

I campi elettromagnetici

HANNO una natura analoga: sono caratterizzati da grandezze vettoriali come direzione e verso, nonché dalla velocità di espansione e dall'intensità. Si tratta quindi di *vettori fisici* che si denotano con E ed H.

Detti vettori non vanno confusi con i vettori rappresentativi dell'elettrotecnica con i quali si studiano le relazioni di fase - *ossia di tempo* - tra grandezze isofrequenziali che, essendo tensioni e correnti in un circuito, possono anche essere *grandezze scalari*.

Il campo elettrico

Dall'elettrostatica sappiamo che la forza esercitata dal campo prodotto da una carica unitaria su un'altra carica unitaria positiva posta alla distanza di "r" metri, si esprime in volt per metro (V/m).

Questa forza è direttamente proporzionale alla carica, ma inversamente proporzionale alla costante dielettrica ϵ .

Riguardo alla distanza che esprimiamo con "r" (perché si tratta di raggi di una sfera), tale forza è inversamente proporzionale al quadrato della distanza ($1:r^2$).

Infatti, definita "q" la carica, la forza espressa in volt per metro è data da:

$$\omega : (4 \pi \epsilon r^2) \quad V / m$$

La spiegazione fisica ci richiama alla sfera con carica elettrica superficiale: immaginando che la carica "q" sia costante, essa con la sua *pressione sul dielettrico*, determina uno spostamento di cariche al momento che si manifesta e dà quindi luogo ad una corrente di spostamento pressochè istantanea. Quando la carica "q" diminuisce, lo spostamento delle cariche nel dielettrico si inverte di segno e l'energia, prima immagazzinata dal dielettrico, viene restituita alla sorgente.

Se le cariche sono variabili, perché ad esempio prodotte da un generatore di corrente alternata, le correnti di spostamento nei due sensi sono soggette in continuità a variazione secondo la stessa legge che determina la forma della corrente periodica.

Un caso particolare è quello della corrente alternata con forma sinusoidale.

Ora nel campo abbiamo due componenti ed il vettore del campo E è soggetto ad un coefficiente "m" costituito di due termini:

- uno che coincide con il campo elettrico, dove "q" era costante, produce il *campo elettrico di induzione*;

- l'altro proporzionale a $\omega : 2 \pi$ è dipendente dalla frequenza; questa è la componente elettrostatica del *campo di radiazione* e la sua intensità è inversamente proporzionale alla distanza.

La prima componente - quella di induzione - seppure governata da ω , ossia dalla frequenza (in quanto la pulsazione $\omega = 2 \pi f$), risulta inversamente proporzionale al quadrato della distanza.

Volendo spiegare il fenomeno da cui traggono origine i campi elettrici d'induzione e di radiazione, possiamo dire:

- Nella sfera contenente la carica superficiale si ha una variazione ritmica della pressione sul dielettrico e, quando la carica diminuisce fino ad annullarsi, l'energia viene restituita alla sorgente.

- Se il dielettrico è perfetto, il bilancio pareggia e non vi è energia dissipata: questo è il caso del campo d'induzione.

- Se ω è sufficientemente elevata, anche i punti più vicini alla sfera (di raggio r) hanno bisogno di un certo tempo r / c per restituire tutta la propria energia nella fase decrescente.

- Sebbene "c" sia la velocità della luce, quando il periodo d'inversione è molto breve, manca il tempo per completare tale restituzione, perché nel frattempo subentra un altro incremento della carica.

In definitiva, nel periodo di una variazione completa l'energia ceduta al dielettrico è maggiore di quella restituita.

La differenza costituisce *energia irradiata* che non torna alla sorgente, ma si allontana continuamente ad essa.

Il campo magnetico

Il campo magnetico H ed il campo d'induzione magnetica $\mu H = B$ potrebbero definirsi, come quelli elettrici, secondo la Legge di Coulomb; ma le cariche magnetiche sono ipotetiche, quindi non saremmo nel razionale.

Il campo magnetico si estrinseca, alla nostra osservazione, nelle azioni di forza meccanica dovute a "correnti" e "controcorrenti".

Il campo magnetico $H = B / \mu$ si misura in amper per metro (A/m); le linee di forza magnetica e quelle di induzione magnetica sono linee chiuse perché non esistono cariche magnetiche.

Il flusso d'induzione magnetica è definibile (come quello d'induzione elettrica) in volt per secondo.

Da questa analogia, sapendo che nel caso in esame si tratta di correnti variabili nel tempo, si arriva alla definizione del campo magnetico irradiato facendo considerazioni analoghe a quelle inerenti il campo elettrico di radiazione.

Diciamo allora che, quando la pulsazione ω è elevata, una parte dell'energia contenuta nello spazio circostante (che qui vale $0,5 \mu H^2$ joule per metro cubo) non ha la possibilità di tornare al conduttore.

Quindi ad ogni periodo si ha una dissipazione media della potenza del generatore.

La teoria generale ci dice che il campo magnetico è prodotto da cariche in movimento, quindi da correnti elettriche e ciò riallaccia il ragionamento alle cariche elettriche in movimento da cui dipende il campo elettrico d'irradiazione.

L'onda piana nello spazio

Da una E che varia nel tempo con legge sinusoidale, è conseguenza che abbiasi una i che segue la stessa legge, quindi il campo elettrico e magnetico da essi dipendenti, coesistono.

Secondo Maxwell:

$$\begin{aligned} H &= E : c \mu \\ E &= H : \sqrt{\epsilon} \end{aligned}$$

In cui μ = permeabilità magnetica

ϵ = costante dielettrica

$\mu / \sqrt{\epsilon}$ prende il nome di *impedenza iterativa dello spazio libero* e vale 120π , ossia 377 ohm.

L'onda piana di E e H è caratterizzata dai due vettori che sono perpendicolari fra loro ed entrambi perpendicolari alla direzione di propagazione.

I loro versi sono tali che il prodotto vettoriale tra E ed H risulta nel senso della propagazione.

Siamo arrivati a questa conclusione prematuramente, saltando numerosi passaggi ed interpretando il pensiero di Maxwell più con le parole, che con la matematica; continuiamo così, ma prima di concludere vogliamo riassumere tre concetti.

1) Dalla prima equazione di Maxwell, enunciamo in forma pratica: la forza elettromotrice (f.e.m.) lungo un certo percorso è data dalle linee di forza dell'induzione magnetica tagliate da quel cammino nell'unità di tempo.

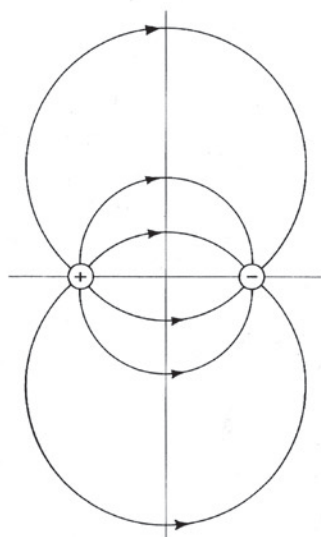


Fig. 1 - Due cariche vicine, di polarità opposta, finché separate, costituiscono un "dipolo".

Allora:

$$E = B \cdot V$$

f.e.m. volt/metro	=	induzione weber/m ²	·	velocità m/s
----------------------	---	-----------------------------------	---	-----------------

Quindi E è dato in modulo, direzione e verso dal prodotto vettoriale B per velocità della perturbazione.

2) Dalla seconda equazione di Maxwell appare la necessità di dare alla "i" un significato più ampio.

Essa è la somma della corrente di spostamento nel dielettrico e della corrente di conduzione che si ha tanto in un cattivo dielettrico quanto in un conduttore: parlando di antenne vedremo che tale importante componente scorre, stavolta, in un conduttore metallico.

Ciò premesso, e dato a D il significato di vettore d'induzione elettrica, enunciamo la similitudine:

- la forza magnetomotrice lungo un certo percorso è data dalle linee di induzione elettrica tagliate da quel cammino nell'unità di tempo. Analogamente:

$$H = D \cdot V$$

H A/m	=	D coulomb/m ²	·	V m/s
----------	---	-----------------------------	---	----------

Se supponiamo che la perturbazione abbia luogo nel vuoto od in gas rarefatti non ionizzati:

$$V = c (1 : \sqrt{\epsilon} / m)$$

Quindi E ed H si propagano con velocità che in particolari condizioni possono eguagliare la velocità della luce $c = 300 \cdot 10^8$ m/s

Si arriva così ad una prima importante conclusione:

Un campo elettromagnetico dà origine ad un'onda elettromagnetica quando E ed H sono coesistenti e si sostengono a vicenda.

In altre parole, se si considera E, il campo H' che in essa crea deve essere tale da ricreare un'altra E' eguale alla origine E.

Le relazioni di dianzi ci suggeriscono anche un'altra considerazione: il rapporto ϵ/H è una costante che vale

$$\sqrt{\epsilon} : \mu$$

Quindi per conoscere l'intensità dei campi E ed H è sufficiente conoscerne uno solo, infatti:

$$H = E : (\sqrt{\epsilon} : \mu)$$

In genere però si fa riferimento al campo elettrico, in funzione della corrente che percorre un'antenna.

Propagazione dell'energia

E' noto che in qualsiasi regione ove esiste un campo elettrico, l'energia contenuta è

$$0,5 \epsilon E^2 \text{ (joule per metro cubo)}$$

corrispondente peraltro al valore

$$0,5 C \cdot V^2$$

che è l'energia immagazzinata nel dielettrico di una capacità C.

Similmente l'energia contenuta nell'unità di volume spettante ad un campo magnetico è

$$0,5 \mu H^2 \text{ (joule per metro cubo)}$$

corrispondente al valore $0,5 \cdot L \cdot I^2$ di un induttore (in cui L è espresso in henry).

Quindi l'energia nell'unità di volume prodotta dall'onda elettromagnetica è

$$0,5 \epsilon E^2 + 0,5 \mu H^2 \text{ (joule)}$$

L'incremento, o il decremento, di energia in questa unità di volume nell'unità di tempo deve quindi eguagliare la potenza entrante con

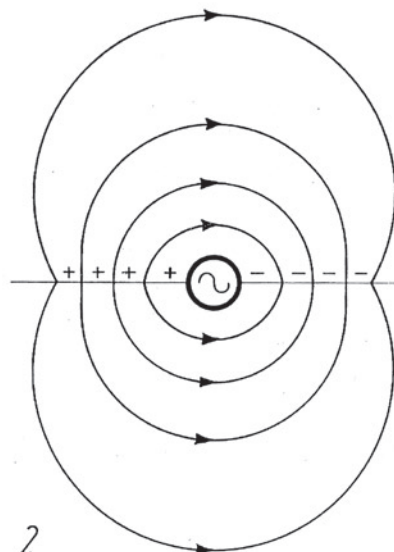


Fig. 2 - Un generatore di corrente alternata, posto al centro di un conduttore isolato alle estremità, è in effetti collegato ad un dipolo dove le cariche opposte si invertono continuamente di segno. Intorno si produce un campo che varia periodicamente secondo la legge: $\cos \omega t$ in cui ω è la pulsazione $2 \pi f$

la potenza uscente. Ne deriva un vettore "p" avente la direzione del flusso ed eguale in ampiezza all'energia che attraversa l'unità di area, disposta normalmente al flusso.

Tornando alle due equazioni di Maxwell si giunge a definire p, ossia la potenza che attraversa l'unità di area:

$$p = E \cdot H \quad (W/m^2)$$

p (espresso in watt per metro quadrato), definisce il flusso ed è chiamato *vettore di Poynting*. Il vettore p è sempre positivo e ciò indica che l'energia irradiata fluisce sempre in direzione tale da allontanarsi dalla sorgente.

Nel periodo, il valore medio del vettore di Poynting è dato da:

$$i \cdot E_{\text{eff}} \cdot H_{\text{eff}}$$

Esso, come modulo, vale quindi il prodotto del valore efficace del campo elettrico per il valore efficace del campo magnetico.

Alle basse frequenze l'energia immagazzinata nel campo elettrico (associata alla capacità) e quella del campo magnetico (associata all'induttanza), si allontana durante una parte del periodo e torna alla sorgente nell'altra parte del periodo.

Il vettore p è quindi alternativamente positivo e negativo: prevale il campo d'induzione, mentre quello irradiato è bassissimo.

Ciò non toglie che se la irradiazione emessa da un grande elettrodotto alla frequenza di 50 Hz può essere trascurabile, al contrario, la radiazione da parte di grandi antenne eccitate con qualche chilohertz è invece prevalente ed è quindi praticamente tutta utilizzata.

Considerazioni

Non l'abbiamo detto finora, ma "un dipolo" definisce lo spazio fra due cariche puntiformi, ovviamente di opposte polarità, che al centro del campo sono unite da una linea di forza elettrica retta, come in **figura 1**.

Se si pone un generatore al centro di due conduttori, come in **figura 2**, il campo elettrico istantaneo è assai simile.

Un'antenna è quindi un trasduttore e non una sorgente di energia irradiata. Non ha quindi grande importanza la forma fisica dell'antenna, ma la sua capacità di creare un efficiente campo d'irradiazione nello spazio circostante.

Poiché il campo elettromagnetico irradiato è funzione della corrente "i" che scorre nel conduttore alimentato dal generatore, ogni accorgimento che consenta di ottenere una corrente maggiore porterà ad una intensità di campo elettromagnetico maggiore.

Dalla corrente al campo elettromagnetico

Il meccanismo della separazione di un'onda dal radiatore eccitato da una corrente ad alta frequenza è piuttosto complesso.

Le varie azioni successive sono visualizzate in **fig. 3** dove in:

- a) siamo all'inizio del periodo T; in questo momento la carica è piccola;
- b) presenta la situazione un quarto di periodo (cioè $t = T/4$) dopo l'inizio; questo è il momento in cui si ha la massima carica.

In questo disegno va osservata la curva in tratteggio che separa nettamente le situazioni 1 e 2: la curva in tratteggio rappresenta un vero e proprio confine.

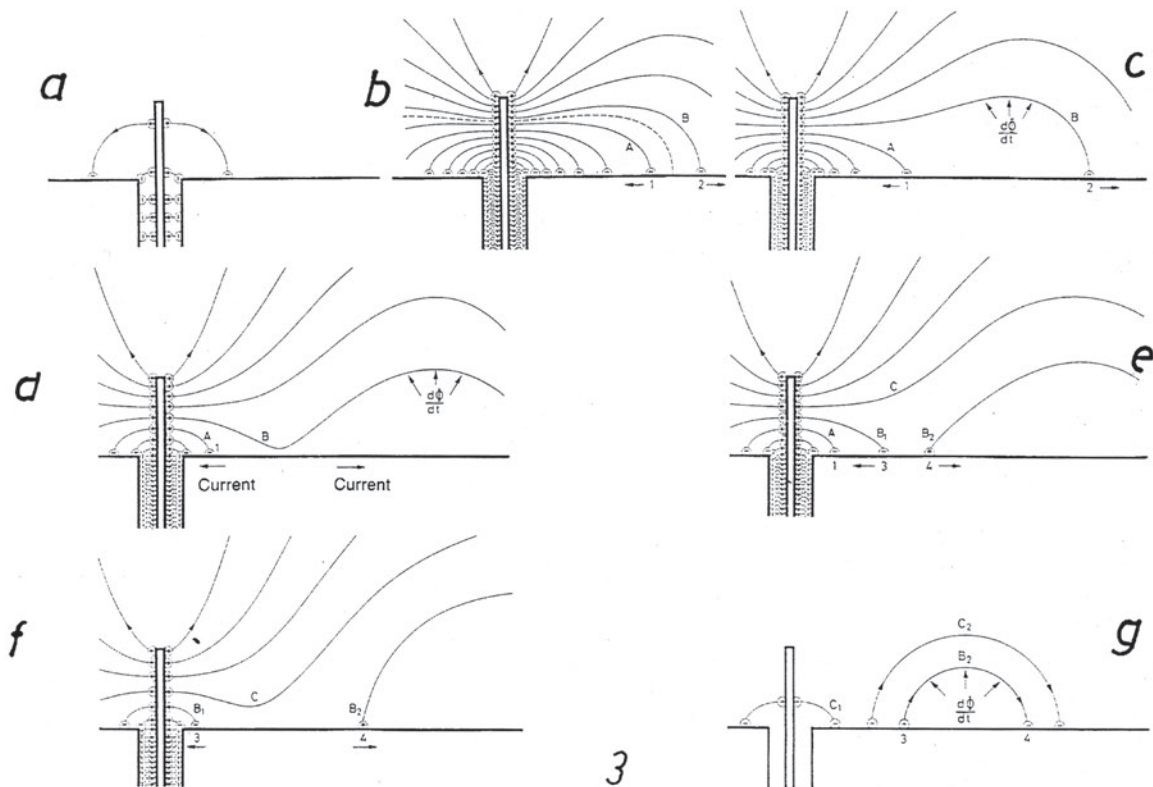


Fig. 3 - La corrente in antenna genera onde che si separano dalle vicinanze del conduttore. Nuovi "pacchetti" si formano in $t = T/4$, $t' = 3T/4$, ecc. Essi spingono nello spazio lontano i "pacchetti" distaccatisi nei periodi precedenti

I Libri dell'ARI

Le linee di forza (1) si rinchiudono sulla sorgente, mentre le cariche (2) si espandono al di sopra della **terra conduttrice**, allontanandosi.

c) il fenomeno è ancor più evidenziato: le linee di flusso da A (a sinistra) tornano alla sorgente, e così la carica 1. Però in questo secondo quarto di periodo (mezz'onda) le cariche (2), da B verso destra, *se ne allontanano per sempre*.

d) in questa figura, come del resto anche in (c), compare, associata alla linea di forza B, la notazione $d\phi/dt$ che è la ben nota Legge di Lenz e viene a ricordarci come, a causa dell'induzione magnetica, la curva B assume un andamento del tutto diverso rispetto alla A.

Difatti ovunque vi sia una carica in movimento (corrente che scorre) appare una componente magnetica, quindi un flusso magnetico.

La legge di variazione di questo campo magnetico è identica a quella della corrente che l'induce, salvo le relazioni di fase.

La variazione del flusso nel tempuscolo dt è massima quando costringe la linea B a formare un *ventre verso l'alto*.

La componente magnetica determina quindi i due diversi comportamenti delle linee associate alle cariche 1 rispetto alle cariche 2.

E' facile intuire che la linea di separazione tratteggiata (vedasi la figura) corrisponde a quel luogo dei punti in cui la carica e corrente sono zero.

In questa regione, flusso magnetico e sua componente variabile ($d\phi/dt$) sono trascurabili, perciò manca la *spinta* che, costringendo l'energia ad allontanarsi dall'antenna, è causa della *formazione del ventre*: allora la linea di forza B "cade" sulla terra conduttrice.

e) nel tempo in cui la linea di flusso B si annichilisce sulla terra si ha la formazione di cariche separate (3) e (4).

La carica (3) torna al radiatore; la linea di flusso B2 *separata dall'antenna* si allontana nello spazio: carica (4).

f) Mentre in un secondo "quarto di periodo" la carica (4) con la linea di flusso B2 si allontanano, la linea successiva C discende verso il campo ideale (la terra) nello spazio fra B1 e B2.

g) C1 è ormai tornato in prossimità del radiatore, mentre B2 e C2 si allontanano verso lo spazio libero ad una velocità prossima a quella della luce.

Abbiamo descritto il meccanismo della separazione durante un semiperiodo: ora l'antenna si ricarica per sviluppare la seconda metà del periodo: ma la corrente scorre in senso opposto e la tensione ha polarità opposta. A parte ciò, tutto procede come nel primo semiperiodo ed un nuovo "pacchetto" svincolato dal legame con il radiatore *spinge quello formatosi prima*, verso lo spazio libero.

Riassumendo

La sorgente eroga energia al sistema *nel primo e nel terzo* "quarto periodo", si tocca quindi il valore massimo nei tempuscoli $t = T/4$

$= 3T/4$ quando la carica del radiatore è massima.

Una parte dell'energia *torna al radiatore* in un tempuscolo $t = 2T : 4$ e $t = 4T : 4$.

La restante parte di energia viene irradiata, formando il "campo elettromagnetico"; quella che "torna indietro" ha invece costituito il *campo d'induzione*.

Il rapporto fra energia effettivamente irradiata ed energia che si palleggia attorno all'antenna dipende grandemente dalle dimensioni dell'antenna, espresse in lunghezze d'onda, dall'essere risonante o meno, nonché dal modo di essere alimentata.

Questo particolare lo esamineremo parlando a proposito *dell'impedenza d'ingresso*; dobbiamo però sottolineare fin d'ora che il processo della separazione del campo irradiato dal campo d'induzione è strettamente connesso anche dall'ambiente che circonda l'antenna.

Nel dipolo hertziano, anche se il rendimento è altissimo, vi è pur sempre il problema delle strutture che circondano il radiatore: alberi, palazzi, ecc.

Funzione dell'antenna

Nella trasmissione, l'antenna agisce come un dispositivo di accoppiamento fra il generatore della corrente alternata (c.a.) ad alta frequenza (a.f.) e lo spazio in cui viene irradiato il campo elettromagnetico (e.m.).

Perciò la forma dell'antenna non ha importanza alcuna: ciò che è veramente importante è l'efficienza che essa ha come trasduttore, nel perturbare lo spazio che la circonda, questo è più chiaro quando si considera la ricezione.

E' noto infatti che l'antenna gode della "reciprocità", per cui una eccellente antenna trasmittente è anche ottima come ricevente.

Vediamo i fatti sotto il secondo punto di vista e definiamo una prima qualità dell'antenna, quella che viene definita la *area di cattura*.

Area di cattura

Più grande l'area di cattura di una antenna, maggiore la potenza che essa è in grado di sottrarre dall'onda incidente.

E' il caso di un recipiente esposto alla pioggia: più grande la superficie della sua imboccatura, maggiore la quantità di pioggia che viene raccolta.

L'area di cattura è una superficie normale al fronte dell'onda incidente e la potenza massima che un'antenna è in grado di consegnare al "carico" dipende esclusivamente da tale area e dalla potenza che passa attraverso l'unità di superficie del fronte dell'onda.

Se E è la tensione in microvolt/metro e 120 è, come già detto, l'impedenza iterativa dello spazio libero, la potenza dell'onda (nell'unità

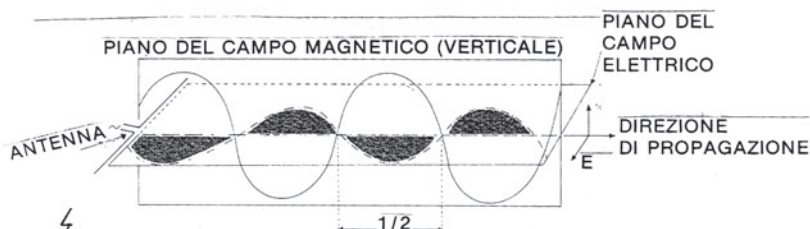


Fig. 4 - Da un'antenna si irradia energia elettromagnetica in ogni direzione. La figura considera uno degli infiniti raggi che vengono emessi. Ortogonalmente alla direzione di propagazione del raggio si hanno i due campi: elettrico e magnetico, sfasati di 90° e quindi ad angolo retto fra loro. Il campo elettrico è parallelo al conduttore dell'antenna, quindi se questa è orizzontata si dice che "l'onda è polarizzata orizzontalmente". Nel vuoto, la propagazione è 300 milioni di metri al secondo e cioè 300 metri ogni microsecondo. Quindi se la frequenza della corrente alternata che alimenta l'antenna è di 3 MHz, si produce un'onda intera ogni 100 metri. Il vettore di Poynting giace sull'asse X: direzione di propagazione. E' sempre positivo, quindi l'onda elettromagnetica (assi Z e Y) si allontana dall'antenna.

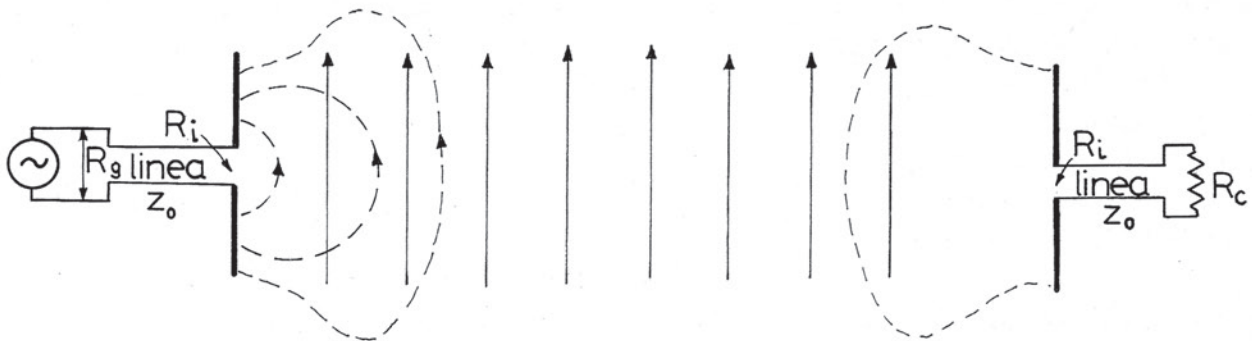


Fig. 5 - Un sistema di comunicazione tipico è costituito da un complesso trasmettente e da uno ricevente. A sinistra: il lato trasmettente formato dal generatore con la sua resistenza di carico R_g , una linea caratteristica dalla impedenza Z_0 e l'antenna con la sua resistenza di irradiazione R_i . A destra: il lato ricevente costituito dall'antenna con la sua R_i , la linea caratterizzata da Z_0 e la resistenza di carico (R_c = resistenza di ingresso del ricevitore). Le due antenne sono in realtà due trasduttori accoppiati attraverso il campo elettromagnetico. Per il massimo trasferimento dell'energia al campo elettromagnetico è necessario che R_g , Z_0 ed R_i siano coniugati. Per poter estrarre la massima quantità di energia dal campo e.m. è necessario che R_i , Z_0 , R_c siano coniugati. Inoltre, più grande l'area di cattura dell'antenna, maggiore sarà l'energia prelevata.

di superficie) risulta $E^2 : 120$ mentre l'area di cattura per un'antenna con guadagno unitario è:

$$\lambda^2 / 4 \quad (\text{metri quadrati})$$

Si arriva a questa espressione dell'area di cattura, dividendo la potenza consegnata al carico P_r per la potenza nell'unità di superfici. Essendo:

$$P_r = I^2 \cdot R = (E^2 \cdot I^2) : (480 \cdot \lambda^2)$$

Il risultato della divisione è appunto $\lambda^2 : 4$ ossia l'area di cattura. Tale area di cattura è funzionale del quadrato della lunghezza d'onda.

Ciò significa che al crescere della lunghezza d'onda (λ) una antenna estrae maggiore energia dall'onda incidente; in particolare, su 30 MHz la potenza consegnata al carico è di un nono di quella ricavabile da un medesimo campo E (in microvolt per metro, $\mu V/m$) in gamma 10 MHz.

L'antenna deve però avere il medesimo guadagno unitario nelle due gamme ed il buon senso dice che un'antenna efficiente in gamma 28 MHz, (perché giustamente dimensionata per la medesima) non lo è altrettanto in gamma 3,5 MHz perché sarebbe troppo corta. E' invece valido l'inverso, anzi essendo l'antenna dei 3,5 MHz molto lunga per i 28 MHz, la sua efficienza sarà maggiore: avremo, in questo caso, un guadagno maggiore dell'unità.

Tale guadagno G , moltiplica, ingrandendola, l'area di cattura, che nella sua definizione esatta è:

$$G \cdot \lambda^2 : 4$$

Queste semplici considerazioni hanno poi altre conseguenze facilmente intuibili.

Affinché la potenza ricevuta sia consegnata al carico come una P_r di identica grandezza, è necessario che la linea di connessione fra antenna e "carico" non abbia perdite. Se c'è dissipazione di energia nella linea, la P_r sarà minore.

Affinché P_r sia la massima possibile, è anche necessario che resistenza dell'antenna nel punto in cui si collega la linea, impedenza caratteristica della linea e resistenza del carico siano *coniugate*.

Ciò significa che non vi sono perdite di energia causate da *disadattamenti*: se l'antenna presenta nel punto di connessione una certa impedenza (supponiamo di 70Ω), la Z_0 della linea sia di 70Ω e la impedenza di ingresso del ricevitore (che costituisce in questo caso il carico) sia pure di 70Ω .

Nella pratica si ricorre a molti compromessi, però partendo dal concetto dell'area di cattura di un trasduttore che sottrae energia ad un campo elettromagnetico, abbiamo enunciato in breve le caratteristiche principali del sistema: guadagno, coniugazione delle impedenze, attenuazioni causate dalla linea che collega l'antenna al ricevitore.

Avvalendoci della reciprocità, diciamo allora che tutta la potenza generata da un trasmettitore sarà utilizzata dall'antenna per produrre un campo e.m. quando le impedenze fra amplificatore, linea e punto di connessione della linea all'antenna sono ben coniugate e se la linea è priva di perdite.

La potenza **effettivamente** irradiata dall'antenna potrà essere maggiore della potenza fornita dall'amplificatore, se l'antenna ha un guadagno superiore all'unità.

Il dipolo come trasduttore

Ricordiamo: due cariche elettriche di opposta polarità, poste a breve distanza fra loro (**fig. 1**).

Operiamo con corrente alternata e quindi la variazione delle cariche estreme dà, di conseguenza, una corrente che fluisce nel conduttore (che possiamo immaginare filiforme) che congiunge le due cariche (**fig. 2**). Le due cariche danno origine a due campi: quello elettrodinamico e quello elettrostatico; la corrente dà origine ad un campo magnetico.

Le due cariche elettriche sono in fase tra loro, ma entrambe sono in quadratura nel tempo (sfasate di 90°) rispetto alla corrente.

Abbiamo precisato dianzi che le proprietà radiative di una antenna possono venire espresse portando in conto il valore di un solo campo ed in generale di quello elettrico orientato parallelamente al conduttore: a conduttore orizzontale corrisponde una polarizzazione orizzontale del campo.

L'intensità del campo, quindi anche di quello elettrico, è funzione della corrente che scorre nel conduttore dell'antenna.

Il flusso delle linee elettriche del campo d'induzione è proporzionale istante per istante alla carica, mentre il flusso delle linee magnetiche d'induzione è proporzionale al valore istantaneo della corrente.

Questi due flussi, ricordiamo, sono in quadratura:

- perciò quando la corrente è zero, il flusso magnetico e la relativa energia sono zero;
- nello stesso istante però, il flusso elettrico e l'energia ad esso associata sono al massimo.

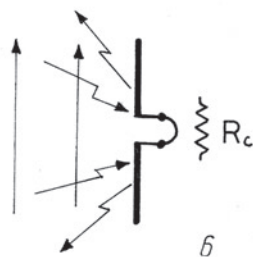


Fig. 6 - Un'antenna, per quanto grande sia la sua area di cattura, non preleva energia dal campo elettromagnetico incidente, se non è collegata ad una resistenza di carico R_c . Altrimenti, ammesso che il conduttore dell'antenna non produca assorbimento alcuno, (non dissipativo), tutta l'energia incidente sarà reirradiata. Dunque, se un'antenna - sia pur caratterizzata da grande area di cattura - è collegata imperfettamente alla R_c , solo una frazione più o meno grande dell'energia captata sarà utilizzata per la ricezione; l'altra sarà reirradiata.

Al contrario, negli istanti intermedi e quando la carica elettrica è zero, ad un minore numero di filetti elettrici corrisponde un maggior numero di linee magnetiche e viceversa, sicchè l'energia associata ai due campi resta, nel complesso, costante.

Tale è il comportamento preminente delle linee di flusso elettriche e magnetiche nello spazio immediato circostante il dipolo.

Sono questi i campi dell'induzione:

- la linea d'induzione elettrica che parte da una carica negativa e termina in una positiva, collassando quando le due cariche si riuniscono
- la linea d'induzione magnetica che collassa quando la corrente si annulla.

Nei punti lontano dal dipolo la configurazione dei campi è diversa ed il flusso elettrico, al pari di quello magnetico, è formato da linee chiuse.

In particolare:

- campo elettrico e campo magnetico sono normali fra loro;
- si ha la contemporanea inversione del campo elettrico e di quello magnetico: il che ci dice che essi sono in fase opportuna ed il vettore di Poynting è diretto nel verso che permette all'energia di abbandonare per sempre l'antenna;
- i campi sono proporzionali al coseno dell'angolo che la direzione di massima propagazione (normale all'asse del dipolo) forma una direzione diversa: queste direzioni sono disegnate in **figura 7** con segmenti di retta e sinusoidi;
- il flusso che si allontana, prodotto dai campi d'irradiazione, che si espande alla velocità della luce, viene rimpiazzato continuamente da altre linee di flusso;
- le linee di flusso che si espandono radialmente si distaccano permanentemente dal dipolo, a differenza di quelle del campo d'induzione;

Si può immaginare che tale distacco avvenga per sopraggiunta pressione da parte di nuove linee emesse dal dipolo, prima che le precedenti abbiano avuto il tempo di rientrare nel conduttore per svanire unitamente alla coppia di cariche ed alla corrente. Lungo il conduttore, la corrente ritarda, mentre si allontana verso le estremità del conduttore stesso.

Per questo motivo l'intensità dei campi è massima al centro in direzione ortogonale all'asse del conduttore, mentre per angoli diversi minori di 90° la intensità decresce secondo il coseno di ϕ .

Ciò produce il tipico diagramma con due grandi lobi il cui asse è normale al conduttore, mentre vi è una simmetria cilindrica rispetto al conduttore stesso.

Il diagramma solido, raramente usato se non per scopi didattici, è dato dalla rivoluzione del diagramma polare intorno all'asse del conduttore: **figura 8**.

Guadagno delle antenne

L'antenna non è un amplificatore: pertanto il "guadagno", per cui la potenza effettivamente irradiata (e.r.p.) è maggiore della potenza immessa, *devesi intendere verso certe direzioni privilegiate a scapito di altre*.

Naturalmente, il termine "guadagno" deve essere inteso rispetto ad un'altra sorgente e si riferisce ad un radiatore che distribuisce uniformemente l'energia in tutte le direzioni dello spazio.

Questo radiatore immaginario, con coefficiente di direttività unitario, non esiste nella realtà e, fra l'altro, non soddisferebbe neppure le equazioni di Maxwell.

Tale radiatore è detto *isotropo* e lo si può assimilare ad una sorgente puntiforme che, posta al centro d'una sfera trasparente, ne illumina uniformemente tutta la superficie: **figura 9**.

La quantità d'energia su ogni metro quadrato della superficie di questa sfera, con raggio "r" molto grande determina la densità media del flusso per m^3 di volume, moltiplicata per la velocità di propagazione, che sappiamo essere molto vicina a quella della luce (c).

Ne consegue che la potenza in watt per metro quadrato della superficie sferica è data dalla ben nota relazione

$$E^2 : 120 \pi$$

In cui, ripetiamo:

E = campo efficace in microvolt per metro;
 $120 \pi = 377$ ohm *impedenza iterativa* dello spazio libero.

Nella pratica, una antenna di riferimento molto efficiente è il dipolo $\lambda/2$ (detto anche "a mezza onda").

Il rendimento di un tale dipolo può essere del 99,9%, perchè essendo il parametro più importante dell'antenna la corrente "i", esso, dotato di una "naturale risonanza" presenta la massima corrente nel centro.

Allora quando una c.a. immessa produce la massima "i", anche la potenza genericamente irradiata sarà massima.

La radiazione del dipolo non è però uniforme, la potenza effettivamente irradiata è massima al centro, in direzione ortogonale al conduttore, ma decresce verso le estremità.

Per effetto di questa direttività, il dipolo $\lambda/2$ concentra l'energia su due calotte sferiche (**figura 10**) la cui area vale 0,609 l'intera superficie sferica che l'isotropo illuminerebbe uniformemente.

Naturalmente, su queste calotte la concentrazione di potenza è maggiore e se il raggio della sfera è invariato, si ottiene lo stesso campo E, con minore potenza applicata al radiatore.

Ovviamente, la potenza, sfuma ai bordi dei due grandi lobi prodotti dal dipolo ed allora, per convenzione, si dice che l'area delle due calotte illuminate dal dipolo è quella compresa entro angoli in cui la potenza è metà (attenuazione 3 dB) di quella riscontrabile al centro.

Il guadagno del dipolo sull'isotropo è quindi definito dal rapporto fra la superficie della sfera e quella delle due aree illuminate da due grandi lobi del dipolo.

Sappiamo che la somma di queste due superfici è 0,609 quella dell'intera sfera, abbiamo perciò un guadagno di potenza del dipolo sull'isotropo pari a:

I Libri dell'ARI

$$1:0,609 = 1,64 = 2,15 \text{ dB}$$

La potenza e.r.p. è dunque la potenza applicata al dipolo moltiplicata per il suo guadagno nelle direzioni privilegiate ed il concetto è chiaro: la potenza, che dianzi si diffondeva uniformemente su tutta la superficie della sfera, è ora concentrata su due aree abbastanza definite.

Da questi rapporti di potenza, poiché ogni antenna è dotata di una direttività più o meno grande, si arriva a definire il valore del campo in presenza del fattore $G =$ guadagno:

$$E = \sqrt{30 \cdot P \cdot G} : r$$

in cui:

$E =$ intensità del campo (volt per m^2)

$P =$ potenza immessa nell'antenna (watt)

$r =$ raggio della sfera, ossia distanza tra l'antenna e la superficie che intercetta il flusso di energia, normalmente alla sua direzione di propagazione.

Noto, quindi, il guadagno di potenza di una antenna qualsiasi e la potenza, si ricava il campo prodotto nella direzione privilegiata.

Nelle direzioni diverse da quella privilegiata, il campo ottenuto risulta minore e dipende proporzionalmente dal coseno di Φ , se si definisce con Φ l'angolo che un qualsiasi raggio irradiato a forma con la direzione della massima radiazione: quella ortogonale al centro del conduttore del dipolo.

La irradiazione (teorica) del dipolo è zero lungo l'asse del conduttore, infatti il coseno di 90° è zero. In realtà si arresta l'apprezzamento della intensità di campo quando essa vale la metà, quindi sotto gli angoli (a destra e sinistra) rispetto alla direzione di massima radiazione, in cui la potenza vale metà (-3 dB).

Questo Φ , la trigonometria insegna essere 60° : quindi i due grandi lobi del dipolo $\lambda/2$ sono ampi (misurati ove si ha una attenuazione pari a -3 dB) 120 gradi per parte.

Si arriva così, tanto per il dipolo, quanto per qualsiasi antenna più direttiva di esso, al *diagramma di radiazione* rappresentato in coordinate polari sferiche, con i raggi polari di lunghezza proporzionale alla intensità di campo.

Solitamente i diagrammi sono due: quello nel piano orizzontale e quello nel verticale.

Diagramma di radiazione del dipolo

La teoria ed i relativi calcoli complessi portano ai seguenti ragionamenti:

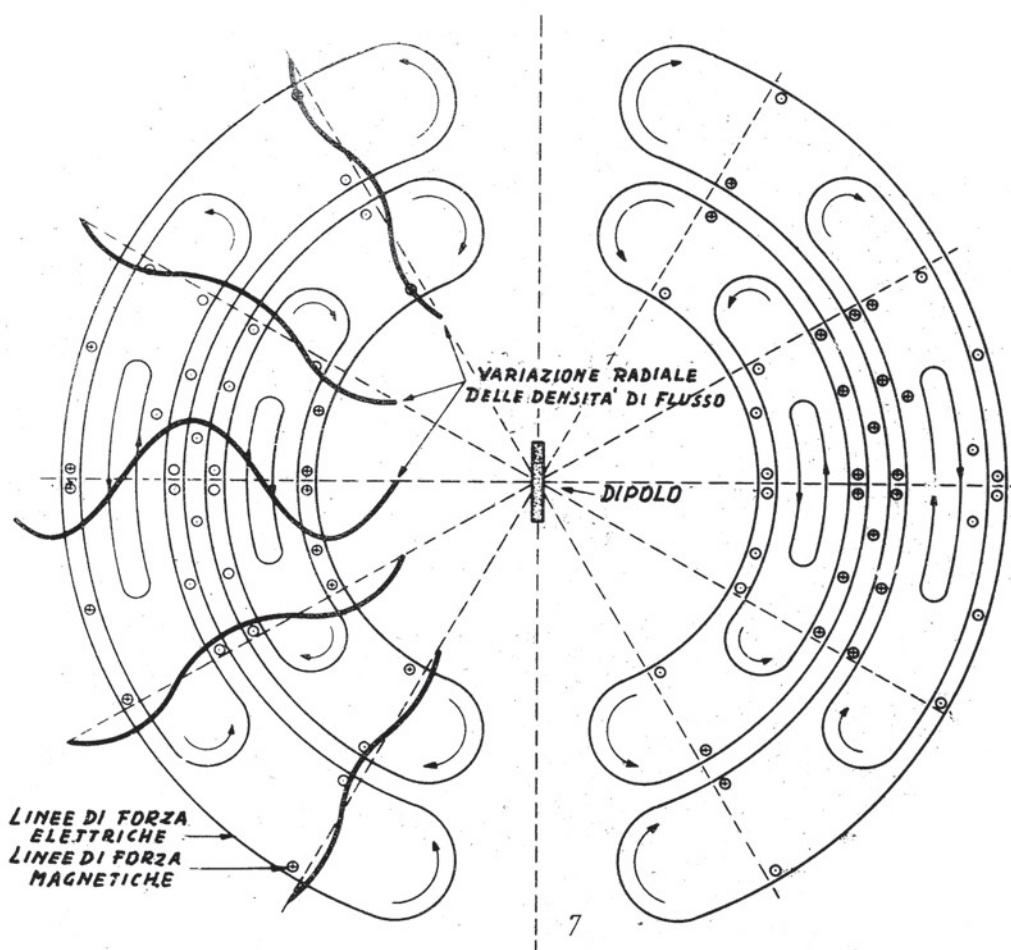


Fig. 7 - I campi elettrico e magnetico intorno al dipolo.

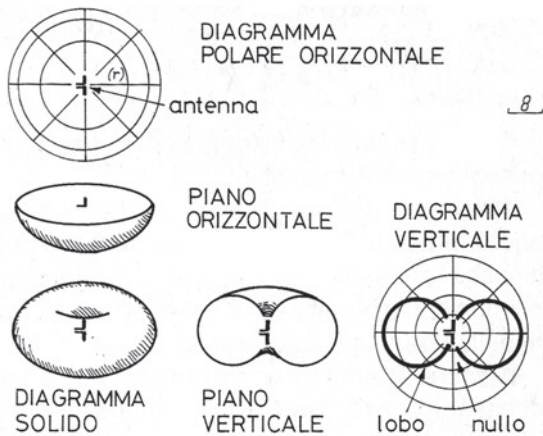


Fig. 8 - Diagramma polare di un polo verticale. Nel piano equatoriale il diagramma è un cerchio il cui raggio (r) ha il valore massimo riferito all'intensità di campo considerata. Il diagramma verticale (di questo dipolo verticale) forma la figura ad otto determinata dall'andamento cosinusoidale della corrente che percorre i due semidipoli uniti al centro, per formare l'antenna a $\lambda/2$. L'antenna si suppone molto, molto lontana dalla terra: allora il diagramma solido ottenuto dalla rivoluzione attorno all'asse del conduttore assume questa forma "a ciambella". Difatti in queste condizioni, il diagramma del campo ha simmetria cilindrica rispetto all'asse del conduttore.

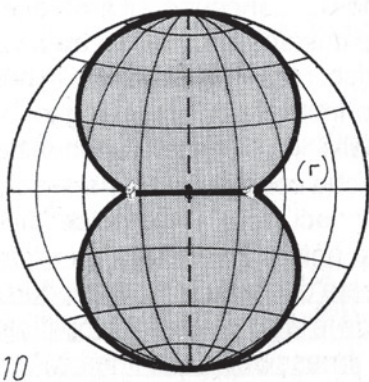


Fig. 10 - Un dipolo (in questo caso orizzontale) ha il diagramma solido di fig. 8, ma ruotando di 90° , in modo che il "piano verticale" di quella figura è ora "piano orizzontale". E' evidente che, data la caratteristica "a ciambella" del dipolo a mezz'onda, ora sulla superficie della sfera di eguale raggio (r) la densità di potenza non è più uniforme. Vi sono aree in cui la densità è maggiore ed altre pressoché non illuminate. Il guadagno, rispetto al radiatore isotropo è dato dal rapporto fra la superficie dell'intera sfera e la somma delle aree in cui il dipolo addensa il flusso di potenza. Tale rapporto è 0,609. Naturalmente, nella direzione di massima radiazione, ossia ortogonalmente all'asse del conduttore del dipolo, la densità di potenza sarà maggiore. Il guadagno di potenza, ricavabile come rapporto fra le superfici illuminate di due sfere aventi eguale raggio (r) risulta essere per il dipolo a mezz'onda - molto, molto lontano da terra - 1,64 (cioè 2,15 dB) rispetto all'isotropo.

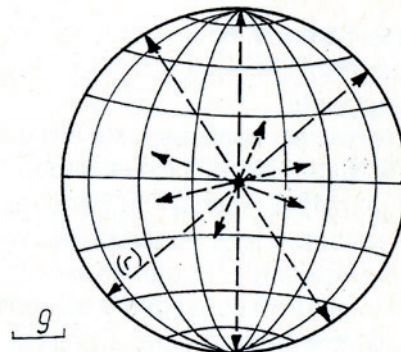


Fig. 9 - Un radiatore isotropo è una sorgente puntiforme che irradia eguale flusso di energia in ogni direzione. Allora il suo diagramma solido è una sfera il cui raggio (r) rappresenta la notevole distanza in cui si rileva un certo campo E. La densità di potenza, o potenza per unità di superficie, è uniforme in ogni punto dell'area interna del globo.

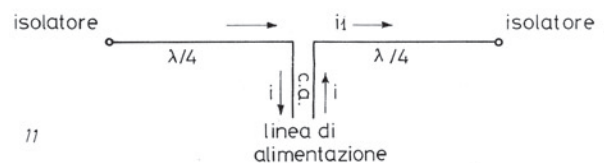


Fig. 11 - Dipolo a mezz'onda, in cui il punto di alimentazione si trova al centro dei due semidipoli che lo costituiscono. Ogni semidipolo è lungo un quarto d'onda e la corrente si inverte di senso ogni mezzo periodo. Nell'istante considerato, la corrente scorre da sinistra verso destra, e nel semidipolo destro essa si allontana dal punto di alimentazione verso l'estremità isolata. Quando essa ha percorso una distanza pari ad un quarto d'onda in questo semidipolo (equivalente a mezz'onda dell'intero dipolo) si verifica il rovesciamento della polarità. Particolare degno di menzione: le correnti ritardano via via che si allontanano dal centro verso l'estremità.

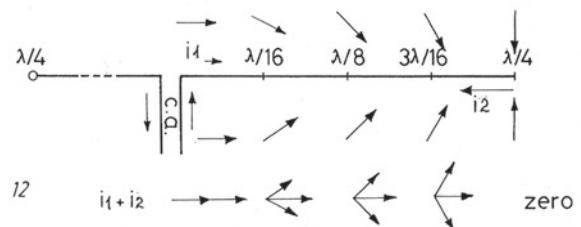


Fig. 12 - Analisi delle correnti. L'onda stazionaria di corrente in un dipolo a mezz'onda è la risultante di due correnti progressive. Analizzando quella del semidipolo destro, osserviamo che inizialmente la i_1 scorre dal centro verso l'estremità isolata. I vettori mostrano gli angoli di fase di una corrente che ritarda perché si allontana dal centro, ossia dal punto di alimentazione. Sotto il filo, è la i_2 che scorre invece in senso inverso. Più in basso: le somme vettoriali di $i_1 + i_2$ e le ampiezze risultanti in varie porzioni del conduttore.

$$\text{corrente} = i_0 \cos 2\pi/\lambda \cdot \text{sen } \omega t$$

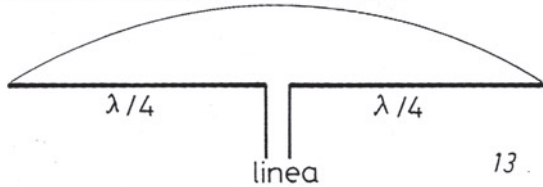


Fig. 13 - L'onda stazionaria in un dipolo $\lambda/2$. L'onda stazionaria di corrente, in questa occasione, si esprime con:

$$i_0 \cos (2\pi : \lambda) \text{sen } \omega t$$

Contando le porzioni x in una direzione qualsiasi, ad esempio verso destra come nella figura precedente, è facile dimostrare che tale corrente è la risultante delle due correnti progressive che si sommano.

Posto $(2\pi) : \lambda = \beta$ abbiamo infatti le due correnti così descritte:

$$0,5 I_0 \text{sen } (\omega t - \beta x) \text{ e } \quad 0,5 I_0 \text{sen } (\omega t + \beta x)$$

La prima componente ha un'ampiezza progressiva che ritarda procedendo verso destra.

Con la inversione di polarità, l'altra ritarda quando procede verso sinistra. Però nel punto di alimentazione (ossia al centro) si ha la somma perché ad ogni istante la direzione è la medesima.

Merita osservare che la "corrente" è il parametro più importante di qualsiasi antenna: infatti maggiore è la I_0 e maggiore è la potenza irradiata.

Nel dipolo $\lambda/2$ si ha la condizione ottimale, in quanto siamo nella condizione di risonanza.

In ricezione, un'onda la cui lunghezza sia corrispondente alla frequenza di risonanza dell'antenna, indurrà nel suo conduttore la massima corrente possibile.

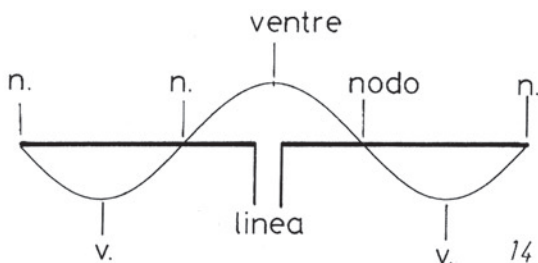


Fig. 14 - La condizione di risonanza si verifica egualmente quando l'antenna invece di essere $\lambda/2$ (cioè due quarti d'onda) è lunga tre o più quarti d'onda. In figura, la lunghezza vale $6\lambda/4$ ed il ventre di corrente è ancora al centro del conduttore. Se l'antenna è lunga $4\lambda/4$ (cioè un'onda intera), al centro del conduttore si trova un "nodo" (cioè un punto di nullo) di corrente, ma spostati di $\lambda/4$ rispetto al centro s'incontrano due "ventri" (cioè due punti di massimo) di corrente, in cui la resistenza è relativamente bassa.

- La corrente in un dipolo $\lambda/2$ è in fase per la quasi totalità del conduttore, però l'intensità della corrente varia in modo sinusoidale, da punto a punto del conduttore stesso.
- Le correnti nei due semidipoli sono sinfasiche, però le radiazioni spaziali delle correnti in ciascun semidipolo, rispetto al punto di alimentazione, sono differenti. Infatti in un semidipolo la corrente si allontana dal punto di alimentazione, mentre nell'altra essa procede verso il punto di alimentazione.
- Caratteristica basilare di ogni dipolo $\lambda/2$ e del resto di qualsiasi "antenna risonante" è che in ogni porzione del conduttore le correnti sono in fase, mentre la loro intensità varia in modo sinusoidale da porzione a porzione. Per rendersi conto di quanto sopra, si consideri il comportamento di un minutissimo "quanto" di corrente che si allontana dal punto di alimentazione lungo semidipolo.

Via via che tale "bocconcino" si sposta, il mutamento nell'ampiezza è piccolo, però la fase ritarda, mentre la distanza percorsa aumenta; finalmente, quando esso giunge all'estremità, il ritardo è 90° .

Ma l'estremità è isolata, quindi "aperta", dunque la corrente deve tornare indietro: abbiamo riflessione totale, perciò la fase cambia bruscamente ed il suo angolo vale ora, 180° .

Però nello stesso momento al "punto di alimentazione" si è avuta la inversione di polarità nella c.a. che fluisce dalla linea di alimentazione.

Ora nel semidipolo di destra, la corrente scorre in senso opposto: dalla estremità verso il punto di alimentazione.

Quindi, nell'antenna risonante la corrente, considerata nell'ampiezza e nella fase, è la risultante della somma dei singoli "quanti di corrente" che scorrono in ciascun semidipolo.

interdistanza in λ

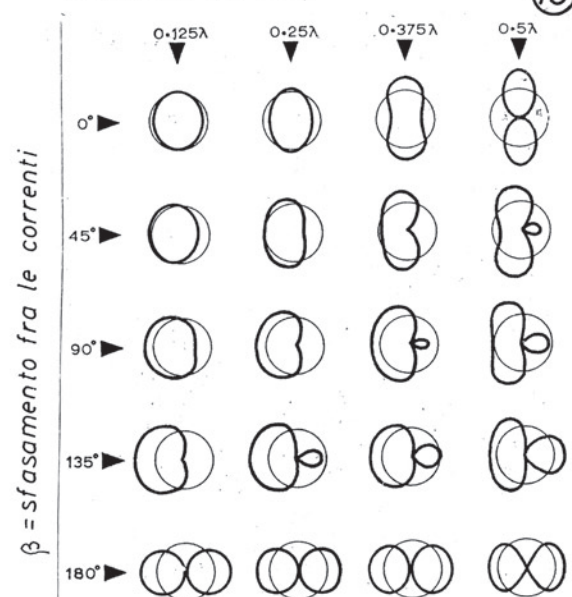


Fig. 15 - Diagrammi dati da due dipoli in cui scorrono correnti eguali, ma con relazioni di fase diverse. La irradiazione del sistema ha lobi di differente forma e direzione che dipendono dalla interdistanza fra i dipoli 1 e 2, nonché dalla relazione di fase delle correnti che scorrono in essi.

Alle due estremità isolate abbiamo la somma di due vettori di egual ampiezza, ma sfasati di 180°: essendo quindi in opposizione, la somma è zero, come del resto sappiamo essere la corrente in un nodo isolato.

Al punto di alimentazione le correnti sono, invece, eguali in ampiezza e sinfasiche: la somma ha perciò il massimo valore (ventre).

La somma vettoriale in tutti gli altri punti di ciascun semidipolo produce una corrente che decresce cosinusoidalmente via via che ci si allontana dal centro verso le estremità.

Anche l'angolo di fase varia punto per punto, ad eccezione della terminazione isolata, dove l'ampiezza della corrente va a zero.

Questa descrizione teorica si riferisce ad un'onda stazionaria pura, mentre nella realtà la corrente produce un campo magnetico che si irradia in forma di onda elettromagnetica.

Essendovi energia perduta, punto per punto, la corrente decresce d'intensità via via che si allontana dal centro verso le estremità: però le relazioni di fase nei diversi quanti di corrente si mantengono invariate in ogni semidipolo.

Tali relazioni di fase sono una peculiarità di qualsiasi antenna risonante, come del resto l'onda stazionaria di corrente.

Quindi le misure pratiche confermano la teoria: nonostante la

progressiva perdita di energia per effetto della irradiazione, la costanza nelle relazioni di fase spiega il fenomeno dell'onda stazionaria ed il modo in cui il dipolo $\lambda/2$ dà origine all'onda elettromagnetica irradiata.

Anche se l'antenna viene prolungata ad entrambi i lati per una o più mezza onde, l'onda stazionaria all'estremità di ciascun tronco $\lambda/2$ presenta lo stesso "nodo di corrente" dovuto allo sfasamento di 180°.

Il campo di due antenne parallele

Una coppia di dipoli, disposti parallelamente, spazati di una certa distanza espressa in lunghezze d'onda λ , modificano fortemente il diagramma a forma di 8 di un dipolo.

I diagrammi riportati in **figura 14** si riferiscono a due dipoli paralleli visti dalla estremità, alimentati con correnti eguali, ma sfasate.

E' interessante notare come con spaziatura $0,5 \lambda$ la irradiazione bidirezionale ruoti di un quarto di giro se la fase delle correnti cambia da zero a 180°.

Sfruttando questo principio, anni fa I4BER, commutando tronchi di cavo di varia lunghezza, realizzava una "stationary electronic rotary antenna".

Con certe spaziature e sfasamenti, si può anche ottenere il diagramma "a cardioid" che è unidirezionale, con un pronunciato indebolimento del segnale nella direzione opposta: una caratteristica che si può sfruttare per migliorare le comunicazioni verso il Nord America attenuando le interferenze europee nella gamma 7 MHz.

I radiatori possono essere verticali, come lo erano nelle prime esperienze di G. Brown del 1937.

L'impedenza nel punto di alimentazione di un elemento radiante dipende non solo dall'impedenza del dipolo, ma anche dall'impedenza mutua fra essa e l'altro elemento.

Però in tale impedenza si risente anche l'effetto delle ampiezze ed angolo di fase della corrente che scorre nel secondo elemento.

Le equazioni inerenti i due dipoli paralleli sono:

$$R_1 = R'_1 + M_{12} (R_{12} \cos \beta_{12} - X_{12} \sin \beta_{12}) \quad (1)$$

$$X_1 = X'_1 + M_{12} (X_{12} \cos \beta_{12} - R_{12} \sin \beta_{12}) \quad (2)$$

$$R_2 = R'_2 + M_{21} (R_{21} \cos \beta_{21} - X_{21} \sin \beta_{21}) \quad (3)$$

$$X_2 = X'_2 + M_{21} (X_{21} \cos \beta_{21} - R_{21} \sin \beta_{21}) \quad (4)$$

In cui:

$R'_1 + jX'_{22}$ = impedenza propria del 1° dipolo

$R'_{22} + jX'_{11}$ = impedenza propria del 2° dipolo

$R_1 + jX_1$ = impedenza nel punto di alimentazione del 1° dipolo

$R_2 + jX_2$ = impedenza nel punto di alimentazione del 2° dipolo

$R_{12} + jX_{12}$ = impedenza mutua fra i dipoli 2 e 1

$R_{21} + jX_{21}$ = impedenza mutua fra i dipoli 1 e 2

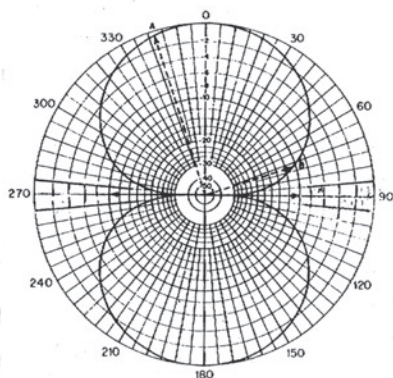
$M_{12} = 1; M_{21}$ = ampiezza della corrente del dipolo 2 relativa a quella del dipolo 1

$\beta_{12} = -\beta_{21}$ = angolo di fase della corrente del dipolo 2 rispetto a quella del dipolo 1

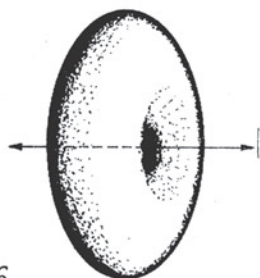
Nel caso particolare di un dipolo parallelo alla terra le correnti sono:

$$M_{12}, M_{21} = 1 \text{ e la fase } \beta = 180^\circ$$

Quindi le equazioni si riducono solo alla (4) se la terra è perfetta. Con suolo imperfetto valgono tutte le relazioni che portano a correnti minori nel dipolo 1 ed angoli di fase un po' minori 180°.



(A)



16

(B)

Fig. 16 - Diagramma di radiazione simmetrico attorno all'asse del dipolo orizzontale $\lambda/2$ lontano da terra. Quando il dipolo orizzontale è qualche frazione di lunghezza d'onda da terra, scompare il semilobo inferiore della figura (A) ed il diagramma solido viene profondamente modificato in funzione dell'altezza da terra h espressa in lunghezze d'onda.