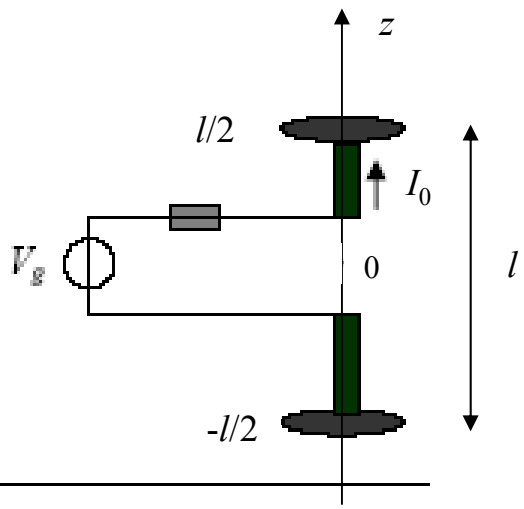
SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Principali tipi di antenne per collegamenti radio e telerilevamento radar

Dipolo di Hertz

- E' la più semplice struttura radiante. E' costituito da un conduttore filiforme lineare di lunghezza $l<<\lambda$ che collega due sferette metalliche. Le sferette costituiscono una capacità che accumula una carica q. Sotto l'azione di un generatore sinusoidale il conduttore è attraversato da una corrente costante $I_0=j\omega q$.
- E' importante perché:
  - Qualsiasi antenna rettilinea può essere considerata come formata da un numero molto grande di dipoli elementari (sovrapposizione effetti).
  - Alle basse frequenze le antenne sono corte rispetto a λ (a 300 kHz, limite tra onde lunghe ed onde medie, λ=1 km).
- Il dipolo Hertziano può essere rappresentato matematicamente da un elemento di densità di corrente di tipo impulsivo, sia rispetto alle coordinate trasversali che rispetto a quella longitudinale, confinato in un volume di dimensioni molto piccole rispetto alla lunghezza d'onda λ ove la corrente è costante nel tratto lungo l:

$$\mathbf{J}_i(\mathbf{r}') = I_0 l \delta(x')\delta(y')\delta(z')\mathbf{z}_0$$



Campo a grande distanza del dipolo hertziano

In zona di Fraunhofer si ha:

$$\mathbf{N}(\theta,\varphi)=\int_{V'}\mathbf{J}_{\mathrm{i}}(\mathbf{r}')\,\mathrm{e}^{jk\,\mathbf{r}'\cdot\mathbf{r}_0}\,\mathrm{d}V'=\mathbf{z}_0\int_{V'}I_0 l\delta(x')\delta(y')\delta(z')\,\mathrm{e}^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'}\mathrm{d}V'$$

Essendo: $\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'=\dfrac{2\pi}{\lambda}\mathbf{r}_0\cdot\mathbf{r}'$ e $l<<\lambda\Rightarrow \mathrm{e}^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'}\approx 1$, si ricava:

$$\mathbf{N}=N_z\mathbf{z}_0=I_0 l\mathbf{z}_0=\text{(passando in coordinate sferiche)}$$

$$\hat{\mathbf{x}}=\hat{\mathbf{r}}\sin\theta\cos\phi+\hat{\boldsymbol{\theta}}\cos\theta\cos\phi-\hat{\boldsymbol{\phi}}\sin\phi$$
$$\hat{\mathbf{y}}=\hat{\mathbf{r}}\sin\theta\sin\phi+\hat{\boldsymbol{\theta}}\cos\theta\sin\phi+\hat{\boldsymbol{\phi}}\cos\phi$$
$$\hat{\mathbf{z}}=\hat{\mathbf{r}}\cos\theta-\hat{\boldsymbol{\theta}}\sin\theta$$

$$=I_0 l(\mathbf{r}_0\cos\theta-\boldsymbol{\theta}_0\sin\theta)=N_r\mathbf{r}_0+N_\theta\boldsymbol{\theta}_0.$$

Per antenne a dipolo N è anche detto momento elettrico di dipolo

Per il campo in zona di Fraunhofer si ha:

$$\mathbf{E}=E_\theta\boldsymbol{\theta}_0=-j\eta\frac{e^{-jkr}}{2\lambda r}[N_\theta\boldsymbol{\theta}_0+N_\varphi\boldsymbol{\varphi}_0]=-j\eta\frac{e^{-jkr}}{2\lambda r}N_\theta\boldsymbol{\theta}_0=j\eta\frac{I_0 l}{2\lambda r}e^{-jkr}\sin\theta\boldsymbol{\theta}_0$$

$$\mathbf{H}=E_\varphi\boldsymbol{\varphi}_0=j\frac{I_0 l}{2\lambda r}e^{-jkr}\sin\theta\boldsymbol{\varphi}_0$$

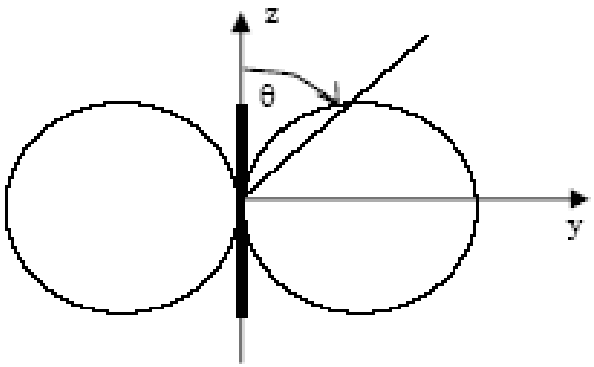
Diagramma di radiazione del dipolo hertziano

Per l'intensità del vettore di Poyinting e l'intensità radiante in zona di campo lontano otteniamo:

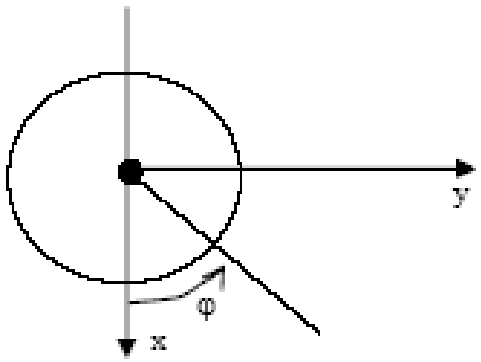
$$P(r,\theta,\varphi)=\frac{1}{2\eta}\left(\frac{\eta^2 I_0^2\, l^2}{4\lambda^2 r^2}\right)\sin^2\theta = \frac{\eta I_0^2\, l^2}{8\lambda^2 r^2}\sin^2\theta \Rightarrow \underline{P_{\max}(r)=\frac{\eta I_0^2\, l^2}{8\lambda^2 r^2}}$$

$$U(\theta,\varphi)=r^2 P(r,\theta,\varphi)=\frac{\eta I_0^2\, l^2}{8\lambda^2}\sin^2\theta \Rightarrow U_{\max}=\frac{\eta I_0^2\, l^2}{8\lambda^2}$$

$$U_n(\theta,\varphi)=\sin^2\theta$$



Sezione di U_n per φ=0° (o costante)



Sezione di U_n per θ=90° (o costante)

Potenza e direttività del dipolo hertziano

- Per la potenza irradiata si ha:

$$W_{\text{rad}} = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} P(r,\theta,\phi) r^2 \sin\theta \, d\theta d\phi = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \frac{\eta \mathrm{I}_0^2 \, l^2}{8\lambda^2} \sin^3\theta \, d\theta d\phi =$$

$$\frac{\eta \mathrm{I}_0^2 \, l^2}{8\lambda^2}\left[\frac{8}{3}\pi\right] = \frac{\eta \pi \mathrm{I}_0^2}{3}\left(\frac{l^2}{\lambda^2}\right)$$

Essendo $l << \lambda$, per irradiare potenza significative è necessario alimentare il dipolo con correnti intense.

- La direttività è data da:

$$D(\theta,\varphi) = \frac{U(\theta,\varphi)}{W_{\text{rad}}/4\pi} = 1.5\sin^2\theta \Rightarrow D_{\max} = 1.5$$

$$\text{Inoltre: } \mathrm{R_r} = 2W_{\text{rad}}/\mathrm{I}_0^2 = \frac{2\eta\pi}{3}\left(\frac{l^2}{\lambda^2}\right);$$

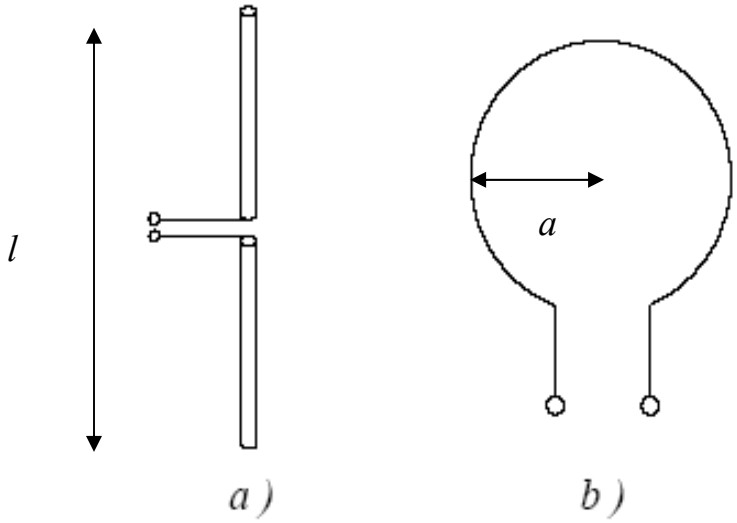
poichè il rapporto $\frac{l^2}{\lambda^2}$ è piccolo l'antenna è poco efficiente

($\mathrm{R_r}$ dell'ordine dell'Ohm o frazioni di Ohm)

Antenne lineari

Antenne lineari (a filo)

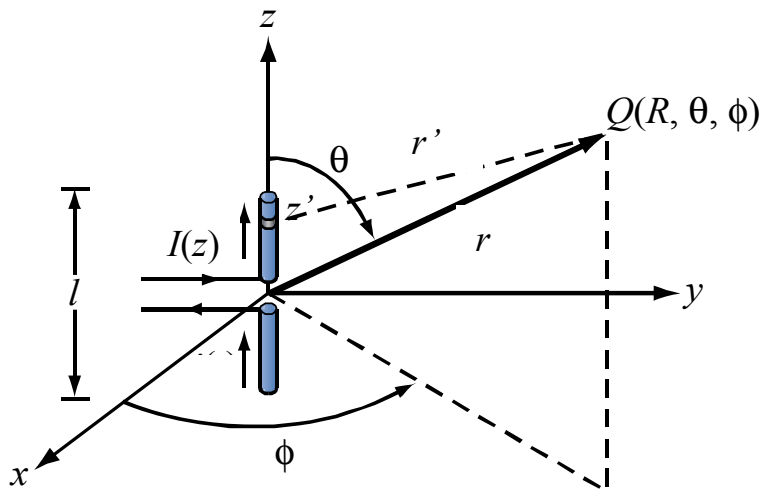
- Le antenne a dipolo lineari sono realizzate a partire da un tratto di filo rigido alimentato al centro in corrispondenza ad una piccola interruzione [gap]. Generalmente il filo è lungo $l \ll \lambda$ oppure un numero intero di $\lambda/2$ (dipoli risonanti)
- I dipoli risonanti sono ***antenne efficienti*** caratterizzate da una ***banda stretta*** (che aumenta all'aumentare della sezione trasversale) e da un lobo principale che si stringe all'aumentare di l.
- Sono strutture molto comuni utilizzate in un gran numero di applicazioni a diverse frequenze. Sono usate come *elementi di base degli allineamenti*.



Dipoli di lunghezza paragonabile a λ

Possono essere approssimativamente trattati supponendo che un elemento lungo dz' della distribuzione di corrente, che si trova ad una quota $z=z'$, possa assumersi come un dipolo hertziano avente momento di dipolo $N_z=I(z')dz'$. In questo caso però si deve tener conto, nel termine di fase, della posizione del singolo dipolo elementare e si ha:

$$k\mathbf{r}_0\cdot\mathbf{r}'= kz'\cos\theta$$



si ottiene allora in zona di Fraunhofer:

$$\mathbf{N} = N\mathbf{z}_0 = \mathbf{z}_0 \int_{-l/2}^{l/2} I(z')\, \mathrm{e}^{jkz'\cos\theta} dz'$$

Per il campo in zona di Fraunhofer si ha:

$$\mathbf{E} = E_\theta \boldsymbol{\theta}_0 = j\eta \frac{N_z(\theta)}{2\lambda r} \sin\theta e^{-jkr} \boldsymbol{\theta}_0 = -j\eta \frac{N_\theta(\theta)}{2\lambda r} e^{-jkr} \boldsymbol{\theta}_0$$

$$\mathbf{H} = -j \frac{N_\theta(\theta)}{2\lambda r} e^{-jkr} \boldsymbol{\varphi}_0$$

$(N_\theta=-N_z\sin\theta)$

Momento di dipolo ed intensità di radiazione

Si dimostra che la distribuzione di corrente nei dipoli cilindrici non caricati può approssimarsi con (I_0 è una costante):

$$I(z) = I_0 \frac{\sin[k(l/2 - |z|)]}{\sin k(l/2)} \quad \text{per } |z| < l/2 \text{ (per antenna lunga } l\text{)}$$

Inserendo tale espressione nell'integrale che definisce il vettore di radiazione (o momento di dipolo) si arriva a scrivere:

Momento di dipolo:

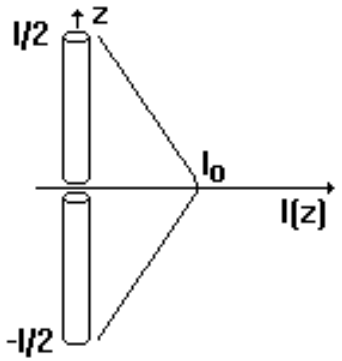
$$N_z(\theta,\varphi) = N_z(\theta) = \frac{I_0 \lambda}{\pi \sin(kl/2)} \left[\frac{\cos[(kl/2)\cos\theta] - \cos(kl/2)}{\sin^2\theta} \right]$$

Intensità d radiazione:

$$U(\theta) = P_\infty(r,\theta) r^2 = \frac{\eta |I_0|^2}{8[\pi \sin(kl/2)]^2} \left[\frac{\cos[(kl/2)\cos\theta] - \cos(kl/2)}{\sin\theta} \right]^2$$

Dipolo corto non caricato

- Nelle antenne a dipolo corto non caricato, la corrente, a differenza del dipolo hertziano, non è uniforme, ma ha una *distribuzione triangolare*.



Distribuzione triangolare di corrente lungo z

- Ne consegue che per il momento di dipolo si ha:

$$N = \int_{-l/2}^{l/2} I(z')\, \mathrm{e}^{jkz'\cos\theta} dz' \approx \int_{-l/2}^{l/2} I(z')\, dz' = I_0 l/2$$

- Poiché per un dipolo di Hertz $N=I_0 l$, <u>il campo è equivalente a quello di un dipolo hertziano caratterizzato da una corrente equivalente $I_0/2$</u> (I_0: corrente di alimentazione). Valgono quindi tutte le considerazioni fatte per il dipolo di Hertz (il diagramma di radiazione è identico).

Dipolo a semionda

- Nel dipolo a semionda la distribuzione di corrente è cosinusoidale. *A parità di potenza irradiata il dipolo a semionda richiede una corrente molto meno intensa del dipolo di Hertz*.

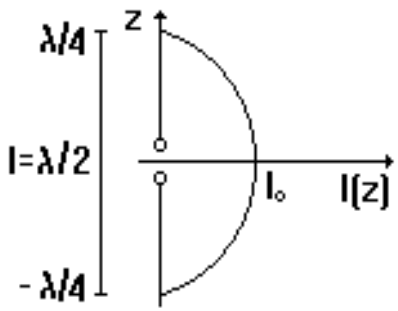
Dato che $U = \dfrac{\eta |I_0|^2}{8\pi^2} \dfrac{\cos^2[(\pi/2)\cos\theta]}{\sin^2\theta}$ si dimostra che:

$$W_{\text{rad}} = \int_{4\pi} U d\Omega = 2.44 \frac{\eta |I_0|^2}{8\pi}$$

$$D(\theta,\varphi) = \frac{4\pi U}{W_{rad}} = 1.64 \frac{\cos^2[(\pi/2)\cos\theta]}{\sin^2\theta} \Rightarrow D_{\max} = 1.64$$

$$R_r = 2W_{rad} / |I_0|^2 = 4.88 \frac{\eta}{8\pi} = [\text{ponendo } \eta = \eta_0 = 377\Omega] \approx 73\Omega >> R_r[\text{dip. Hertz}]$$

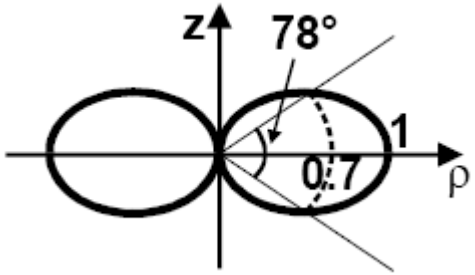
Risultati teorici mostrano che il dipolo a semionda è leggermente induttivo (X_a = 42 Ω) e che, accorciando di poco i suoi bracci, X_a può essere annullata. L'accorciamento richiesto è tanto minore quanto più il dipolo è sottile. Se X_a =0 il dipolo si dice **risonante** (facilmente adattabile).



Distribuzione cosinusoidale di corrente lungo z

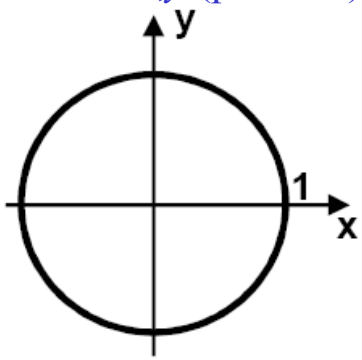
Diagrammi di radiazione per dipolo $\lambda/2$ e $3\lambda/2$

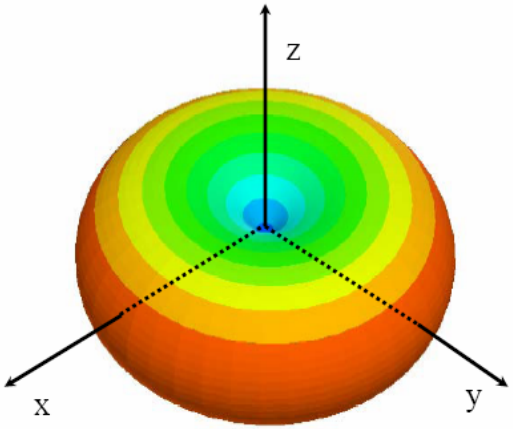
Piano E



HPBW≈78°

Piano *x,y* (piano H)

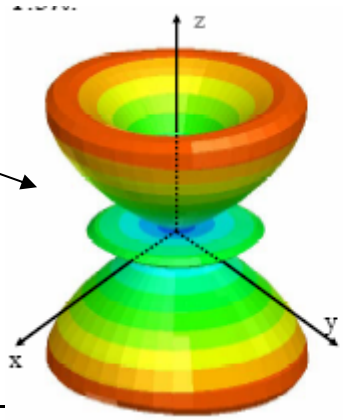


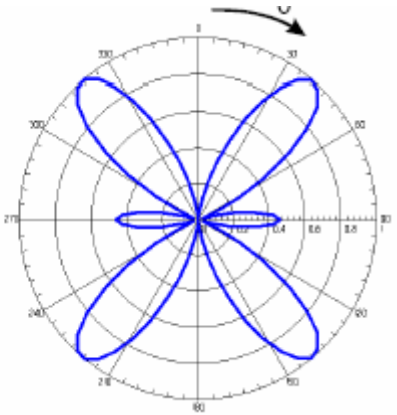


Il solido di radiazione è una superficie di rivoluzione attorno all'asse *z* indipendente da φ (ciò vale anche per il dipolo di Hertz)

Per dipolo a $\lambda/2$ l'energia è irradiata con intensità massima nelle direzioni ortogonali all'asse e con intensità nulla in direzione assiale.

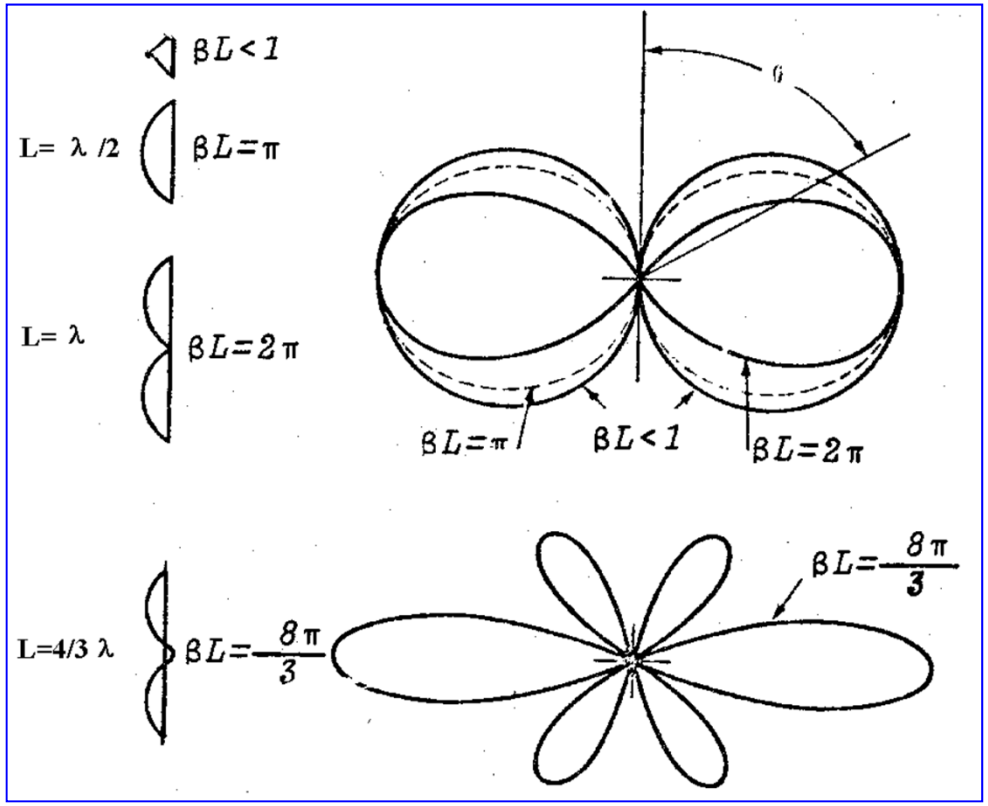
La direzione di puntamento si avvicina all'asse se l=N$\lambda/2$ (N>1). Vedi es. per N=3





Diagrammi di radiazione al variare di *l*

In figura sono riportati alcuni andamenti in coordinate polari al variare dell'angolo θ su piani verticali (φ=cost) di U_n al variare della lunghezza elettrica del dipolo.

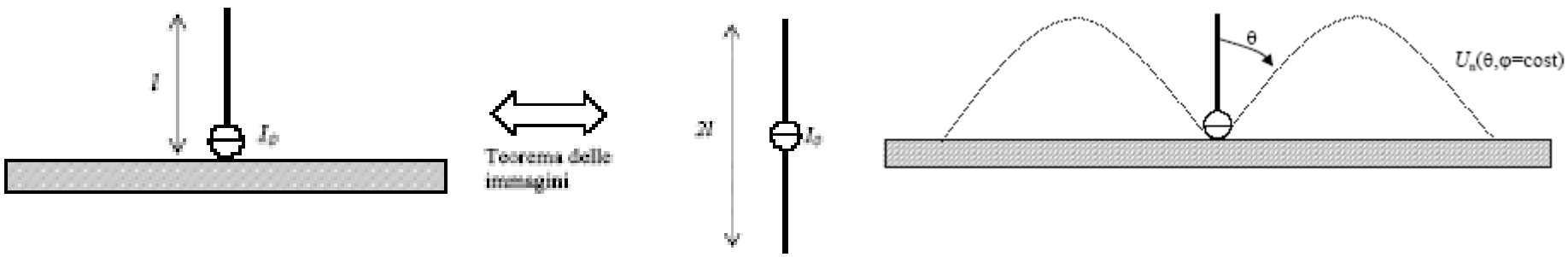


Semidipoli (o monopoli)

- Se l'antenna è *montata su un* *piano conduttore*, conviene usare un monopolo.
- I semidipoli sono costituiti da un solo braccio e da un piano metallico. Il piano si assimila ad un CEP. Applicando il teorema delle immagini, i semidipoli vengono trasformati in dipoli che irradiano in spazio libero.
- Il diagramma di radiazione del semidipolo differisce da quello del dipolo intero perché la radiazione è nulla al di sotto del piano metallico. Ne segue che la **potenza irradiata** da un monopolo è pari alla metà di quella del dipolo intero in quanto si distribuisce su una semisfera. Poiché

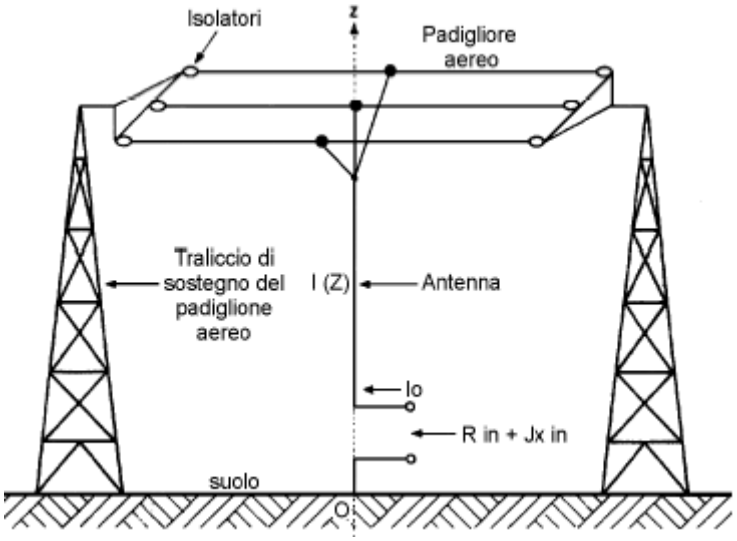
$$D_{\max} = \frac{U_{\max}(\theta,\varphi)}{W_T / 4\pi},$$

a parità di efficienza la direttività di un semidipolo è doppia di quella del dipolo intero. La resistenza di radiazione è la metà (essendo proporzionale a W_{rad}). Se il semidipolo è lungo $\lambda/4 \rightarrow D_{max}=2\cdot 1.64=3.28$, $R_r=73/2=36.5\ \Omega$



Antenne VLF-LF

- Le antenne VLF-LF sono riconducibili a radiatori cilindrici verticali su un piano di massa. Sono elettricamente corte, dato l'alto valore della lunghezza d'onda impiegata. Realizzate con strutture filari, sono sostenute da tralicci.

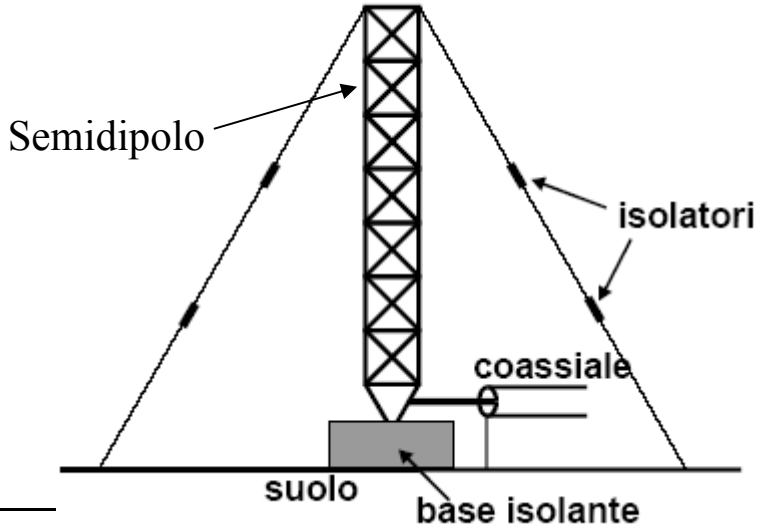


Antenna alta 282 m utilizzata per il trasmettitore ad onde lunghe (attualmente spento) a 189 kHz dell'impianto RAI di Caltanissetta

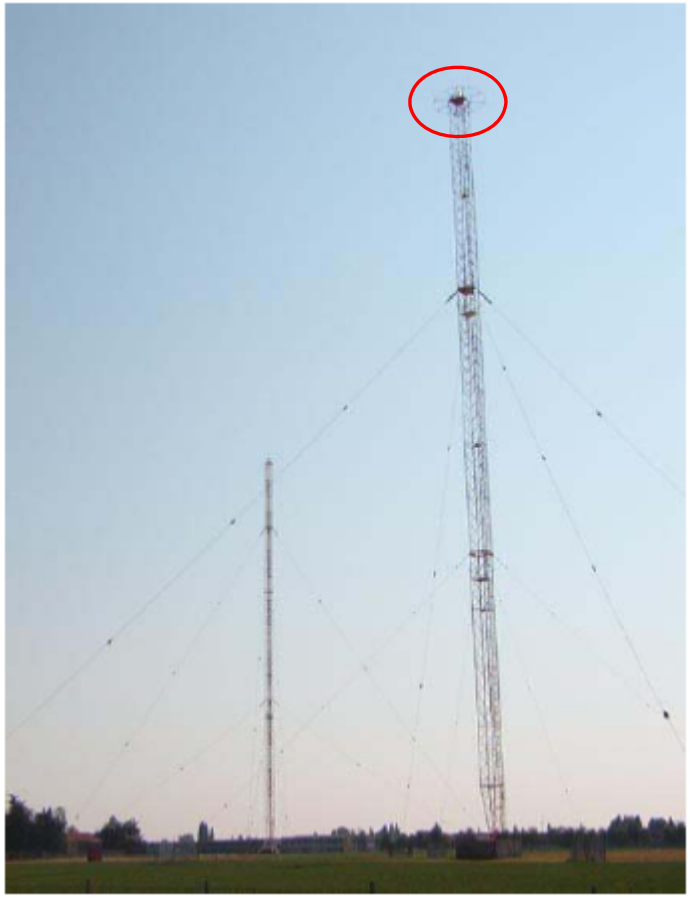
Antenna Marconiana (onde lunghe e medie)

- Il suolo in realtà non è un buon conduttore, cosa che incide negativamente sull'efficienza del monopolo. Al fine di migliorare la conducibilità del suolo nelle immediate vicinanze dell'antenna, spesso si usa un sistema di terra costituito da una raggiera di 120 fili di rame interrato ad una profondità di 30-40 cm.
- Tale sistema si usa nell'antenna marconiana, ***largamente usata nel campo delle basse frequenze***, p.es. per la radiodiffusione commerciale AM (onde medie: 500÷1500 kHz). E' realizzata sotto forma di traliccio che poggia a terra mediante un isolatore che deve essere in grado di sopportare la tensione fornita dal trasmettitore che può essere anche molto elevata. Il traliccio viene mantenuto verticale per mezzo di tiranti.

f=1 MHZ → λ=300 m

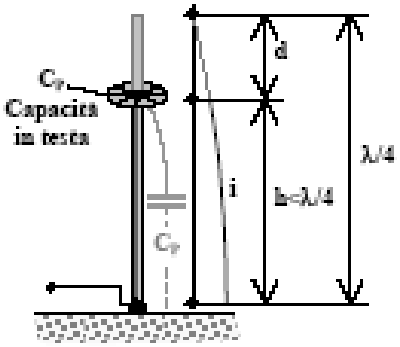


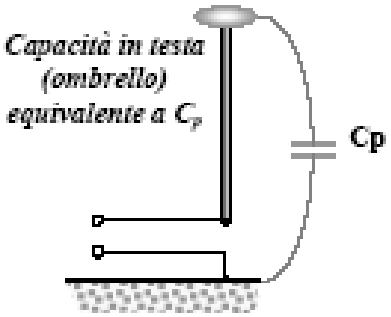
Esempio: Centro Trasmittente a Onde Medie



Allungamento virtuale dell'antenna marconiana

- Anche in relazione al fatto che spesso sono destinate a lavorare con lunghezze d'onda piuttosto elevate (ad esempio, nella gamma delle onde medie), occorre accennare al fatto che un'antenna marconiana può essere accordata anche su una frequenza tale da rendere $l < \lambda/4$, non potendo realizzare torri troppo alte, purché si provveda a caricare l'antenna con capacità ed induttanze concentrate.
- Ad esempio, si può realizzare un'antenna con $l < \lambda/4$ allungando virtualmente la sua altezza tramite una raggiera di conduttori orizzontali posta sulla sua sommità. In questo modo si aumenta il valore della capacità distribuita con conseguente riduzione della frequenza di risonanza. E' come se si aggiungesse una capacità in parallelo. La diminuzione della frequenza di risonanza implica un allungamento virtuale dell'antenna.



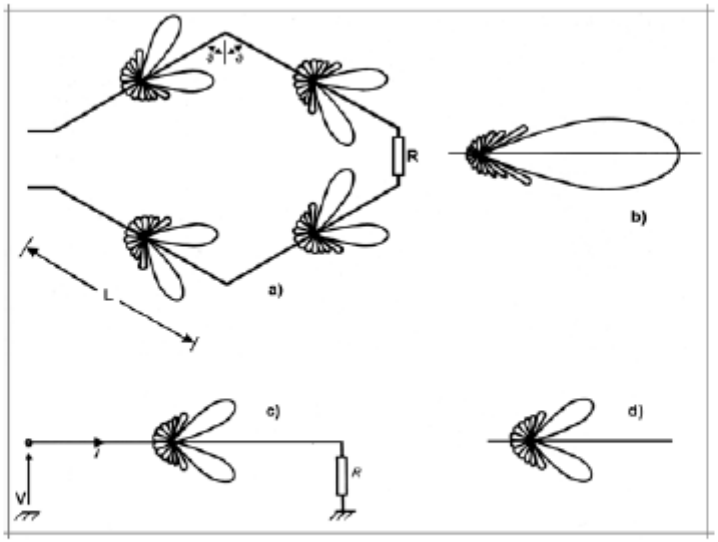


$\omega_0 = \sqrt{1/LC}$;

l'inserzione di una capacità in parallelo fa aumentare la capacità totale e diminuire ω_0

Antenna rombica (HF)

- Sono antenne utilizzate nel campo delle onde corte (HF: 3-30 MHz) per ***propagazione ionosferica***. Sono costituite da 4 conduttori non risonanti a onda progressiva, disposti secondo i lati di un rombo parallelamente alla superficie. Sono alimentati ad un vertice e chiusi all'altro vertice su una resistenza di carico.
- Scegliendo opportunamente lunghezza dei conduttori e l'angolo fra essi, si può fare in modo che un lobo di ogni conduttore abbia la direzione della diagonale maggiore del rombo e che i contributi dei quattro lobi diretti secondo la detta diagonale siano in fase e quindi si sommino.
- Gli altri lobi si compensano. Si ottiene così, nel piano del rombo, il diagramma in figura.
- In queste condizioni il guadagno varia da 20 a 80

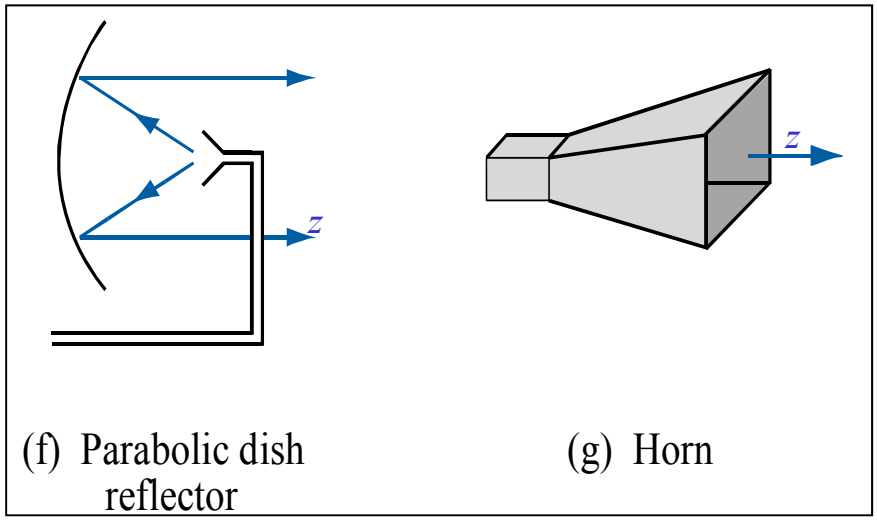


Antenna rombica. In a) le caratteristiche costruttive, in b) è il diagramma di radiazione, in c) un conduttore non risonante e in d) il diagramma di radiazione del conduttore non risonante.

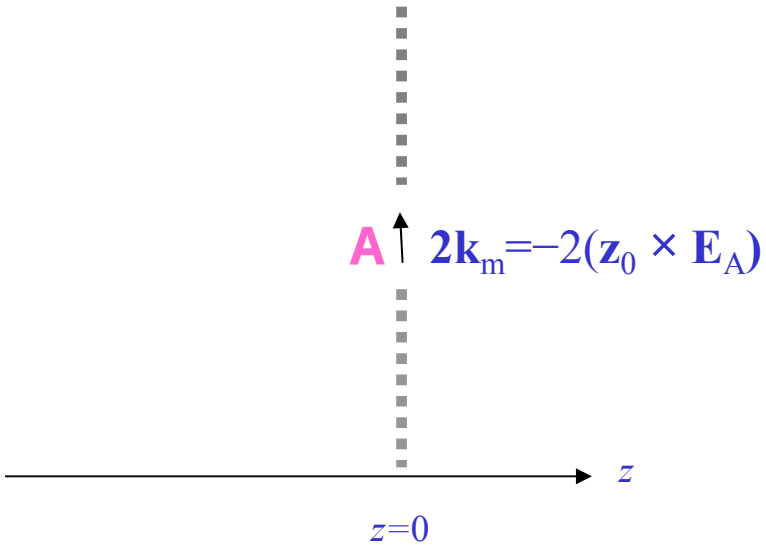
Antenne ad apertura

Antenne ad apertura

- Nelle antenne ad apertura l'effetto delle sorgenti si tiene in conto *assegnando la* ***componente tangenziale del campo elettrico e/o del campo magnetico sul piano dell'apertura*** (z=0).
- Sia $\mathbf{z}_0 \times \mathbf{E}_A$ la componente tangenziale del campo elettrico sull'apertura. Si dimostra che il campo nel semispazio $z > 0$ si può calcolare a partire dalla distribuzione delle correnti equivalenti magnetiche sull'apertura $2\mathbf{k}_m = -2\mathbf{z}_0 \times \mathbf{E}_A$ che ***irradiano nello spazio libero***.



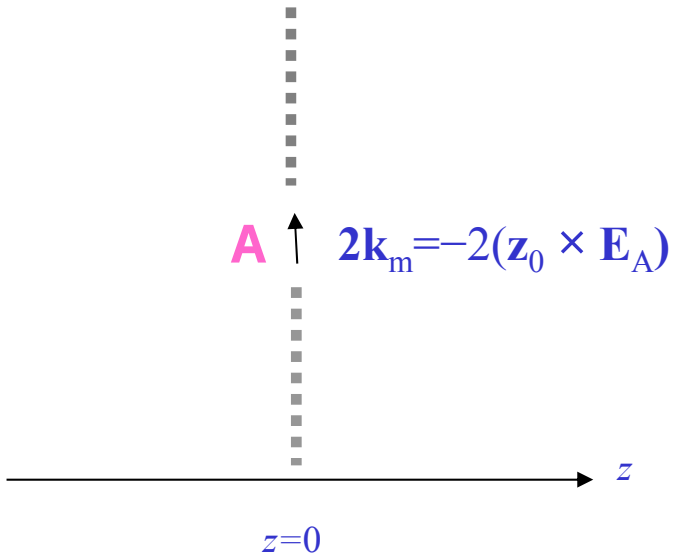
(f) Parabolic dish reflector (g) Horn



Campo a grande distanza dall'apertura

Per il calcolo del campo possiamo far riferimento a quanto visto per il vettore di radiazione. In tal caso però il problema è duale visto che sono presenti sorgenti magnetiche. I due problemi hanno quindi la stessa formulazione matematica differendo l'uno dall'altro solo per una sostituzione di simboli:

$$\mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{H},\ \mathbf{H} \leftrightarrow -\mathbf{E},\ \varepsilon \leftrightarrow \mu,\ \mu \leftrightarrow \varepsilon,\ \mathbf{k} \leftrightarrow \mathbf{k}_m,\ \mathbf{N} \leftrightarrow \mathbf{F}$$



Partiamo da: $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -j\dfrac{e^{-jkr}}{2\lambda r}\left[-N_\varphi(\theta,\varphi)\boldsymbol{\theta}_0 + N_\theta(\theta,\varphi)\boldsymbol{\varphi}_0\right] \Rightarrow$ dualità $\Rightarrow$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = j\frac{e^{-jkr}}{2\lambda r}\left[-F_\varphi(\theta,\varphi)\boldsymbol{\theta}_0 + F_\theta(\theta,\varphi)\boldsymbol{\varphi}_0\right]$$

con:

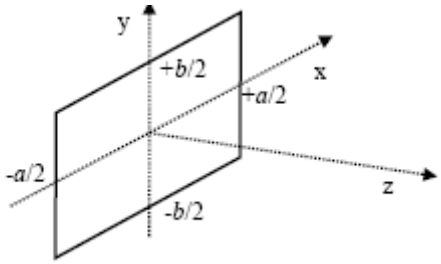
$$\mathbf{F} = \int_{A'} 2\mathbf{k}_m(x',y')\, e^{jk\,\mathbf{r}'\cdot\mathbf{r}_0}\, dA' \quad [A \to A'\text{: dominio della sorgente}]$$

$\mathbf{F}$ ha componenti F_θ e F_φ

Funzioni di illuminazione e di radiazione

Supponiamo che un'apertura rettangolare (di dimensioni $a \times b$) sia illuminata da un campo elettrico polarizzato linearmente lungo l'asse y:

$$E_A = E_y(x', y')$$



Si dimostra che:

$$E_\theta \approx j\frac{e^{-jkr}}{\lambda r}\sin\varphi\int_{A'} E_y e^{j(k_x x' + k_y y')}dx'dy' = j\frac{e^{-jkr}}{\lambda r}\sin\varphi F(\theta,\varphi)$$

$$E_\varphi \approx j\frac{e^{-jkr}}{\lambda r}\cos\varphi\int_{A'} E_y e^{j(k_x x' + k_y y')}dx'dy' = j\frac{e^{-jkr}}{\lambda r}\cos\varphi F(\theta,\varphi)$$

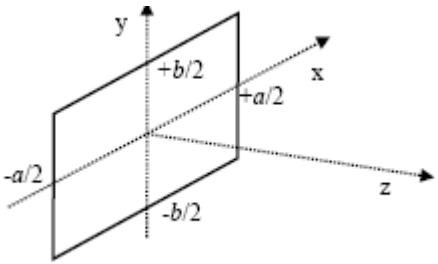
Per antenne ad apertura E_y è detta funzione di illuminazione e F che coincide con la sua trasformata di Fourier è detta funzione di radiazione

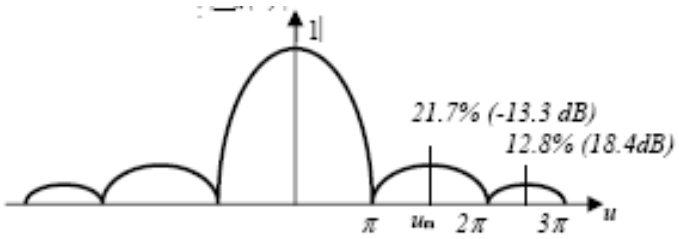
Illuminazione uniforme

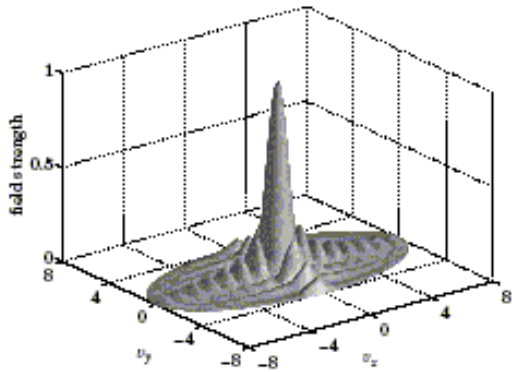
- Sappiamo che le caratteristiche radiative sono determinate dalla *funzione di radiazione* che nel caso di apertura rettangolare di dimensioni $a \times b$ <u>*illuminata uniformemente*</u> è data da:

$$F = ab\,\mathrm{sinc}[(\pi a/\lambda)\sin\theta\cos\varphi]\,\mathrm{sinc}[(\pi b/\lambda)\sin\theta\sin\varphi]$$

- Se le dimensioni dell'apertura sono grandi rispetto a λ, *F è caratterizzata da un lobo principale molto localizzato intorno all'asse z che occupa una regione angolare molto piccola*. Al di fuori del lobo principale, la cui ampiezza angolare sui due piani principali è data da $\Theta_{NN} = 2\lambda/a$ e da $\Theta_{NN} = 2\lambda/b$, la radiazione decresce molto rapidamente.

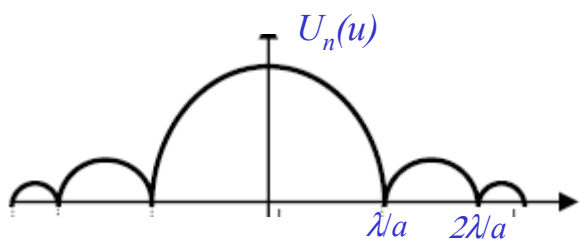




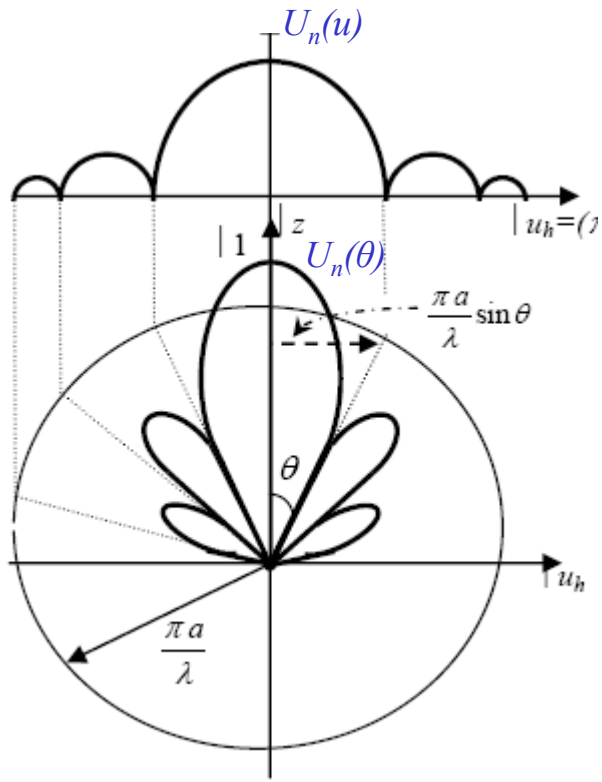


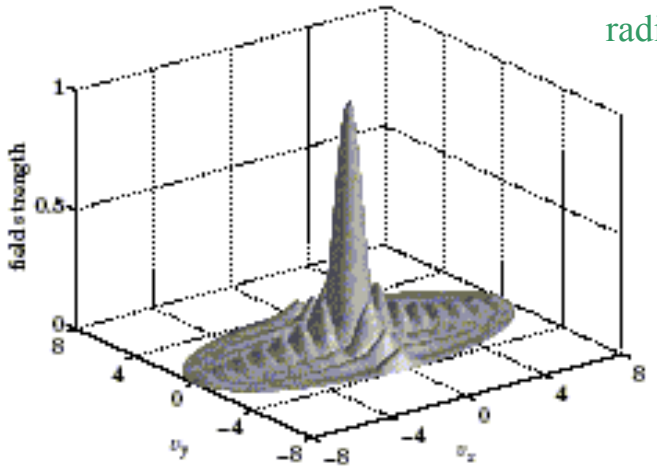
- Per passare da una rappresentazione della funzione di radiazione di tipo cartesiano nelle variabili u e v ad una **rappresentazione di tipo polare** nelle variabili θ *e* φ, si utilizza il *cerchio di visibilità.*

Diagramma di radiazione (2/2)



Costruzione del diagramma di radiazione





.8.1 Radiation pattern of rectangular aperture ($a = 8\lambda$, $b = 4\lambda$).

Cerchio di visibilità

Direttività ed area equivalente per illuminazione uniforme

Essendo: $U(\theta,\varphi) = |E_0|^2 \dfrac{a^2 b^2}{2\eta\lambda^2} \mathrm{sinc}^2(u)\mathrm{sinc}^2(v) \Rightarrow U_{\max} = |E_0|^2 \dfrac{a^2 b^2}{2\eta\lambda^2}$

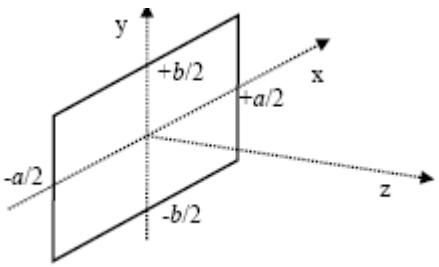
Inoltre, dato che $E_y(x',y') = E_0 \Rightarrow W_{\mathrm{rad}} = \dfrac{1}{2\eta}\displaystyle\int_{A'} |E_y(x',y')|^2 \, dA' = \dfrac{ab\,|E_0|^2}{2\eta}$

Otteniamo allora per la direttività massima di un'apertura rettangolare illuminata uniformemente:

$$D_{\max} = \frac{4\pi U_{\max}}{W_{\mathrm{rad}}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} ab = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{eqMax}$$

L'area equivalente massima è quindi uguale all'area geometrica:

$$A_{eqMax} = ab$$

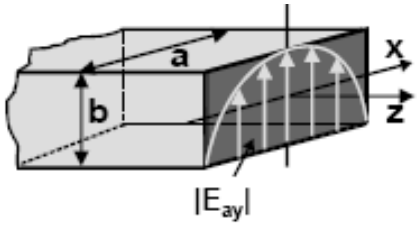


Il rapporto tra area equivalente ed area geometrica è detto *efficienza di apertura* $\eta_a \leq 1$

Guida d'onda troncata

- Se si considerano aperture di forma diversa da quella rettangolare e/o *illuminazioni non uniformi*, il lobo principale è sempre nella direzione dell'asse z ed è tanto più stretto quanto maggiori sono le dimensioni dell'apertura rispetto a λ e quindi valgono qualitativamente gli stessi risultati dell'apertura rettangolare. Illuminazioni più rastremate comportano lobo principale più largo e lobi laterali più bassi.
- Nel caso di illuminazione cosinusoidale come nella guida rettangolare troncata in cui si propaga il modo fondamentale TE_{10}, si ha per la funzione d'illuminazione:

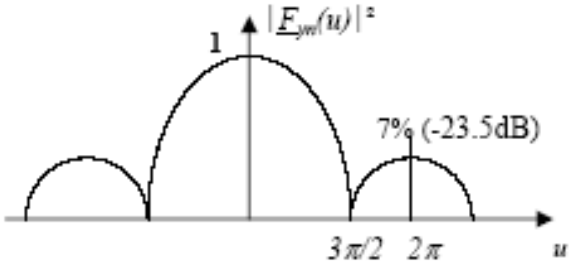
$$E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \quad \text{per } |x| \le a/2$$



modo TE_{10} in guida

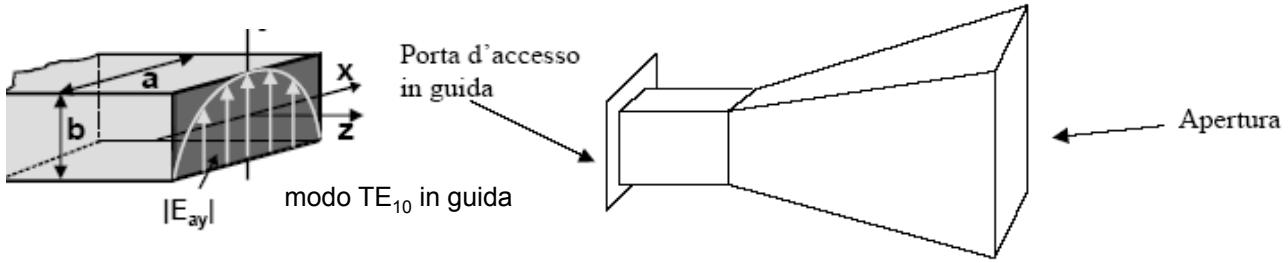
- D_{max} è inferiore a quella per illuminazione uniforme: $D_{max} = (32ab)/(\lambda^2\pi)$

- L'area equivalente massima è inferiore all'area geometrica (circa $0.8ab$)
- L'ampiezza angolare è data da $\Theta_{NN} = 3\lambda/a$



Antenne a tromba

Le considerazioni riguardo all'influenza delle dimensioni dell'apertura sulla concentrazione della radiazione, permettono di intuire che l'antenna diviene più direttiva se la parte terminale della guida viene gradualmente allargata. Le antenne di questo tipo prendono il nome di **trombe**. Esse hanno una *direttività maggiore della semplice guida troncata* e danno luogo ad una minore riflessione nella guida.



Il principale impiego delle antenne a tromba (sia a sezione rettangolare, sia a sezione circolare) è quello di ***illuminatori di riflettori parabolici***. Sono impiegate anche come antenne di riferimento nelle misure di antenne.

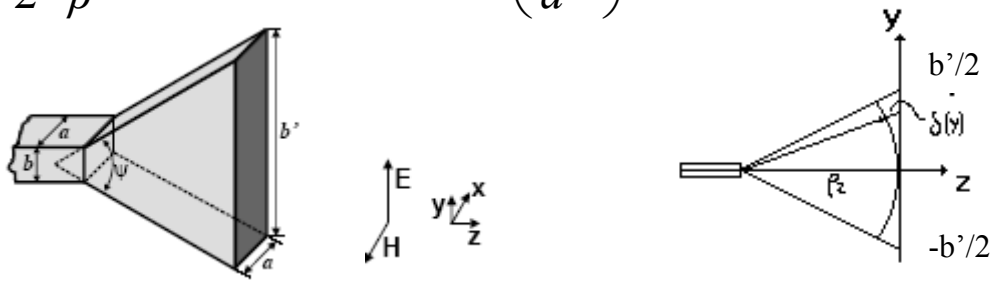
Possono studiarsi mediante la teoria dell'apertura, supponendo che nella guida che le alimenta si propaghi il modo fondamentale TE_{10}.

Tromba rastremata sul piano E

- La guida di partenza è rettangolare e viene aumentata la altezza *b*: la deformazione avviene nel piano del campo elettrico **E** (piano *yz*).
- Rispetto alla guida troncata, nell'espressione del campo di apertura occorre considerare la differenza di fase dovuta al fronte d'onda cilindrico sull'apertura. Tale differenza (errore di fase), detta ρ la lunghezza della tromba, vale:

$$\delta(y) \approx \frac{1}{2}\frac{y^2}{\rho} \Rightarrow E_y(x,y) = E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{-\frac{jky^2}{2\rho}} = E_y(x)E_y(y)$$

fase quadratica

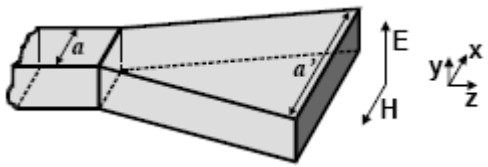


- L'illuminazione $E_y(x)$ è cosinusoidale. Sul piano *xz* e si hanno gli stessi risultati ottenuti per la guida troncata. L'illuminazione $E_y(y)$ è uniforme, ma si deve considerare il fattore di fase quadratico. A causa dell'errore di fase *b* non può essere aumentato arbitrariamente, ma si ha una condizione di ottimo:

$$\boxed{b'_{opt} \approx \sqrt{2\lambda\rho}}$$

Tromba rastremata sul piano di H

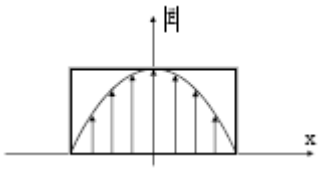
- Se la guida di partenza è rettangolare e si aumenta la larghezza a, la deformazione avviene nel piano H
- Per la *tromba H* valgono le stesse osservazioni fatte nel caso precedente. Per la fase e la funzione d'illuminazione si ha:



$$\delta(y) \approx \frac{1}{2}\frac{x^2}{\rho} \Rightarrow E_y(x,y) = E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a'}x\right) e^{-\frac{jkx^2}{2\rho}} = E_y(x)E_y(y)$$

- L'illuminazione $E_y(x)$ è cosinusoidale e si deve considerare il fattore di fase quadratico. L'illuminazione $E_y(y)$ è uniforme per cui sul piano yz e si hanno gli stessi risultati ottenuti per l'apertura rettangolare illuminata uniformemente.
- La tollerabilità all'errore di fase è maggiore per le trombe rastremate sul piano H, perché la funzione d'illuminazione va a zero agli estremi, ossia dove l'errore di fase è massimo. Ne consegue che:

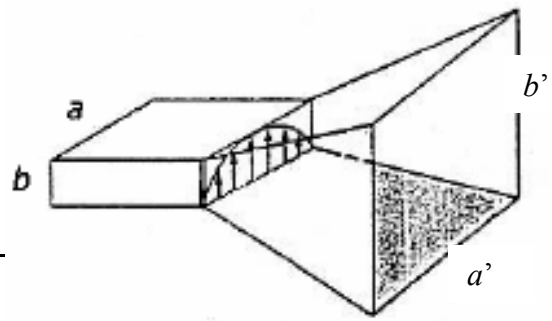
$$\boxed{a'_{opt} \approx \sqrt{3\lambda\rho}}$$



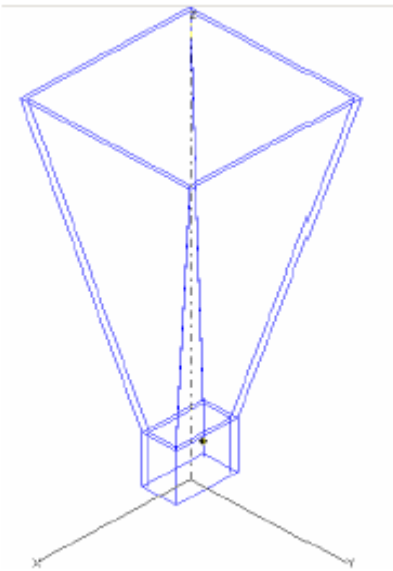
Tromba piramidale

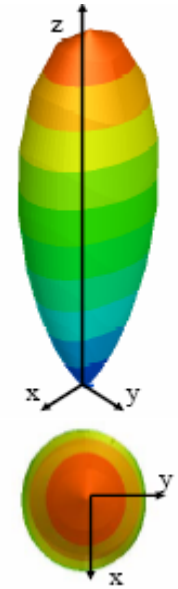
- La direttività della tromba rastremata sul piano E è pari a quella della guida troncata di dimensioni ($a \times b'$) ovvero pari a ($32ab'/\pi\lambda^2$) divisa per un fattore L_E (>1) che tiene conto dell'effetto dell'errore di fase. Risulta $L_E \approx 1.25$ in condizioni di ottimo
- Per la tromba rastremata sul piano H, la ***direttività*** massima è pari a quella della guida troncata di dimensioni $a' \times b$ divisa per un fattore L_H (>1), pari a ≈ 1.3 in condizioni di ottimo, che tiene conto dell'effetto dell'errore di fase.
- Poiché una ***tromba piramidale*** è una struttura che diverge sia sul piano E che sul piano H, le proprietà radiative vengono generalmente ricavate in base ai risultati già illustrati.
- Il ***diagramma di radiazione*** sul piano E coinciderà con quello della tromba rastremata sul piano E. Il diagramma sul piano H sarà quello della tromba rastremata sul piano H
- La ***direttività*** massima si esprime in funzione del prodotto di quelle ricavate per le trombe rastremate sul piano E e sul piano H:

$$D_{\max} \approx \frac{32}{\pi\lambda^2} a'b' \frac{1}{L_E L_H}$$



Tromba piramidale: esempio



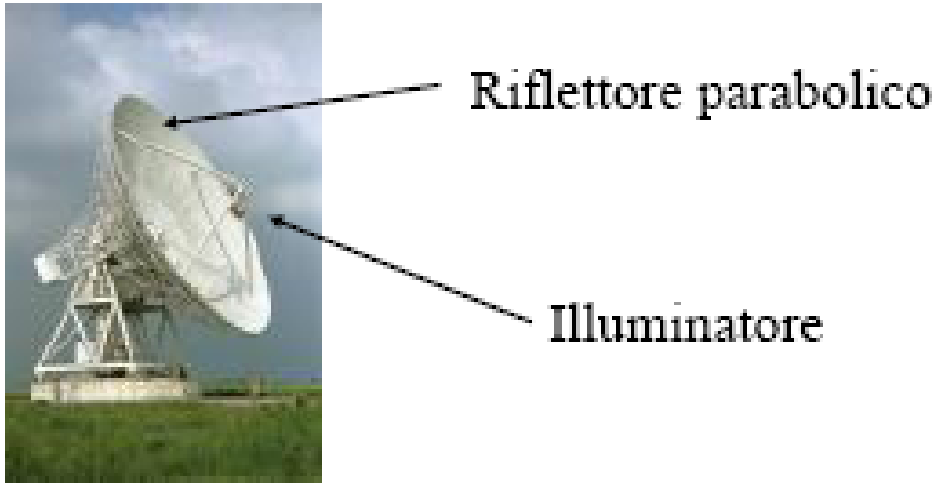


- Frequency Range:18 - 26.5 GHz
- Gain (dBi): 18.6 to 21.6 (Beamwidth15°)
- Linearly Polarized
- Impedance:50 Ω
- Maximum Power:50 Watts
- Max Radiated Field:200 V/m
- Physical Dimensions
  - Length: 13 *cm*
  - Width: 4.3 *cm*
  - Height: 5.6 *cm*
  - Weight: 0.09 *kg*

Antenne a riflettore

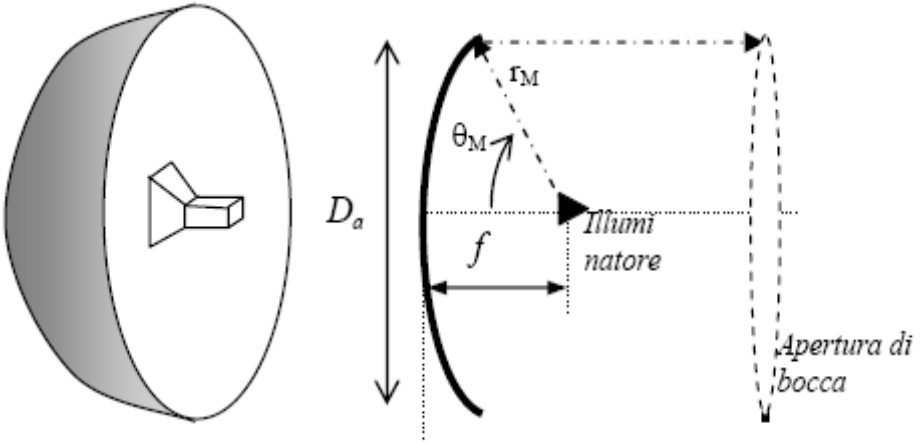
Antenne a riflettore

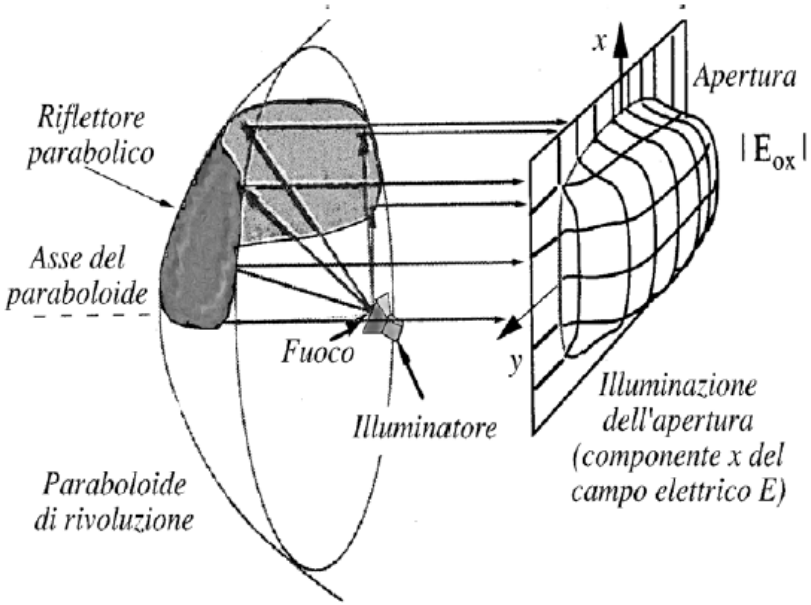
Le antenne a riflettore costituiscono una vasta classe di antenne, di solito impiegate al di sopra del GHz, ma talvolta anche al di sotto (qualche centinaio di MHz), il cui campo irradiato è essenzialmente quello diffratto da una superficie metallica (il *riflettore*) illuminata da una sorgente primaria (l'*illuminatore*, in genere costituito da una antenna ad apertura). Il campo diffratto dal riflettore è spesso indicato come campo secondario. Esistono anche dei sistemi d'antenna che impiegano due (o più) riflettori, dette *antenne a doppio riflettore* con caratteristiche di maggiore efficienza e prestazioni.



Antenne a riflettore parabolico

- Nella banda delle microonde e delle onde millimetriche le antenne ad alta direttività sono spesso realizzate sfruttando un risultato dell' OG:
  - se una sorgente puntiforme viene collocata nel fuoco di un riflettore parabolico, *i raggi riflessi dal riflettore sono paralleli e convogliano tutta l'energia intercettata dal riflettore nella direzione dell'asse* (si dice che sono ***collimati***), ovvero le iconali uscenti sono superfici piane.
- I raggi riflessi determinano sull'apertura un'illuminazione del genere di quella mostrata in figura. Sull'apertura, che è normale ai raggi, la fase dell'illuminazione è costante.

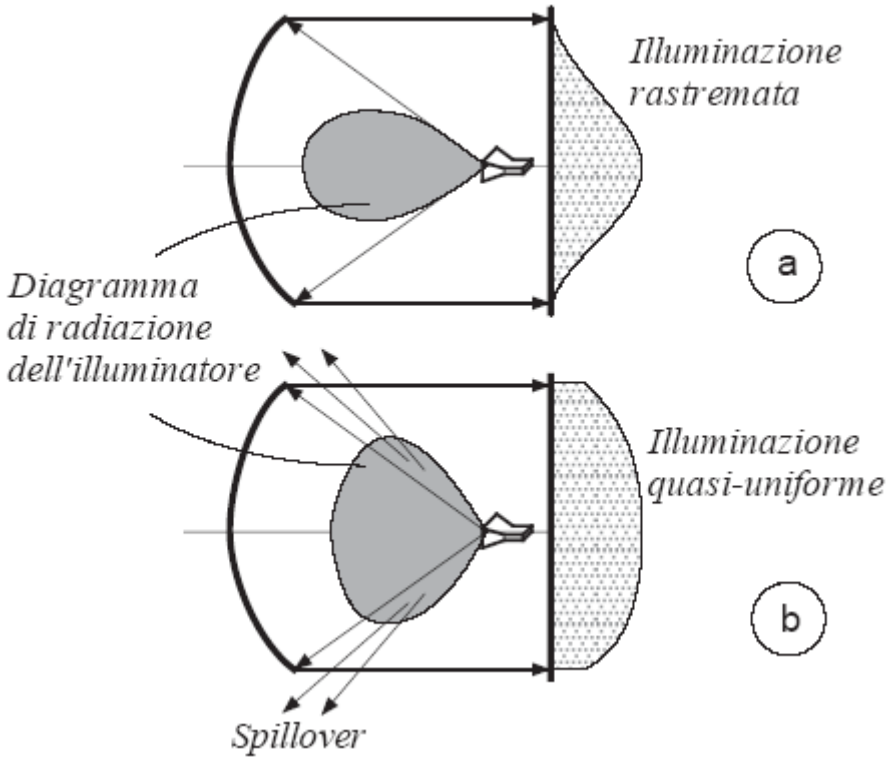




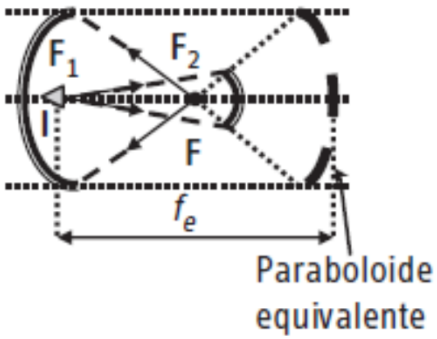
Direttività di un'antenna a riflettore

A meno di non progettare antenne con distanza focale lunga (problemi di guidaggio) le illuminazioni che si realizzano in pratica sono rastremate verso il bordo dell'apertura (vedi figura). Questo dipende principalmente dal fatto che illuminazioni non rastremate richiederebbero l'uso di illuminatori con un lobo principale tanto largo da irradiare direttamente nella zona retrostante il riflettore (***spillover***), creando lobi posteriori molto intensi, altamente deleteri in molte applicazioni.

La rastremazione della funzione di illuminazione comporta, come visto in precedenza, che $A_{eq}<A_{geometrica}$. Ciò nonostante essendo comunque $A_{eq}>>\lambda$, le antenne a riflettore sono molto direttive essendo $D=(4\pi/\lambda^2)\ A_{eq}$. Valori tipici di direttività vanno dai 10 fino a 60 dB mentre per le trombe non si superano i 20 dB.

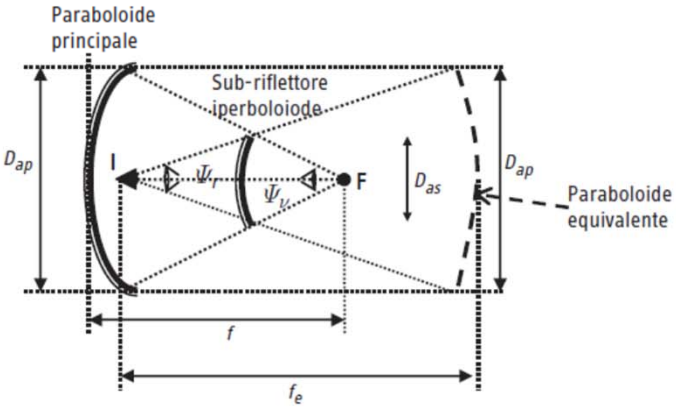


Antenna a doppio riflettore



ANTENNA GREGORIANA
Riflettore principale: *paraboloide*
Sub-riflettore: *ellissoide* (*faccia o porzione di superficie lontana da* I) *con fuochi* F_1 *e* F_2
Geometria: $I \rightarrow F_1$; $F \rightarrow F_2$; $\Psi_r < \Psi_v$; $f_e > f$
È una antenna ad alta direttività utilizzata nelle comunicazioni spazialiper il vantaggio della sua compattezza.

ANTENNA CASSEGRAIN
Riflettore principale: *paraboloide*
Sub-riflettore: *iperboloide* (*faccia esterna lontana da* I) *con fuochi* F_1 *e* F_2.
Geometria: $I \rightarrow F_1$; $F \rightarrow F_2$; $\Psi_r < \Psi_v$; $f_e > f$
Antenna largamente usata nelle comunicazioni spaziali in quanto presenta oscuramento limitato e alta direttività.



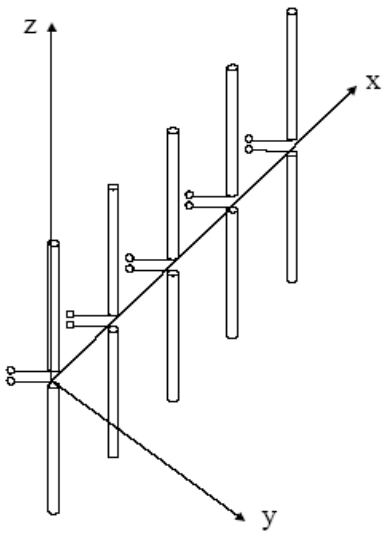
SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

DIPARTIMENTO
INGEGNERIA
ELETTRONICA

Cortine e allineamenti di antenne

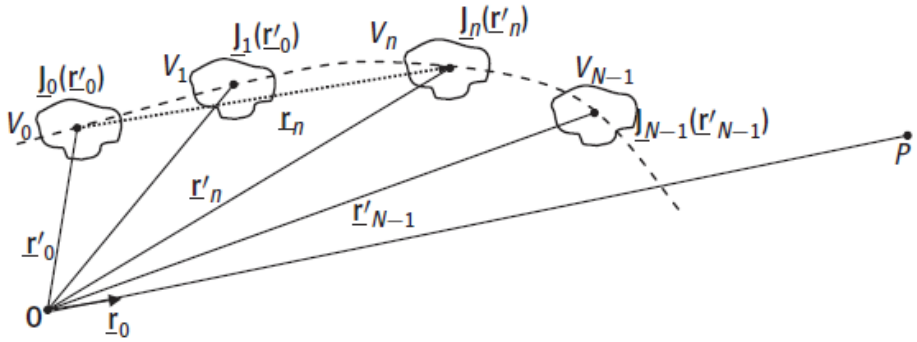
Allineamenti di antenne (schiere)

- Le applicazioni di telecomunicazioni e telerilevamento richiedono valori elevati di direttività e/o forme particolari del diagramma di radiazione. In alternativa alla realizzazione di antenne complesse e di grandi dimensioni (es., riflettori), si realizzano antenne costituite da un **gran numero di strutture radianti più semplici** (p.es. dipoli poco direttivi o trombe moderatamente direttive).



Esempio di schiera: schiera di antenne a dipolo elettrico.

- Un allineamento (schiera) di antenne è costituito da un insieme di antenne (elementi dell'allineamento), collegate tra loro alle porte di ingresso/uscita. Possono essere disposte lungo una linea (allineamento lineare), su una superficie (allineamento planare o cortina) o nello spazio (allineamento tridimensionale).
- Agendo sulla disposizione geometrica (forma e distanza tra gli elementi), sull'eccitazione in ampiezza e fase e sulle caratteristiche radiative delle singole antenne è possibile ottenere le forme più svariate della funzione di radiazione e valori di direttività elevati anche a partire da antenne poco direttive.



Fattore di allineamento

- Il campo generato dalla schiera può essere calcolato a partire dal vettore di polarizzazione equivalente dell'intera schiera, il quale, applicando il principio della sovrapposizione degli effetti, ha l'espressione seguente:

$$\mathbf{N}(\theta,\phi) = \mathbf{N}_0 \left[\sum_{h=0}^{n-1} a_h \mathrm{e}^{jk\,\mathbf{r}_h \cdot \mathbf{r_0}} \right] = \mathbf{N}_0 F_a$$

- Con $\mathbf{N}_0$ si è indicato il vettore di polarizzazione (momento di dipolo per antenne lineari, o funzione di radiazione per antenne ad apertura) dell'antenna di posto $h = 0$ (radiatore primario), mentre:

$$\boxed{F_a = \sum_{h=0}^{n-1} a_h \mathrm{e}^{jk\,\mathbf{r}_h \cdot \mathbf{r_0}}}$$

è una quantità scalare che viene detta **fattore di allineamento** o **di schiera.** a_h (h = 0, 1,..., n - 1), è il *coefficiente di eccitazione*, che tiene conto delle differenze in ampiezza e in fase fra le alimentazioni delle n antenne e $\mathbf{r}_h$ identifica la posizione del radiatore h-esimo rispetto al primario.

- Il campo generato dalla schiera è dato da:

$$\mathbf{E} = \sum_{h=0}^{n-1} \mathbf{E}_h = F_a \mathbf{E}_0 \;;\; \mathbf{E}_0 : \text{campo elettrico del radiatore primario:}$$

L'intensità di radiazione dell'allineamento è: $|F_a(\theta,\varphi)|^2\, U_0(\theta,\varphi)$

Regola di Krauss

- La **polarizzazione dell'allineamento** è identica a quella del radiatore di riferimento. Invece il diagramma di radiazione è molto diverso da quello del singolo radiatore, perchè la moltiplicazione per $|F_a|^2$ modifica profondamente l'andamento dell'intensità di radiazione.
- Si noti che $\boldsymbol{F_a}$ **(quantità adimensionale) dipende dalle alimentazioni e dalle posizioni reciproche** delle sorgenti costituenti la schiera ma non dipende dal tipo particolare di antenne impiegate. Se la schiera fosse costituita da radiatori isotropi, il diagramma di radiazione sarebbe determinato solamente da $|F_a|^2$. In una schiera reale, invece, il diagramma di radiazione dipende anche da quello del singolo radiatore.

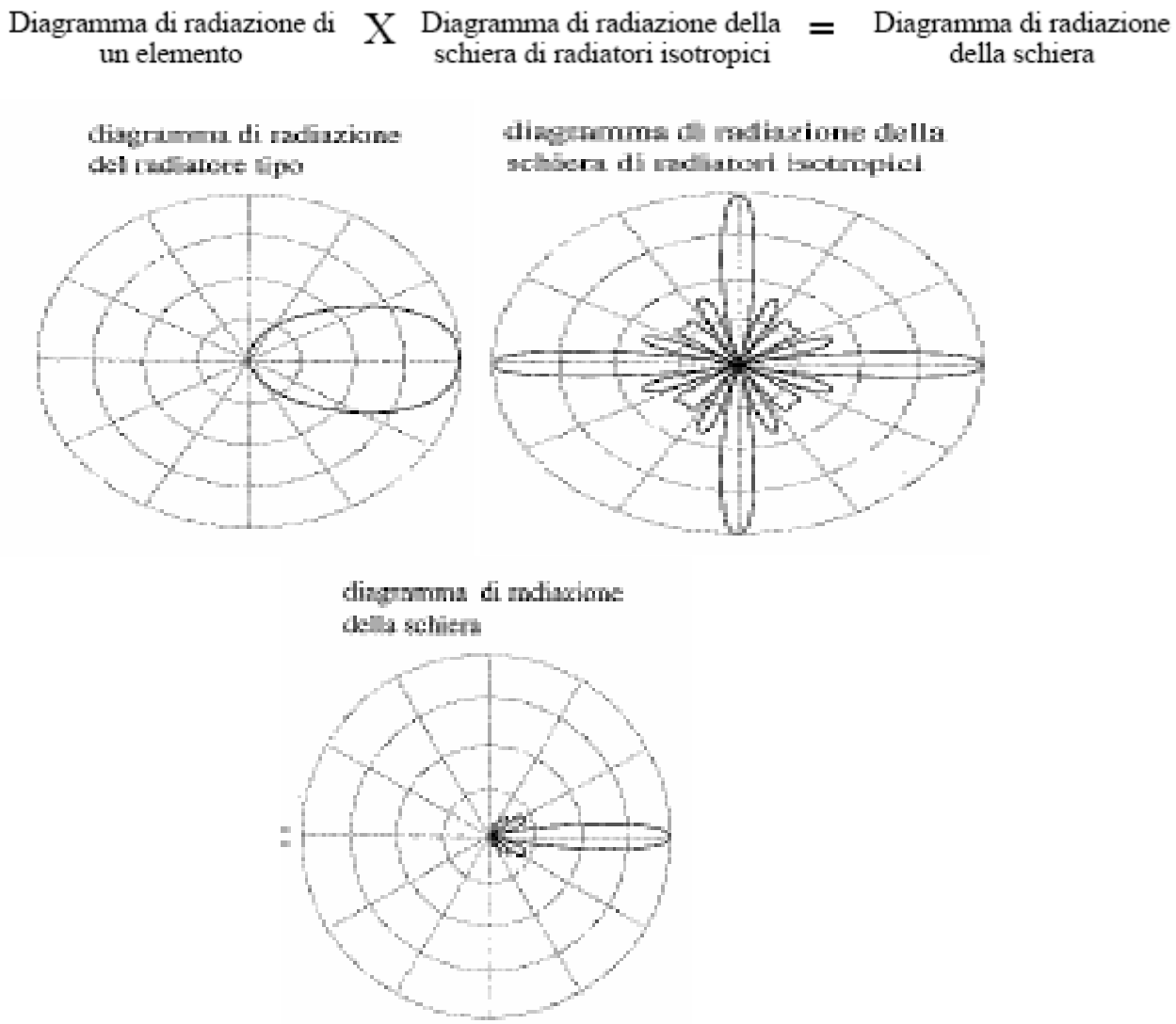
- REGOLA DI KRAUSS: Il diagramma di radiazione di una schiera può essere determinato riportando, direzione per direzione, i prodotti dei valori letti nel **diagramma di radiazione del radiatore primario** U_0 e nel **diagramma di radiazione** $\mathbf{F_a}$ **di una schiera di radiatori isotropici**, posizionati ed eccitati come gli elementi della schiera reale.

Tale risultato non si applica se le antenne sono differenti tra loro o diversamente orientate. In tal caso non si può parlare di allineamento.

Esempio di applicazione della regola di Krauss

In questo esempio il diagramma dei radiatori isotropici presenta quattro lobi intensi, tre dei quali sono localizzati in direzioni in cui il singolo radiatore non irradia o irradia molto debolmente.

Applicando la regola di Krauss, si ottiene per la schiera un diagramma di radiazione che presenta un lobo principale piuttosto stretto e altri lobi di minore intensità (lobi secondari).

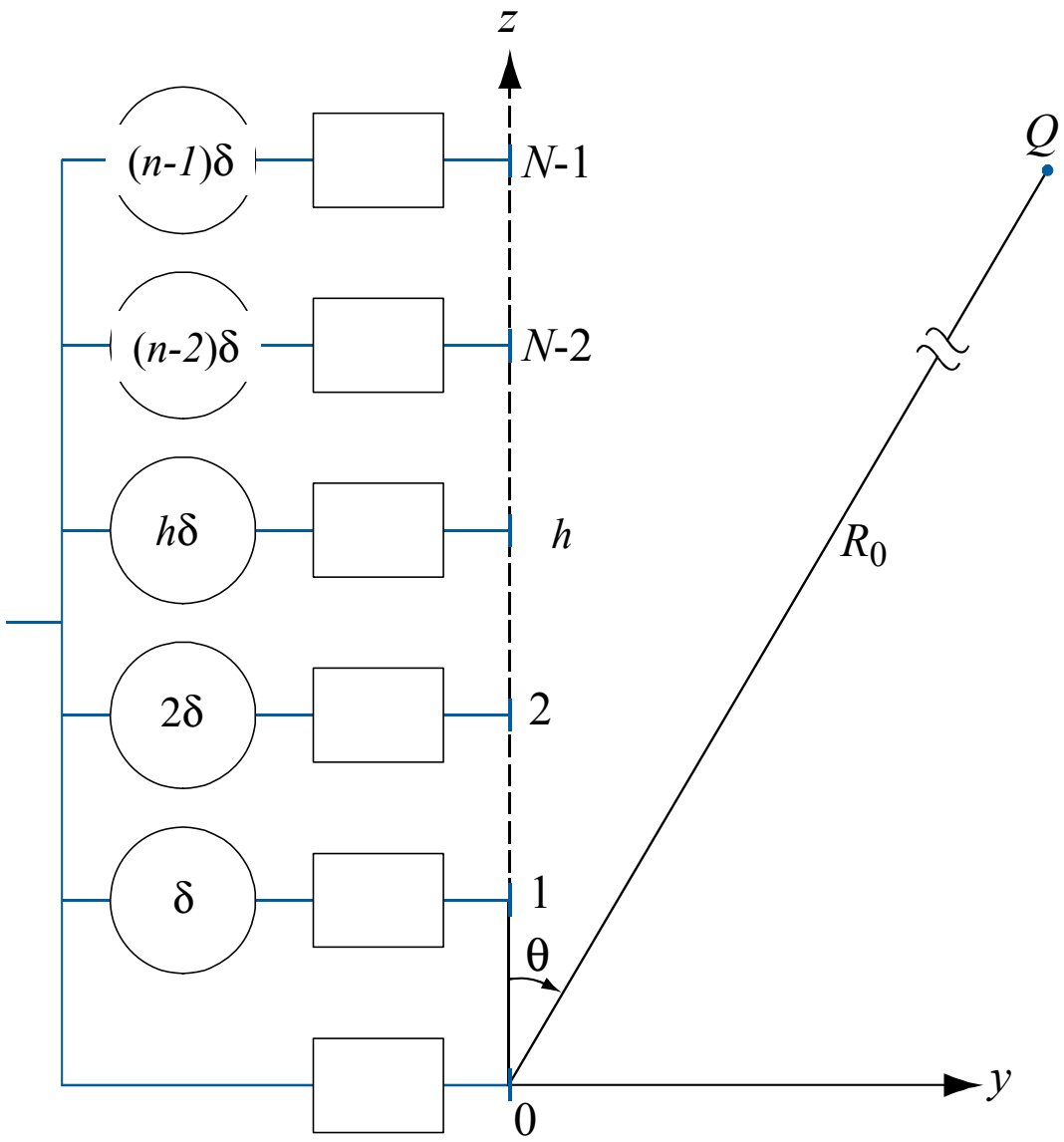


Allineamenti rettilinei uniformi

- Si dice uniforme una schiera i cui n elementi, equispaziati tra loro ed allineati, sono alimentati con ampiezze tutte uguali e con uno sfasamento fra due elementi successivi che è indipendente dalla particolare coppia considerata:

  $a_h = (1/n)e^{jh\delta}$; $h = 0, 1,..., n - 1$

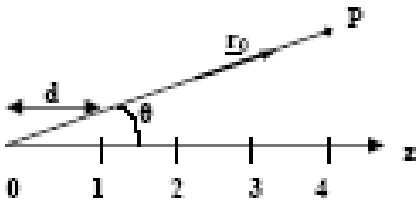
- Si noti come *il ritardo di fase sia linearmente progressivo*. L'applicazione di questo tipo di sfasamento permette una scansione elettronica del fascio d'antenna.

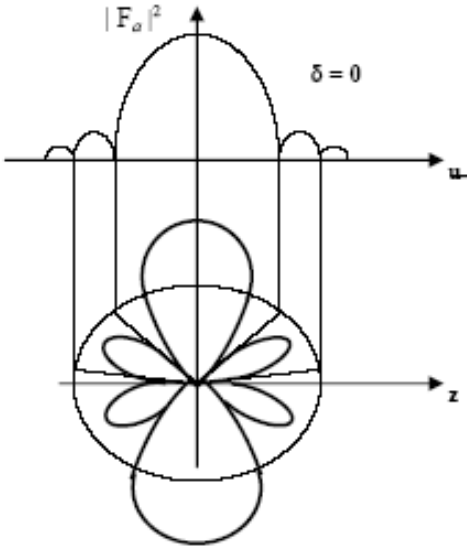


Allineamenti End-Fire e Broadside

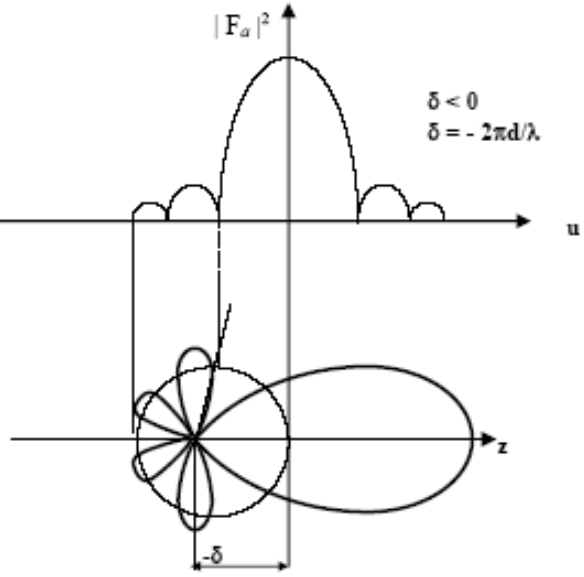
- Casi particolari di allineamenti rettilinei uniformi sono :

$$\delta = \begin{cases} 0 & \rightarrow \theta_M = 90^\circ \quad \text{Allineamento Broadside} \\ -2\pi d/\lambda & \rightarrow \theta_M = 0^\circ \quad \text{Allineamento End-Fire} \end{cases}$$





Allineamento a puntamento laterale - Broadside



Allineamento a puntamento assiale - End-fire

Antenne Yagi-Uda

- Le antenne ***Yagi-Uda , molto usate nelle come antenne riceventi televisive nelle bande VHF e UHF*** sono allineamenti di tipo ***End-fire*** di dipoli rettilinei, di cui uno (dipolo attivo) è alimentato dal generatore, mentre gli altri non sono alimentati (***dipoli parassiti***) ma sono sedi di correnti indotte dovute all'accoppiamento con il dipolo alimentato o con altri elementi parassiti.
- Tra i dipoli passivi uno (riflettore) è più lungo ed è alle spalle del dipolo attivo, mentre gli altri (direttori) sono più corti.
- Le correnti indotte sui dipoli passivi alterano il diagramma di radiazione del singolo dipolo. Progettando opportunamente la lunghezza e la spaziatura dei vari elementi si ottiene un'antenna direttiva. La direttività è massima nella direzione dell'allineamento. Il guadagno va dai 5 ai 15 dB.
- E' un'antenna a banda stretta

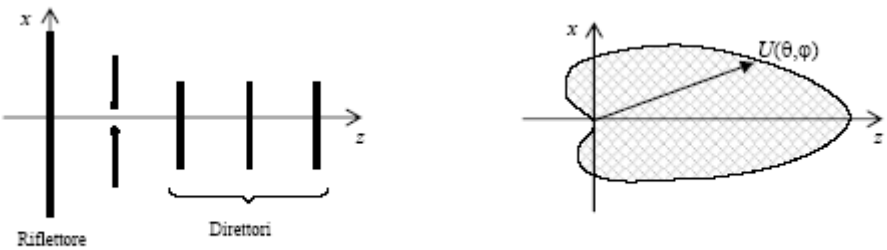
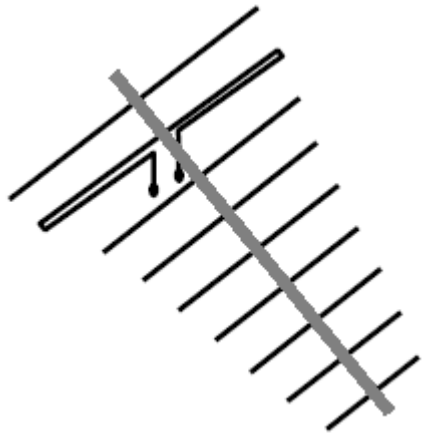
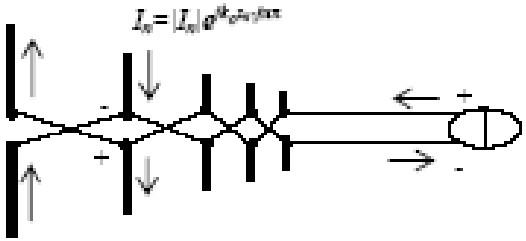


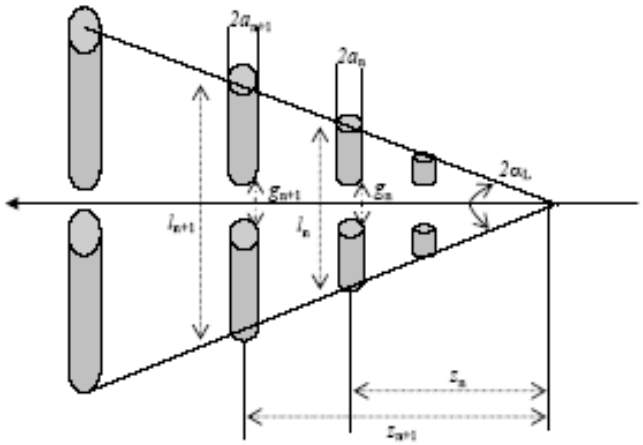
Figura: struttura schematica di un'antenna Yagi-Uda e suo diagramma di radiazione



Antenne logaritmiche (log-periodiche) (1/2)

- Sono anch'esse antenne usate per la ricezione del segnale televisivo nelle bande VHF (30-300 MHz) e UHF (300-3000 MHz), ma sono antenne a banda larga. Valori tipici di direttività massima sono 7-12 dB.
- Sono costituite da un allineamento di dipoli rettilinei distanziati in modo non-uniforme (logaritmico) e tutti alimentati. L'alimentazione è tale che nella connessione tra 2 elementi la fase viene invertita.

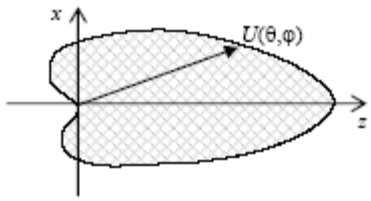




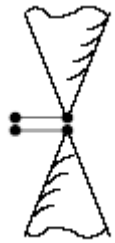
La struttura e la disposizione dei dipoli è detta *auto-scalante*: il rapporto tra la lunghezza di un elemento e quella del successivo, tra la sezione di un elemento e quella del successivo, nonché il rapporto tra la distanza tra due elementi e quella dei due successivi sono costanti. Tale proprietà consente di ottenere una elevata larghezza di banda (teoricamente infinita per strutture infinitamente lunghe).

Antenne log-periodiche (2/2)

- Si può dimostrare che, ad una determinata frequenza *f*, le correnti in ciascun elemento hanno intensità molto minore rispetto alla corrente che scorre nell'elemento lungo $\approx\lambda/2$. Quest'ultimo è quindi il dipolo attivo mentre gli altri sono circa passivi (a causa dell'alta impedenza che limita la corrente d'ingresso) e fungono da riflettori e direttori.
- Si ha quindi un comportamento simile a quello di un'antenna Yagi-Uda, ma su una banda molto più larga



- Il dipolo più lungo determina la frequenza minima di funzionamento, mentre il più corto determina la frequenza massima
- Un altro esempio di struttura auto-scalante è l'*antenna biconica*: dipolo i cui due rami sono costituiti da due tronchi di cono. Rispetto ad un'antenna a dipolo lineare ha una larghezza di banda molto maggiore

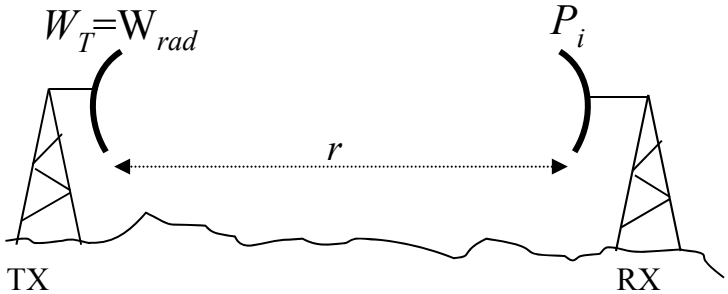


Radiocollegamenti

Collegamento tra antenne in spazio libero

Lo *spazio libero* è una situazione ideale in cui non ci sono ostacoli tra trasmettitore e ricevitore. Assumiamo assenza di dissipazione (α =0)

Consideriamo le perdite nello spazio libero L_{fs}



antenne a grande distanza

Per antenne trasmittente e ricevente entrambe isotrope, ad efficienza unitaria ed a grande distanza, se W_{rad} è la potenza (**disponibile all'ingresso**) del trasmettitore che alimenta l'antenna Tx la potenza ricevuta è: $W_r = W_{rad}A_{eq}/(4\pi r^2) = W_{rad}\lambda^2/(4\pi r)^2$. Il rapporto W_r / W_{rad} definisce la perdita in spazio libero.

$L_{fs}|_{dB} = 10\log_{10}(W_{rad}/W_r) = W_{rad}|_{dB} - W_r|_{dB} = 20\log_{10}(4\pi r/\lambda)$ [> 0]

Per r =100 km L_{fs}(100 MHz) ~112 dB ; L_{fs}(1 GHz) ~ 132 dB

Per r =10 km L_{fs}(100 MHz) ~92 dB ; L_{fs}(1 GHz) ~ 112 dB

Formula di Friis

- Per antenne non isotrope, con efficienza di radiazione η_r e allineate nella direzione del massimo, il vettore di Poynting a distanza r dal trasmettitore è:

  $P_r=(W_{Tx}G_t)/(4\pi r^2)=(W_{Tx}\eta_r D_t)/(4\pi r^2)$; G_t e D_t: guadagno e direttività antenna Tx

- La potenza ricevuta è data da (Formula di Friis): $W_r=P_r A_{eq}$

  $W_r=(W_{Tx}G_t A_{eq})/(4\pi r^2)=(W_{Tx}G_t G_r \lambda^2)/(4\pi r)^2=W_{Tx}G_t G_r/L_{fs}$; G_r: guad. antenna Rx

- EIRP: effective isotropic radiated power

  $\mathrm{EIRP}_t=W_{Tx}G_t$

  EIRP è la potenza che dovrebbe essere trasmessa da un'antenna isotropa per dare lo stesso livello di potenza ricevuta dell'antenna in esame. Caratterizza completamente il sistema trasmittente; la scelta di W_{Tx} e G_t per ottenere un certo EIRP si basa pertanto su considerazioni economiche

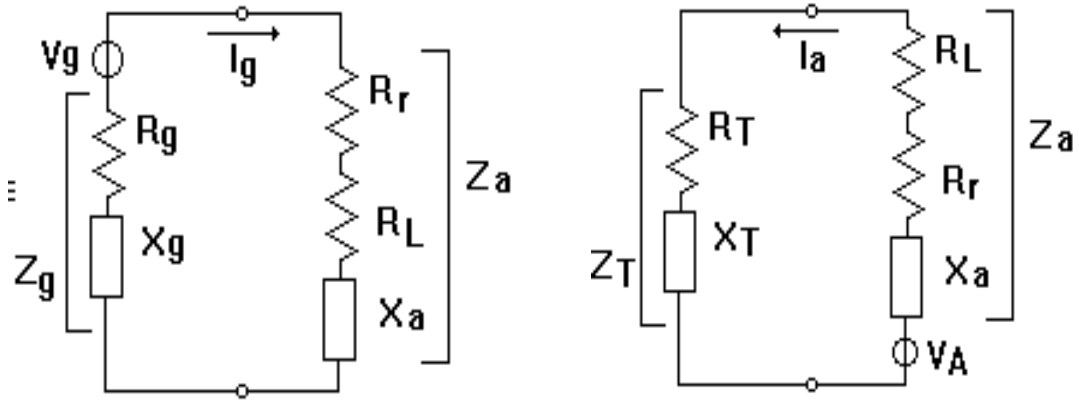
- La formula di Friis si può allora scrivere come:

  $W_r|_{dBW} = W_{Tx}|_{dBW} + G_t|_{dB} + G_r|_{dB} - 20\log_{10}(4\pi r/\lambda) = \mathrm{EIRP}|_{dBW} + G_r|_{dB} - L_{fs}|_{db}$

$dBW = 10\log_{10}(W/W_{ref})$	$W_{ref}=1W$
$dBm = 10\log_{10}(W/W'_{ref})$	$W'_{ref} = 1$ mW (1 dBW = 30 dBm)

Considerazione dei disadattamenti

Consideriamo i circuiti equivalenti di un'antenna in Tx (sinistra) ed in Rx (destra)



$V_A = \mathbf{h}_e \cdot \mathbf{E}_i$

$\mathbf{h}_e$: lunghezza equivalente,
$\mathbf{E}_i$:vettore campo incidente

R_r: resistenza di radiazione R_L: resistenza di perdita
$\eta_r = R_r/(R_r + R_L)$ (eff. di radiazione)

– Il coefficiente di riflessione tiene conto del disadattamento tra antenna e generatore in tx e tra antenna e carico in rx.

$$\Gamma_{tx} = (Z_a - Z_g)/(Z_a + Z_g) \qquad \Gamma_{rx} = (Z_T - Z_a)/(Z_T + Z_a)$$

La formula di Friis diviene allora, supponendo Z_g e Z_T reali :

$$W_r = (W_{Tx} G_t G_r \lambda^2)(1 - |\Gamma_{Tx}|^2)(1 - |\Gamma_{Rx}|^2)/(4\pi r)^2$$

– Se è presente un disadattamento di polarizzazione , ossia $\eta_p = |\mathbf{p}_0(\theta,\varphi) \cdot \mathbf{p}_{0i}|^2 < 1$, si ha:

$$W_r = (W_{Tx} G_t G_r \lambda^2)(1 - |\Gamma_{Tx}|^2)(1 - |\Gamma_{Rx}|^2)\, \eta_p/(4\pi r)^2$$

Attenuazione di percorso

- In aria, alle microonde e su distanze dell'ordine del centinaio di km (o superiori), non é lecito assumere assenza di dissipazione. Si deve allora includere l'attenuazione di percorso:

$$L_p = e^{2\alpha r} \rightarrow L_p|_{dB} = 8.68\alpha r$$

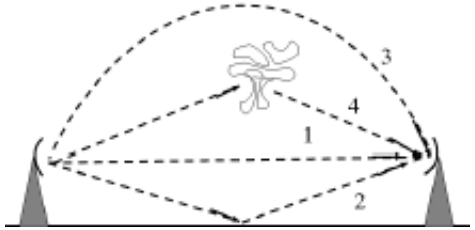
- L_p dipende dalla caratteristiche microfisiche, conduttive e dielettriche del mezzo e può essere descritto in termini macroscopici da modelli e.m. quali:
  - ***Modello di Lorenz*** per molecole non polari, ovvero che non presentano un momento di dipolo elettrico in assenza di campo e.m. incidente (e.g., gas atmosferici quali ossigeno).
  - ***Modello di Debye*** per molecole polari, ovvero che presentano un momento di dipolo elettrico anche in assenza di campo e.m. incidente (e.g., acqua e vapore acqueo).
- Per l'atmosfera terrestre nella regione delle radiofrequenze e microonde (f<300 GHz) gli effetti principali sono dovuti alle molecole di ***ossigeno e vapore acqueo***. In presenza di ***nubi***, gli effetti di attenuazione dovute alle particelle liquide e ghiacciate si sommano agli effetti gassosi e crescono all'aumentare della frequenza.

Attenuazione supplementare

- Nel caso in cui non possa assumersi propagazione in spazio libero, si deve considerare anche una attenuazione supplementare L_s. Per un collegamento in ponte radio (*VHF, UHF*), L_s è dovuta principalmente a:
  - Presenza di cammini multipli ($f < 10$ GHz).

    Si intende come *multipath* la presenza contemporanea di due o più percorsi attraverso cui la potenza viaggia tra l'antenna Tx e quella Rx. Tale effetto può p.es. essere prodotto dalla contemporanea presenza di: cammino diretto (1), riflessioni dal terreno (2), riflessioni dovute a forti gradienti dell'indice di rifrazione (3) Le fluttuazioni di n possono costituire un ulteriore contributo (4).

  - Presenza di precipitazioni ($f > 10$ GHz)



- Si ha quindi :

  Attenuazione totale: $L_{tot}|_{dB} = L_{fs}|_{dB} + L_p|_{dB} + L_s|_{dB}$

- L_p e L_s non sono in genere note nel dimensionamento del collegamento, ma <u>*possono essere descritte solo statisticamente*</u> tramite la probabilità che un certo valore di L_p o L_s sia superato per una certa percentuale di tempo
- La formula di Friis tenendo conto di tutte le possibili perdite ed attenuazioni è:

$$W_r = \frac{W_{Tx} G_t G_r}{L_{fs} L_p L_s}(1 \quad |\Gamma_{Tx}|^2)(1 \quad |\Gamma_{Rx}|^2)\eta_p = \frac{EIRP_t G_r}{L_{fs} L_p L_s}(1 \quad |\Gamma_{Tx}|^2)(1 \quad |\Gamma_{Rx}|^2)\eta_p$$