementare** L_s

$$\sqrt{L_s} = \left| \frac{E_0}{E} \right| = \frac{\left| \frac{j\beta}{2\pi} \cdot A \cdot \frac{e^{-j\beta(a+b)}}{ab} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\beta \frac{a+b}{2ab}(x^2+y^2)} dx dy \right|}{\left| \frac{j\beta}{2\pi} \cdot A \cdot \frac{e^{-j\beta(a+b)}}{ab} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_h^{+\infty} e^{-j\beta \frac{a+b}{2ab}(x^2+y^2)} dx dy \right|} = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\beta \frac{a+b}{2ab}x^2} dx \right|}{\left| \int_h^{+\infty} e^{-j\beta \frac{a+b}{2ab}x^2} dx \right|}$$

$$\sqrt{L_s} = \frac{\left| 2 \cdot \int_0^{+\infty} e^{-j\beta \frac{a+b}{2ab}x^2} dx \right|}{\left| \int_h^{+\infty} e^{-j\beta \frac{a+b}{2ab}x^2} dx \right|}$$

Diffrazione da KE

Attenuazione Supplementare (2/3)

➤ Posto $v = x \cdot \sqrt{\frac{2a+b}{\lambda ab}} \Rightarrow dx = \frac{dv}{\sqrt{\frac{2a+b}{\lambda ab}}}$

$$\sqrt{L_S} = \left| \frac{E_0}{E} \right| = \frac{\frac{2}{\sqrt{\frac{2a+b}{\lambda ab}}} \int_0^{+\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}v^2} dv}{\frac{1}{\sqrt{\frac{2a+b}{\lambda ab}}} \int_{h\sqrt{\frac{2a+b}{\lambda ab}}}^{+\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}v^2} dv} = \frac{\left| 2 \int_0^{+\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}v^2} dv \right|}{\left| \int_{h\sqrt{\frac{2a+b}{\lambda ab}}}^{+\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}v^2} dv \right|}$$

$\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{4}} = \frac{1}{2}(1-j)$
 Integrale di Fresnel

v_0 : parametro di Fresnel

$$\sqrt{L_S} = \left| \frac{E_0}{E} \right| = \frac{1}{\left| \frac{1+j}{2} \int_{v_0}^{+\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}v^2} dv \right|}$$

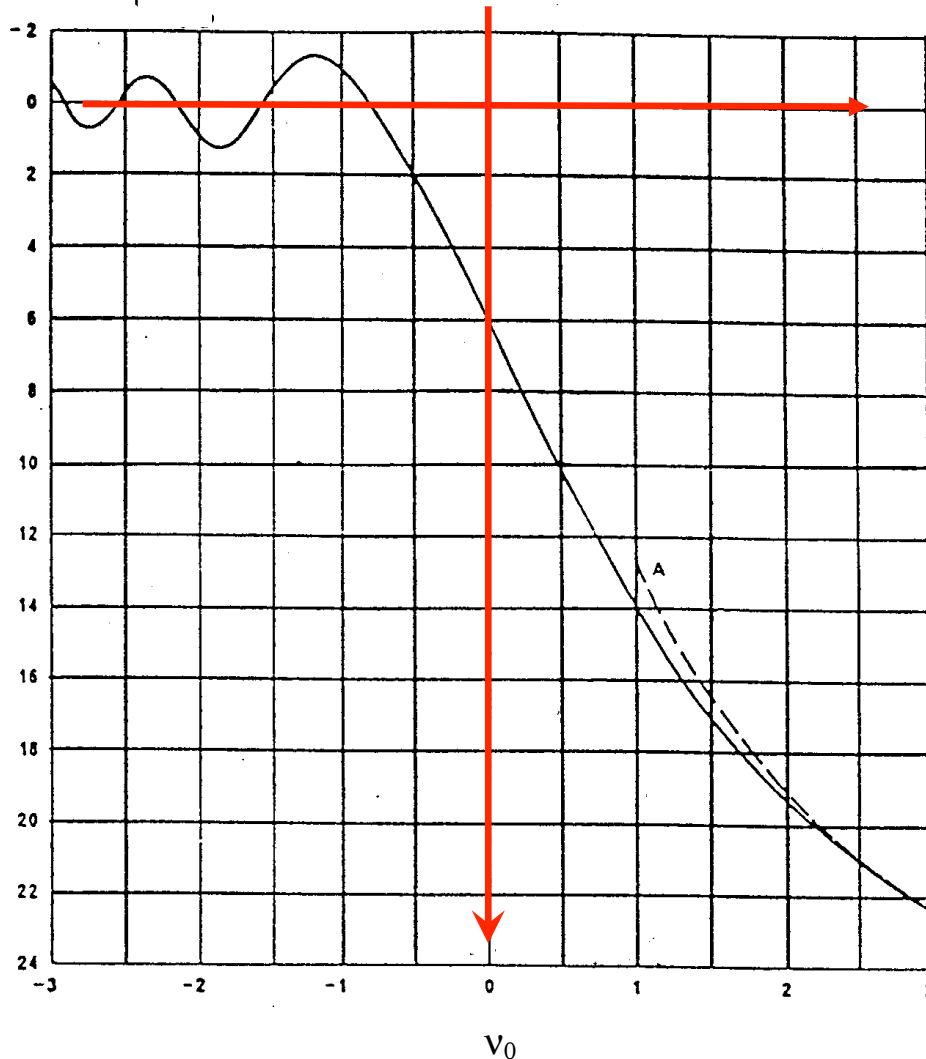
Si noti che:

$$v_0 = \frac{h}{\rho_1} \sqrt{2}$$

Diffrazione da KE

Attenuazione Supplementare (3/3)

$$L_S \text{ (dB)} = 20 \log (E_0 / E)$$



- Per $v_0 > -1$ si può approssimare come:

$$L_S \text{ (dB)} = 6.4 + 20 \cdot \log_{10} \left(\sqrt{v_0^2 + 1} + v_0 \right)$$

- Per $v_0 < \approx -\sqrt{2}$ il valore di $|A_S \text{ (dB)}|$ è inferiore a 1 dB, e dunque l'effetto dell'ostacolo risulta in pratica trascurabile. Osservando che

$$v_0 = \frac{h}{\rho_1} \cdot \sqrt{2}$$

la condizione $v_0 < \approx -\sqrt{2}$ corrisponde a $h < -\rho_1$ ovvero alla condizione di non intersezione tra l'ostacolo ed il primo ellissoide di Fresnel

Lee's simplified attenuation formulas [*]

$$L(v_0) = \begin{cases} -20 \log(0.5 - 0.62v_0) & -0.8 < v_0 < 0 \\ -20 \log[0.5 \exp(-0.95v_0)] & 0 < v_0 < 1 \\ -20 \log \left[0.4 - \left\{ 0.1184 - (0.38 - 0.1v_0)^2 \right\}^{1/2} \right] & 1 < v_0 < 2.4 \\ -20 \log \left[\frac{0.225}{v_0} \right] & v_0 > 2.4 \end{cases}$$

[*]W. C. Y. Lee, *Mobile Communications Engineering*, Mc Graw Hill, New York 1982



KE Diffraction – calcolo del campo (1/3)

- Bordo del KE coincidente con asse y; R nel generico punto del piano XZ
- Ipotesi: onda incidente sul *Knife Edge* piana uniforme e incidenza normale:

$$\left. \begin{array}{l} E^{\text{inc}}(x,y,z) \\ H^{\text{inc}}(x,y,z) \end{array} \right\} = A \cdot e^{-j\beta z}$$

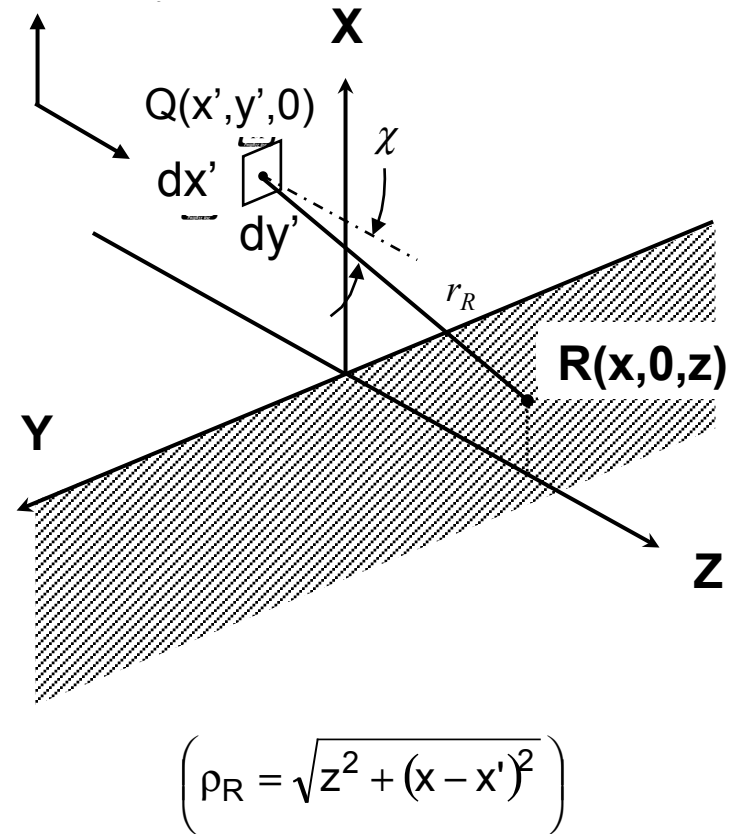
$$\Rightarrow \left. \begin{array}{l} E(x,0,z) \\ H(x,0,z) \end{array} \right\} = A \frac{j\beta}{4\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (1 + \cos \chi) \cdot \frac{e^{-j\beta r_R}}{r_R} dy' dx'$$

- Supponendo $z \gg \lambda$ e sapendo che le sorgenti secondarie (y' , x') che danno un contributo significativo al campo ricevuto in $(x,0,z)$ sono solo quelle per $y \approx$ qualche λ (prime zone di Fresnel)

$$r_R = \sqrt{z^2 + (x-x')^2 + (y')^2} \approx \rho_R + \frac{(y')^2}{2\rho_R}$$

$$\left. \begin{array}{l} E(x,0,z) \\ H(x,0,z) \end{array} \right\} = A_0 \cdot e^{j\pi/4} \sqrt{\frac{\beta}{2\pi}} \cdot \int_0^{\infty} (1 + \cos \chi) \cdot \frac{e^{-j\beta \rho_R}}{\sqrt{\rho_R}} dx'$$

$$E^{\text{inc}}(x,y,z) = A \cdot e^{-j\beta z}$$



KE Diffraction – calcolo del campo (2/3)

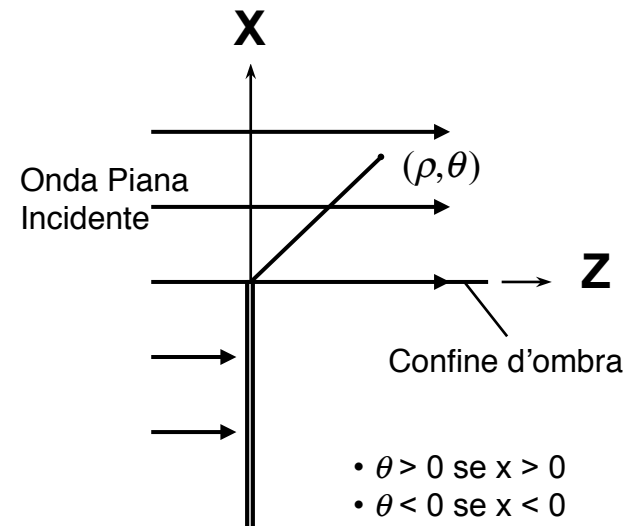
- Applicando il metodo della fase stazionaria per la risoluzione dell'integrale, è possibile ottenere la seguente soluzione per il campo ricevuto:

$x > 0$ (Regione illuminata)

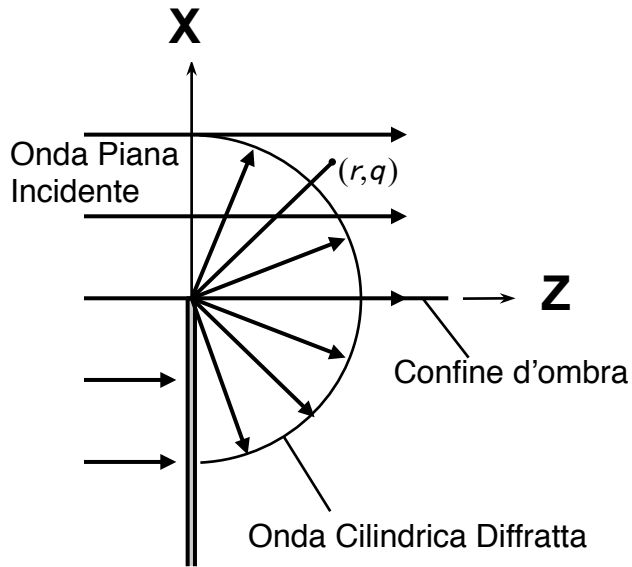
$$\left. \begin{array}{l} E(x,0,z) \\ H(x,0,z) \end{array} \right\} = A_0 \cdot e^{-j\beta z} + A \cdot e^{-j\pi/4} \cdot \frac{e^{-j\beta\rho}}{\sqrt{\rho}} \cdot \frac{-1}{\sqrt{2\pi\beta}} \cdot \frac{1 + \cos\theta}{2\sin\theta}$$

$x < 0$ (*Shadow Region*)

$$\left. \begin{array}{l} E(x,0,z) \\ H(x,0,z) \end{array} \right\} = A \cdot e^{-j\pi/4} \cdot \frac{e^{-j\beta\rho}}{\sqrt{\rho}} \cdot \frac{-1}{\sqrt{2\pi\beta}} \cdot \frac{1 + \cos\theta}{2\sin\theta}$$



KE Diffraction – calcolo del campo (3/3)



$$\left. \begin{array}{l} E(x,0,z) \\ H(x,0,z) \end{array} \right\} = \underbrace{A_0 \cdot e^{-j\beta z} \cdot U(\theta)}_{\substack{\text{Onda Piana} \\ \text{(solo per } \theta > 0)}} + \underbrace{A_0 \cdot e^{-j\pi/4} \cdot \frac{e^{-j\beta\rho}}{\sqrt{\rho}}}_{\text{Onda Cilindrica Difratta}} \cdot D(\theta)$$

- La presenza del knife-edge genera un'onda diffratta che nelle ipotesi fatte risulta essere un'onda cilindrica
- Le superfici d'onda sono perciò dei cilindri aventi per asse il bordo superiore del *Knife-Edge* → è allora possibile definire i *Raggi Difratti che si propagano dal bordo dell'ostacolo in direzione radiale*.
- $D(\theta) = \frac{-1}{\sqrt{2\pi\beta}} \cdot \frac{1 + \cos\theta}{2\sin\theta}$: Coefficiente di Diffrazione

Osservazioni:

- La possibilità di estendere l'ottica geometrica al fenomeno della diffrazione fin qui mostrata e' sottoposta ai seguenti vincoli e limitazioni:
 - 1) Approccio *scalare* alla teoria della diffrazione (Huygens-Fresnel);
 - 2) Onda incidente *piana*;
 - 3) Incidenza *normale*;
 - 4) Ostacolo assimilato ad un knife-edge trasversalmente illimitato;
 - 5) Ricevitore lontano dal “confine d'ombra del raggio diretto” ($D(0)=\infty$)

- Tali ipotesi di lavoro assai raramente risultano verificate in situazioni reali di diffrazione. E' quindi opportuno generalizzare l'approccio fin qui seguito in modo da estendere la descrizione a raggi della diffrazione a situazioni più realistiche

La legge della Diffrazione

Introdotta da J. B. Keller nel 1961 e si articola nei seguenti 2 seguenti assunti^[6] :

- I. *Si generano uno o più raggi diffratti ogniqualvolta un raggio dell'OG classica (diretto o riflesso) incide su uno spigolo o un vertice;*
- II. *Per ogni cammino diffratto vale il Principio di Fermat (Estensione del principio di Fermat al fenomeno della diffrazione)*



Legge della diffrazione: il raggio diffratto e quello incidente giacciono da parti opposte rispetto al piano perpend. allo spigolo e passante per il punto di diffrazione; gli angoli che tali raggi formano con lo spigolo (angolo di incidenza e angolo di diffrazione) sono dati dalla “legge di Snell per la diffrazione”:

$$n_i \cdot \sin\theta_i = n_d \cdot \sin\theta_d$$

- ➔ Se i raggi si propagano nello stesso mezzo, $\theta_d = \theta_i$;
- ➔ Ogni raggio incidente genera una infinità di raggi diffratti sulla superficie laterale di un cono (cono di Keller)

VEDREMO MEGLIO IN UNA PROSSIMA LEZIONE...