



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA



DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA DELL'INFORMAZIONE

CORSO DI LAUREA IN INGEGNERIA DELL'INFORMAZIONE

“Propagazione di segnali nelle radiocomunicazioni ionosferiche”

Relatore: Prof. Santagiustina Marco

Laureando: Paniz Angelo

ANNO ACCADEMICO 2021 – 2022

Data di laurea 07 marzo 2022

Indice

1	Introduzione	1
1.1	La ionosfera	1
2	Il plasma ionosferico	7
2.1	Plasma ionosferico isotropo	7
2.2	Plasma ionosferico anisotropo	13
2.3	Incidenza verticale	15
2.4	Incidenza obliqua	18
3	Near Vertical Incidence Skywave	24
	Bibliografia	31

Capitolo 1

Introduzione

In questo elaborato finale della laurea triennale in Ingegneria dell'Informazione si vuole porre l'attenzione sulle radiocomunicazioni che avvengono nella sezione inferiore dello spettro radio con frequenze inferiori a 30 MHz grazie alle peculiari caratteristiche della ionosfera. Se da un lato la ricerca tecnologica concentra i propri sforzi per utilizzare frequenze sempre più elevate, dall'altro si effettuano ancora oggi trasmissioni a frequenze più basse. Tra queste troviamo i servizi di radiodiffusione broadcast in modulazione di ampiezza (AM) con stazioni in tutto il mondo, i servizi broadcast legati alla sicurezza e alla salvaguardia della vita umana in mare, la trasmissione di bollettini meteorologici, le trasmissioni radioamatoriali, i servizi in ausilio alla navigazione aerea come i non directional beacon (NDB), le trasmissioni dei riferimenti di tempo campione e di sincronizzazione degli orologi, trasmissioni di tipo militare e di localizzazione. La porzione inferiore dello spettro radio possiede ancora oggi un ruolo importante. Infatti, trasmettere a quelle frequenze permette di collegare - con potenze relativamente basse e costi contenuti - due località non in visibilità ottica e molto distanti tra loro, risultando un utile e vitale strumento ad esempio in caso di emergenza.

Questo lavoro non ha la pretesa di esaurire in poche pagine la propagazione ionosferica, ma intende esporre i concetti base su cui poi fondare uno studio più approfondito, che tenga conto di tutte le complicazioni della ionosfera. Nelle pagine seguenti si illustrano i principi della radiopropagazione nel mezzo ionosferico, mentre nell'ultimo capitolo si trattano alcuni aspetti della realizzazione di un radiocollegamento ionosferico a corta distanza, riferendosi al lavoro di un gruppo di ricerca.

1.1 La ionosfera

La ionosfera fa parte dell'atmosfera terrestre e ne occupa approssimativamente la fascia che va da 50 a 500 km di altitudine. Il comportamento della ionosfera è molto complesso ed è ancora oggi oggetto di studi. Essa è in

larga misura influenzata dall'attività solare: deve la sua esistenza proprio al Sole ed alla sua radiazione elettromagnetica. Quest'ultima, infatti, raggiunge l'atmosfera terrestre con l'energia necessaria per liberare gli elettroni dai rispettivi atomi causando la ionizzazione dei gas dell'alta atmosfera. Lo spettro di emissione solare è molto ampio ma la porzione a cui si deve la ionizzazione è quella compresa tra i raggi UV ed i raggi X.

Nello studio della ionosfera terrestre è importante comprendere come la quantità di elettroni liberi vari a seconda dell'altitudine. Il modello di Chapman, elaborato negli anni '30 del Novecento dall'omonimo scienziato, è un modello molto semplificato che tuttavia permette di ricavare importanti informazioni qualitative sulla concentrazione elettronica. Le assunzioni su cui il modello si basa sono:

- l'atmosfera terrestre è costituita da un'unica componente gassosa
- l'atmosfera è isoterma
- la radiazione solare è monocromatica
- l'accelerazione gravitazionale g è costante

L'evoluzione nel tempo della concentrazione elettronica per unità di volume è influenzata sia dalla produzione degli ioni che dalla loro ricombinazione e dal trasporto. Quest'ultimo riguarda il comportamento dinamico delle nubi di gas ionizzato; esso origina da diverse cause e riveste particolare importanza solo alle quote più elevate (strato F2). Tale aspetto non sarà oggetto del presente lavoro. La ricombinazione degli elettroni, che tende ad annullare l'effetto della produzione, è un fenomeno complesso. La ricombinazione non riguarda solamente ioni atomici positivi ed elettroni ma un elettrone può ricombinarsi anche con uno ione molecolare [Dav90, pp. 63–65] e [Bud85, p. 8]. Secondo Budden, a quote inferiori ai 250 km, considerare a fini analitici la ricombinazione ioni atomici-elettroni porta ad ottenere risultati qualitativamente validi. Assumendo che siano presenti ioni atomici ed elettroni in eguale concentrazione e che tale concentrazione N , l'equazione di rimozione degli elettroni risulta

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N^2 \tag{1.1}$$

dove α è il coefficiente di ricombinazione, assunto costante con la quota. Il processo della produzione degli ioni è la ionizzazione. Il tasso di produzione varia con la quota h e dipende anche dall'angolo di incidenza δ della radiazione solare rispetto alla verticale proveniente dal suolo e dall'altezza di scala H dell'atmosfera. L'altezza di scala indica la variazione positiva di quota nell'atmosfera a cui corrisponde una diminuzione della pressione di un fattore e^{-1} . L'altezza di scala è direttamente proporzionale alla temperatura e inversamente proporzionale alla massa molecolare media e all'accelerazione gravitazionale. In questo modello, l'altezza di scala è costante per via

dell'assunzione di isoterma dell'atmosfera e della costanza dell'accelerazione gravitazionale.

Il tasso di produzione risulta essere [Dav90, p. 61]

$$q(z) = q_0 \exp[1 - z - \sec(\delta) \exp(-z)] \quad (1.2)$$

dove $z = \frac{h-h_0}{H}$ è detta altezza ridotta ed è inversamente proporzionale a H . Il termine $q_0 = \frac{I\eta}{eH}$, dove I è l'intensità del flusso solare all'esterno della ionosfera e η è il numero di ioni prodotti dalla ionizzazione dovuta ad un singolo fotone, è considerato costante. Il termine h_0 è detto altezza di riferimento e rappresenta la quota alla quale il prodotto $M\gamma H = 1$, dove M è la concentrazione di atomi e molecole neutre per unità di volume e γ è il coefficiente di assorbimento per una certa lunghezza d'onda [Dav90, p. 61]. Derivando la (1.2) rispetto all'altezza ridotta z , si ottiene che il massimo tasso di produzione di elettroni si ha per $z = \ln[\sec(\delta)]$. Infatti,

$$\frac{\partial q(z)}{\partial z} = q_0[-1 + \sec(\delta) \exp(-z)] \exp[1 - z - \sec(\delta) \exp(-z)]$$

da cui risulta che il massimo di concentrazione elettronica si raggiunge alla quota $z = \ln[\sec(\delta)]$

$$\frac{\partial q(z)}{\partial z} \geq 0 \Leftrightarrow -1 + \sec(\delta) \exp(-z) \geq 0 \Leftrightarrow z \leq \ln[\sec(\delta)]$$

notando che il segno della derivata è determinato solo dal segno del termine $-1 + \sec(\delta) \exp(-z)$, poiché $q_0 > 0$ e l'esponenziale è sempre positivo. Sostituendo $z = \ln[\sec(\delta)]$ nella (1.2) si ottiene il valore del massimo di produzione

$$\begin{aligned} q(\ln[\sec(\delta)]) &= q_0 \exp[1 - \ln[\sec(\delta)] - \sec(\delta) \exp\{-\ln[\sec(\delta)]\}] \\ q_{max}(\delta) &= q_0 \exp\left[1 - \ln[\sec(\delta)] - 1\right] = q_0 \exp[-\ln[\sec(\delta)]] \\ q_{max}(\delta) &= \cos(\delta) \end{aligned} \quad (1.3)$$

in cui si è evidenziata la dipendenza di tale massimo dall'angolo di incidenza della radiazione solare rispetto alla verticale. Poiché $|\cos \delta| \leq 1$ allora

$$q_{max} = q_0 \quad (1.4)$$

per cui il massimo tasso di produzione per un certo angolo di incidenza δ si ha alla quota $z = \ln[\sec(\delta)]$ ed è massimo rispetto a δ qualora tale angolo sia nullo. All'aumentare dell'angolo di incidenza fino al massimo possibile $\delta = \pi/2$ il termine $\cos(\delta)$ diminuisce, determinando la riduzione del massimo tasso di produzione riscontrabile. L'angolo di incidenza δ varia a seconda sia della latitudine che della stagione e dell'ora locale. Per quanto detto in precedenza si ha che:

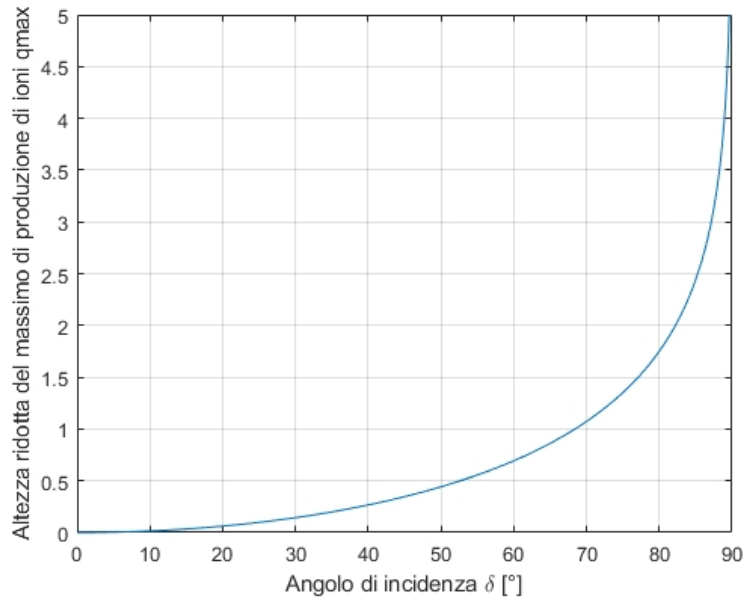


Figura 1.1: Il grafico mostra come all'aumentare dell'angolo di incidenza δ del flusso di energia solare corrisponda l'aumento dell'altezza ridotta a cui si registra il massimo tasso di produzione.

- all'aumentare della latitudine, l'angolo di incidenza aumenta per cui all'equatore si registra un massimo di produzione più elevato rispetto ai poli, posto ad una quota inferiore rispetto a quella del massimo che si ha ai poli
- a parità di latitudine, in estate il flusso solare incide con un angolo inferiore rispetto all'inverno, per cui il massimo di produzione di elettroni si registra nella stagione estiva ha quote più basse rispetto a quelle del massimo che si ha nella stagione invernale
- nell'arco di una giornata, il massimo si registra quando il Sole è allo zenit

In figura (1.1) è riportato il grafico che mette in relazione l'angolo di incidenza δ del flusso solare con l'altezza ridotta del massimo di produzione di elettroni.

Ora si dispone delle espressioni per i tassi di produzione e ricombinazione. Tenendo conto di entrambi si può scrivere

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2 \quad (1.5)$$

In condizioni di equilibrio, si ha $\frac{dN}{dt} = 0$. Imponendo tale condizione risulta

$$q = \alpha N^2$$

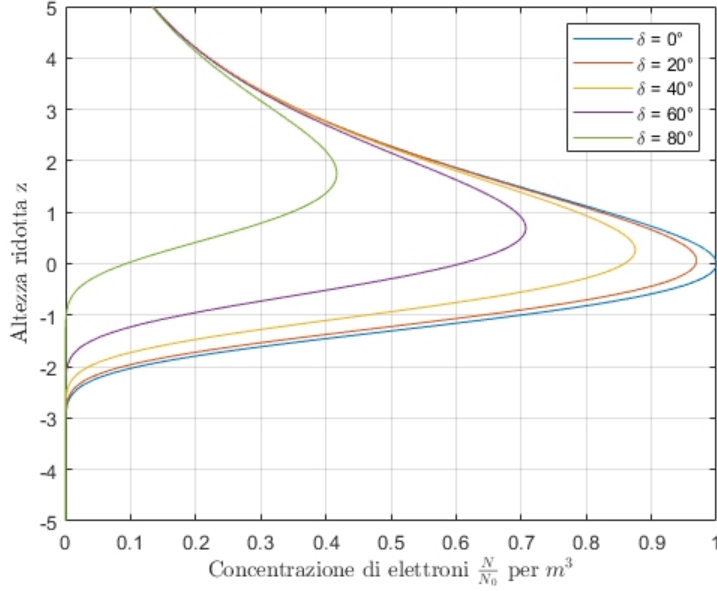


Figura 1.2: Concentrazione elettronica relativa $\frac{N}{N_0}$ al variare dell'altezza ridotta z , per diversi valori di angolo di incidenza δ del flusso di energia solare, secondo il modello di Chapman

e dunque la concentrazione di elettroni per unità di volume, nello stato stazionario, è

$$N = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \quad (1.6)$$

Sostituendo in (1.6) la (1.2) e definendo $N_0 = (\frac{q_0}{\alpha})^{1/2}$, risulta

$$N = N_0 \exp\{0.5[1 - z - \sec \delta \exp(-z)]\} \quad (1.7)$$

L'andamento della precedente funzione è illustrato in figura (1.2) per differenti valori dell'angolo di incidenza della radiazione solare. Analogamente alla (1.2), derivando la (1.7) si ha che il massimo tasso di concentrazione elettronica si ha alla quota

$$z = \ln[\sec(\delta)]$$

e vale

$$N_{max} = N_0 e^{0.5} \cos(\delta) = \sqrt{\frac{q_0}{\alpha}} e \cos(\delta)$$

Quindi, l'altezza del massimo di concentrazione elettronica dipende:

- dall'angolo di incidenza del flusso solare δ

- dall'altezza di scala H
- dal coefficiente di assorbimento γ

Inoltre, il massimo di concentrazione dipende:

- dall'angolo di incidenza del flusso solare δ
- dall'intensità della radiazione solare I
- dal coefficiente di ricombinazione α
- dal numero di ioni prodotti da un singolo fotone η

La dipendenza della concentrazione elettronica dal coefficiente di assorbimento γ , che dipende dall'elemento chimico e dalla lunghezza d'onda, è dovuta al termine h_0 . Nell'atmosfera reale, che è un miscuglio di gas di differenti specie atomiche e molecolari, si otterranno differenti risposte alla radiazione elettromagnetica in termini di concentrazione elettronica, a seconda dei differenti componenti dell'atmosfera e della lunghezza d'onda delle radiazioni che compongono lo spettro solare. Ciò porta all'individuazione degli strati ionosferici, generati dalla ionizzazione di gas differenti e caratterizzati da spessori, valori di N e comportamenti diversi. Convenzionalmente si individuano tre strati

- strato D
- strato E
- strato F, che a sua volta si divide in strato F1 e strato F2

Tali strati sono contraddistinti dai seguenti parametri

Nome strato	N tipica ($\frac{\text{elettroni}}{m^3}$)	Altitudine massima (km)
D	$10^8 - 10^9$	50-90
E	10^{11}	90-130
F1	$10^{11} - 10^{12}$	130-200
F2	10^{12}	200-500

Lo strato D è ionizzato dalla fotoionizzazione del monossido di azoto (NO) per effetto della radiazione Lyman α ; il verificarsi di SIDs (Sudden Ionospheric Disturbances) dovuti all'attività solare può dare luogo ad un aumento consistente della ionizzazione dello strato D per effetto dei raggi X nella porzione di spettro da 0.1 a 10 nm. Lo strato E è a sua volta ionizzato in particolare dalle radiazioni comprese tra 0.8 e 14 nm e tra 91.2 e 102.7 nm. Lo strato F deve la sua ionizzazione in particolare alle lunghezze d'onda tra 17 e 80 nm [Bud85, p. 9] e [Dav90, pp. 61–62].

Capitolo 2

Il plasma ionosferico

2.1 Plasma ionosferico isotropo

La ionosfera è un plasma, ossia un miscuglio di gas globalmente neutro che contiene sia atomi e molecole neutri che ioni positivi e elettroni in quantità tali da garantire la neutralità globale. La presenza degli ioni nella ionosfera è dovuta per la maggior parte alla radiazione elettromagnetica solare, come è stato appena detto nell'introduzione. Localmente, si può considerare che il gas di elettroni si trova spostato di una certa piccola distanza x rispetto al gas di ioni positivi. Si osserva così, vedi figura (2.1), la comparsa di due distribuzioni di carica uguali ma opposte in segno e di una polarizzazione del mezzo

$$P = Nex \quad (2.1)$$

dove N è la concentrazione di elettroni per unità di volume, e è la carica elementare. Tali distribuzioni di carica si possono approssimare con due piani carichi paralleli infiniti, tra i quali si origina un campo elettrico. Le cariche del plasma, in presenza del campo elettrico, subiscono una accelerazione. Le cariche q possono essere ioni positivi od elettroni; poiché la massa degli

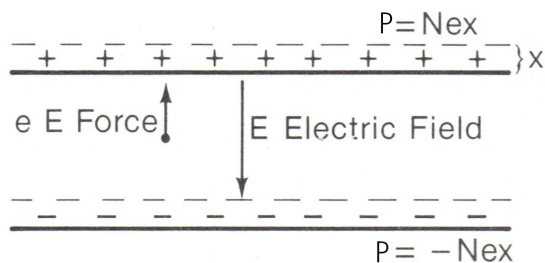


Figura 2.1: *Forza agente su una particella carica in un campo elettrico \mathcal{E} prodotto dalla polarizzazione di una lastra piana di plasma elettricamente neutro* [Dav90, p. 21]

ioni positivi è da 2 a 6 ordini di grandezza maggiore rispetto a quella degli elettroni, gli ioni subiscono effetti cinematici di entità trascurabile rispetto a quelli degli elettroni [Bud85, p. 39]. Dato che la trattazione seguente si baserà, in principio, su considerazioni di tipo cinematico, si opera considerando solo gli effetti dovuti agli elettroni. Il campo elettrico dato da due piani di cariche uguali e opposte è noto

$$\mathcal{E} = \frac{Nex}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

La forza esercitata da \mathcal{E} su un singolo elettrone è

$$\mathcal{F} = -e\mathcal{E} = m\mathbf{a} \quad (2.3)$$

dove m è la massa dell'elettrone e \mathbf{a} è l'accelerazione a cui esso è sottoposto. Svolgendo i calcoli si ottiene

$$\mathbf{a} = \frac{\partial^2 \mathbf{x}}{\partial t^2} = -\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \mathbf{x} \quad (2.4)$$

che corrisponde ad un moto armonico avente frequenza angolare

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}} \quad (2.5)$$

detta frequenza angolare di plasma.

La maggior parte di questo lavoro tratta il plasma isotropo perché permette di cogliere alcuni aspetti fondamentali sulla propagazione ionosferica. L'applicazione alla ionosfera dei risultati riguardanti il plasma isotropo prevede di trascurare il campo magnetico terrestre; qualora si consideri il campo geomagnetico, il plasma ionosferico è un mezzo anisotropo. Si tratta dunque di una approssimazione che non tiene conto di importanti effetti dovuti al campo geomagnetico che devono essere considerati qualora si voglia affinare il modello della propagazione ionosferica. Un effetto è la forza deviante di Lorentz sugli elettroni in moto. Essa prevede che gli elettroni si muovano lungo la direzione delle linee di campo magnetico \mathcal{B}_0 , con traiettoria elicoidale e frequenza angolare

$$\omega_g = \frac{|e\mathcal{B}_0|}{m} \quad (2.6)$$

detta girofrequenza. La direzione di rotazione per gli elettroni è destrorsa rispetto al verso della linea di campo \mathbf{B}_0 . Per cui, in generale, prima che un'onda elettromagnetica solleciti il plasma ionosferico, gli elettroni al suo interno si muovono con moto armonico lungo le linee di campo geomagnetico tracciando una traiettoria elicoidale attorno ad esse.

Nella trattazione seguente si considera un plasma omogeneo, il che è giustificato dal fatto che nella ionosfera le proprietà del plasma sono *lentamente*

variabili (slowly varying) [Bud85, p. 38]. Inoltre, i campi sono considerati tutti armonici e quindi si utilizza la loro rappresentazione fasoriale, indicata con lettere in stampatello maiuscolo (ad esempio: \mathbf{E}). Per la loro versione nel dominio del tempo si utilizzano nel seguito le lettere in corsivo maiuscolo (ad esempio: \mathcal{E}). Tutti i vettori sono indicati in grassetto a differenza delle quantità scalari.

Vettore polarizzazione dielettrica, in assenza di collisioni

Le equazioni di Maxwell descrivono il comportamento del campo elettromagnetico in qualsiasi mezzo propagativo

$$\nabla \mathcal{D} = \rho \quad (2.7)$$

$$\nabla \mu \mathcal{H} = 0 \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\mu \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \mathcal{J} + \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} \quad (2.10)$$

Nonostante nel plasma ionosferico siano presenti elettroni liberi, che sotto l'azione di un campo elettrico danno origine ad una corrente di conduzione, si è soliti modellare il plasma ionosferico come un mezzo dielettrico in modo da semplificarne lo studio. Infatti, si considera la conducibilità del mezzo $\hat{\sigma} = 0$ e di conseguenza il vettore di densità di corrente elettrica

$$\mathcal{J} = \hat{\sigma} \mathcal{E} = 0$$

mentre

$$\mathcal{D} = \epsilon_0 \mathcal{E} + \mathcal{P}$$

dove \mathcal{P} è il vettore di polarizzazione dielettrica. Inoltre, poiché il mezzo è globalmente neutro $\rho = 0$. Le equazioni di Maxwell per il plasma isotropo si riscrivono quindi come

$$\nabla \mathcal{D} = 0 \quad (2.11)$$

$$\nabla \mathcal{B} = 0 \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} \quad (2.14)$$

Ricordando che i campi sono varianti in maniera armonica rispetto al tempo e trasformando le equazioni nel dominio dei fasori, l'operatore di derivata

parziale rispetto al tempo è equivalente alla moltiplicazione per $j\omega$, $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow j\omega$. Le equazioni (2.13), (2.14) possono essere riscritte

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (2.15)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0\mathbf{E} + j\omega\mathbf{P} \quad (2.16)$$

Il vettore polarizzazione dielettrica \mathbf{P} è solitamente associato alla polarizzazione delle molecole dei dielettrici che, per effetto di un campo elettrico esterno, si orientano all'interno del mezzo. Per effetto dello spostamento indotto dal campo elettrico dell'onda sugli elettroni, nel plasma ionosferico si verifica la presenza di una corrente di conduzione. Come già accennato sembrerebbe più corretto utilizzare la versione delle equazioni di Maxwell dove compare il termine \mathbf{J} della densità di corrente invece che il vettore \mathbf{P} , il che darebbe luogo ad una trattazione matematica meno immediata e per questo si preferisce l'approccio della polarizzazione [Bud85, pp. 24–25]. È necessario pertanto un artificio per introdurre la polarizzazione nella trattazione del plasma ionosferico. Quando il plasma è attraversato da un'onda elettromagnetica, il campo elettrico esercita una forza sugli elettroni del plasma. Si assume che la potenza associata all'onda elettromagnetica sia tale per cui l'effetto del campo magnetico dell'onda è trascurabile [Bud85, pp. 46–48]. Tale forza causa lo spostamento degli elettroni. Per rappresentare lo spostamento si considera un dipolo elettrico costituito da due cariche q_1, q_2 tali che

- $q_1 = e$
- $q_1 = -q_2$
- \mathcal{R} sia il braccio del dipolo elettrico

Nella trattazione, \mathcal{R} rappresenta verso e quantità dello spostamento di un elettrone del plasma. Ponendo la carica positiva sovrapposta all'elettrone, queste due cariche si annullano; la carica negativa del dipolo è posta nel punto di arrivo dell'elettrone, ottenendo quindi la rappresentazione dello spostamento dell'elettrone stesso dalla sua posizione originaria. Quindi la polarizzazione totale dovuta a tutti gli N elettroni nell'unità di volume è data da

$$\mathcal{P} = -Ne\mathcal{R} \quad (2.17)$$

Lo spostamento degli elettroni indotto dal campo elettrico è $\mathcal{R} = \text{Re}[\mathbf{R}e^{i\omega t}]$ armonico in t . La forza che agisce sugli elettroni è $-e\mathbf{E}$ e quindi il loro moto è regolato dalla seguente legge

$$\frac{\partial^2 \mathcal{R}}{\partial t^2} = -\frac{e\mathcal{E}}{m} \quad (2.18)$$

che, integrando due volte rispetto al tempo e considerando l'espressione nel dominio dei fasori, risulta

$$\mathbf{R} = \frac{e}{m\omega^2} \mathbf{E} \quad (2.19)$$

Moltiplicando entrambi i membri per $-Ne$ e ricordando la (2.17), si ottiene una prima espressione per il vettore polarizzazione dielettrica

$$\mathbf{P} = -\frac{Ne^2}{m\omega^2} \mathbf{E} \quad (2.20)$$

Si è soliti riscrivere la (2.20) introducendo la quantità X per ottenere l'espressione finale (2.22)

$$X = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m\omega^2} \quad (2.21)$$

$$\mathbf{P} = -\epsilon_0 X \mathbf{E} \quad (2.22)$$

Come si vede, nel caso di mezzo isotropo, il vettore di polarizzazione dielettrica risulta parallelo al vettore campo elettrico, mentre nel caso di un mezzo anisotropo questo non è vero.

Vettore polarizzazione dielettrica, in presenza di collisioni

Considerando una frequenza efficace media di collisioni istantanee ν tra elettroni e altre particelle, si ha che la forza che tali collisioni esercitano sugli elettroni è proporzionale alla velocità loro impressa dal campo elettrico dell'onda [Bud85, p. 43]. Per cui, ripetendo i passaggi compiuti precedentemente si ottiene

$$\mathbf{P} = -\frac{Ne^2}{m\omega^2(1 - j\frac{\nu}{\omega})} \mathbf{E} \quad (2.23)$$

Definendo il valore

$$Z = \frac{\nu}{\omega} \quad (2.24)$$

e riconoscendo il valore X precedentemente definito in (2.21) si riscrive la (2.23) come

$$\mathbf{P} = -\epsilon_0 \frac{X}{1 - jZ} \mathbf{E} \quad (2.25)$$

Relazione di dispersione per un plasma isotropo

Ora si dispone di un'espressione per il vettore polarizzazione dielettrica che ci permette di ricavare la relazione di dispersione per un plasma isotropo. In un mezzo isotropo vale

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 n^2 \mathbf{E}$$

e lo stesso vettore si può scrivere anche come

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

Eguagliando queste due espressioni di \mathbf{D} , si trova la relazione di dispersione per un plasma isotropo con collisioni

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ} \quad (2.26)$$

Sostituendo $Z = 0$ si ottiene la medesima relazione per un plasma isotropo in cui si trascurano le collisioni degli elettroni

$$n^2 = 1 - X \quad (2.27)$$

Ricordando che $X = (\frac{\omega_p}{\omega})^2$, si nota che l'indice di rifrazione dipende dalla frequenza dell'onda elettromagnetica che attraversa il plasma. Un mezzo caratterizzato da tale proprietà è detto dispersivo; onde elettromagnetiche con diversa frequenza si propagano con velocità di fase differenti.

Considerazioni sull'indice di rifrazione del plasma isotropo

Considerando ora la (2.27) si osserva che l'indice di rifrazione n è

- puramente reale, se $X < 1$ cioè se $\omega > \omega_p$
- puramente immaginario, se $X > 1$ cioè se $\omega < \omega_p$

e in generale si può scrivere

$$n = \mu - i\chi \quad (2.28)$$

Dalle equazioni di Helmholtz per l'onda piana propagantesi lungo l'asse z si ha

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_x}{\partial z^2} = -\omega^2 \mu_0 \mathbf{D}_x$$

ed in particolare per un'onda piana propagantesi in un mezzo isotropo, in cui si ricorda che vale $\mathbf{D} = \epsilon_0 n^2 \mathbf{E}$,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_x}{\partial z^2} + k^2 n^2 \mathbf{E}_x = 0 \quad (2.29)$$

dove si è sostituito $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$. L'equazione differenziale (2.29) ha come soluzione generale

$$\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_x^+ e^{-iknz} + \mathbf{E}_x^- e^{+iknz}$$

e analoga espressione per la componente \mathbf{E}_y . Il primo addendo rappresenta un'onda propagantesi nella direzione delle z positive mentre il secondo rappresenta un'onda che si propaga nella direzione delle z negative. Considerando solo la prima e sostituendo n dalla (2.28)

$$\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_x^+ e^{-k\chi z} e^{-ik\mu z} \quad (2.30)$$

Quindi, la parte reale dell'indice di rifrazione contribuisce all'esponenziale complesso ed in particolare alla fase dell'onda nello spazio, mentre la parte immaginaria di n è nell'argomento di un'esponenziale reale, contribuendo a determinare il valore del modulo del campo elettrico. Esso infatti vale

$$|\mathbf{E}_x| = |\mathbf{E}_x^+ e^{-k\chi z}| |e^{-ik\mu z}| = |\mathbf{E}_x^+| e^{-k\chi z}$$

Il modulo del campo elettrico, quindi, presenta una variazione esponenziale propagandosi lungo $z > 0$

- attenuandosi, se $\chi > 0$
- rimanendo costante, se $\chi = 0$ (indice di rifrazione puramente reale)
- amplificandosi, se $\chi < 0$

In figura (2.2) e (2.3) sono riportati gli andamenti, rispetto al parametro X , di μ e χ ; dalle figure e da quanto detto finora si può affermare che

- $\omega > \omega_p \Rightarrow n^2 > 0 \Rightarrow n = \mu$: l'indice di rifrazione è reale, per cui l'onda si propaga nello spazio senza attenuazione con velocità di fase $v_f = \frac{c}{\mu}$
- $\omega < \omega_p \Rightarrow n^2 < 0 \Rightarrow n = -i\chi$: l'indice di rifrazione è immaginario, per cui si ha $\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_x^+ e^{-k\chi z}$, che è l'equazione di un'onda evanescente.

Un'onda evanescente è caratterizzata dal fatto che per ogni z considerata, la fase dell'onda è sempre la stessa, mentre il modulo dei campi si attenua in modo esponenziale addentrandosi nel mezzo. Poiché non si considera la presenza di sorgenti in grado di fornire energia, si esclude il caso con $\chi < 0$ che comporta l'amplificazione [Bud85, pp. 34–35]. Se invece si considerano le collisioni, $Z > 0$, si ha sempre un indice di rifrazione complesso, per cui l'onda elettromagnetica si propaga con velocità di fase $v_f = \frac{c}{\mu}$ attenuandosi esponenzialmente.

2.2 Plasma ionosferico anisotropo

Nella precedente sezione si è considerato il comportamento del plasma ionosferico isotropo sollecitato da un'onda elettromagnetica. In realtà, a causa della presenza del campo geomagnetico, la ionosfera non è un plasma isotropo bensì è un plasma anisotropo caratterizzato da proprietà particolari. Di

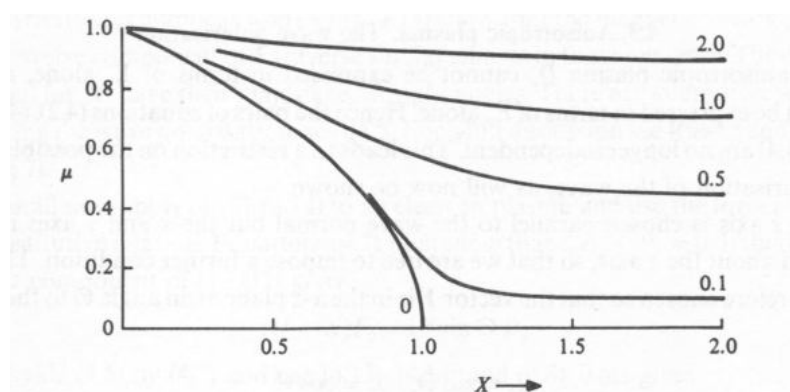


Figura 2.2: *Andamento della parte reale dell'indice di rifrazione rispetto a X . Il numero associato ad ogni curva indica il valore di Z per cui è stata tracciata. In particolare, la curva $Z = 0$ è relativa al calcolo dell'indice di rifrazione in assenza di collisioni.* [Bud85, p. 67]

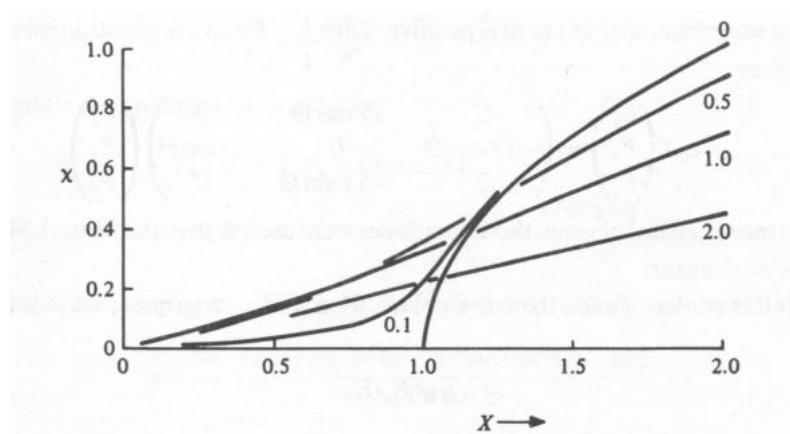


Figura 2.3: *Andamento della parte immaginaria dell'indice di rifrazione rispetto a X . Il numero associato ad ogni curva indica il valore di Z per cui è stata tracciata. In particolare, la curva $Z = 0$ è relativa al calcolo dell'indice di rifrazione in assenza di collisioni.* [Bud85, p. 67]

seguito la relazione di dispersione per un plasma anisotropo [Dav90, pp. 72–73]

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{Y_T^2}{2(1-X-iZ)} \pm \left[\frac{Y_T^4}{4(1-X-iZ)^2} + Y_L \right]^{0.5}} \quad (2.31)$$

dove X e Z sono quelli definiti rispettivamente in (2.21) e (2.24) mentre

$$Y_T = \frac{eB_T}{m\omega}$$

$$Y_L = \frac{eB_L}{m\omega}$$

dove B_T e B_L sono rispettivamente la componente trasversale e longitudinale del vettore campo geomagnetico \mathbf{B} con riferimento alla direzione della normale dell'onda elettromagnetica. L'effetto del campo geomagnetico è quello di rendere il plasma un mezzo birifrangente. Un'onda che incide sulla ionosfera, si propaga attraverso di essa può suddividersi in due onde, una detta ordinaria e l'altra detta straordinaria. Queste due onde sono caratterizzate da due indici di rifrazione diversi che si ottengono dalla (2.31) a seconda del segno considerato al denominatore. Come sarà chiaro in seguito, le due onde si propagano seguendo traiettorie differenti.

2.3 Incidenza verticale

Di seguito si considera la propagazione della sola onda ordinaria, come se il mezzo fosse isotropo. Le stesse formule si possono però applicare all'onda straordinaria sostituendo all'indice di rifrazione il valore appropriato. Inoltre, si assume l'assenza di collisioni.

Si possiede ora un modello approssimato della ionosfera terrestre che è costituito da

- modello di Chapman che descrive la concentrazione elettronica in base all'altitudine

$$N(z) = N_0 \exp\{0.5[1 - z - \sec(\delta) \exp(-z)]\}$$

- relazione di dispersione per il plasma isotropo

$$n(z)^2 = 1 - \left(\frac{N(z)e^2}{\epsilon_0 m \omega^2} \right)$$

Nelle due precedenti equazioni è stata messa in evidenza la dipendenza della densità elettronica e dell'indice di rifrazione dall'altezza rispetto alla superficie terrestre. In particolare, si osservi che all'aumento della concentrazione elettronica corrisponde una diminuzione dell'indice di rifrazione. Per cui, ricordando l'andamento in figura (1.2), si ha che l'indice di rifrazione decresce con continuità fino alla quota a cui si trova il massimo della concentrazione elettronica, per poi aumentare al di sopra di tale altezza.

Si introduce ora un'ulteriore approssimazione per quanto riguarda la struttura della ionosfera. Si considera che la ionosfera sia costituita da strati orizzontali paralleli, ciascuno dei quali è un mezzo omogeneo avente indice di rifrazione e quindi concentrazione elettronica, leggermente diverso rispetto agli strati adiacenti; questo permette di poter applicare i metodi dell'ottica geometrica, in particolare la legge di Snell, per tracciare le traiettorie dei raggi elettromagnetici emessi da una sorgente posta sulla superficie terrestre. Si tratta chiaramente di una approssimazione che non tiene conto della complessità totale della ionosfera ma, come detto anche in precedenza, scopo di questo lavoro è di fornire i concetti base qualitativi sulla riflessione ionosferica e non uno studio approfondito della ionosfera reale. In un mezzo isotropo la direzione di raggio di un'onda elettromagnetica è parallela alla normale al fronte d'onda. Si considera inoltre che i fronti d'onda incidenti sulla ionosfera sono approssimabili come fronti d'onda piani per via dell'elevata distanza tra la ionosfera e la sorgente delle onde che è posta in vicinanza della superficie terrestre. La validità di questo approccio è suffragata dalle soluzioni WKBJ per un'onda elettromagnetica in un mezzo lentamente variante. Considerando una variazione dell'indice di rifrazione tra uno strato e l'altro sufficientemente piccola, si ha che la somma dei singoli contributi al raggio riflesso ad ogni interfaccia è trascurabile [Bud85, pp. 172–174]. Per cui, fintanto che le condizioni di validità dell'approssimazione WKBJ sono soddisfatte, ci si può ridurre a considerare solo il fenomeno della rifrazione. Dalla legge di Snell è noto che

$$n_r \sin \phi_r = n_{r-1} \sin \phi_{r-1}$$

n_r , ϕ_r e n_{r-1} , ϕ_{r-1} sono rispettivamente l'indice di rifrazione e l'angolo formato dalla direzione del raggio con l'asse verticale z , dello strato r -esimo ed $r-1$ -esimo. La legge di Snell vale ad ogni transizione tra uno strato e l'altro per cui è lecito affermare che

$$n_r \sin \phi_r = n_{r-1} \sin \phi_{r-1} = \dots = n_1 \sin \phi_1 = n_0 \sin \phi_0$$

Si assume ora che la propagazione al di sotto della ionosfera sia approssimabile con quella nel vuoto, quindi $n_0 = 1$. Allora si scrive

$$n_r \sin \phi_r = \sin \phi_0 \tag{2.32}$$

Nella ionosfera l'indice di rifrazione è inizialmente decrescente. Quindi, fissato l'angolo di incidenza iniziale ϕ_0 , se vale la (2.32) il termine $\sin \phi_r$ aumenta. Ciò implica che l'angolo che il raggio forma con la verticale è sempre più grande, cioè il raggio viene curvato verso il basso.

Osserviamo cosa accade per l'incidenza verticale del raggio. Imponendo che in un certo strato r avvenga la riflessione totale, cioè $\phi_r = \frac{\pi}{2}$, e che il raggio sia irradiato parallelamente all'asse verticale z , $\phi_0 = 0$, si ottiene

$$n_r = 0$$

che esprime la condizione sull'indice di rifrazione dello strato r -esimo per ottenere la riflessione totale nello strato stesso. Il metodo WKBJ afferma che nello studio della propagazione nella ionosfera lentamente variante la riflessione tra strati può essere ignorata. Ma allora come è possibile la riflessione totale ionosferica? Le condizioni di validità delle soluzioni WKBJ non sono soddisfatte nelle vicinanze dei punti in cui avviene la riflessione, per cui l'ipotesi di trascurabilità delle riflessioni cade [Bud85, pp. 177–178]. Allontanandosi dalla zona dove è avvenuta la riflessione è possibile trattare il raggio discendente verso terra di nuovo con il metodo approssimato WKBJ, cioè considerando solo il raggio rifratto. Dunque, la riflessione totale nella ionosfera isotropa e lentamente variante di un'onda elettromagnetica con angolo di incidenza nullo avviene nello strato in cui l'indice di rifrazione è pari a zero. La riflessione verticale è illustrata in figura (2.4) sulla sinistra. Imponendo che l'indice di rifrazione dello strato r -esimo sia nullo si ottiene la condizione $1 - X = 0$, cioè

$$\frac{N(z_r)e^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{\omega^2} = 1$$

che conduce facilmente a

$$f = \sqrt{80.5N(z_r)} \quad (2.33)$$

dove f è la frequenza dell'onda elettromagnetica espressa in Hz e $N(z_r)$ è la concentrazione elettronica alla quota z_r dove inizia lo strato r -esimo. Tale relazione indica la frequenza che deve avere un'onda elettromagnetica per essere riflessa totalmente ad una quota z dato un certo profilo della densità elettronica nella ionosfera. Conoscendo il valore massimo della concentrazione degli elettroni N_{\max} si determina quindi la massima frequenza che può essere riflessa

$$f_{v,\max} = \sqrt{80.5N_{\max}} \quad (2.34)$$

Osservando la (2.33) e la (2.34) si possono trarre le seguenti conclusioni:

- Se $f > f_{v,\max}$ la concentrazione di elettroni richiesta per la riflessione è superiore al massimo di concentrazione nella ionosfera per cui l'onda elettromagnetica verrà rifratta ma non riflessa e proseguirà la sua propagazione al di fuori della ionosfera. Questo è un effetto indesiderato per le comunicazioni terrestri, come ad esempio quelle in onde corte, ma permette le comunicazioni Terra-spazio in bande di frequenza superiori, come le VHF e le UHF.
- Se $f < f_{v,\max}$, le onde elettromagnetiche che hanno tali valori di frequenza, richiedono una densità elettronica inferiore a quella massima e quindi vengono riflesse a una quota inferiore a quella di N_{\max} , ricordando l'andamento convesso di $N(z)$ al di sotto del massimo in figura (1.2).

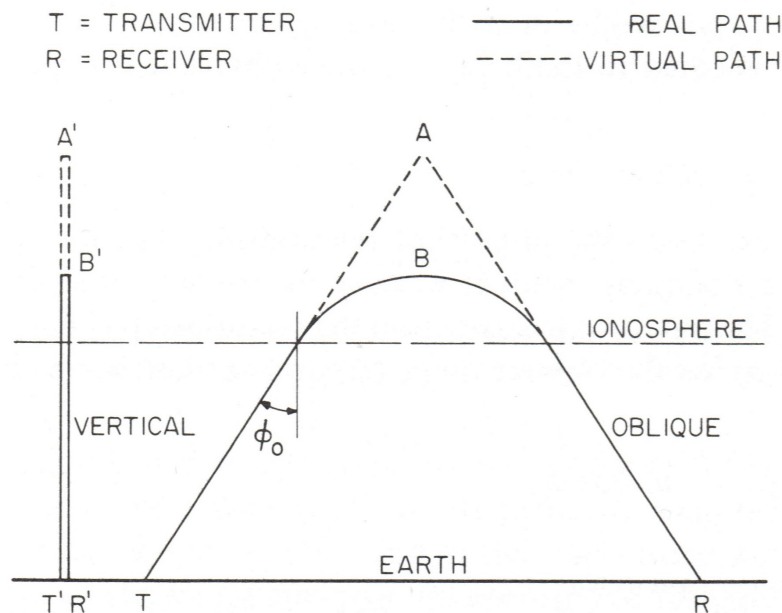


Figura 2.4: A sinistra si osserva la riflessione verticale alla quota reale B' mentre a destra la riflessione obliqua alla quota reale B . [Dav90, p. 157]

2.4 Incidenza obliqua

Per la (2.32) il raggio associato ad un'onda incidente obliquamente segue una traiettoria curva del tipo in figura (2.4). La forma della curva è determinata dal profilo della densità elettronica della ionosfera. Per comprendere le caratteristiche salienti della propagazione per onda obliqua non è necessario però conoscere il reale percorso dell'onda elettromagnetica all'interno della ionosfera. Ci si può limitare a considerare la traiettoria virtuale, cioè la traiettoria che il raggio percorrerebbe in un mezzo con indice di rifrazione unitario, se all'altezza virtuale di riflessione fosse posto un piano completamente riflettente. Un'onda obliqua dunque ritorna a terra ad una distanza D - rappresentata dal segmento TR in figura - rispetto alla località da dove è stata irradiata. Poiché il raggio rappresenta un fronte d'onda, l'area illuminata dall'onda elettromagnetica proveniente dalla ionosfera è una fascia di superficie terrestre che si estende al di fuori di un cerchio di raggio D . L'area compresa nel cerchio è detta zona di silenzio dato che al suo interno non è possibile ricevere il segnale trasmesso. Parte della zona di silenzio può essere interessata, se le caratteristiche del terreno e l'eventuale presenza di acqua lo permettono, dall'onda di terra. Qualora la superficie della Terra su cui l'onda elettromagnetica incide sia particolarmente riflettente, come ad esempio la superficie del mare, è possibile che l'onda elettromagnetica ritorni verso la ionosfera e sia nuovamente riflessa a terra. Questo permette

di coprire distanze più elevate con più salti del tipo Terra-ionosfera-Terra. Le variazioni della concentrazione elettronica determinano variazioni nelle distanze coperte in un singolo salto. In generale la riflessione sullo strato E permette la propagazione fino a 2000 km mentre la riflessione sullo strato F permette di coprire distanze fino a 4000 km con un solo salto. La propagazione ionosferica può inoltre avvenire per via dei cosiddetti *duct ionosferici*, ossia disomogeneità orizzontali della ionosfera, oppure per via della presenza di strati occasionali, come l'E-sporadico, che possono dar luogo a riflessioni singole o multiple all'interno della ionosfera stessa. Per distanza coperta da un'onda elettromagnetica propagantesi per onda ionosferica si intende la distanza per cui l'attenuazione subita dall'onda ne consente comunque la ricezione. Si fa ora una considerazione che sarà utile nel capitolo successivo. Ponendo in relazione la frequenza dell'onda incidente obliqua con la frequenza massima riflessa dalla ionosfera per incidenza verticale, detta anche frequenza critica, si può affermare ciò che segue: si fissi una frequenza $f < f_{v,max}$: come visto precedentemente un'onda ad incidenza verticale con tale frequenza è riflessa, ed esiste quindi un valore $N(z) < N_{max}$ che soddisfa

$$\sqrt{1 - \frac{80.5N(z)}{f^2}} = \sin \phi = 0$$

Se l'angolo ϕ aumenta, ovvero se si considera l'incidenza obliqua, la precedente equazione è soddisfatta se diminuisce la densità elettronica. Ciò significa che la densità elettronica richiesta per la riflessione è minore, il che garantisce la riflessione per incidenza obliqua delle frequenze inferiori alla frequenza verticale massima. Per le frequenze $f > f_{v,max}$ invece il valore di densità elettronica richiesto per l'incidenza verticale è superiore a quella massima della ionosfera e pertanto le onde incidenti verticalmente non sono riflesse. Poiché, come appena visto, all'aumentare dell'angolo di incidenza diminuisce la densità elettronica richiesta per la riflessione, è possibile determinare l'angolo minimo necessario a garantire la riflessione stessa. Tale angolo è quello per il quale la densità elettronica richiesta è uguale alla massima

$$\phi_{min} = \arcsin \sqrt{1 - \frac{80.5N_{max}}{f^2}}$$

Dunque

- se l'angolo di incidenza eccede ϕ_{min} si ha la riflessione poiché N richiesta è minore di N_{max}
- se l'angolo è minore di ϕ_{min} allora la densità elettronica massima non causa la riflessione per cui l'onda elettromagnetica continua la propria rifrazione nella ionosfera fino ad uscire dalla stessa. In figura (2.5) si riporta l'andamento dell'angolo di incidenza minimo al variare della

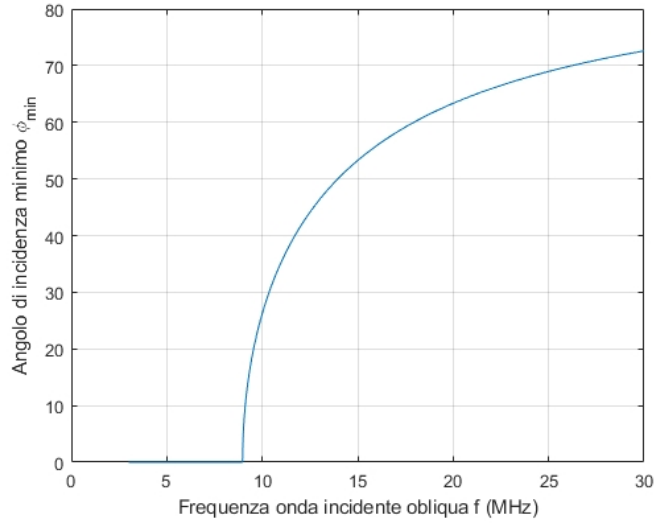


Figura 2.5: Angolo minimo per garantire la riflessione ionosferica per le frequenze superiori alla frequenza critica. In questo caso $N_{max} = 10^{12}$ per cui la frequenza critica è pari a circa 8.9 MHz

frequenza dell'onda incidente. Al crescere di f aumenta l'angolo minimo richiesto per la riflessione. Questo pone un limite alla frequenza più alta che la ionosfera può riflettere. Infatti, la curvatura stessa della Terra, oppure la presenza di ostacoli, limitano l'angolo di incidenza a un valore $\alpha < \frac{\pi}{2}$. Se tale angolo è minore di quello minimo non è possibile la riflessione di onde con frequenza qualsiasi.

Un metodo grafico per l'analisi della traiettoria virtuale

La legge della secante

$$f_o = f_v \sec \phi_0 \quad (2.35)$$

mette in relazione la frequenza di un'onda incidente sulla ionosfera con l'angolo ϕ_0 e la frequenza di un'onda incidente verticalmente che sono riflesse alla medesima quota. La legge della secante si ottiene considerando che la frequenza di plasma nello strato in cui avviene la riflessione è $f_p = f_v$ per cui la (2.32) dice che per avere riflessione del raggio obliquo deve essere

$$n_r = \sin \phi_0$$

cioè

$$\sqrt{1 - \left(\frac{f_v}{f_o}\right)^2} = \sin \phi_0$$

da cui facilmente si giunge alla legge della secante (2.35). Nota la distanza che si intende coprire con un singolo salto è possibile utilizzare un metodo grafico per ottenere la frequenza o le frequenze a cui trasmettere per coprire tale distanza con un certo angolo di incidenza. Questo metodo si basa sull'ausilio delle ionosonde. Le ionosonde irradiano onde elettromagnetiche in un certo intervallo di frequenza con incidenza verticale, rilevando i tempi di partenza e arrivo dei fronti d'onda. Assumendo che la propagazione avvenga nello spazio libero, esse calcolano le altezze virtuali di riflessione producendo infine gli ionogrammi. Questi sono dei grafici che riportano la curva $h''(f_v)$, cioè la relazione esistente tra frequenza e altezza virtuale di riflessione permettendo di determinare sperimentalmente la massima frequenza verticale di riflessione. Il metodo grafico prevede di riportare nel medesimo grafico lo ionogramma $h''(f_v)$ prodotto dalla ionosonda più vicina alla località di trasmissione e le curve di trasmissione $h'(f_v, f_o, D)$ relative alla distanza da coprire. Le curve di trasmissione si ottengono dalla legge della secante nel seguente modo: osservando la figura (2.4) si nota come $\sec \phi_0$ si possa riscrivere in questo modo

$$\sec \phi_0 = \sqrt{1 + \left(\frac{D}{2h'}\right)^2} \quad (2.36)$$

La legge della secante allora si riscrive

$$f_o = f_v \sqrt{1 + \left(\frac{D}{2h'(f_v)}\right)^2}$$

dove si è evidenziata la dipendenza dell'altezza virtuale dalla frequenza virtuale. Rielaborando la precedente equazione si ottiene l'espressione per l'altezza virtuale di riflessione

$$h'(f_v, f_o, D) = \sqrt{\frac{(f_v D)^2}{2(f_o^2 - f_v^2)}}$$

detta curva di trasmissione. Ora si possono riportare le curve $h'(f_v, f_o = \text{costante}, D = \text{costante})$ per ciascuna frequenza f_o di interesse in un grafico insieme al risultato di uno ionosondaggio come in figura (2.6). I punti di intersezione tra lo ionogramma e la curva di trasmissione corrispondente alla frequenza su cui si vuole trasmettere in incidenza obliqua individuano l'altezza virtuale alla quale avviene la riflessione. Osservando la figura (2.6) si possono trarre le seguenti conclusioni:

- in generale, c'è più di un punto di intersezione tra ionogramma e curva di trasmissione e quindi c'è più di una altezza virtuale a cui è possibile la riflessione. La selezione dell'angolo necessario a raggiungere l'altezza di riflessione desiderata si ottiene attraverso la (2.36). Onde incidenti

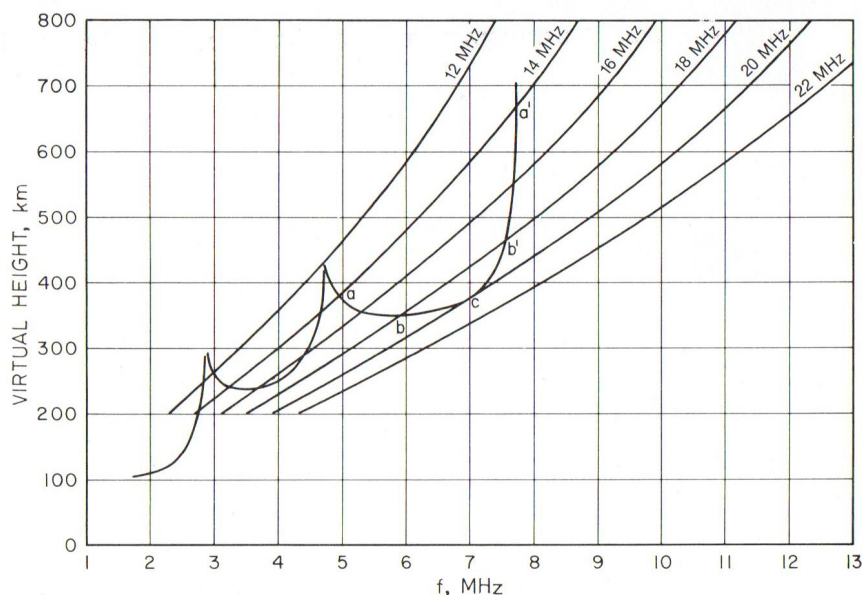


Figura 2.6: Grafico che riporta uno ionogramma e le curve di trasmissione. Queste ultime sono calcolate per sei valori di frequenza dell'onda incidente e per una distanza di salto pari a 2000 km. [Dav90, p. 159]

con angoli più grandi vengono riflesse a quote inferiori mentre quelle con angoli di incidenza minori sono riflesse a quote più elevate. Angoli piccoli sono da preferire, specialmente di giorno, ad angoli più grandi. Infatti, ad angoli di incidenza maggiori corrisponde un tragitto più lungo all'interno dello strato D e quindi le onde sono maggiormente attenuate. Le onde con angoli di incidenza minori interessano lo strato D per tratti più corti e quindi sono meno attenuate.

- nel caso in cui ci sia un solo punto di intersezione c'è una sola quota a cui l'onda con frequenza f_o è riflessa. Tale frequenza è detta MUF(D), maximum usable frequency, ossia la massima frequenza utilizzabile per raggiungere un punto sulla superficie terrestre a distanza D; infatti le curve di trasmissione delle frequenze f_o superiori alla MUF non intersecano lo ionogramma e quindi non possono essere riflesse verso il punto a distanza D, si vedano ad esempio le curve di trasmissione per $f_o = 20MHz$ e $f_o = 22MHz$ in figura (2.6)

La MUF è dunque un parametro molto importante che fissa un limite superiore alla frequenza da utilizzare per poter comunicare con una certa località e va dunque monitorata grazie alle ionosonde e alle curve di trasmissione per poter programmare un radiocollegamento. Nel caso non siano disponibili i dati in tempo reale delle ionosonde, è possibile fare riferimento alle

previsioni ionosferiche, che sulla base dell'attività solare e delle condizioni ionosferiche medie in un certo periodo, forniscono informazioni probabilistiche sulla MUF.

Capitolo 3

Near Vertical Incidence Skywave

La propagazione NVIS, Near Vertical Incidence Skywave, non è altro che la trasmissione di onde elettromagnetiche con antenne che irradiano la maggior parte della potenza ad angoli prossimi alla verticale. Poiché l'angolo di incidenza di tale onde è piccolo, le onde elettromagnetiche ritorneranno sulla superficie terrestre ad una distanza minore rispetto a quelle irradiate con angoli maggiori, a parità di altezza di riflessione. L'importanza della propagazione NVIS sta nel fatto che essa permette di collegare località vicine ma per le quali la particolare morfologia dell'area in cui sono poste non permette il collegamento diretto nelle bande VHF e UHF. La propagazione NVIS è utilizzata, ad esempio, in ambito militare e in caso di calamità naturali, quando le reti di telecomunicazioni ordinarie sono inutilizzabili. La propagazione NVIS a livello pratico è quindi di interesse in scenari caratterizzati dalla necessità di disporre di strumenti di radiocomunicazione facilmente trasportabili e di facile allestimento. Per approntare un sistema trasmissivo che sfrutti la NVIS, è necessario porre attenzione a due fattori fondamentali. Il primo riguarda le condizioni della ionosfera al momento della trasmissione, mentre il secondo riguarda l'antenna utilizzata.

Di seguito si sono prese come riferimento le simulazioni effettuate da un gruppo di ricerca olandese pubblicate in [Wit+15], in particolare alle sezioni 3 e 4. Il riferimento al lavoro di questo gruppo sarà esplicito e individuabile attraverso le citazioni. Per mantenere la medesima notazione in [Dav90] si è fino ad ora indicato con ϕ l'angolo di incidenza con la ionosfera. Questa notazione entra ora in conflitto con quella consueta della trattazione delle antenne che individua con θ l'angolo di elevazione e con ϕ l'angolo azimutale. D'ora in avanti ci si riferisce con θ all'angolo di elevazione, tale che $\theta = 0^\circ$ indica l'orizzonte, per cui l'angolo di incidenza è $90^\circ - \theta$, mentre con ϕ ci si riferisce all'angolo azimutale. Nella propagazione NVIS si predilige la riflessione nello strato F2 poiché è presente sia durante il dì che durante la

notte e presenta i valori di densità elettronica più alti di tutta la ionosfera; la presenza costante garantisce l'affidabilità della propagazione NVIS, mentre l'alta densità elettronica permette la riflessione di frequenze più elevate che soffrono meno l'assorbimento causato dallo strato D. Inoltre, l'elevata altezza dello strato F2 implica che, per coprire distanze corte, sono necessari angoli di incidenza minori rispetto alle lunghe distanze. Per tali angoli, l'onda elettromagnetica attraversa lo strato D per un tratto minore e quindi viene assorbita in misura minore. Si consideri anche che angoli più elevati restringerebbero il campo di applicazione della NVIS alle località poste in aree meno disagiate dal punto di vista della morfologia del terreno. Come visto nel capitolo precedente, la frequenza critica della ionosfera, che si assume essere la frequenza critica massima tra quella degli strati ionosferici, è molto importante per la progettazione di un radiocollegamento ionosferico. Nella propagazione NVIS si utilizzano frequenze inferiori alla frequenza critica in modo da avere la riflessione incondizionata per qualsiasi angolo, anche vicino alla verticale. Utilizzare frequenze inferiori ma non uguali alla frequenza critica permette di prevenire l'eventuale fallimento del collegamento per effetto di variazioni non previste della densità elettronica, ricordando sempre che diminuire troppo la frequenza è causa di maggior assorbimento nello strato D. Operando poco sotto la frequenza critica di F2 si garantisce che la riflessione avvenga nello strato F2, in un intervallo indicativo di altezze tra 200 e 500 km, perché solo in quello strato è presente la densità elettronica richiesta per la riflessione di tali frequenze. In [Wit+15] sono state effettuate diverse simulazioni usando un software specifico. Tutte le simulazioni si riferiscono ad una media latitudine. Ad esempio, nella figura (3.1) si riporta la relazione esistente tra angolo di elevazione e distanza coperta per diversi valori di frequenza. Le linee rosse indicano le onde con frequenza inferiore alla frequenza critica dello strato E mentre quelle blu indicano quelle con frequenza superiore. Le linee verdi indicano le frequenze che permettono la riflessione sullo strato F2. La distanza coperta è funzione non solo dell'angolo di incidenza ma anche della frequenza utilizzata. Nell'articolo [Wit+15, p. 6] si afferma che, dalle simulazioni effettuate, scegliendo una frequenza che permetta la riflessione sullo strato F è possibile coprire, alle medie latitudini, una distanza di 150 km con angoli di incidenza tra 25° e 0° .

Le antenne utilizzate devono quindi presentare diagrammi di irradiazione nei quali i lobi principali sono orientati verso la verticale ed in particolare nelle direzioni che sottendono angoli minori di 30° . Il dipolo mezz'onda montato orizzontalmente è un buon candidato per essere utilizzato in NVIS poiché in primo luogo irradia la massima potenza verso la verticale e in secondo luogo le sue doti di trasportabilità e facilità di montaggio, essendo realizzabile con due semplici cavi di rame, lo rendono molto appetibile per le condizioni di lavoro nelle quali la NVIS è richiesta. La presenza del suolo, caratterizzato da conducibilità non nulla, al di sotto dell'antenna, ne modifica però il diagramma di radiazione. Il suolo si comporta come un riflettore, il cui

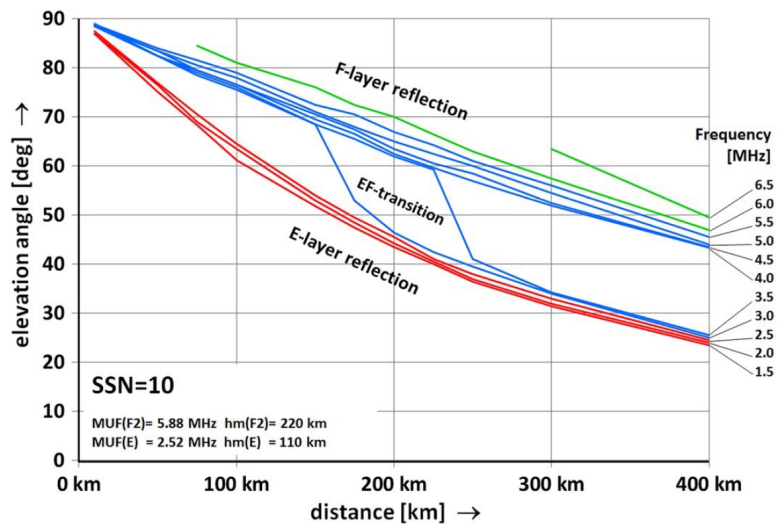


Figura 3.1: Relazione tra l'angolo di elevazione e la distanza per differenti frequenze [Wit+15, p. 5]

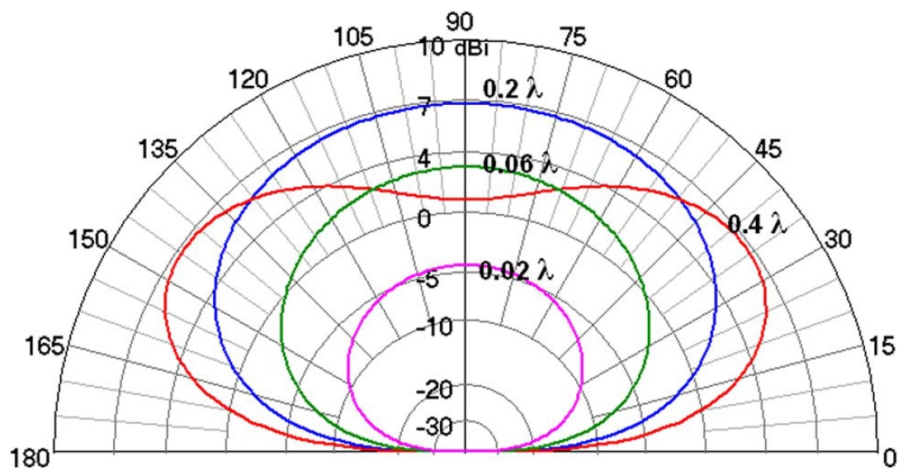


Figura 3.2: Diagramma di radiazione verticale di un dipolo mezz'onda orizzontale posto al di sopra di un terreno di campagna, farmland soil, ad altezze 0.02λ , 0.06λ , 0.2λ , 0.4λ rispetto al suolo [Wit+15, p. 8]

coefficiente di riflessione dipende dalla conducibilità del terreno. La massima potenza non viene più irradiata lungo la verticale ma ad angoli maggiori e compaiono lobi secondari che indirizzano potenza verso direzioni non desiderate. Particolare attenzione va dunque posta alla scelta dell'altezza da terra alla quale installare il dipolo, sia per minimizzare le inevitabili dissipazioni di energia dovute alla conducibilità non nulla del terreno sia per massimizzare la potenza irradiata verso le direzioni utili alla NVIS. In figura (3.2) le simulazioni in [Wit+15] relative all'altezza dal suolo per un dipolo mezz'onda orizzontale alla frequenza di 5.39 MHz su un terreno caratterizzato dalla conducibilità $\sigma = 20 \frac{mS}{m}$ e costante dielettrica $\epsilon_r = 17$. Si osservi che ad un'altezza di 0.02λ il diagramma di radiazione presenta un massimo verso la verticale; tale massimo è però di molto inferiore a quello di un dipolo isotropo, rendendo il sistema d'antenna poco efficiente. L'altezza da terra di $0.2\lambda = 11.13$ metri sembra essere l'altezza che massimizza il guadagno lungo la verticale. Aumentare ulteriormente l'altezza causa lo spostamento del massimo verso angoli maggiori e non adatti alla NVIS, si veda la curva per un'altezza di 0.4λ . I valori di concentrazione elettronica della ionosfera impongono frequenze di lavoro NVIS solitamente inferiori ai 10 MHz, per cui le lunghezze d'onda in gioco sono maggiori di $\lambda_{min} = 30$ metri. Posizionare un dipolo mezz'onda ad altezze maggiori di 0.2λ , cioè ad altezze che sono maggiori di $0.2\lambda_{min} = 6$ metri, è una soluzione pratica accettabile per le installazioni fisse, che non sempre può essere messa in atto in situazioni provvisorie o mobili; se da un lato l'installazione dell'antenna ad un'altezza inferiore rispetto all'altezza ottima causa una diminuzione non indifferente del guadagno, dall'altro la direttività dell'antenna tende ad aumentare fino ad un massimo, come si vede in figura (3.3).

Per ottimizzare l'altezza dal suolo si introducono il guadagno NVIS e la direttività NVIS del dipolo mezz'onda. Il guadagno NVIS è definito come il guadagno dell'antenna mediato sull'angolo solido di interesse per la NIVS

$$G_{NVIS} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} G(\phi, \theta) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} 1 \sin \theta d\theta d\phi} \quad (3.1)$$

dove θ_0 è l'angolo che si è individuato per il collegamento NVIS. A sua volta la direttività NVIS e la direttività dell'antenna mediata sull'angolo solido

$$D_{NVIS} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} D(\phi, \theta) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} 1 \sin \theta d\theta d\phi} \quad (3.2)$$

I valori di guadagno NVIS e direttività NVIS ottenuti dalla simulazione [Wit+15, p. 9] sono riportati nel grafico in figura (3.3). Si evidenzia che l'altezza che massimizza il guadagno lungo le direzioni utili alla NVIS su quel tipo di terreno è di 0.19λ (vedi anche figura (3.4)), ma, per quanto detto in precedenza, tale valore può non essere sempre applicabile in pratica. Nell'installazione di un'antenna per NVIS si valuterà, grazie alle curve in figura

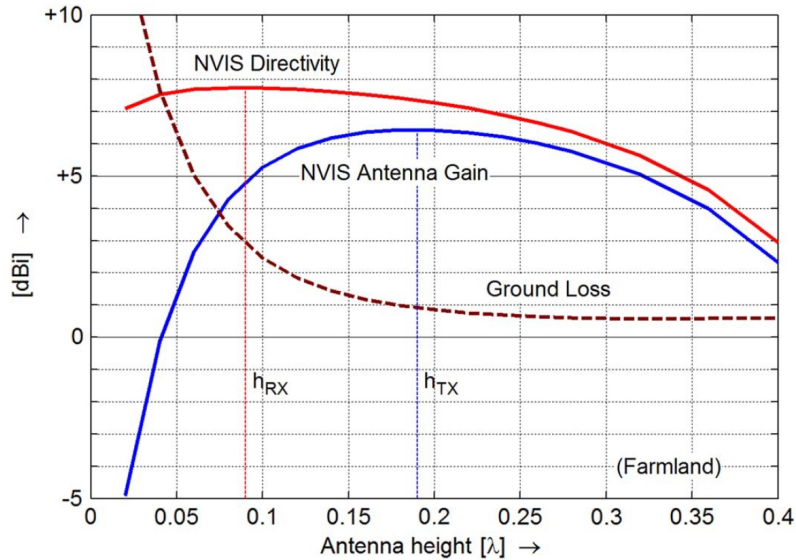


Figura 3.3: Guadagno NVIS (in blu) e direttività NVIS (in rosso) per un dipolo mezz'onda rispetto all'altezza dello stesso su un terreno di campagna alla frequenza di 5.39 MHz. Ground loss in dB [Wit+15, p. 9]

Soil type	σ	ϵ_r	h_{TX}
Urban	1 mS/m	5	0.22λ
Lake*	5 mS/m	80	0.20λ
Farmland	20 mS/m	17	0.19λ
Clay	30 mS/m	20	0.18λ
Sea	5000 mS/m	80	0.13λ

* Some rivers and fresh water lakes show conductivities of 50 mS/m or more due to the presence of (industrial) pollutants.

Figura 3.4: Altezza ottima per NVIS di un dipolo mezz'onda orizzontale per la trasmissione, ossia quell'altezza che massimizza il guadagno NVIS, per differenti tipi di terreno [Wit+15, p. 9]

(3.3), l'altezza più adatta, considerando anche che le altezze da terra che massimizzano direttività e guadagno sono, in generale, differenti. Scegliendo altezze inferiori all'ottimo si otterrà un compromesso in termini di praticità e prestazioni dell'antenna. In ricezione si predilige la direttività in modo da diminuire la ricezione di rumore e di segnali indesiderati provenienti da altre direzioni; in trasmissione, invece, si preferisce massimizzare il guadagno.

Tutte le simulazioni descritte sono state effettuate alla frequenza di 5.39 MHz per angoli di incidenza tra 90° e 75° , utili per coprire la distanza di 150 km, alle medie latitudini [Wit+15]; ma il gruppo di ricerca ha condotto simulazioni anche a 3 MHz e a 15 MHz. Tali simulazioni hanno mostrato che l'altezza ottima di 0.2λ non varia significativamente, per una distanza coperta di 150 km; considerare invece distanze maggiori di 150 km, determina la diminuzione degli angoli richiesti, cioè l'aumento dell'altezza dal suolo. Quindi è necessario ricalcolare G_{NVIS} e D_{NVIS} [Wit+15, p. 15] per l'ottimizzazione dell'altezza da terra.

Il progetto di un radio collegamento NVIS deve prendere in considerazione i fattori locali e istantanei legati al terreno su cui si opera oltre che alle condizioni ionosferiche. L'analisi di tali fattori porta all'individuazione della frequenza da utilizzare e guida l'installazione dell'antenna. Variazioni improvvise dei fattori citati possono interferire con il collegamento NVIS. Quindi, in ambiti di applicazione critici, è necessario prevedere condizioni di lavoro eccezionali per essere in grado di modificare il sistema radio garantendo continuità nelle radiocomunicazioni.

Conclusione

La ionosfera, nonostante sia stata studiata lungo tutto il secolo scorso fino ad oggi, è ancora di interesse scientifico e tecnologico; dai primi studi sulla ionosfera fino ai più recenti sono stati prodotti numerosi libri e articoli e la ricerca in questo ambito non è terminata. La brevità di questo elaborato permette di offrire solo una veloce panoramica di un argomento così ampio qual'è la propagazione per via ionosferica.

Il presente lavoro può essere utile per un primo approccio alla propagazione ionosferica, poiché fornisce conoscenze che consentono di comprenderne il funzionamento, tenendo conto di tutte le approssimazioni effettuate. Studi ed analisi più approfondite, come già accennato nel testo, sono necessarie qualora si intenda ottenere un modello di propagazione che approssimi meglio la realtà. Nell'ultimo capitolo si è trattata, inoltre, un'applicazione pratica della propagazione ionosferica, riguardante la trasmissione a corta distanza. Anche in questo ambito, come dimostra la lettura dell'articolo in bibliografia, la ricerca ha ancora obiettivi da raggiungere.

Bibliografia

- [Bud85] K.G Budden. *The propagation of radio waves. The theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere*. Cambridge University Press, 1985.
- [Dav90] Kenneth Davies. *Ionospheric Radio*. A cura di P.J.B. Clarricoats, Y. Rahmat-Samii e J.R. Wait. Vol. 31. IEE ELECTROMAGNETIC WAVES SERIES. Peter Peregrinus Ltd., 1990.
- [Wit+15] Ben A. Witvliet et al. “Near Vertical Incidence Skywave Propagation: Elevation Angles and Optimum Antenna Height for Horizontal Dipole Antennas”. In: *IEEE Antennas and Propagation Magazine* 57.1 (feb. 2015).