



ISSN 1590-2595

quaderni di geofisica

n. 50

L'USO DELLA POLARIZZAZIONE DELL'ECO NEI SONDAGGI IONOSFERICI

Umberto Sciacca, Cesidio Bianchi, Enrico Zuccheretti

Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia

2007

Direttore

Enzo Boschi

Editorial Board

Raffaele Azzaro (CT)

Sara Barsotti (PI)

Viviana Castelli (MI)

Anna Grazia Chiodetti (AC)

Rosa Anna Corsaro (CT)

Luigi Cucci (RM1)

Mauro Di Vito (NA)

Sergio Gurrieri (PA)

Lucia Margheriti (CNT)

Simona Masina (BO)

Nicola Pagliuca (RM1)

Leonardo Sagnotti (RM2)

Salvatore Stramondo (CNT)

Andrea Tertulliani - coordinatore (RM1)

Gianluca Valensise (RM1)

Gaetano Zonno (MI)

Segreteria di Redazione

Francesca Di Stefano - responsabile

Tel. +39 06 51860055

Fax +39 06 36915617

Sabrina Palone

Tel. +39 06 51860405

Fax +39 06 51860585

redazionecen@ingv.it

quaderni
di
geofisica



USO DELLA POLARIZZAZIONE DELL'ECO NEI SONDAGGI IONOSFERICI

Umberto Sciacca, Cesidio Bianchi, Enrico Zuccheretti

Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia, Roma

Indice

Abstract	5
Introduzione	5
1. Alcuni richiami sulla polarizzazione delle onde elettromagnetiche	5
2. Polarizzazione delle onde che si propagano nel plasma ionosferico	6
2.1. Polarizzazione nel magnetoplasma omogeneo non assorbente	6
2.2. Propagazione nel magnetoplasma omogeneo dissipativo	7
3. Questioni relative alla misura dei raggi ordinario e straordinario	9
3.1. Discussione generale	9
3.2. Calcoli per l'estrazione dei segnali	10
4. Considerazioni sulle antenne utilizzabili	11
5. Struttura generale di un ricevitore discriminatore di polarizzazione	13
Conclusioni	15
Bibliografia	15

Abstract

While performing an ionospheric sounding the information brought by the polarisation of the received echo is not essential. In fact, the "AIS" ionosonde [Arokiasami 2002], developed at INGV in the recent years, does not allow for this piece of information but it is able to generate good quality ionograms, from which it is possible to discriminate between the ordinary and the extraordinary ray. Anyway, if the polarisation information is available the automatic scaling of the ionograms can be more effective. This work consists of some theoretical and technological considerations, fundamental to the development of an improved ionosonde model, that has been carried on at INGV. The magnetoionic theory of propagation of radio waves into the ionosphere is assumed as known; so only some concepts concerning more tightly the waves polarisation and the creation of the ordinary and the extraordinary rays are developed; eventually the practical ways by which it is possible to discriminate them by means of a sounding instrument are described.

Introduzione

È ben noto dalla pratica dei sondaggi ionosferici verticali che il segnale di eco, ricevuto dopo che un impulso elettromagnetico si è riflesso nella ionosfera, risulta sdoppiato a causa della presenza del campo magnetico terrestre. I due echi si propagano con indice di rifrazione diverso, impiegando tempi diversi a tornare al punto di partenza. Questo fatto viene sfruttato dalle ionosonde non predisposte a discriminare la polarizzazione dell'onda ricevuta per distinguere i due echi, chiamati *raggio ordinario* (*o*) e *raggio straordinario* (*ex*), per analogia con la terminologia usata in ottica geometrica. Ciò accade ad esempio nella *Advanced Ionospheric Sounder* (AIS) sviluppata in INGV negli anni passati; in base a quanto appena detto, un interprete umano, oppure un programma di interpretazione automatica, è in grado di individuare correttamente i due raggi *o* ed *ex* nella maggior parte dei casi.

La teoria magnetoionica, che descrive la propagazione delle onde elettromagnetiche nei mezzi ionizzati come la ionosfera, prevede che i due raggi arrivino con polarizzazioni differenti. Ciò spinge a pensare che sfruttando opportunamente l'informazione contenuta nella polarizzazione delle onde ricevute sia possibile migliorare la qualità degli ionogrammi prodotti e, di con-

seguenza, le loro interpretazioni. Ecco perché il Laboratorio di Geofisica Ambientale dell'INGV sta sviluppando un nuovo modello di AIS in grado di discriminare anche le polarizzazioni delle onde ricevute.

In questo lavoro vengono richiamati e sviluppati concetti riguardanti proprio lo stato di polarizzazione delle onde che si propagano nel plasma ionosferico. Dopo alcuni richiami riguardanti la polarizzazione delle onde elettromagnetiche, si passa a trattare la propagazione in un plasma sia non dissipativo che dissipativo in presenza di campo magnetico, prestando particolare attenzione alla formazione dei raggi ordinari e straordinari e alle loro polarizzazioni.

Il passo successivo è l'esame delle soluzioni tecnologiche utili per rendere una ionosonda in grado di riconoscere automaticamente il raggio ordinario e straordinario. Vengono richiamati alcuni concetti sulle antenne utilizzabili, passando poi alla presentazione sommaria dei possibili sistemi riceventi utili allo scopo, assieme al confronto delle loro prestazioni attese.

1. Alcuni richiami sulla polarizzazione delle onde elettromagnetiche

Per questa trattazione ci si avvale di alcuni risultati generali relativi alla composizione dei moti armonici, prendendo in considerazione solo onde armoniche piane, con modo di propagazione TEM (Transverse Electro-Magnetic), rimandando ad approfondimenti i casi in cui le onde non siano armoniche e localmente non piane [Bekefi, 1981; Budden, 1985; Stratton, 1941]. Quando ci si riferisce a un'onda polarizzata, si tiene conto della orientazione del vettore \mathbf{E} ; ad esempio, nel caso particolare in cui il vettore \mathbf{E} vibri in una assegnata direzione, nella fattispecie l'asse x , si dice che l'onda è linearmente polarizzata nella direzione x . In generale però il vettore \mathbf{E} descrive, nel piano normale alla direzione di propagazione, un'ellisse. Una qualunque onda armonica che si propaga lungo z ha una polarizzazione risultante che, nel piano xy o più generalmente nel piano $z = \text{cost}$, può essere pensata come la somma di due componenti armoniche, E_x ed E_y , che vibrano con la stessa pulsazione ω rispettivamente nella direzione x e y . Le componenti di cui sopra si possono scrivere come un sistema di due equazioni:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{ox} \cos(\omega t - kz + \phi_x) \\ E_y &= E_{oy} \cos(\omega t - kz + \phi_y) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Dal sistema di equazioni (1.1) per composizione di moti armonici si ha:

$$\mathbf{E} = E_{ox} \cos(\omega t - kz + \phi_x) \mathbf{i} + E_{oy} \cos(\omega t - kz + \phi_y) \mathbf{j} .$$

L'apice di \mathbf{E} descriverà, nel piano normale alla direzione di propagazione, una curva, cosiddetta di vibrazione, che si ottiene per eliminazione della variabile t dal sistema. Senza perdita di generalità possiamo porre $z=0$, in maniera da eliminare i termini kz dagli argomenti del sistema. Nel caso generale si riprendono le (1.1) e, dopo aver aggiunto e tolto ϕ_x dall'argomento del coseno nella seconda delle (1.1), si può scrivere:

$$\frac{E_x}{E_{ox}} = \cos(\omega t + \phi_x)$$

$$\frac{E_y}{E_{oy}} = \cos(\omega t + \phi_x + \phi_y - \phi_x)$$

Si facciamo ora le posizioni seguenti: $\phi_y - \phi_x = \delta$ e $\omega t + \phi_x = A$, per scrivere:

$$\frac{E_x}{E_{ox}} = \cos A$$

$$\cos A \cos \delta - \frac{E_y}{E_{oy}} = \sin A \sin \delta$$

Per quadratura si può eliminare A (che equivale a dire ωt) dalle equazioni le quali, dopo alcuni passaggi algebrici, forniscono la curva di vibrazione:

$$\frac{E_x^2}{E_{ox}^2} + \frac{E_y^2}{E_{oy}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{ox}} \frac{E_y}{E_{oy}} \cos \delta = \sin^2 \delta . \quad (1.2)$$

La (1.2) è l'equazione di un'ellisse che sul piano contenente E_x ed E_y può essere comunque orientata. In essa i valori $\pm E_{ox}$ ed $\pm E_{oy}$ sono l'ascissa e l'ordinata delle tangenti all'ellisse parallele agli assi coordinati; essi cioè vanno interpretati come i massimi valori che possono assumere le componenti del campo \mathbf{E} lungo gli assi, in particolari istanti di ogni periodo di oscillazione.

L'asse maggiore dell'ellisse risulta ruotato di un angolo α , contato positivamente dall'asse x verso y , che si può calcolare usando la seguente relazione (si ricava confrontando opportunamente la 1.2 con l'equazione di un'ellisse centrata nell'origine e orientamento qualsiasi):

$$\tan(2\alpha) = 2 \cos \delta \cdot \frac{E_{ox} E_{oy}}{E_{ox}^2 - E_{oy}^2} .$$

La (1.2) è la curva di vibrazione più generale che si possa scrivere per un'onda monocromatica piana, o localmente piana. L'ellisse degenera in un segmento rettilineo (contato due volte) o in un circonferenza a seconda dei valori di E_{ox} , E_{oy} e δ . Nell'intervallo $-\pi \leq \delta \leq \pi$, i casi di polarizzazione particolare si hanno per:

- E_{ox} o E_{oy} uguali a zero; l'ellisse degenera in un segmento, perciò la polarizzazione è lineare, con l'apice di \mathbf{E} che vibra lungo uno dei due assi principali x o y ;
- $\delta = \pm m\pi$ ($m=0, 1, 2, \dots$); si ha ancora la polarizzazione lineare, ma con inclinazione del segmento di vibrazione dato da $\tan \alpha = (-1)^m E_{oy} / E_{ox}$;
- $\delta = (\pi/2) \pm m\pi$ ($m=0, 1, 2, \dots$) e $E_{ox} = E_{oy}$; la polarizzazione è circolare.

Usando la notazione che fa uso di esponenziali complessi si può scrivere:

$$E_x = E_{ox} e^{j(\omega t - kz)}$$

$$E_y = E_{oy} e^{j(\omega t - kz \pm \frac{\pi}{2})}$$

Sfruttando l'identità di Eulero, se $E_{ox} = E_{oy}$ il rapporto tra le due componenti E_x / E_y , varrà $\pm j$. In questo caso particolare si dice che l'onda è polarizzata circolarmente. L'apice del vettore che descrive la curva di vibrazione è un'orbita circolare. Il segno positivo descrive una rotazione antioraria mentre è oraria se si prende il segno negativo.

2. Polarizzazione delle onde che si propagano nel plasma ionosferico

In questo paragrafo vengono esposti i concetti relativi alla polarizzazione delle onde elettro-magnetiche che si propagano nel plasma ionosferico. Viene presentato prima il caso in cui il mezzo sia non assorbente, quindi il caso generale di mezzo assorbente; in entrambi i casi si suppone sia presente il campo magnetico. La trattazione generale si può trovare in bibliografia [Bianchi, 1990; Ratcliffe, 1959].

2.1 Polarizzazione nel magnetoplasma omogeneo non assorbente

Nel sistema di coordinate dato in figura 1, la direzione di propagazione coincide con l'asse z (si può immaginare verticale, come di solito succede nei sondaggi), mentre il campo elettrico giace nel piano xy . Il campo magnetico (statico) giace nel piano zy e forma un angolo θ con l'as-

se z . Se $\theta=0$ si ha la propagazione detta longitudinale; si chiama invece trasversale se $\theta = \pi/2$. Per semplicità, si suppone che l'onda elettromagnetica incidente il plasma sia polarizzata linearmente nel piano xy (lungo y), cosa che si verifica nei casi usuali di sondaggio.

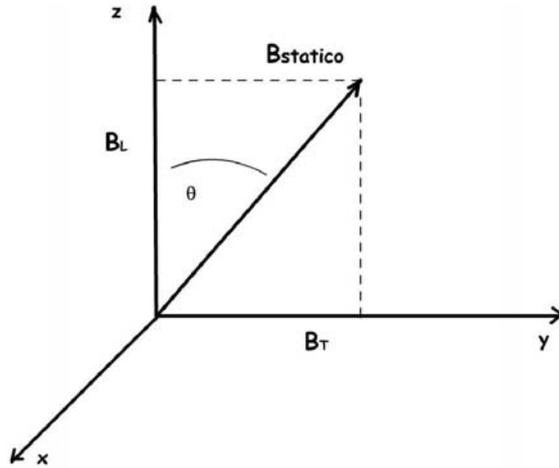


Figura 1 Sistema cartesiano di riferimento.
Figure 1 Cartesian system used as reference.

La teoria magnetoionica fornisce le condizioni di propagazione; ricordando che ω_p è la frequenza caratteristica del plasma, si introducono i seguenti parametri:

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

$$Y_T = \frac{eB \sin\theta}{m\omega} = \frac{\omega_T}{\omega}$$

$$Y_L = \frac{eB \cos\theta}{m\omega} = \frac{\omega_L}{\omega}$$

ω_L e ω_T sono pulsazioni caratteristiche (frequenze ciclotroniche) legate all'intensità del campo magnetico (B), alla carica (e) e alla massa (m) dell'elettrone. La relazione fondamentale utile in questo caso è la seguente:

$$\frac{E_x}{E_y} = \frac{P_x}{P_y} = \frac{Y_T^2}{1-X} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{(1-X)^2} + 4Y_L^2} \quad (2.1)$$

Essa può essere riscritta usando le posizioni precedenti come segue:

$$\rho \equiv \frac{P_x}{P_y} = \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{(1-X)} \pm \sqrt{\frac{Y^4 \sin^4 \theta}{(1-X)^2} + 4Y^2 \cos^2 \theta} \quad (2.2)$$

La grandezza ρ è chiamata rapporto di polarizzazione ed esprime semplicemente la polarizzazione dell'onda, come visto nella (2.1). Infatti essa è essenzialmente una relazione di fase tra le componenti del vettore \mathbf{E} ($\rho = E_x / E_y$). Ricordiamo che l'unità immaginaria j serve appunto per indicare in maniera compatta l'insieme delle due componenti (asse reale: x , asse immaginario: y).

La presenza di due soluzioni indica che nel caso più generale l'onda elettromagnetica incidente si sdoppierà in due componenti, dette raggio ordinario e straordinario, con differente polarizzazione e velocità di propagazione (il segno superiore si riferisce al raggio straordinario).

Per $\theta = 0$, corrispondente alla propagazione longitudinale, la (2.2) fornisce le due soluzioni (raggio ordinario e straordinario): $\rho = \pm j$, cioè la componente ordinaria e straordinaria sono polarizzate circolarmente con verso di rotazione opposto (raggio ordinario $\rho = +j$ rotazione antioraria guardando il generatore, opposto per lo straordinario). Poiché si è assunto che (vedi fig.1) la direzione della normale d'onda si propaghi lungo z con i vettori \mathbf{E} e \mathbf{B} dell'onda giacenti sul piano xy (onda TEM), gli apici dei vettori d'onda \mathbf{E} e \mathbf{B} descrivono su questo piano una circonferenza.

Per $\theta = \pi/2$, propagazione trasversale (ad essere più rigorosi: per $\theta \rightarrow \pi/2$), la (2.2) fornisce le due soluzioni $\rho=0$ e $\rho=\infty$. La prima rappresenta la componente ordinaria; per essa è come se il campo magnetico non esistesse, poiché il campo elettrico \mathbf{E} dell'onda e il campo magnetico statico \mathbf{B}_t sono paralleli e diretti lungo y , per cui \mathbf{B}_t non produce alcun effetto sul moto degli elettroni. Quindi l'onda che si propaga è ancora un'onda TEM linearmente polarizzata. Per la componente straordinaria ($\rho=\infty$) si ha un'onda ancora TEM linearmente polarizzata, solo che in questo caso, il vettore \mathbf{E} è orientato lungo la direzione x .

2.2 Propagazione nel magnetoplasma omogeneo dissipativo

Per trattare questo caso, generalizzazione del precedente, si deve introdurre un nuovo parametro, Z , che tiene conto delle proprietà dissipative: $Z=v/\omega$, in cui v è la frequenza di collisione tra gli elettroni e le molecole neutre. Il mezzo si può considerare non dissipativo se

le collisioni avvengono molto raramente (se $v \ll \omega$ allora Z tende a zero), in caso contrario bisognerà tenere conto di Z , perciò è da attendersi una sua presenza nelle equazioni che descrivono la propagazione.

In questo caso l'equazione di Appleton è difficile da trattare matematicamente [Bianchi 1990, Ratcliffe 1959], per questo in genere si fa ricorso ai vari casi semplificati eliminando tutte o alcune delle variabili Y , Z e θ . Per la descrizione generale delle proprietà dispersive del mezzo bisogna considerare che l'indice di rifrazione è funzione di almeno 4 variabili

$$n^2 = f(X, Y, Z, \theta), \quad (2.3)$$

ciò solo perché il mezzo è considerato omogeneo, altrimenti dovremmo aggiungere una quinta variabile riguardante la quota h (magnetoplasma a stratificazione piana). Per coprire tutti i casi di rilievo sarebbe necessario costruire dei grafici di $n^2=f(X, Y, Z, \theta)$. Il metodo per graficare la relazione (2.3) è quello di fissare tre variabili indipendenti e tracciare il grafico rispetto alla variabile rimanente. Lo studio dei grafici in questi casi è complicato dal fatto che non è facile separare la parte reale e immaginaria dell'espressione analitica generale di n^2 , se non nell'ambito di qualche approssimazione. Prima di valutare come varia l'indice di rifrazione nei casi più generali è conveniente valutare come varia il rapporto di polarizzazione ρ . Si scrive subito la relazione in termini di θ per valutare lo stato di polarizzazione nelle diverse condizioni che saranno imposte:

$$\rho \equiv \frac{P_x}{P_y} = \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{1 - X - jZ} \pm \sqrt{\frac{Y^4 \sin^4 \theta}{(1 - X - jZ)^2} + 4Y^2 \cos^2 \theta} \quad (2.4)$$

Se si pone $1/2Y \cos \theta$ sotto radice, dopo alcuni passaggi algebrici si può riscrivere la relazione $\rho = \rho(\theta)$ in termini più utili, almeno in alcune circostanze:

$$\rho \equiv \frac{P_x}{P_y} = -j \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2Y \cos \theta (1 - X - jZ)} \mp \sqrt{j \sqrt{\frac{Y^4 \sin^4 \theta}{4Y^2 \cos^2 \theta (1 - X - jZ)^2} + 1}} \quad (2.5)$$

Le (2.4) e (2.5) mostrano che $\rho = \rho(\theta)$ è una quantità generalmente complessa per $\theta \neq 0$ e $\theta \neq \pm \pi/2$, perciò si avrà una polarizzazione ellittica nel piano xy . Le semplificazioni che ricorrono più frequentemente riconducono l'indice di rifrazione complesso dell'equazione di Appleton ad espressioni più semplici chiamate approssimazione quasi-longitudinale (QL) e approssimazione quasi-trasversale (QT).

Più semplici sono i casi di propagazione longitudinale (L) e propagazione trasversale (T). Nella propagazione L, la polarizzazione si ottiene direttamente dalle (2.5) (i deponenti ρ_{Lo} e ρ_{Lex} indicano il raggio ordinario e straordinario):

$$\rho_{Lo} = +j \quad \rho_{Lex} = -j. \quad (2.6)$$

Per la propagazione T direttamente dalla (2.4) si ha:

$$\rho_{To} = 0 \quad (2.7)$$

per la componente ordinaria, mentre per la componente straordinaria si ha:

$$\rho_{Tex} = \infty, \quad (2.8)$$

dato che, in entrambi i casi, il secondo termine sotto radice si pone uguale a zero. Quindi, riguardo alla polarizzazione, si ripetono le condizioni del mezzo non dissipativo.

Per i casi più generali, dalla bibliografia risulta che l'introduzione del termine collisionale Z nella relazione (2.5) dà luogo quasi alle stesse considerazioni fatte nel caso precedente. In questo caso le ellissi di polarizzazione risultano essere più allungate ma verso di rotazione e orientazione non cambiano.

Per quanto riguarda l'indice di rifrazione, la teoria fornisce:

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ - \frac{Y^2}{2(1-X-jZ)} \pm \sqrt{\frac{Y^4}{4(1-X-jZ)^2} + Y^2}}; \quad (2.9)$$

analogamente a quanto fatto in precedenza riscriveremo quest'ultima in termini di θ :

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ - \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2(1-X-jZ)} \pm \sqrt{\frac{Y^4 \sin^4 \theta}{4(1-X-jZ)^2} + Y^2 \cos^2 \theta}} \quad (2.10)$$

Introducendo esplicitamente θ nelle (2.10) non è stato aumentato il numero delle variabili, poiché nelle (2.9) Y_L e Y_T erano due variabili distinte.

3. Questioni relative alla misura dei raggi ordinario e straordinario

Una volta richiamati i concetti fondamentali riguardanti la propagazione in ionosfera, si pone ora il problema della corretta rivelazione dei raggi ordinario e straordinario, tramite l'uso di una ionosonda opportunamente costruita. A questo scopo sono utili le considerazioni che seguono, naturale commento alle formule appena richiamate.

3.1 Discussione generale

Ricordiamo intanto che le due componenti (o ed ex) si propagano con un proprio indice di rifrazione (di fase e di gruppo), differenti velocità e polarizzazione; in misura meno evidente anche con diverso assorbimento nel mezzo attraversato.

Esaminando più da vicino le polarizzazioni, prevedere quali saranno è difficile, infatti i casi trattati analiticamente si riferiscono alle situazioni troppo ideali di propagazione trasversale e longitudinale, alle quali ci si avvicina solo in vicinanza dell'equatore e dei poli magnetici. Cercando di trattare comunque il problema matematicamente, la teoria prevede dei casi di propagazione "quasi longitudinale" (QL) e "quasi trasversale" (QT), non riportate per non appesantire inutilmente la trattazione. In realtà alle medie latitudini non è detto che si verifichino nemmeno questi casi semplificati, perciò sono da attendersi due onde polarizzate ellitticamente, con assi inclinati rispetto al meridiano magnetico e piuttosto eccentriche, in dipendenza della maggiore o minore dissipazione incontrata (fig. 2).

Per rivelare correttamente le due componenti non è necessario inviare un segnale usando un sistema di antenne multiple: anche se l'onda parte polarizzata linearmente si generano le due componenti ellittiche, perciò tanto vale usare un'antenna semplice a polarizzazione lineare, ad esempio una classica antenna rombica; ciò non toglie che si possa pensare ad un sistema trasmittente più complesso, cosa realizzata da alcuni produttori di ionosonde.

In ricezione il discorso è più complesso. In genere a frequenze non troppo alte le due componenti arrivano con tempi di ritardo paragonabili e tendono a sommarsi dando come

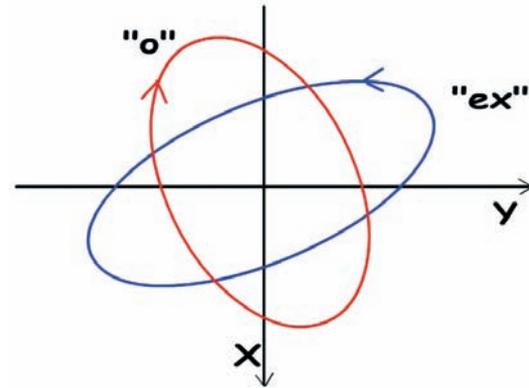


Figura 2 Polarizzazione delle componenti o ed ex .

Figure 2 Polarisation of the o and ex components (ordinary and extraordinary ray).

risultato una polarizzazione lineare (simile a quella del segnale trasmesso). Esse non sono quindi facilmente separabili se si dispone di una sola antenna. All'equatore magnetico la propagazione è QT, la componente o è diretta lungo y (NS), mentre la componente ex diretta lungo x (EW) (ciò nel caso in cui l'onda trasmessa sia orientata lungo y); quindi le due onde possono essere facilmente separate da due antenne lineari (ricezione indipendente sui due canali). A latitudini sufficientemente alte (o a frequenze sufficientemente alte) la propagazione è QL, dunque le ellissi di polarizzazione diventano essenzialmente circonferenze. Le due componenti sono circolarmente polarizzate e possono essere separate da due dipoli orientati nella direzione x e y , combinando opportunamente i segnali da essi ricevuti. A latitudini intermedie si ha un caso intermedio tra l'approssimazione QT e QL, la polarizzazione è ellittica ma, se la trasmissione avviene lungo la direzione NS, l'asse maggiore dell'ellisse relativa al raggio ordinario continua a rimanere orientato lungo NS, mentre quello relativo al raggio straordinario lungo EW.

In ricezione dunque, l'uso di un sistema di antenne che discrimini le due polarizzazioni ellittiche non è indispensabile. Osservando la fig.2 infatti si capisce che, anche in presenza di una sola antenna ricevente a polarizzazione lineare, essa è in grado di rivelare i due segnali, per il fatto che essa si comporta come un rivelatore della componente dei vettori elettrici (o magnetici) lungo la direzione di orientamento. Ovviamente si avrà un segnale di intensità ridotta e lo ionogramma presenterà le tracce relative ai due raggi sovrapposte; delegando ad un momento successivo la loro separazione (operatore umano o software dedicato).

Posto che disporre di una coppia di anten-

ne riceventi sia quindi utile allo scopo della separazione "hardware" delle componenti o e ex , è opportuno ricordare che l'effettivo orientamento delle stesse è influente, purché sia preservata la perpendicolarità tra le direzioni di ricezione. Il fatto che si usi orientare le antenne secondo le direzioni NS e EW è dato solo da maggiore comodità pratica (riconoscimento delle antenne al momento della connessione e simili). Solo nel caso di propagazione QT è bene che le antenne mantengano lo stesso orientamento rispetto alla trasmittente, pena una inutile perdita di intensità del segnale ricevuto.

Per concludere, un cenno alle tecniche di interferometria Doppler. Volendo implementare tale tipo di analisi in una ionosonda ci si può chiedere se la presenza delle due polarizzazioni non sia di intralcio. La risposta dipende dalla frequenza che si sceglie per l'analisi Doppler, visto che in tale studio si preferisce lavorare con un'unica frequenza. Se essa è relativamente bassa, i due echi arrivano poco separati temporalmente, perciò non danno luogo a problemi. Se dovesse capitare che la frequenza di lavoro è più alta ed in sua corrispondenza gli echi arrivano separati, si deve operare solo su uno di essi; cosa che rafforza l'esigenza di una loro separazione automatica.

3.2 Calcoli per l'estrazione dei segnali

Sappiamo che l'eco consiste nella sovrapposizione di due onde "o" e "ex" polarizzate ellitticamente. Pur avendo un massimo in una direzione in genere non nota a priori, usando segnali captati da due antenne distinte orientate ortogonalmente, è possibile separare le due componenti in maniera semplice. Seguono i calcoli di principio da effettuare su quanto ricevuto per raggiungere lo scopo. Indichiamo con E_x ed E_y i segnali ricevuti dalle due antenne disposte lungo due assi, con E_{or} e E_{ex} le ampiezze delle due componenti incidenti sull'antenna; i segnali in uscita saranno:

$$\begin{aligned} E_x &= E_o \cos(\omega t) + E_{ex} \cos(-\omega t) = \\ &= E_o \cos(\omega t) + E_{ex} \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned} E_y &= E_o \sin(\omega t) + E_{ex} \sin(-\omega t) = \\ &= E_o \sin(\omega t) - E_{ex} \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (5.2)$$

Le due componenti "o" e "ex", come si deduce facilmente, sono sfasate di 90 gradi. Se introduciamo un ritardo di fase di $\pi/2$ in uno dei segnali (diciamo E_x) relativamente all'altro, si

può ottenere:

$$\begin{aligned} E_x &= E_o \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) + E_{ex} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) = \\ &= E_o \sin(\omega t) + E_{ex} \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Sommando la (5.3) alla (5.2) si ha:

$$E_+ = 2E_o \sin(\omega t) ,$$

cioè la componente ordinaria. Sottraendo invece si ha:

$$E_- = -2E_{ex} \sin(\omega t) ,$$

cioè la componente straordinaria.

A questo punto risulta chiarito perché non è importante l'orientamento delle antenne: anche invertendo le antenne "x" e "y", il risultato non cambia, come è facile verificare, ottenendo il segnale "o" sempre all'uscita E(-) e il "ex" all'uscita E(+). Questo in definitiva si spiega perché nelle polarizzazioni circolari (o ellittiche) così rivelate quello che conta è il verso di rotazione delle componenti e non l'asse di vibrazione preferenziale.

Un sistema che realizzi questo metodo di rivelazione deve introdurre il ritardo di fase in un punto della catena ricevente. Un modo alternativo consiste nell'introdurre il ritardo nel segnale di oscillatore locale usato per una delle conversioni che si realizzano nel ricevitore; quest'ultima scelta può essere preferibile in quanto va ad agire sul generatore di un segnale forte generato all'interno del ricevitore e non sui deboli segnali provenienti dalle antenne. Inoltre, se vi è più di una conversione, si può andare ad agire su una in cui l'oscillatore locale è fisso, cosa che semplifica l'implementazione del ritardo.

In realtà si può dimostrare che l'operazione di estrazione descritta sopra si può realizzare anche se la conversione avviene verso la banda base. Si ricordi infatti che "E_o" e "E_{ex}" in pratica possono essere visti come ampiezze (involuppi) di impulsi inviati e poi ricevuti con differenti ritardi, quindi funzioni del tempo. Se i segnali (5.3) e (5.2) si fanno battere con una sinusoide di oscillatore locale a frequenza $\hat{\omega}$, si ottengono in uscita di banda base i seguenti risultati (il segnale usato per ottenere y_2 è ritardato di $\pi/2$):

$$\begin{aligned} y_1(t) &= E_o \cos(\omega t) \cos(\omega t) + E_{ex} \cos(\omega t) \cos(\omega t) \\ y_2(t) &= -E_o \sin(\omega t) \sin(\omega t) + E_{ex} \sin(\omega t) \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (5.4)$$

esse possono essere filtrate delle componenti a frequenza doppia, cosa equivalente a:

$$\begin{aligned} y'_1(t) &= \frac{E_o(t)}{2} + \frac{E_{ex}(t)}{2} ; \\ y'_2(t) &= -\frac{E_o(t)}{2} + \frac{E_{ex}(t)}{2} \end{aligned} \quad (5.5)$$

ed infine, dopo somma e differenza:

$$\begin{aligned} E_- &= E_o(t) \\ E_+ &= E_{ex}(t) \end{aligned}$$

esattamente come nel caso in cui lo sfasamento era stato introdotto sul segnale ricevuto.

4. Considerazioni sulle antenne utilizzabili

Si visto che dunque per discriminare due onde che giungono al sito di ricezione con polarizzazione circolare (o ellittica) basta disporre di una coppia di antenne, ciascuna sensibile ad una polarizzazione lineare e disposte ortogonalmente l'una rispetto all'altra. I segnali ricevuti vanno poi sfasati e combinati opportunamente, come specificato nel precedente paragrafo. Nel presente paragrafo vengono approfonditi alcuni concetti proprio sulle antenne che possono essere usate. Per approfondimenti si rinvia alla bibliografia [Kraus, 1988].

Come antenne è possibile usare le "classiche" antenne rombiche o delta, che, a differenza dei semplici dipoli, sono antenne ad onda progressiva e non ad onda stazionaria. Ciò nonostante possono considerarsi sempre antenne "elettriche", nel senso che il campo radiato è essenzialmente quello elettrico; analogamente per il campo cui l'antenna è sensibile in ricezione. Inoltre si tratta di antenne a polarizzazione lineare, con la direzione di polarizzazione giacente nel piano individuato dall'antenna stessa.

Spesso si ha la necessità di disporre di antenne piccole, almeno in ricezione, ad esempio per implementare sistemi *Doppler interferometrici*, utili per discriminare la direzione di provenienza dell'eco. Da questo punto di vista, le antenne tradizionali sono contraddistinte da ingombri notevoli, perciò può risultare più conveniente usare tipi di antenne basate su principi diversi.

Un'antenna sicuramente poco ingombrante se si rinuncia ad un alta sensibilità è la cosiddetta antenna a telaio (o *a loop*), che è sensibile

al campo magnetico invece che a quello elettrico. Essa è composta da un avvolgimento di un conduttore in varie spire in modo da formare una specie di solenoide, anche se nella pratica spesso queste antenne sono costituite solo da una spira. In questa sede non è il caso di richiamare le caratteristiche analitiche di tale antenna. Qualitativamente, le sue proprietà possono essere ricavate agevolmente per dualità dal caso elettrico corrispondente, rappresentato dal dipolo. Il parallelo va fatto con il cosiddetto dipolo "corto", cioè di lunghezza molto inferiore alla lunghezza d'onda (λ) da trasmettere o ricevere; analogamente il telaio deve avere dimensioni molto inferiori alla lunghezza d'onda. La lunghezza del dipolo dovrebbe essere quindi inferiore a $\lambda/10$; analogamente per il perimetro del telaio. Si prende in considerazione un telaio quadrato, ma il comportamento non cambia sostanzialmente per uno circolare. La figura 3 visualizza la situazione spaziale in cui sono poste le due antenne. Le antenne sono state orientate come in figura per opportunità grafica. Nella realtà conviene pensare ad un asse y verticale, la direzione di sondaggio.

Il diagramma di radiazione delle due antenne ha la stessa forma: un toro con asse coincidente con l'asse z , dunque si ha uno zero di radiazione lungo z ; viceversa l'antenna si comporta in maniera isotropa nel piano xy . Un dipolo elettrico orientato secondo NS quindi non irradia lungo NS ma lo fa sia verso l'alto che verso EW. Un "dipolo magnetico", cioè un telaio, con l'asse lungo NS si comporta in maniera analoga, ciò che cambia nelle due antenne è il tipo di campo, dato che i campi elettrico e magnetico risultano invertiti. Come ausilio visivo si può osservare la fig.4, limitatamente ai tre diagrammi superiori, che si riferiscono al telaio magnetico "corto" (per il dipolo elettrico basta sostituire E con H e viceversa). I diagrammi rappresentano le sezioni del solido di radiazione sui tre piani coordinati. Questi orientamenti generali danno poi i ben noti casi particolari: per il dipolo il campo E è parallelo al dipolo se osservato lungo l'asse y ; per il telaio il campo H osservato sull'asse z è parallelo a tale asse (questi orientamenti sono segnati in fig.3). In fig. 4 sono stati segnati solo E o H, per non appesantire le figure; la direzione dell'altro campo si ricava però facilmente ricordando che deve essere perpendicolare sia a quello già segnato, sia alla direzione di propagazione; dunque esso è sempre perpendicolare al piano del foglio.

Ora, non è detto che le lunghezze d'onda siano sempre tali da far risultare l'antenna come "corta" o "piccola". Ad esempio, un telaio di 5m

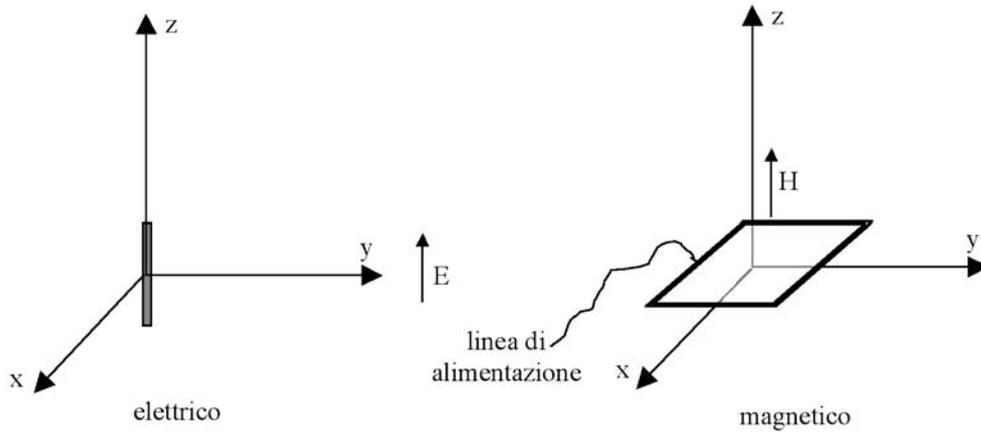


Figura 3 Dipoli piccoli elettrico e magnetico a confronto.
Figure 3 Electric and magnetic short dipoles comparison.

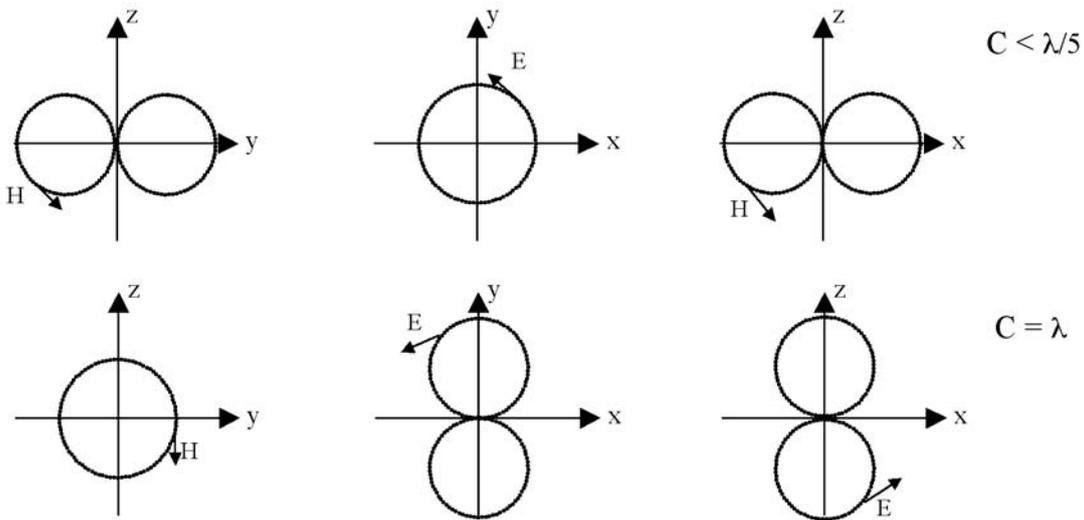


Figura 4 Diagrammi di radiazione dei telai corto (in alto) e con perimetro lungo λ (in basso).
Figure 4 Radiation diagrams of a loop antenna, short (upper) and with a λ perimeter (lower).

di perimetro risulterebbe "piccolo" solo per frequenze inferiori a circa 10-12 MHz. Aumentando la frequenza, l'antenna tende a variare le sue proprietà. Nel caso elettrico essa diviene "aperiodica", pur con proprietà radiative sfruttabili in certi casi. In corrispondenza di particolari frequenze, si innescano onde stazionarie e l'antenna diventa un dipolo risonante, con le ben note buone proprietà di guadagno.

Nel caso magnetico accade qualcosa di simile e il diagramma di radiazione si modifica in maniera interessante. Un'analisi può essere eseguita pensando di trasformare una coppia di dipoli elettrici lunghi $\lambda/2$ e distanti $\lambda/4$, piegandone le estremità lunghe $\lambda/8$ in modo da creare i due rami lunghi $\lambda/4$ che completano il quadra-

to di lato $\lambda/4$. Il diagramma di radiazione risultante è praticamente uguale a quello dei dipoli a $\lambda/2$. La trattazione completa esula dal presente lavoro, ma si può trovare facilmente su testi dedicati alle antenne.

Prendendo in considerazione il caso di perimetro uguale a λ (nell'esempio di prima questa situazione si raggiunge a 60 MHz), il diagramma di radiazione ideale è ancora un toro come per il telaio piccolo, ma esso si ribalta lungo uno dei due assi x o y (fig.4). Nel caso del telaio piccolo risultava ininfluente il punto di alimentazione; in questo caso non più, e l'asse del toro di radiazione (che porta ad uno zero di radiazione) si trova lungo la direzione perpendicolare a quella dove il telaio è alimentato.

Se ad esempio il telaio è alimentato lungo uno dei rami paralleli all'asse x (come in fig.3), lo zero di radiazione si ha lungo l'asse x, mentre l'antenna risulta isotropica nel piano yz. La cosa che risulta maggiormente contraria all'intuizione è che il campo magnetico, osservato lungo l'asse z, non è più parallelo all'asse del telaio ma è perpendicolare. Nella realtà la forma del diagramma si discosta dalla situazione ideale di fig.4: in yz non è una circonferenza perfetta ma si allunga, mentre negli altri piani non si ha uno zero perfetto ma solo una diminuzione dell'intensità radiata.

La cosa più importante per le applicazioni è però che cambia solo la direzione degli zeri di radiazione, ma lungo y (cioè verso l'"alto") si ha sempre un massimo qualunque sia la lunghezza del telaio; in tutti i casi si ha una non trascurabile perdita in direzioni non significative (x o z). Anche l'orientamento dei campi non varia.

Le antenne a telaio hanno prestazioni piuttosto povere e peculiari. Non presentano guadagno, anzi, tendono piuttosto a perdere rispetto alle corrispondenti antenne elettriche, però riescono a sopprimere i campi provenienti da direzioni non volute in maniera più efficiente. L'impedenza dell'antenna è molto bassa (pochi ohm), per cui può risultare difficile l'adattamento.

Come modello circuitale equivalente si può pensare ad un generatore di corrente con in parallelo un'induttanza (della spira), oltre alle resistenze del filo e quella di radiazione (molto piccole entrambe). L'induttanza della spira tende a mettere in corto circuito il generatore;

questa perdita di efficienza però, per le dimensioni usate di solito nei sondaggi ionosferici, si verifica per frequenze veramente basse (dell'ordine dei 10-20 kHz), quindi, solo se si vuole costruire un ricevitore per le VLF assume una certa importanza abbassare il più possibile la frequenza di taglio inferiore (ad esempio accoppiando l'antenna ad un amplificatore con resistenza di ingresso nulla). Nei casi usuali di sondaggi nelle HF è più proficuo cercare di adattare lo stadio di ingresso del primo amplificatore tramite una rete che compensi il più possibile sia l'induttanza del telaio sia le sue capacità parassite, che portano l'antenna a risuonare nella parte alta delle HF (circa 15-20 MHz). D'altro canto appare molto auspicabile porre il primo amplificatore direttamente sotto all'antenna, visto il basso guadagno che essa presenta; in tal modo si migliorano le prestazioni anche nei confronti della cifra di rumore complessiva che assumerà il ricevitore.

5. Struttura generale di un ricevitore discriminatore di polarizzazione

Una volta che siano disponibili i segnali dalle due antenne, che possiamo chiamare NS e EW, anche se non è necessario che esse abbiano realmente tale orientamento, si pone il problema di progettare un ricevitore che li combini secondo quanto visto nel paragrafo 3.2. Sono possibili varie scelte per l'architettura generale di tale ricevitore; la più flessibile prevede due ricevitori separati da collegare alle antenne (come

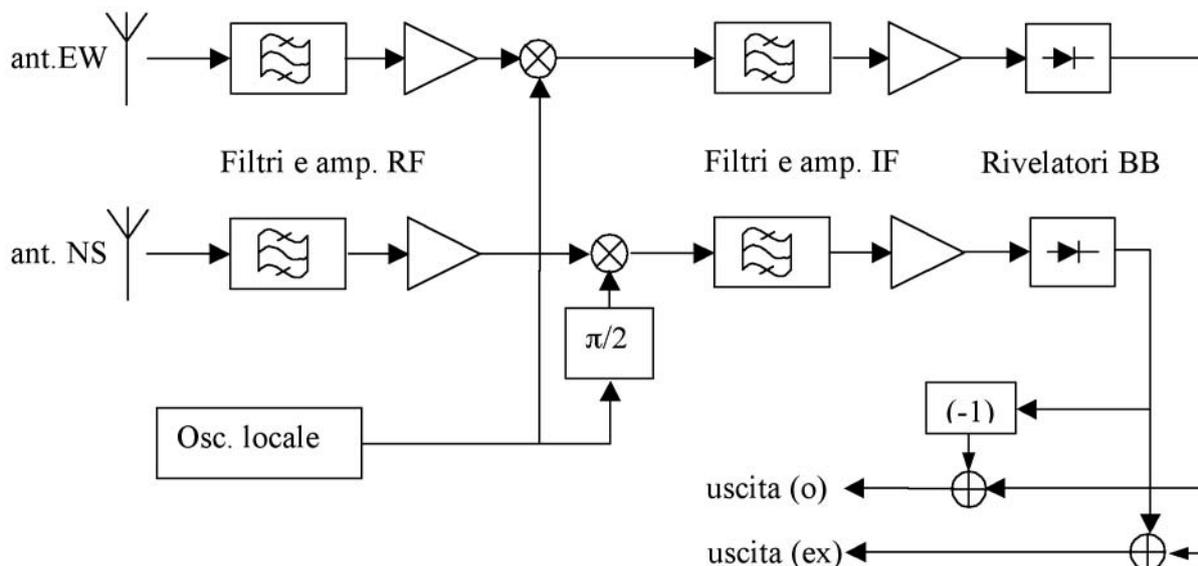


Figura 5 Ricevitore / rivelatore dei raggi (o) e (ex): due catene separate.

Figure 5 Receiver / detector for the (o) and (ex) rays: two separate chains.

mostrato, anziché sfasare il segnale principale, è preferibile sfasare di 90° l'oscillatore locale). Lo schema che ne risulta è rappresentato in fig.5. Da notare che la conversione in banda base (BB) è stata segnata con il simbolo del diodo solo per semplificare lo schema; in realtà si preferisce realizzarla in modo coerente con l'impiego di altri mixer, analogamente a quanto fatto verso la IF.

Nello schema di fig.5 si è ipotizzato di realizzare l'estrazione delle componenti (o) e (ex) in BB; per non appesantire lo schema non è stato riportato il fatto che ormai in tutti gli apparati le uscite in BB sono due, in fase ed in quadratura (I-Q); il principio illustrato nello schema però non cambia nella sostanza: in uscita dai rivelatori BB si hanno due segnali, e a ciascuno di essi va applicata la combinazione di somma e differenza indicata nella parte in basso a destra.

La soluzione proposta ha il grande vantaggio di presentare alle uscite i segnali dovuti a (o) e (ex) contemporaneamente, in risposta ad un unico impulso trasmesso. Purtroppo lo sdoppiare completamente il ricevitore rende questa soluzione anche costosa. Inoltre va posta particolare cura che i tempi di ritardo nei due rami siano identici, per evitare perdita di sincronismo nella rivelazione degli echi.

Soluzioni meno costose devono fare uso di un'unica catena ricevente, che deve comportarsi alternativamente come la prima o la seconda contenuta nello schema di fig.5. Quindi è possibile usare una sola sezione "filtri e amplificatore RF", "filtri e amplificatore IF" e "rivelatore BB". D'altro canto bisogna inviare due impulsi: quando si riceve il primo si connette al ricevitore una delle due antenne e l'oscillatore locale viene usato con fase a 0° ; quando si riceve il secondo impulso si connette l'altra antenna e si sfasa l'oscillatore locale a 90° . Quanto viene

prelevato all'uscita non è ancora il segnale proporzionale a (o) e (ex) ; bisogna memorizzare temporaneamente quanto ricevuto, finché non è arrivato anche la seconda eco; quindi si combinano le uscite effettuando la loro somma e la differenza ottenendo quanto cercato. Questa soluzione non sembra soddisfacente perché, pur risparmiando sui ricevitori, è costretta ad introdurre i registri per memorizzare temporaneamente le uscite in vista della loro combinazione. Inoltre bisogna usare un commutatore di antenna, componente delicato che sarebbe meglio evitare se possibile.

Una soluzione simile alla precedente, ma che non necessita di un commutatore di antenna né dei registri di memoria è quella illustrata in fig.6. In questo caso si è accantonata la discriminazione basata sull'oscillatore locale, ma si opera direttamente sui segnali di antenna, i quali non vengono commutati ma combinati (cioè sommati): gli ingressi sono trattati diversamente, in modo che quello di un'antenna sia sfasato di $\pi/2$ rispetto all'altro, operazione realizzabile con componenti di facile reperibilità (anche se non agevole da ottenere su una banda larga). Per realizzare la somma e differenza dei due segnali una delle due antenne viene alternativamente amplificata con amplificatore in configurazione invertente e non invertente. Questa soluzione risulta molto compatta e fa uso di componenti non critici (a parte il combinatore che deve essere sufficientemente preciso nel combinare le entrate a $\pi/2$). C'è ancora bisogno di mandare due impulsi, sincronizzati col segnale di comando dell'amplificatore di antenna da commutare, ma in compenso le uscite corrispondenti ai due impulsi sono già i segnali cercati (proporzionali a (o) e (ex)) senza bisogno di memorizzarli e combinarli in un secondo tempo.

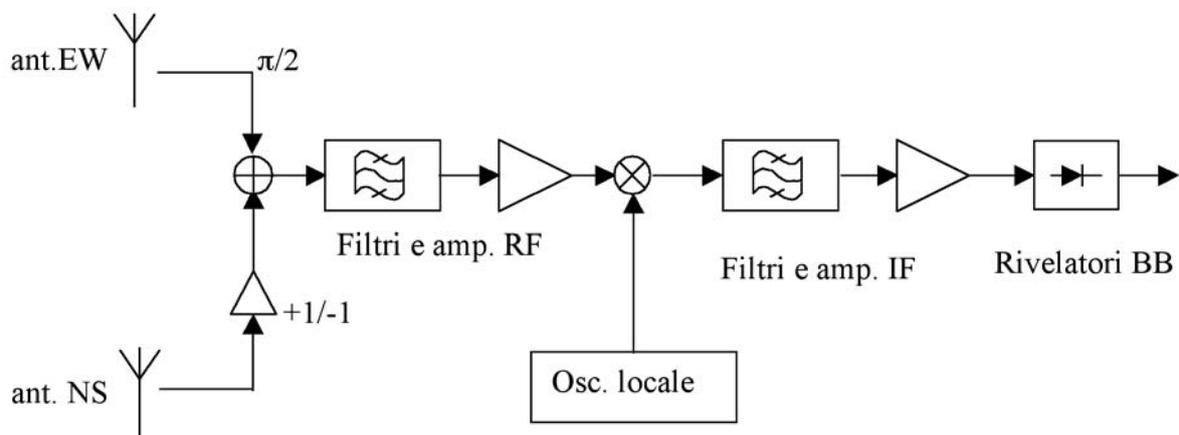


Figura 6 Ricevitore / rivelatore dei raggi (o) e (ex) a combinazione di antenna.
Figure 6 Antenna combination receiver / detector for the (o) and (ex) rays.

Conclusione

In questo lavoro sono stati richiamati e sviluppati concetti di elettromagnetismo e fisica ionosferica utili per lo sviluppo di uno strumento di sondaggio ionosferico capace di discriminare automaticamente gli echi dovuti al raggio ordinario e quello straordinario. Le considerazioni tecnologiche generali che costituiscono la seconda parte del lavoro sono il naturale completamento dei concetti teorici; esse sono in corso di elaborazione ulteriore presso il gruppo di lavoro che sta sviluppando una nuova ionosonda INGV con la capacità di discriminazione esaminata. Ciò non esclude altre caratteristiche migliorative rispetto alla prima AIS sviluppata, ma tali caratteristiche esulano dall'argomento della presente pubblicazione.

Bibliografia

- Arokiasamy, J.B., Bianchi, C., Sciacca, U., Tutone, G., Zuccheretti E. (2002) *The new AIS-INGV digital ionosonde design report*. Rapporto Tecnico INGV n°12, Roma
- Bekefi, G. (1981) *Vibrazioni elettromagnetiche, onde e radiazione*. Zanichelli, Bologna.
- Bianchi, C. (1990) *Note sulle interazioni delle onde elettromagnetiche nel plasma ionosferico*. ING, Roma
- Budden, K.G. (1985) *The propagation of radio waves*. Cambridge university press, Cambridge.
- Davies, K. (1990) *Ionospheric radio*. Peter Peregrinus, London.
- Kraus, J.D. (1988) *Antennas*. McGraw-Hill, New York, 2nd edition.
- Ratcliffe, J.A. (1959) *The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere*. Cambridge university press, Cambridge.
- Stratton, J.A. (1941) *Electromagnetic theory*. McGraw-Hill, London.
- Toraldo di Francia, G., Brusaglioni, P. (1988) *Onde elettromagnetiche*. Zanichelli, Bologna.



Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia
Via di Vigna Murata, 605 - 00143 Roma - Italy
www.ingv.it