

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS

DEPARTAMENTO DE ELETRÔNICA & COMUNICAÇÕES (FEE)

18

POLARIZAÇÃO DAS ONDAS DE H.F.

ATRAVÉS DA IONOSFERA

Ricardo Magnus Osório Galvão

Orientador : Dharmbir Rai

01/72

Tese de Mestrado apresentada
à Faculdade de Engenharia
de Campinas da Universida-
de Estadual de Campinas



ÍNDICE

		pag.
	<u>Resumo</u>	1
	<u>Abstract</u>	2
 <u>capítulo I</u>		
1.1	Introdução	3
1.2	Ionosfera	4
1.3	O campo magnético terrestre	8
1.4	A quártica de Booker	8
1.5	Polarização	13
1.5.1	propriedades do ângulo de polarização	19
1.5.2	aproximações e fórmulas	20
 <u>capítulo II</u>		
	Variação da polarização da onda através de um meio magneto-iônico	21
2.1	Incidência normal	21
2.1.1	meio de variação lenta	26
2.2	Incidência oblíqua	27
2.2.1	a matriz $\leftrightarrow$ R	32
2.2.2	solução da equação de polarização pa- ra um 'stratum' finito e homogêneo	32
2.3	Comentários sobre as aproximações utilizadas	33
2.4	Resultados	39
2.5	Possibilidades de aplicação do estudo efetuado no projeto de sistemas de comunicação por satélite	43
 apêndices:		
A.	Derivação da equação de polarização	45
B.	Descrição do programa utilizado	47

POLARIZAÇÃO DAS ONDAS DE HF ATRAVÉS DA IONOSFERA

por Ricardo Magnus Osório Galvão

Resumo

O comportamento da polarização de ondas eletromagnéticas propagando-se através de um meio magneto-iônico é investigado quando a trajetória do raio, de uma onda vinda de uma fonte móvel, passa por uma região onde o campo magnético é transversal. A polarização é descrita em termos do 'ângulo de inclinação' e da 'razão axial', parâmetros que caracterizam a elipse de polarização. São definidos em um sistema de coordenadas referenciado à normal de onda. A equação de polarização é derivada a partir da solução da quártica de Booker. É mostrado que a equação de polarização assim obtida tem coeficientes diferentes da obtida utilizando-se a equação de Appleton - Hartree e esta diferença se torna bastante significativa em certos pontos do percurso. A equação é resolvida numericamente para um modelo de ionosfera, sem outras aproximações. Os resultados para 4 MHz ($\sim$ a frequência de plasma da região F) e 40 MHz são apresentados e discutidos. Algumas aplicações possíveis dos resultados para o projeto de sistema de comunicações através de satélites são sugeridas.

ABSTRACT

The polarization behavior of electromagnetic waves propagating through a magnetoionic medium is investigated for the case of a moving source when the path of propagation passes through the region of transverse magnetic field. The polarization is described in terms of the tilt angle and the axial ratio which characterize the polarization ellipse. Unlike in previous studies, these parameters are defined in a coordinate system fixed to the wave normal. The polarization equation is derived starting from the solution of Booker quartic. It is shown that the polarization equation thus obtained differs from the corresponding equation, obtained using Appleton - Hartree equation, in the coefficients and for certain points along the path this difference is quite significant. The equation is solved numerically for a model ionosphere without making any further assumptions. The results for 4 MHz ($\sim$ critical frequency of the F layer) and 40 MHz are presented and discussed. Some possible applications of the results to the design of satellite communication systems are suggested.

CAPÍTULO I

1.1 Introdução

Nosso propósito neste trabalho é estudar o comportamento da polarização de ondas de frequência na faixa de 1 Hz se propagando através da ionosfera. Para isto é necessário apresentarmos uma descrição do nosso modelo de ionosfera, como as ondas eletromagnéticas se propagam por este meio e de que modo definiremos a polarização de uma onda. Devotamos todo o capítulo I a estas considerações iniciais. O conteúdo dos tópicos abordados neste capítulo são, em geral, bem conhecidos e deste modo nos preocupamos somente em apresentá-los sequencialmente, mostrando em cada tópico apenas o estritamente necessário para o desenvolvimento a ser feito no capítulo II. Descrições mais detalhadas e completas poderão ser encontradas nas referências oportunamente citadas.

Acreditamos que o tratamento seguido no capítulo II para o estudo da polarização de ondas possa também ser feito para qualquer meio anisotrópico uniaxial, possível de ser descrito por uma relação constitutiva, desde que o meio possa ser considerado de variação lenta com relação ao comprimento de onda da onda que se propaga através dele.

1.2 Ionosfera

A ionosfera terrestre é um meio magneto-ionizado com uma concentração de íons suficientemente grande para afetar a propagação de ondas eletromagnéticas através dela. É composta por uma ampla variedade de íons produzidos por radiações provenientes do sol e pertencentes a diferentes faixas do espectro. Seria muito difícil e trabalhosa uma completa e auto-consistente descrição da ionosfera que, felizmente, não se faz necessária para os nossos propósitos. Ao estudar a propagação de ondas através da ionosfera nós a representamos por um modelo simplificado, escolhido de modo a compreender os efeitos mais importantes produzidos na onda pelo meio. Este modelo depende principalmente da frequência da onda. De um modo simplório, podemos dizer que quanto maior a frequência escolhida, mais simples podemos considerar a representação da ionosfera por um modelo. Neste trabalho vamos estudar a polarização de ondas com frequência dentro da faixa de MHz. Para estas frequências podemos utilizar um modelo bastante simples para representar a ionosfera. Este modelo fornece o perfil de densidade eletrônica e é devido a Chapman (1931, a, b, 1939). A expressão da densidade eletrônica função da altura é deduzida, neste modelo, fazendo-se as seguintes hipóteses:

- i) a ionosfera é constituída de somente um tipo de gás;
- ii) a ionosfera é planarmente estratificada;
- iii) a radiação ionizante é um feixe paralelo monocrático proveniente do sol;
- iv) a atmosfera é isotérmica;
- v) a perda de eletrons é devida somente a um processo de recombinação.

Com estas hipóteses obtêm-se a expressão (1.1) fornecendo a expressão analítica da densidade eletrônica do chamado " α -Chapman Layer" (para uma derivação completa veja Hines e outros, 1965):

$$N = N_0 \exp \frac{1}{2} \left[1 - \sec \chi \cdot \exp (-z) \right] \quad (1.1)$$

N_0 : densidade eletrônica máxima

$$z = \frac{h - h_m}{H} \quad (1.2)$$

h_m : altura onde ocorre a densidade eletrônica máxima

H : escala de alturas

χ : ângulo zenital da radiação ionizante

Esta expressão (1.1) será referenciada, no que se segue, como lei de Chapman. Usualmente, nos nossos cálculos, assumiremos a seguinte expressão para a escala de altura, a qual oferece uma melhor concordância com os resultados experimentais (Potts, 1962).

$$H = 75. + 0.025 (h - h_m) \quad (1.3)$$

onde tôdas as alturas são expressas em (km).

Outro parâmetro que tem participação importante ao descrevermos o comportamento de uma onda de rádio propagando-se através da ionosfera é a frequência de colisão. A frequência de colisão eletrônica é definida como o número médio de colisões por unidade de tempo feitas por um simples eletrôn com as moléculas

neutras do ar. Desprezando-se efeitos secundários, numa atmosfera que é constante em composição e temperatura.

$$v = v_0 \exp (-z) \tag{1.4}$$

onde v_0 é constante.

Na figura (1.1) podemos ver um gráfico de N/N_0 e v/v_0 versus z . Nas tabelas (1), (2) e (3) são mostrados alguns valores razoáveis de H , h_m , N_0 e v_0 fornecidos por Millman (1961).

Camada	H (km)	h_m (km)	N_0 (eletrons/cm ³)
E	10	100	1.5×10^5
F ₁	40	200	3.0×10^5
F ₂	50	300	12.5×10^5

Tabela 1: parâmetros diurnos da densidade eletrônica

Camada	H (km)	h_m (km)	N_0 (eletrons/cm ³)
E	10	120	0.8×10^4
F	45	250	4.0×10^6

Tabela 2: parâmetros noturnos da densidade eletrônica

Camada	H (km)	h_m (km)	v_0 (rd/sec)
E	10	100	3×10^5
F	45	134	10^4

Tabela 3: parâmetros referentes à frequência de colisão

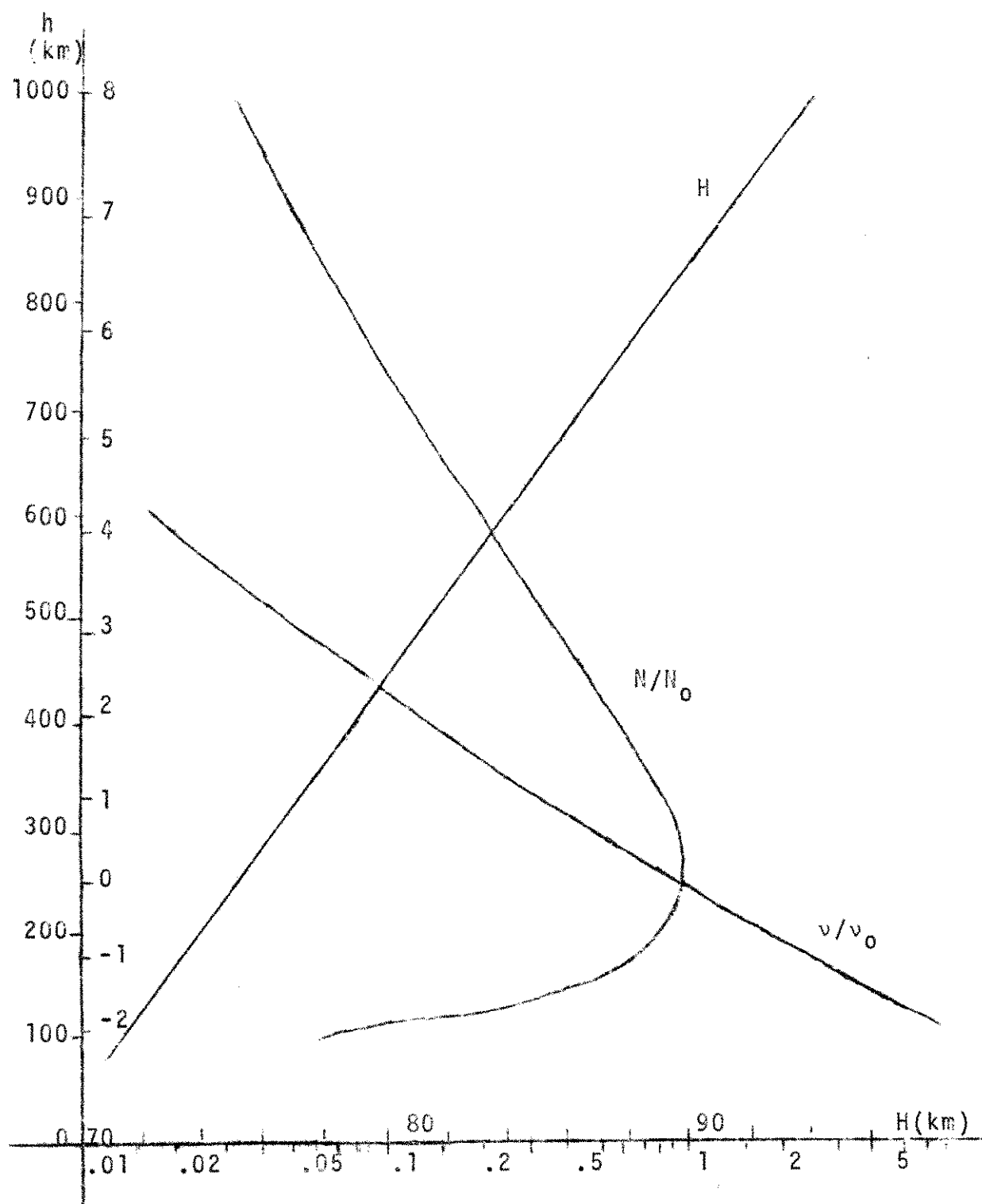


Fig. 1.1: Curvas mostrando a variação de N/N_0 , v/v_0 e da escala de alturas H .

1.3 O campo magnético terrestre:

Afim de determinar o campo magnético superposto ao plasma ionosférico, usamos um modelo fornecido por Cain e outros (1964). Este modelo consiste em derivar o campo magnético a partir de um potencial escalar magnético expandido em harmônicos esféricos. O potencial é dado por:

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \left[g^{n,m} \cos(m\lambda) + h^{n,m} \sin(m\lambda) \right] p^{n,m}(\sigma) \quad (1.5)$$

onde: σ : colatitude
 λ : longitude
 a : raio da terra
 r : distância geocêntrica
 g, h : coeficientes de Gauss
 $p^{n,m}(\sigma)$: funções associadas de Legendre (Normalização de Gauss).

O cálculo do campo através deste modelo é feito nas sobrotinas FIELDG e FIELD descritas no apêndice B.

1.4 A quártica de Booker:

Não pretendemos aqui derivar a quártica de Booker, mas somente apresentar as hipóteses feitas e as equações que serão utilizadas no que se segue. Uma derivação completa pode ser encontrada em Budden (1961).

Definiremos um meio magneto-iônico como sendo um no qual eletrons livres e ions positivos pesados estão situados em um campo magnético uniforme e distribuidos com uniformidade estatística, de modo que não há carga espacial resultante (comprimento característico maior que o raio de Debye). Pode haver também moléculas neutras com as quais os eletrons possam colidir.

Quando uma onda se propaga através de um meio magneto-iônico sua polarização varia, mas podemos separar a onda em componentes que não alteram suas polarizações. Estas componentes são chamadas ondas características. Para isso vamos considerar válidas as seguintes hipóteses:

- i) ondas senoidais progressivas
- ii) campo magnético estático $\vec{B}$
- iii) as forças devidas aos movimentos dos eletrons não são importantes (plasma frio)

Seja uma onda plana incidente na ionosfera, em uma direção arbitrária, com sua normal de onda tendo cossenos diretores dados por S_1 , S_2 e C . A geometria é mostrada na figura(1.2). O eixo z é dirigido verticalmente e as direções dos eixos x e y são inteiramente arbitrários. O ângulo entre o normal de onda e o eixo z é θ_1 de modo que

$$\cos \theta_1 = C \quad (1.5)$$

e

$$\sin^2 \theta_1 = S_1^2 + S_2^2 \quad (1.7)$$

cada componente dos campos da onda contém um fator dado por

$$\exp \left\{ -i \vec{k} \cdot \vec{r} \right\} = \exp \left\{ -ik (S_1 x + S_2 y + S_3 z) \right\} \quad (1.8)$$

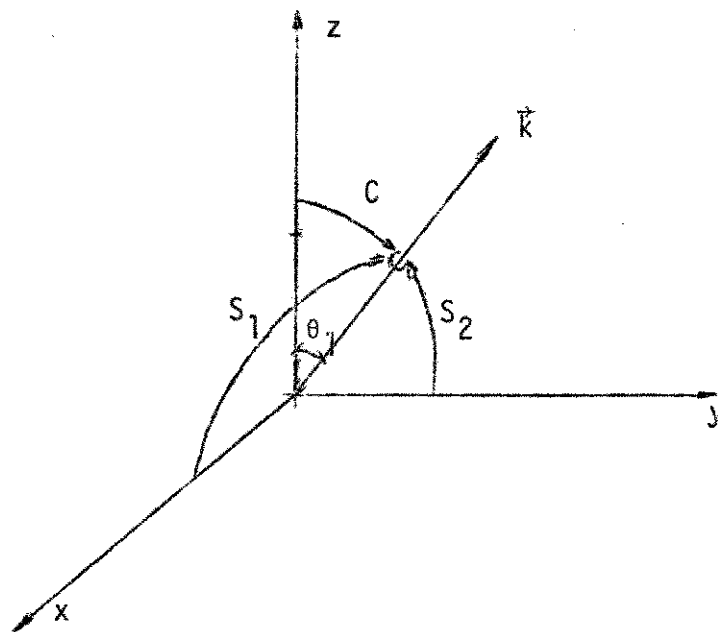


Fig.1.2: A normal de onda da onda incidente no primeiro "stratum" e os seus coscenos diretores

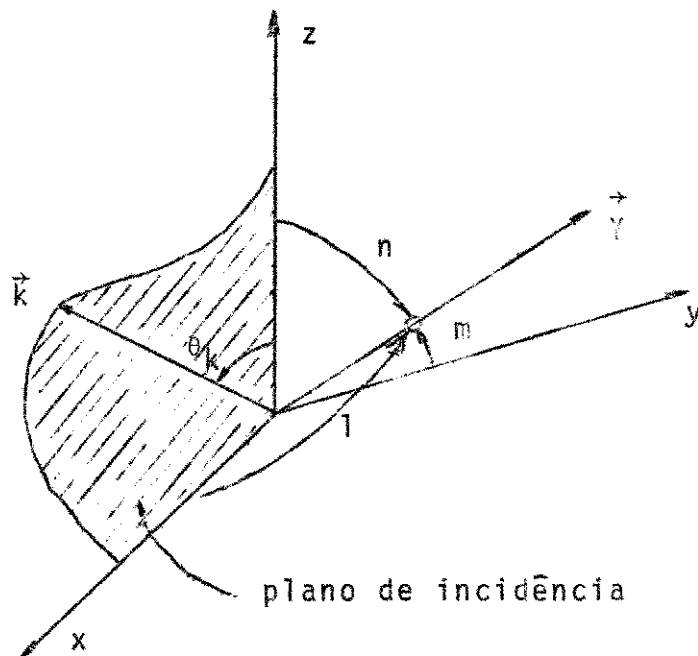


Fig. 1.3: O vetor $\vec{Y}$ e seus coscenos diretores, referenciado a um sistema tal que o plano xz contém a normal de onda.

Assumindo que a ionosfera é um meio horizontalmente estratificado com variação lenta, podemos considerá-la como sendo constituída de um grande número de fatias finas, em cada uma das quais o meio é homogêneo. A transição para um meio contínuo pode ser feita fazendo as fatias tão finas e numerosas como se queira. A hipótese de uma ionosfera horizontalmente estratificada e as condições de contorno que cada campo tem que obedecer nos permi
concluir

te/que as ondas dependem de x e y somente pelo fator $\exp \left\{ - i k (S_1 x + S_2 y) \right\}$ em todos os níveis. Suponhamos que na $N_{ésima}$ fatia, a normal de onda faça um ângulo θ_n com a vertical e seja o índice de refração associado N_n . Então cada componente do campo contém um fator

$$\exp \left\{ - i k (S_1 x + S_2 y + N_n \cos \theta_n z) \right\} \quad (1.9)$$

; definindo a quantidade

$$q = N_n \cos \theta_n \quad (1.10)$$

podemos reescrever (1.9) como

$$\exp \left\{ - i k (S_1 x + S_2 y + q z) \right\} \quad (1.11)$$

onde k é o número de onda do espaço livre. Em cada fronteira en
tre/a fatias a lei de Snell é válida e temos então:

$$N_n \sin \theta_n = \sin \theta_1 \quad (1.12)$$

e

$$N_n^2 = q^2 + S_1^2 + S_2^2$$

; temos também que tôdas as grandezas campo elétrico e campo magnético devem satisfazer as equações de Maxwell. Usando nestas equações as relações constitutivas do meio, podemos derivar um conjunto de três equações homogêneas para as componentes do campo $\vec{E}$ da onda:

$$\begin{vmatrix} (1 - q^2 - S_2^2 + M_{xx}) & (S_1 S_2 + M_{xy}) & (S_1 q + M_{xz}) \\ (S_1 S_2 + M_{yx}) & (1 - q^2 - S_1^2 + M_{yy}) & (S_2 q + M_{yz}) \\ (S_1 q + M_{zx}) & (S_2 q + M_{zy}) & (C^2 - M_{zz}) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{vmatrix} = 0 \quad (1.13)$$

onde M_{xx} , M_{yx} , ... etc são os elementos da matriz susceptibilidade (Budden - 1961). Na seção 2.2.1 vamos mostrar a matriz completa e discutir algumas aproximações que nela podem ser feitas. Colocando a condição de não-trivialidade na solução do sistema (1.13) obtemos uma equação de quarta ordem para q :

$$F(q) \triangleq \alpha q^4 + \beta q^3 + \gamma q^2 + \delta q + \epsilon = 0 \quad (1.14)$$

onde

$$\alpha = U(U^2 - Y^2) + X(n^2 Y^2 - U^2) \quad (1.15)$$

$$\beta = 2nXY^2(S_1 l + S_2 m) \quad (1.16)$$

$$\gamma = -2U(U-X)(C^2 U-X) + 2Y^2(C^2 U-X) + XY^2\{1 - C^2 n^2 + (S_1 l + S_2 m)^2\} \quad (1.17)$$

$$\epsilon = (U-X)(C^2 U-X)^2 - C^2 Y^2(C^2 U-X) - C^2 XY^2(S_1 l + S_2 m)^2 \quad (1.18)$$

$$\delta = -2.C^2.n.X.Y^2.(S_1 l + S_2 m) \quad (1.19)$$

$$U = 1 - i \omega/\nu$$

onde ω é a frequência angular da onda e ν a frequência de colisão.

Duas raízes desta quártica correspondem a ondas ascendentes e duas a ondas descendentes. Quando as colisões são desprezadas fazemos $U = 1$ na equação acima. As propriedades desta quártica (1.14) são discutidas por Booker (1939).

a Os parâmetros k, m, n são os cossenos diretores do vetor $\vec{Y}$, que possui a mesma direção mas o sentido oposto de $\vec{B}$, a densidade de fluxo magnético do campo terrestre. A geometria na $k^{\text{ésima}}$ fatia é mostrada na figura (1.3) onde foi assumido $S_2 = 0$.

Em incidência vertical $\theta_1 = \theta_n = 0$ e q é o mesmo que o índice de refração N_n , sendo que a quártica (1.14) se reduz à fórmula de Appleton-Hartree:

$$N_n^2 = 1 - \frac{X}{U - \frac{\frac{1}{2} Y_T^2}{(U-X)} \pm \left[\frac{\frac{1}{4} Y_T^4}{(U-X)^2} + Y_L^2 \right]^{1/2}} \quad (1.20)$$

onde consideramos o vetor $\vec{Y}$ no plano xz ($m=0$) e

$$Y_L = nY ; Y_T = k Y \quad (1.21)$$

1.5 Polarização:

A polarização de uma onda eletromagnética é um parâmetro bastante importante em radiocomunicações. Podemos descrever o estado de polarização de uma onda como a razão entre as duas componentes do campo elétrico da onda em um plano ortogonal à normal de onda. Em geral a onda é elípticamente polarizada e nós podemos caracterizar a elipse de polarização por dois parâmetros, o ângulo de inclinação ("tilt angle") e a razão axial. Nós vamos mostrar algumas relações úteis envolvendo estes parâmetros que serão utilizadas no que se segue. O tratamento aqui

seguido $\vec{e}$ o mesmo utilizado por Kantor, e outros (1971).

Vamos definir a polarização de uma onda, para incidência normal, por uma quantidade R, dada por

$$R = \frac{E_x}{E_y} = \rho \exp(i\phi) \quad (1.22)$$

Nós escolhemos um sistema de coordenadas no qual o eixo z $\vec{e}$ paralelo $\vec{a}$ normal de onda. A elipse de polarização $\vec{e}$ dada pelo lugar geométrico de

$$E = \text{Re } E_x + i \text{Re } E_y \quad (1.23)$$

onde um plano complexo foi associado a plano xy. Vamos definir o "tilt angle" ψ como o ângulo entre o eixo y e o eixo maior da elipse de polarização no plano xy. (figura 1.4).

Suponhamos que uma onda eletromagnética se propaga pelo meio, com componentes E_x e E_y dadas por:

$$E_x = E_{x0} \exp \left\{ i (\phi_x + \omega t) \right\} \quad (1.24)$$

$$E_y = E_{y0} \exp \left\{ i (\phi_y + \omega t) \right\} \quad (1.25)$$

Qualquer onda elipticamente polarizada pode ser encarada como resultante de duas ondas circularmente polarizadas girando em sentidos opostos:

$$E_a = E_{a0} \exp \left\{ i (\chi_a + \omega t) \right\} \quad (1.26)$$

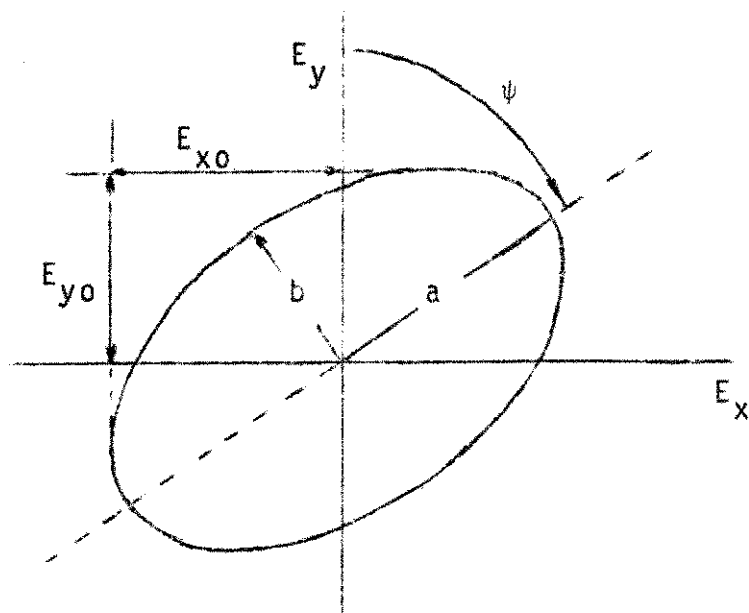


Fig. 1.4: Elipse de polarização no plano complexo xy

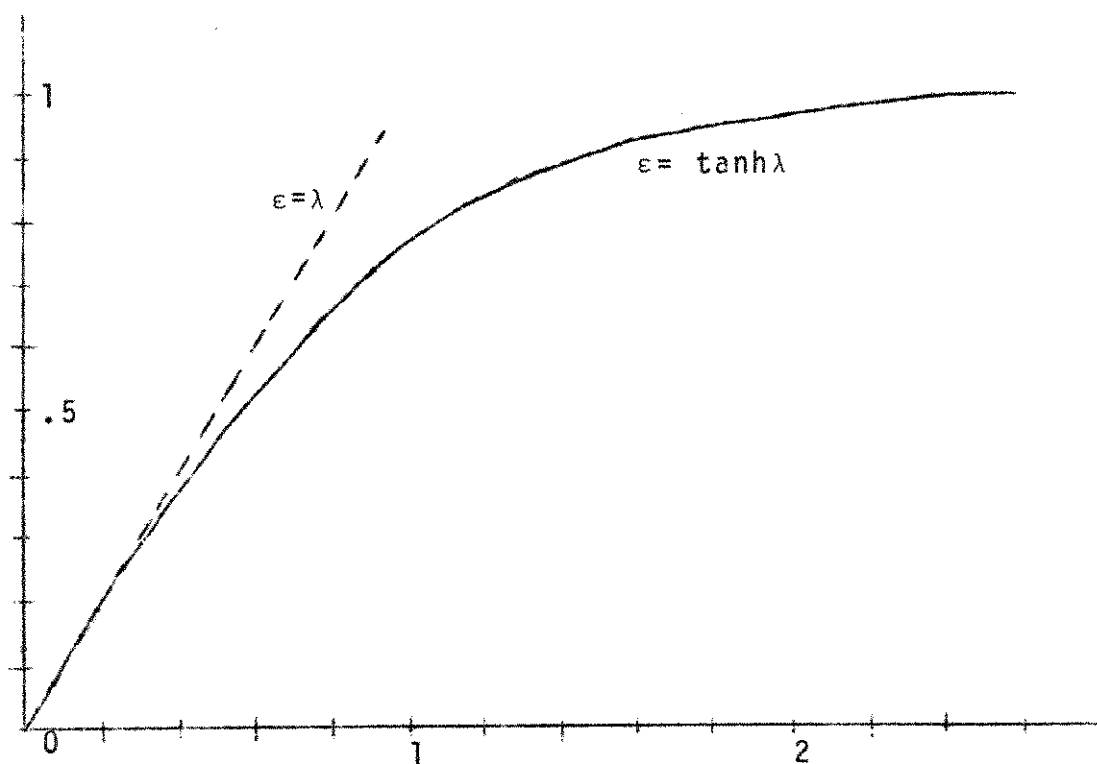


Fig. 1.5: Relação entre a razão axial ϵ e λ . ($\tanh(-\lambda) = -\epsilon$)

$$E_b = E_{bo} \exp \left\{ i (x_b - \omega t) \right\} \quad (1.27)$$

onde E_{ao} , E_{bo} são quantidades reais positivas. O campo total no plano complexo é descrito por

$$E = E_{ao} + E_{bo} \quad (1.28)$$

Os eixos maior e menor da elipse de polarização são dados respectivamente por

$$a = E_{ao} + E_{bo} \quad (1.29)$$

$$b = E_{bo} - E_{ao}$$

a razão axial é dada por $\epsilon = b/a$. Nós definiremos um "ângulo de razão" λ (figura 1.5) por:

$$\tanh \lambda = \epsilon = \frac{b}{a} = \frac{E_{bo} - E_{ao}}{E_{bo} + E_{ao}} \quad (1.31)$$

onde:

$\lambda > 0$ significa onda polarizada à direita

$\lambda < 0$ significa onda polarizada à esquerda

O "tilt angle" ψ é definido quando E_{ao} e E_{bo} estão em fase. Deve ser notado que por conviniência estamos medindo ψ na direção dos ponteiros do relógio, a partir do eixo y. Então

$$\frac{\pi}{2} - \psi = x_a + \omega t = x_b - \omega t$$

$$\psi = \frac{1}{2} \left[\pi - (x_a + x_b) \right] \quad (1.32)$$

Vamos agora mostrar a relação entre estes parâmetros ψ , λ e a polarização R. De (1.22), (1.24) e (1.25) se segue que

$$R = \frac{E_x}{E_y} = \left(\frac{E_{x0}}{E_{y0}} \right) \exp i (\phi_x - \phi_y) \quad (1.33)$$

A elipse de polarização é descrita por

$$E = E_a + E_b = \text{Re}E_x + i \text{Re}E_y \quad (1.34)$$

onde

$$\text{Re}E_y = \frac{E_y + E_y^*}{2} ; \text{Re}E_x = \frac{E_x + E_x^*}{2}$$

De (1.34) concluímos que a relação entre E_a, E_b e E_x, E_y deve ser uma relação linear:

$$\left. \begin{aligned} E_a &= a_{11}E_x + a_{12}E_y \\ E_b &= a_{21}E_x^* + a_{22}E_y^* \end{aligned} \right\} \quad (1.35)$$

Usamos o complexo conjugado (*) de E_x e E_y na segunda relação porque queremos os coeficientes independentes do tempo e E_b tem um fator $\exp(-i\omega t)$ enquanto E_x e E_y tem um fator $\exp(i\omega t)$.

Substituindo a equação (1.35) na equação (1.34) obtemos

$$a_{11}E_x + a_{21}E_x^* + a_{12}E_y + a_{22}E_y^* = \frac{E_x + E_x^*}{2} + \frac{E_y + E_y^*}{2} i$$

como os coeficientes devem ser independentes dos valores particulares de E_x e E_y , podemos tomar cada parte separadamente.

$$\left. \begin{aligned} E_x + E_x^* &= 2 (a_{11}E_x + a_{21}E_x^*) \\ i(E_y + E_y^*) &= 2 (a_{12}E_y + a_{22}E_y^*) \end{aligned} \right\} e$$

portanto

$$\left. \begin{aligned} E_a &= \frac{1}{2}(E_x + iE_y) = \frac{1}{2} E_x \left(1 + \frac{i}{R}\right) \\ E_b &= \frac{1}{2}(E_x^* + iE_y^*) = \frac{1}{2} E_x^* \left(1 + \frac{i}{R^*}\right) \end{aligned} \right\} \quad (1.36)$$

Tomando a relação inversa, obtemos:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_a + E_b^* \\ E_y &= -i(E_a - E_b^*) \end{aligned} \right\} \quad (1.37)$$

Substituindo (1.37) em (1.22) temos:

$$R = \frac{E_x}{E_y} = i \frac{E_a + E_b^*}{E_a - E_b^*} = i \frac{\left(\frac{E_{a0}}{E_{b0}}\right)\{\exp i(\chi_a + \chi_b)\} + 1}{\left(\frac{E_{a0}}{E_{b0}}\right)\{\exp i(\chi_a + \chi_b)\} - 1} \quad (1.38)$$

De (1.31) e (1.32) têm-se:

$$\left. \begin{aligned} \chi_a + \chi_b &= \pi - 2\psi \\ \left(\frac{E_{a0}}{E_{b0}}\right) &= \exp(2\lambda) \end{aligned} \right\} \quad (1.39)$$

Substituindo (1.39) em (1.38) obtemos:

$$R = i \frac{e^{-i2(\psi + i\lambda)} + 1}{-e^{-i2(\psi + i\lambda)} - 1} = -i \frac{e^{i(\psi + i\lambda)} - e^{-i(\psi + i\lambda)}}{e^{i(\psi + i\lambda)} + e^{-i(\psi + i\lambda)}}$$

portanto

$$R = \tan(\psi + i\lambda) \quad (1.40)$$

Definimos, então um ângulo de polarização por

$$T \triangleq \psi + i\lambda \quad (1.41)$$

portanto

$$R = \tan(T) \quad (1.42)$$

1.5.1 Propriedades do ângulo de polarização

Pode ser mostrado que se $\tan T = R$ as seguintes relações são válidas:

$$\tan T^* = R^* \quad (1.43)$$

$$\tan(-T) = R \exp(i\pi) \quad (1.44)$$

O sentido de rotação da elipse pode ser encontrado de (1.24) ou (1.31):

à direita: $\phi(\text{mod}\pi) > 0$ ou $\lambda > 0$

à esquerda: $\phi(\text{mod}\pi) < 0$ ou $\lambda < 0$

Afim de expressar ρ, ϕ em termos de ψ, λ , separamos (1.40) em parte real e imaginária e resolvemos para ψ e λ , obtendo:

$$\tan(\psi + i\lambda) = \frac{\tan\psi + i\epsilon}{1 - i\epsilon \tan\psi} \quad (1.45)$$

portanto

$$\tan 2\psi = \frac{2\rho \cos \phi}{1 - \rho^2} \quad (1.46)$$

;

$$\tanh 2\lambda = \frac{2\rho \sin \phi}{1 + \rho^2} \quad (1.47)$$

; a razão axial será então dada por:

$$\epsilon = \frac{1}{\tanh 2\lambda} \{1 - \sqrt{1 + \tanh^2 \lambda}\} \quad (1.48)$$

1.5.2 Aproximações e fórmulas

Dentro de certos limites podemos usar ϵ ao invés de λ , sendo o erro da ordem de $33\epsilon^2\%$.

As expressões seguintes relacionando λ , serão utilizadas no texto:

$$\sinh 2\lambda = \frac{2\epsilon}{1-\epsilon^2} \quad (1.49)$$

$$\cosh 2\lambda = \frac{1+\epsilon^2}{1-\epsilon^2} \quad (1.50)$$

$$\tanh 2\lambda = \frac{2\epsilon}{1+\epsilon^2} \quad (1.51)$$

$$e^{2\lambda} = \frac{d\epsilon}{1-\epsilon^2} \quad (1.52)$$

OBS: Todas as fórmulas obtidas no ítem 1.5 e suas subdivisões a partir da definição da polarização R (1.22), para incidência normal, são naturalmente válidas para incidências oblíquas, se generalizarmos a definição de R , escrevendo

$$R = \frac{E'_x}{E'_y}$$

onde E'_x e E'_y são agora definidos num plano perpendicular à normal de onda, conforme discutido adiante no ítem (2.2)

capítulo II

VARIAÇÃO DA POLARIZAÇÃO DE UMA ONDA ATRAVÉS DE UM MEIO MAGNETOIÔNICO

Nêste capítulo estudaremos o comportamento da polarização de uma onda que se propaga pela ionosfera. Suporemos que a fonte esteja situada em um "Beacon Satellite" e que o receptor esteja no solo. Assumiremos que a frequência da onda seja suficientemente alta, de maneira que a ionosfera possa ser considerada um meio de variação lenta, sem pontos de reflexão. Inicialmente estudaremos o caso de uma onda plana incidente normalmente sobre a ionosfera. Este caso foi estudado por Kantor e outros (1971) e eles foram capazes de explicar teoricamente o comportamento da rotação de FARADAY na região quase-transversa. Após estudaremos o caso mais interessantes para comunicações por satélites; suporemos que o satélite está a um grande ângulo zenital com relação a uma estação situada perto do equador (figura 2.1).

2.1 Incidência Normal

Como já mencionamos anteriormente (§1.5), podemos representar uma ionosfera de variação lenta por um grande número de fatias finas, em cada uma das quais o meio é homogêneo. A onda eletromagnética incidirá normalmente em cada fatia. Vamos selecionar a $k^{\text{ésima}}$ fatia de espessura Δz . Estamos considerando o eixo z segundo a vertical e os planos de estratificação parale-

los ao plano xy. Apesar de que a componente E_z do campo elétrico da onda possa não ser nula, nós não a consideraremos no estudo da polarização para este caso. O campo elétrico da onda pode ser decomposto nos modos ordinário e extraordinário. Representaremos as entidades relacionadas com o modo ordinário por um índice superior (+) e relacionadas com o modo extraordinário por um índice superior (-). Vamos introduzir as seguintes notação matricial:

$$\vec{E} \triangleq \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \end{vmatrix} \quad (2.1)$$

$$\text{e}$$

$$\vec{E}^{\pm} = \begin{vmatrix} E^+ \\ E^- \end{vmatrix} \quad (2.2)$$

onde E^+ e E^- representam qualquer componente dos modos ordinário e extraordinário, respectivamente.

A fim de encontrar como a polarização da onda varia quando ela passa por um "stratum", procuraremos uma relação entre o campo elétrico da onda (E_1) ao penetrar no "stratum" e o campo elétrico da onda (E_2) ao sair do mesmo. Isto será feito utilizando-se a propriedade de invariância de polarização das ondas características (veja esquema na figura 2.2). Para a polarização (definição 1.22) temos:

$$R^+ = \frac{E_x^+}{E_y^+} ; \quad R^- = \frac{E_x^-}{E_y^-} \quad (2.3)$$

de modo que

$$\begin{aligned} E_x &= E_x^+ + E_x^- = R^+ E_y^+ + R^- E_y^- \\ E_y &= E_y^+ + E_y^- \end{aligned} \quad (2.4)$$

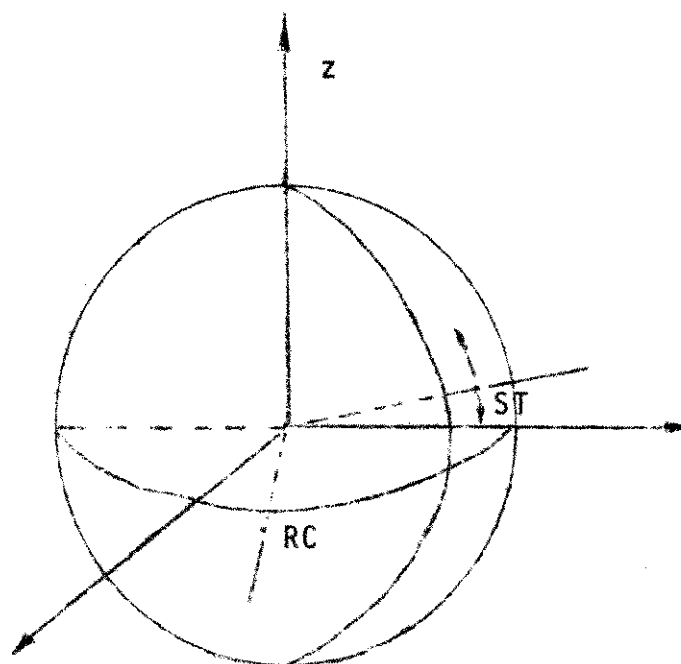


Fig. 2.1: Esquema mostrando passagem de satélite a um grande ângulo zenital com relação ao receptor.

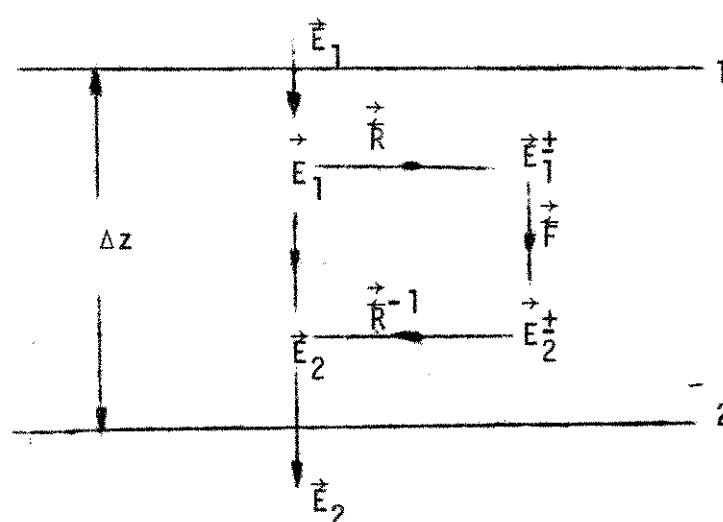


Fig. 2.2: Diagrama ilustrativo do processo utilizado para determinar a variação da polarização de uma onda através de determinado "stratum"

portanto

$$\vec{E} = \hat{R} \vec{E}^{\pm} \quad (2.5)$$

onde aplicamos a definição (2.1) e (2.2) e introduzimos a matriz $\hat{R}$ definida por:

$$\hat{R} \triangleq \begin{vmatrix} R^{+} & R^{-} \\ 1 & 1 \end{vmatrix} \quad (2.6)$$

Cada onda característica alterará sua fase no final do "stratum" como se segue:

$$\vec{E}_2^{\pm} = \hat{F} \vec{E}_1^{\pm} \quad (2.7)$$

a matriz $\hat{F}$ sendo definida por

$$\hat{F} = \begin{vmatrix} e^{-ik^{+}\Delta z} & 0 \\ 0 & e^{-ik^{-}\Delta z} \end{vmatrix} \quad (2.8)$$

onde k é o número de onda característico do meio, isto é $k = \omega n/c$

Vamos definir a relação entre $\vec{E}_2$ e $\vec{E}_1$ pela matriz $\hat{F}'$:

$$\vec{E}_2 = \hat{F}' \vec{E}_1 \quad (2.9)$$

como a relação (2.5) é válida para qualquer ponto no "stratum" temos:

$$\hat{R} \vec{E}_2^{\pm} = \hat{F} \hat{R} \vec{E}_1^{\pm}$$

substituindo (2.7) na expressão acima, obtemos:

$$\hat{R} \hat{F} \vec{E}_1^{\pm} = \hat{F}' \hat{R} \vec{E}_1^{\pm}$$

portanto

$$\hat{F}' = \hat{R} \hat{F} \hat{R}^{-1} \quad (2.10)$$

A expressão da polarização total da onda é dada por $R = E_x / E_y$ e de (2.9) podemos exprimi-la em cada limite do "stratum" em termos dos elementos da matriz $\hat{F}'$

$$R_2 = \frac{F'_{11} R_1 + F'_{12}}{F'_{21} R_1 + F'_{22}} \quad (2.11)$$

explicitando o produto indicado em (2.10) obtemos a expressão da matriz $\hat{F}'$:

$$\hat{F}' = \frac{e^{-iK\Delta z}}{R^+ - R^-} \begin{vmatrix} (R^+ e^{-i\Delta K\Delta z} - R^-) & (1 - e^{-i\Delta K\Delta z}) \\ (e^{-i\Delta K\Delta z} - 1) & (R^+ - R^- e^{-i\Delta K\Delta z}) \end{vmatrix} \quad (2.12)$$

onde introduzimos a seguintes notação

$$\Delta K = K^+ - K^- \quad (2.13)$$

A variação de polarização da onda é certamente dada por

$$\Delta R = R_2 - R_1 \quad (2.14)$$

então, subtraindo R_1 de ambos os lados de (2.11) e utilizando as expressões para os elementos da matriz $\hat{F}'$ (2.12) temos:

$$\Delta R = \frac{(R_1 - R^+)(R_1 - R^-)(1 - \exp(-i\Delta K\Delta z))}{(R_1 - R^-) \exp(-i\Delta K\Delta z) - (R_1 - R^+)} \quad (2.15)$$

De (2.15) vemos que ΔR depende somente da espessura do "stratum", da diferença entre a polarização da onda e as polarizações das ondas características.

2.1.1. Meio de Variação Lenta

Vamos agora aplicar a expressão (2.15) para um meio onde a aproximação W.K.B seja válida. Em tais meios podemos fazer a transição do tratamento discreto antes considerado para um meio contínuo tomando Δz como uma espessura infinitesimal dz . Sendo

$$\frac{dR}{dz} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\Delta R}{\Delta z}$$

temos

$$\frac{dR}{dz} = i \left[1 + R^2 - (R^+ + R^-) R \right] \frac{\Delta k}{R^+ - R^-} \quad (2.16)$$

ou

$$\frac{dR}{dz} = \left[(1 + R^2) Y_L + \frac{i Y_T^2 R}{(1 - X - iZ)} \right] \frac{X}{2(1 - \frac{X}{2} - iZ)} \frac{\omega}{c}$$

Uma expressão semelhante pode ser escrita para o ângulo de polarização T ; usando (1.42) obtem-se

$$\sec^2 T \frac{dT}{dz} = \frac{dR}{dz} \quad (2.18)$$

então

$$\frac{dT}{dz} = \left[Y_L + \frac{Y_T^2}{2(1 - X - iZ)} \operatorname{senh}(2iT) \right] \frac{X}{2(1 - \frac{X}{2} - iZ)} \frac{\omega}{c} \quad (2.19)$$

Usando esta expressão aplicada a um meio sem colisões Kantor e outros (referência citada) simularam o comportamento de uma onda descendente em um computador.

2.2 Incidência Obliqua

Agora vamos considerar uma onda de HF incidente na ionosfera sob um grande ângulo de incidência. Este caso não é tão simples como o precedente. Continuaremos a usar um sistema de coordenadas com o eixo z na vertical e os planos de estratificação paralelos ao plano xy . Em cada 'stratum' as componentes dos campos da onda têm um fator dado por (1.11) ao invés de $\exp -iknz$ como no caso precedente. Os possíveis modos de propagação em cada 'stratum' são dados pelas soluções da quártica de Booker (1.13). Agora a componente do campo elétrico da onda E_z não é paralelo à normal de onda e pode contribuir para a polarização no plano ortogonal à normal de onda do mesmo modo que as outras componentes (veja figura 2.3). Dêste modo temos que levá-la em consideração e assim o campo elétrico da onda será escrito como

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Usaremos o mesmo tratamento utilizado anteriormente para verificar como a polarização da onda varia quando ela atravessa o $k^{\text{ésimo}}$ 'stratum'. A polarização da onda será ainda definida pela equação (1.22), mas as componentes do campo elétrico da onda, E'_x e E'_y , nesta equação devem ser referenciadas a um sistema cujo eixo z' seja paralelo à normal de onda (figura 2.3); isto é, as componentes do campo elétrico definindo a polarização da onda não são as componentes que aparecem em (2.20), pois estas se referem ao sistema fixo de coordenadas. Estamos dando ênfase a este ponto afim de evitar algumas confusões que podem surgir, entre a definida polarização da onda e as relações entre as componentes do campo segundo o sistema fixo também chamadas polariza-

ções por alguns autores. Estas relações serão representadas pela letra maiúscula R com sub-índices, sugerindo a ordem da relação, como se segue:

$$R_{xz} \overset{\Delta}{=} \frac{E_x}{E_z} ; R_{yz} \overset{\Delta}{=} \frac{E_y}{E_z} \quad (2.21)$$

As componentes segundo o sistema fixo podem ser desmembradas nos modos ordinário e extraordinário:

$$E_x = E_x^+ + E_x^- \quad (2.22)$$

com relações semelhantes para outras componentes. Então

$$\overset{\leftrightarrow}{E} = \overset{\leftrightarrow}{R} \overset{\rightarrow\pm}{E} \quad (2.23)$$

onde usamos (2.20) e definimos a matriz de polarização por

$$\overset{\leftrightarrow}{R} \overset{\Delta}{=} \begin{bmatrix} R_{xz}^+ & R_{xz}^- & 0 \\ R_{yz}^+ & R_{yz}^- & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

e o vetor $\overset{\rightarrow\pm}{E}$ por

$$\overset{\rightarrow\pm}{E} \overset{\Delta}{=} \begin{bmatrix} E_z^+ \\ E_z^- \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

A variação na fase de cada onda característica através de qualquer 'stratum' será dada por

$$\overset{\rightarrow\pm}{E}_2 = \overset{\leftrightarrow}{F} \overset{\rightarrow\pm}{E}_1 \quad (2.26)$$

onde a matriz $\vec{F}$ é agora definida por

$$\overset{\leftrightarrow}{F} \overset{\Delta}{=} \begin{bmatrix} e^{-ik_q \Delta z} & 0 & 0 \\ e & 0 & 0 \\ 0 & e^{-ik_q \Delta z} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

mdp.

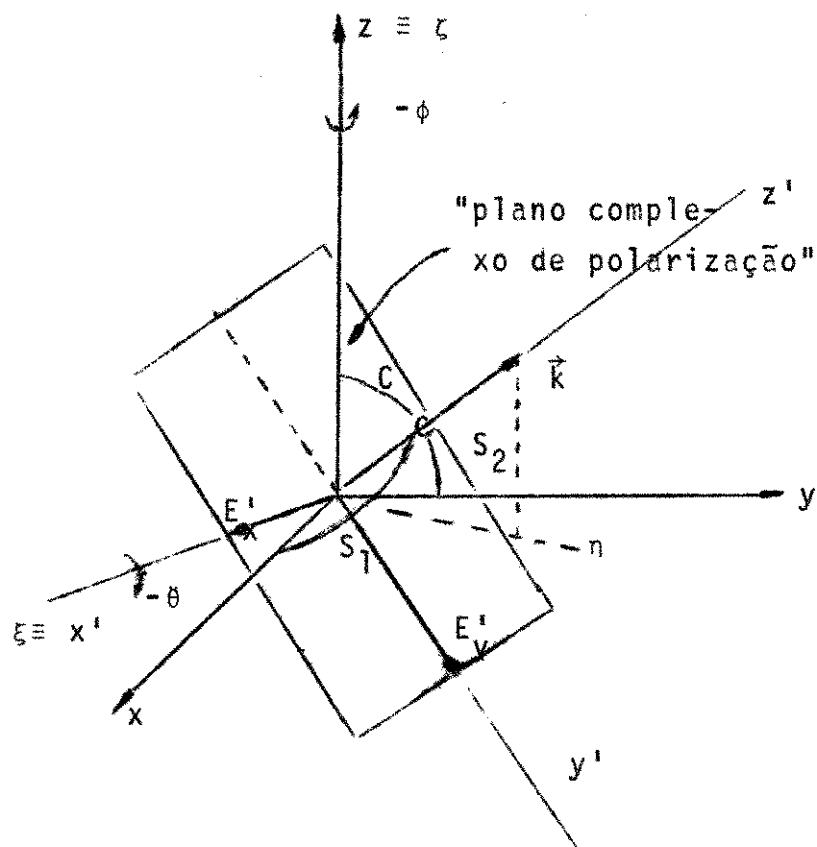


Fig. 2.3: O sistema de coordenadas fixo e o sistema de coordenadas móvel com o eixo z paralelo à normal de onda em relação ao qual é definido o plano de polarização.

onde k representa agora número de onda no espaço livre. A relação entre o campo elétrico da onda na entrada do 'stratum' $\vec{E}_1$ e na saída dele $\vec{E}_2$ será dada pela expressão

$$\vec{E}_2 = \overset{\leftrightarrow}{F} \vec{E}_1 \quad (2.28)$$

onde a matriz $\overset{\leftrightarrow}{F}$ pode ser encontrada utilizando-se (2.23) e (2.26):

$$\overset{\leftrightarrow}{F} = \overset{\leftrightarrow}{R} \overset{\leftrightarrow}{F} \overset{\leftrightarrow}{R}^{-1} \quad (2.29)$$

determinando $\overset{\leftrightarrow}{R}$ de (2.24) e escrevendo explicitamente todas as três matrizes em (2.29) obtemos

$$\overset{\leftrightarrow}{F} = \frac{1}{\det \overset{\leftrightarrow}{R}} \times \begin{bmatrix} R_{xz}^+ R_{yz}^- e^{-ikq^+ \Delta z} & -R_{xz}^- R_{yz}^+ e^{-ikq^- \Delta z} & -R_{xz}^+ R_{xz}^- e^{-ikq^+ \Delta z} & +R_{xz}^+ R_{xz}^- e^{-ikq^- \Delta z} \\ R_{yz}^+ R_{yz}^- e^{-ikq^+ \Delta z} & -R_{yz}^+ R_{yz}^- e^{-ikq^- \Delta z} & -R_{xz}^- R_{yz}^+ e^{-ikq^+ \Delta z} & +R_{xz}^+ R_{xz}^- e^{-ikq^- \Delta z} \\ R_{yz}^+ (1 - e^{-ikq^- \Delta z}) - R_{yz}^- (1 - e^{-ikq^+ \Delta z}) & -R_{xz}^+ (1 - e^{-ikq^- \Delta z}) + R_{xz}^- (1 - e^{-ikq^+ \Delta z}) & 0 & 0 \\ \det \overset{\leftrightarrow}{R} \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

onde

$$\det \overset{\leftrightarrow}{R} = R_{xz}^+ R_{yz}^- - R_{xz}^- R_{yz}^+ \quad (2.31)$$

; de (2.30) podemos ver que $\overset{\leftrightarrow}{F} \rightarrow I$ quando $\Delta z \rightarrow 0$ como seria esperado. Para determinar a variação na polarização a partir de (2.28) temos que inicialmente referir os campos que aparecem nesta equação ao sistema de coordenadas móvel com o eixo z paralelo à normalidade.

mal de onda. A relação geral entre os campos em ambos os sistemas é:

$$\vec{E}' = \overset{\leftrightarrow}{G} \vec{E} \quad (2.32)$$

onde $\overset{\leftrightarrow}{G}$ é a matriz unitária dada por

$$\overset{\leftrightarrow}{G} = \begin{bmatrix} \cos \theta_n & 0 & \sin \theta_n \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_n & 0 & \cos \theta_n \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

A relação (2.28) referida a este sistema será:

$$\vec{E}_2' = \overset{\leftrightarrow}{A} \vec{E}_1' \quad (2.34)$$

onde

$$\overset{\leftrightarrow}{A} = \overset{\leftrightarrow}{G} \overset{\leftrightarrow}{F} \overset{\leftrightarrow}{G}^{-1} \quad (2.35)$$

Usando a forma explícita da matriz $\overset{\leftrightarrow}{A}$, a equação (2.34) e fazendo $\Delta z \rightarrow 0$, encontra-se uma equação diferencial para a polarização da onda R (veja apêndice A):

$$\frac{dR}{dz} = a(q^+, q^-, \theta_n) R^2 + b(q^+, q^-, \theta_n) R + c(q^+, q^-, \theta_n) \quad (2.36)$$

onde os coeficientes são funções de z através da dependência das raízes da quártica q^+ e q^- e da inclinação da normal de onda θ_n .

2.2.1 A Matriz $\overleftrightarrow{R}$

A fim de determinar os elementos da matriz $\overleftrightarrow{R}$ (2.24) podemos utilizar o sistema homogêneo (1.13), obtendo

$$R_{xz}^{\pm} = \frac{M_{xz}M_{yz} - |1 - (q^{\pm})^2 - s^2 + M_{yy}|(Sq^{\pm} + M_{xz})}{|1 - (q^{\pm})^2 + M_{xx}| |1 - (q^{\pm})^2 - s^2 + M_{yy}| - M_{xy}M_{yx}} \quad (2.37)$$

e

$$R_{yz}^{\pm} = \frac{M_{yx}(c^2 + M_{zz}) - M_{zx}M_{yz}}{|M_{zx}| |1 - (q^{\pm})^2 - s^2 + M_{yy}| - M_{yx}M_{zy}} \quad (2.38)$$

onde os fatores $M_{\xi\xi}$ são os elementos da matriz susceptibilidade:

$$\overleftrightarrow{M} = -\frac{X}{U(U^2 - v^2)} \begin{bmatrix} U^2 - \ell^2 Y^2 & -inYU - \ell m Y^2 & imYU - \ell n Y^2 \\ inYU - \ell m Y^2 & U^2 - m^2 Y^2 & -i\ell YU - mn Y^2 \\ -imYU - \ell n Y^2 & i\ell YU - mn Y^2 & U^2 - n^2 Y^2 \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

; desprezando-se colisões ($z = 0 \Rightarrow U = 1$) e considerando $X, Y \ll 1$ obtem-se:

$$\overleftrightarrow{M} = -X \begin{bmatrix} 1 & -inY & imY \\ inY & 1 & -i\ell Y \\ -imY & i\ell Y & 1 \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

2.2.2 Solução da equação de polarização para um 'stratum' finito e homogêneo

Vamos supor que para um 'stratum' de espessura Δz os parâmetros do meio variam lentamente de modo que possam ser considerados constantes. Então os coeficientes da equação (2.36) serão também constantes e a solução desta equação dentro do

'stratum' será

$$R = - \frac{b}{2a} - \sqrt{\frac{b^2 - 4ac}{2a}} \operatorname{cotgh} \left| \frac{(z+K)\sqrt{b^2 - 4ac}}{2} \right| \quad (2.45)$$

onde K é uma constante de integração determinada pelo valor de R assumido em algum ponto dentro do 'stratum'.

Nos cálculos efetuados admitimos um 'stratum' homogêneo de espessura igual a 1 km, mas o número de 'strato' pode ser minimizado usando-se uma espessura variável de modo que a variação na densidade eletrônica de um 'stratum' para o próximo seja da ordem de 5 a 10% da densidade no pico da ionosfera (Titheridge e Heron, 1971).

2.3 Comentários sobre as aproximações utilizadas

Pretendemos, neste ítem, justificar as condições supostas válidas ao estudarmos a propagação de uma onda de HF através da ionosfera. A derivação da equação (2.36) é baseada nas seguintes aproximações:

i) os efeitos provocados pela separação espacial entre as ondas características sobre a polarização da onda resultante são desprezíveis:

- as duas ondas características propagam-se com diferentes índices de refração; deste modo, elas seguem percursos diferentes. Desde que a polarização da onda depende da diferença entre os percursos de fase destes dois modos (os coeficientes da equação (2.36) dependem de Δq - veja apêndice A) pode haver um erro causado por desprezarmos esta separação. Este erro tem sido estudado por muitos autores que trabalham em conteúdo eletrônico total da ionosfera medido por rotação de Faraday. A

maioria destes autores concorda em que este erro é desprezível em grande variedade de condições (veja, por exemplo, Titheridge e Heron, 1971) para frequências na faixa de MHz. De qualquer modo, a equação (2.36) fornece a polarização da onda resultante entre duas ondas características se interagindo em cada ponto da ionosfera; ~~são~~ ^{que} estas ondas podem ter sido originadas na fonte com uma pequena defasagem espacial entre as normais de onda o que provocaria um erro de terceira ordem nas raízes da quártica de Booker.

ii) a separação entre a normal de onda e a direção de propagação da energia é desprezível:

- o campo magnético terrestre superposto ao plasma ionosférico faz com que o meio se torne anisotrópico, de modo que a direção de propagação de energia diverge da normal de onda de um ângulo α dado por (Stix - 1962):

$$\tan \alpha = \left(\frac{1}{\mu} \right) \left(\frac{\partial \mu}{\partial \theta} \right) \quad (2.46)$$

; em nosso trabalho consideramos $\alpha = 0$. O erro introduzido por esta aproximação na polarização da onda foi também estudado por Titheridge e Heron (op. cit); concluíram que este erro é nulo para propagação longitudinal e transversa e é normalmente menor que 1% do erro total devido a outros fatores, para a mesma faixa de frequências.

iii) as normais de onda de ambas as ondas características são aproximadamente paralelas no ponto de interação:

- a diferença entre os índices de refração de fase produz também uma defasagem espacial entre as normais de on

da das ondas características. Pretendemos agora mostrar que esta defasagem é desprezível para as frequências aqui utilizadas, pelo menos sob a condição de propagação transversa, que pretendemos focalizar mais neste trabalho. Para a propagação este-oeste e oeste-este a solução da quática de Booker será

$$q^2 = c^2 - \frac{X}{1 - \frac{Y^2(1-c^2n^2)}{2(1-X)} \pm \left\{ \frac{Y^4(1-c^2n^2)^2}{4(1-X)^2} + \frac{Y^2n^2(c^2-X)}{1-X} \right\}^{1/2}} \quad (2.47)$$

para altas frequências, $X, Y \ll 1$ e portanto:

$$q^2 \approx c^2 - \frac{X}{1 \pm Yn \sqrt{c^2 - X}} \quad (2.48)$$

das equações (1.10) e (1.11) obtemos:

$$\theta_n = \text{atan} \left(\frac{S}{q} \right) \quad (2.49)$$

onde θ_n é o ângulo entre o eixo z e a normal de onda correspondente ao valor de q. Desde que $q \sim c$, para:

i) $\theta_1 > 45^\circ$, $S > c$ portanto $q > S$ de modo que o desenvolvimento em série de (2.49) será

$$\theta_n = \pm \pi - \frac{1}{(S/q)} + \frac{1}{3(S/q)^3} - \dots \quad (2.50)$$

então

$$\Delta\theta \approx \frac{q^- - q^+}{S} \quad (2.51)$$

desenvolvendo (2.48) e substituindo os valores de q_- e q_+ obtidos deste desenvolvimento em (2.51), resulta:

$$|\Delta\theta| \approx \frac{XYn}{S \cdot C^2} \sqrt{C^2 - X} \quad (2.52)$$

ii) $\theta_1 < 45^\circ$, $S < C$ portanto $q > S$ e expansão em série de (2.49) será:

$$\theta_n = \frac{S}{q} - \left(\frac{S/q}{3}\right)^3 + \left(\frac{S/q}{5}\right)^5 - \dots \quad (2.53)$$

então

$$\Delta\theta \approx S \left(\frac{1}{q^+} - \frac{1}{q^-} \right) \quad (2.54)$$

procedendo da mesma maneira que anterior, obtemos:

$$|\Delta\theta| \approx \frac{SX}{C^4} Yn \sqrt{C^2 - X} \quad (2.55)$$

Determinando $|\Delta\theta|$ a partir de (2.55) e de (2.52) para valores típicos da frequência de plasma e giro-frequência encontramos valores da ordem de 0.5° no máximo, para a frequência de 40 MHz. Este resultado foi confirmado pela solução numérica da quártica de Booker, mesmo para condições de propagação outras que não a transversa. Nossos resultados numéricos mostram que existe uma forte dependência entre esta defasagem e a frequência da onda, a defasagem aumentando com o decréscimo da frequência da onda, como seria de se esperar. (veja figura 2.4)

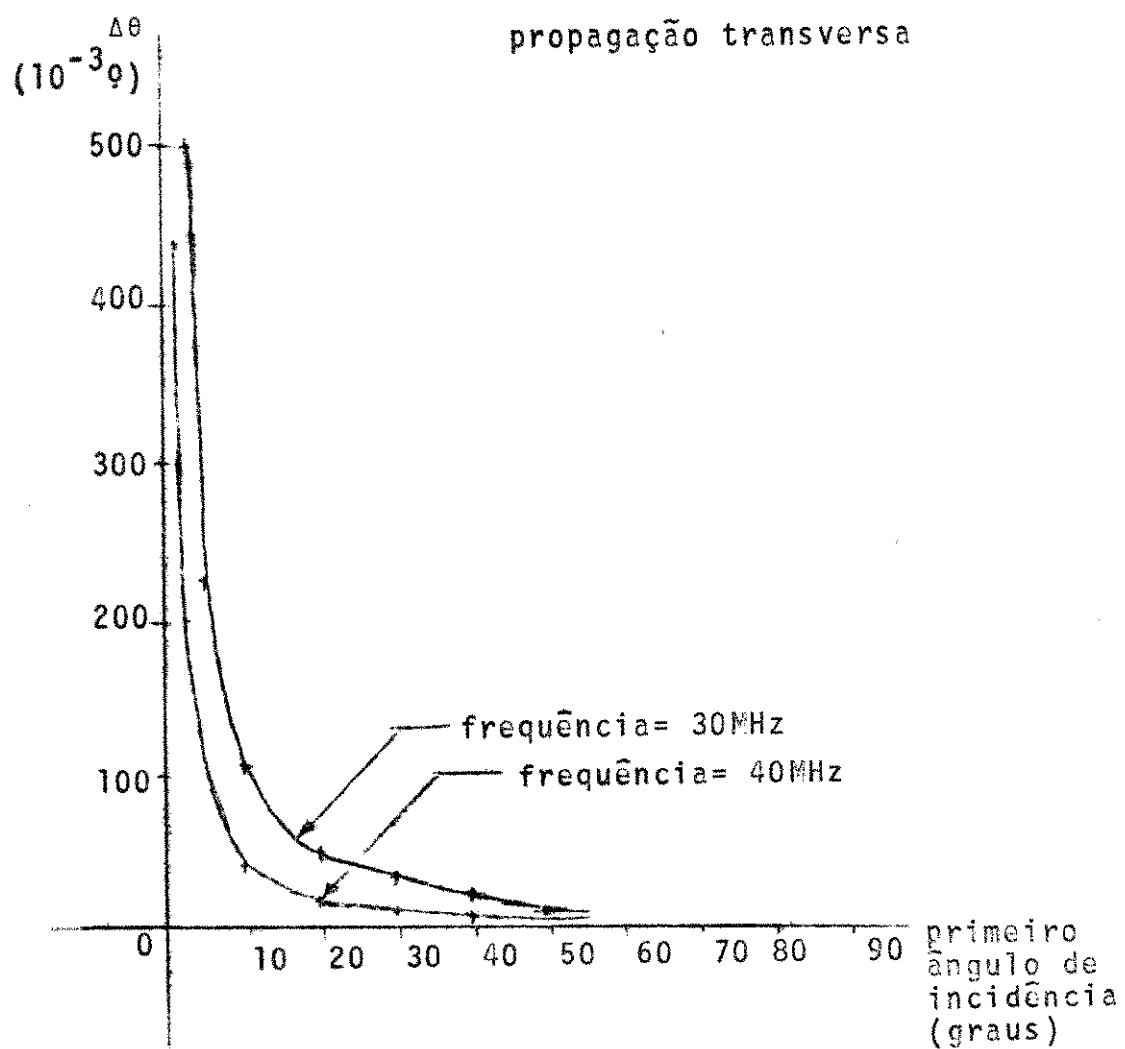


Fig. 2.4: Defasagem entre as normais de onda das ondas características em função da frequência e do primeiro ângulo de incidência.

2.4 Resultdos:

A seguir apresentamos os gráficos obtidos solucionando-se numericamente a equação de polarização para várias frequências e posições do satélite onde se localiza a fonte. Os gráficos apresentam a razão axial da elipse de polarização em função da altura, que se estende desde a altura do satélite até 100 km, altura a partir da qual supuzemos não haver influência do meio sobre a polarização de ondas nas frequências consideradas. Para uma mesma frequência são mostrados gráficos para vários ângulos iniciais - de incidência da onda na ionosfera. Ângulos menores representam, naturalmente, o satélite mais próximo da estação receptora. As frequências de 4 MHz e 40 MHz foram particularmente escolhidos em virtude da primeira estar próxima da frequência de plasma da ionosfera e a última ser a frequência utilizada para se medir o conteúdo eletrônico total da ionosfera por rotação de Faraday. A polarização inicial adotada (em 1000km) não é exatamente a polarização com que as ondas são irradiadas da antena na fonte, pois no nosso estudo não consideramos o problema da irradiação de uma antena em um meio magneto-ionizado. Foi considerado um satélite de órbita polar e a estação receptora localizada em São José dos Campos (lat. $23,2^{\circ}\text{S}$, long. $45,8^{\circ}\text{W}$)

Nossos gráficos mostram que o comportamento da razão axial com altura, para a frequência de 40 MHz (gráficos 2.7.n) é qualitativamente, pelo menos, bastante semelhante ao obtido usando-se incidência normal, Kantor e outros (op.cit.); podemos também verificar que, qualitativa e quantitativamente, a razão axial tem comportamento semelhante para as frequências de 30MHz (gráficos 2.6.n) e 40 MHz, sendo que, no entanto, os máximos e mínimos ocorrem a alturas diferentes, em geral, para as duas frequências. De forma bastante contrastante varia a razão axial

para a frequência de 4 MHz; em particular podemos notar que não houve uma variação de sinal na razão axial para nenhum dos ângulos de incidência utilizados e que, para certas alturas, houve uma rápida variação da razão axial entre zero e quase um (figura 2.5.1), que representam, respectivamente, a onda linear e circularmente polarizada. No entanto não se pode, a partir dos gráficos apresentados para esta frequência, tirar conclusões seguras sobre o comportamento da polarização de ondas nesta frequência pois no entorno da frequência de plasma do meio os efeitos de refração podem se tornar suficientemente importantes a ponto de invalidar alguns dos postulados por nós considerados válidos ao derivar a equação de polarização.

KDP/

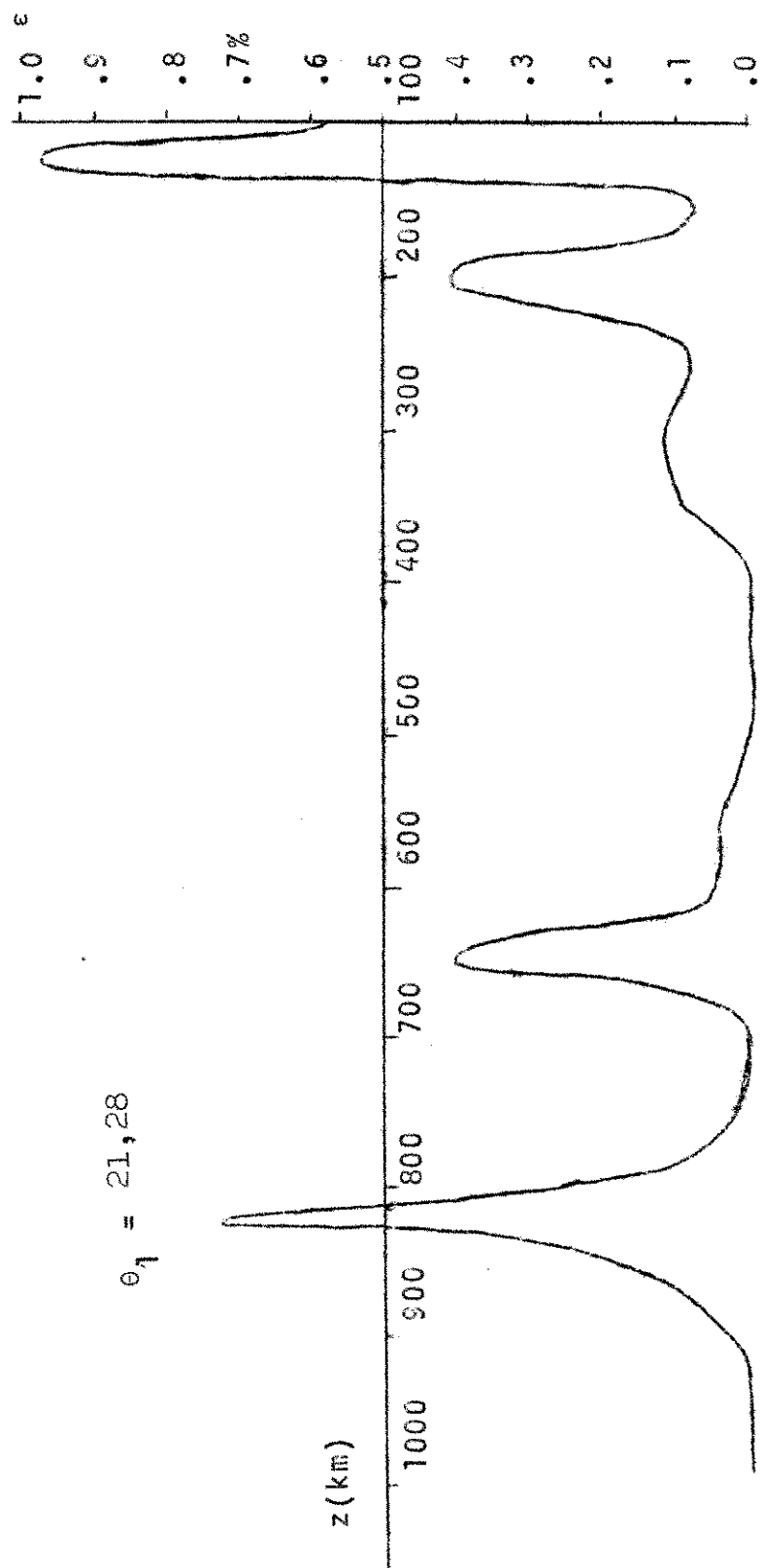
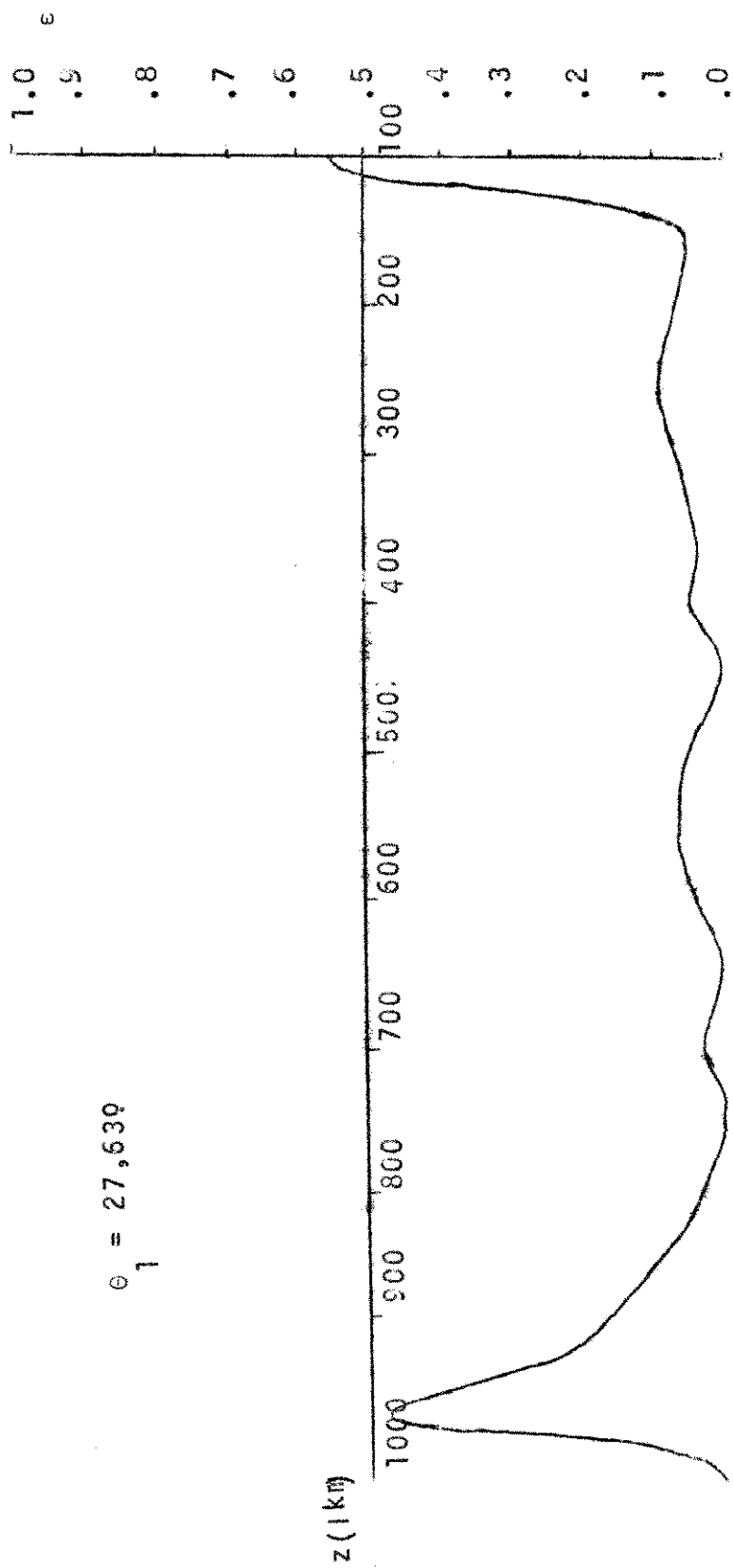


Fig. 2.5.1

OBS: Todas as figuras 2.5.n apresentam a variação da razão axial para a frequência de 4MHz.



$$\theta_1 = 27,639$$

Fig. 2.5.2

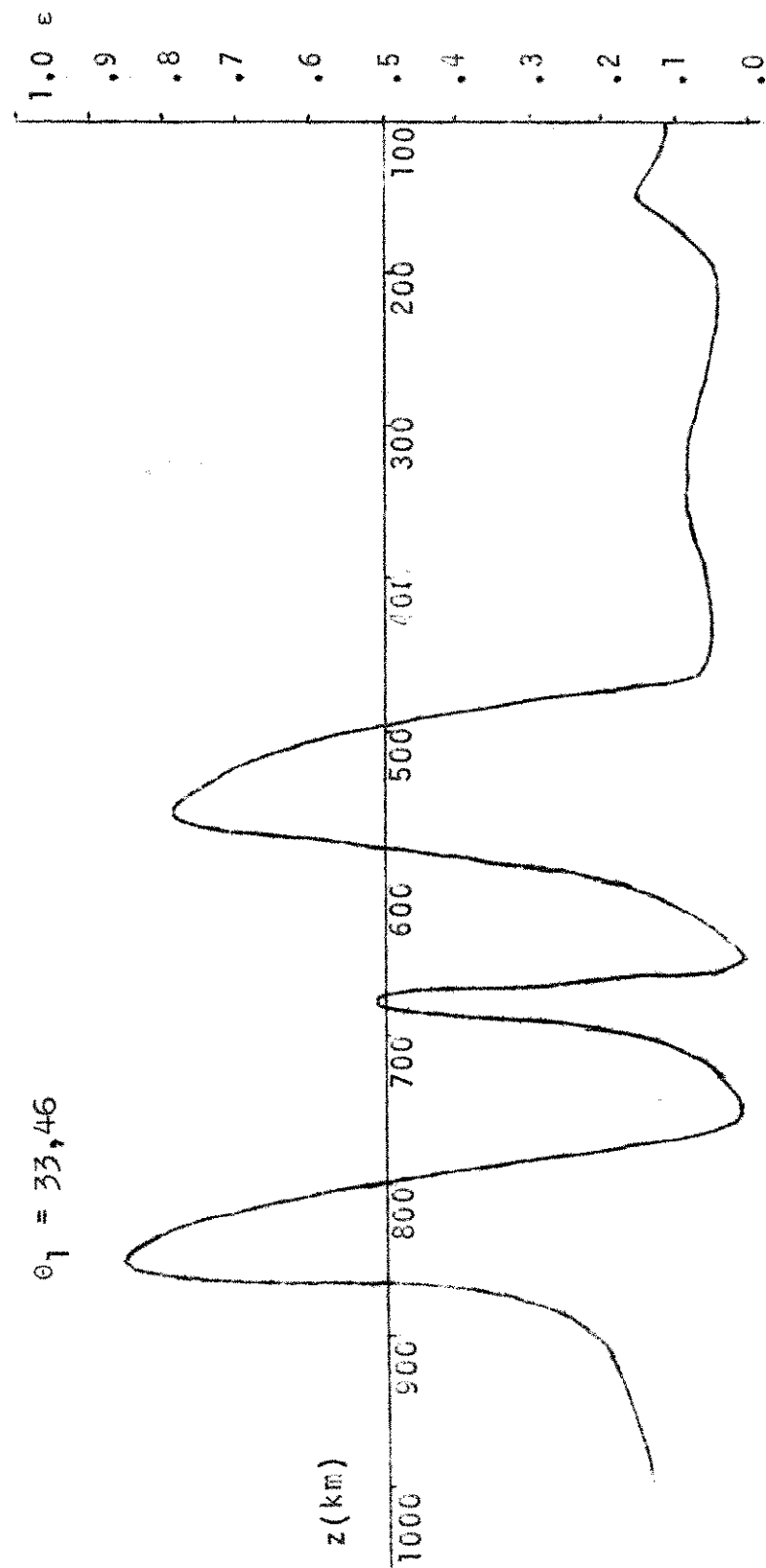


Fig. 2.5.3

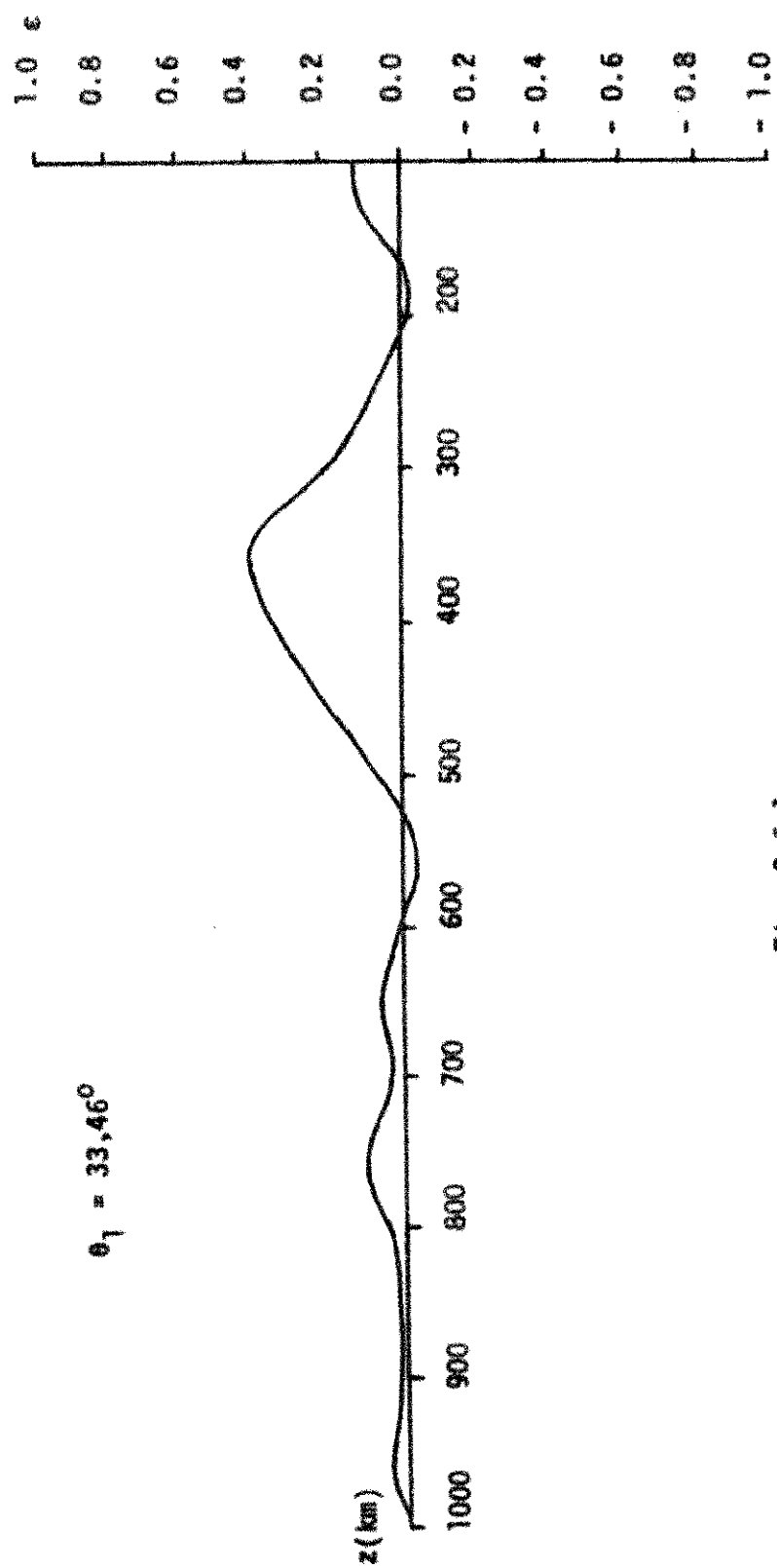


Fig. 2.6.1

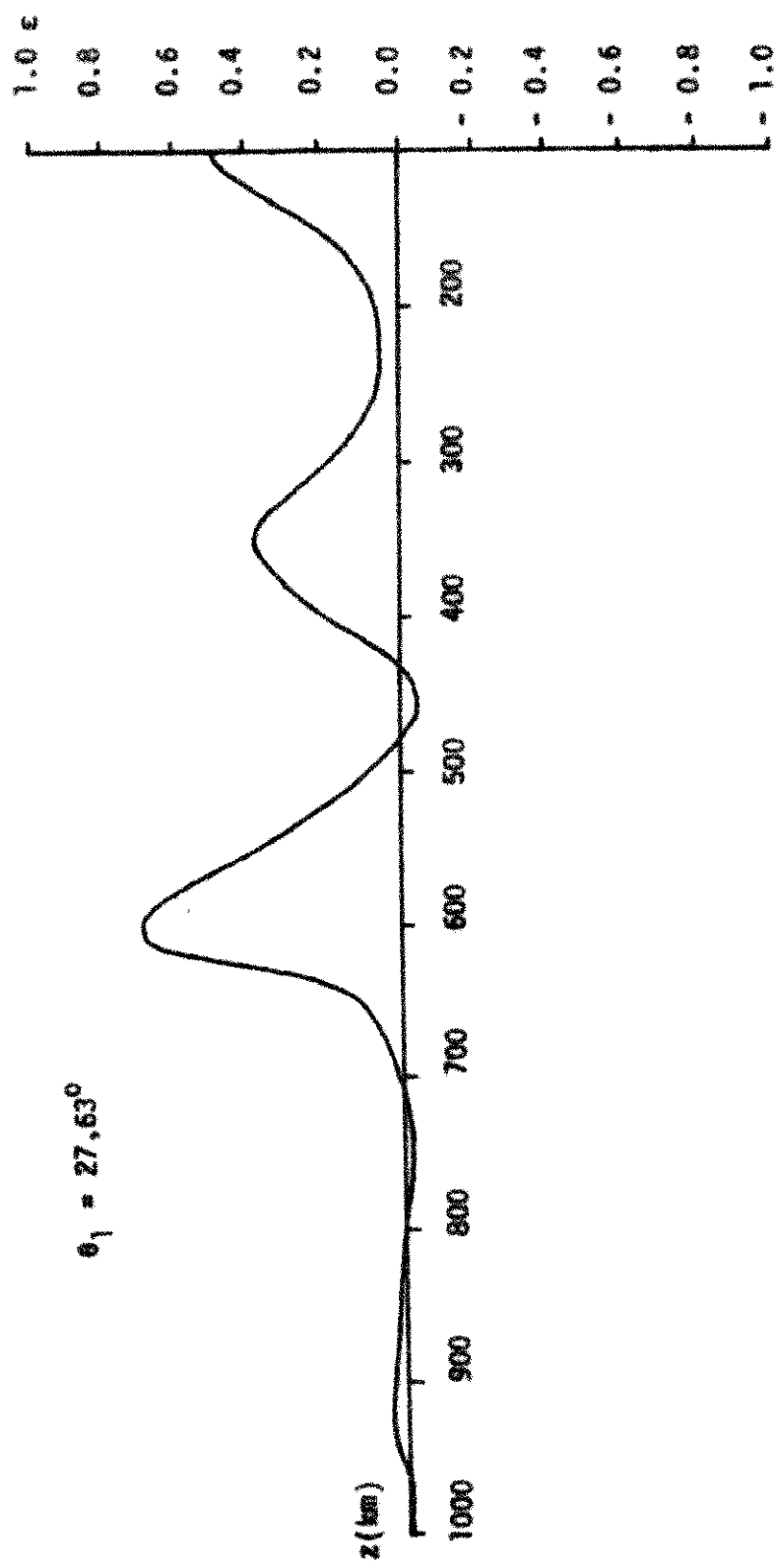


Fig. 2.6.2

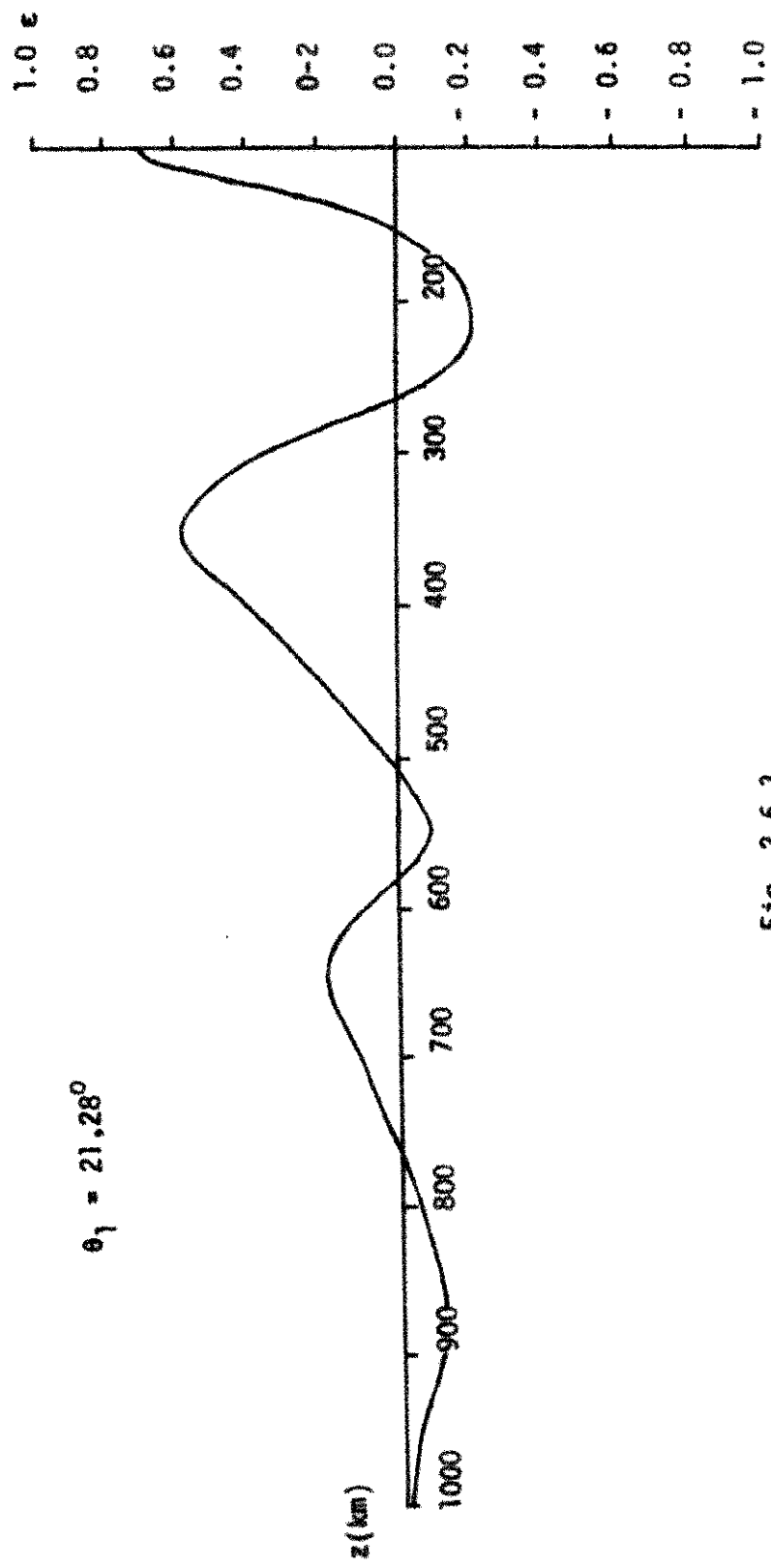
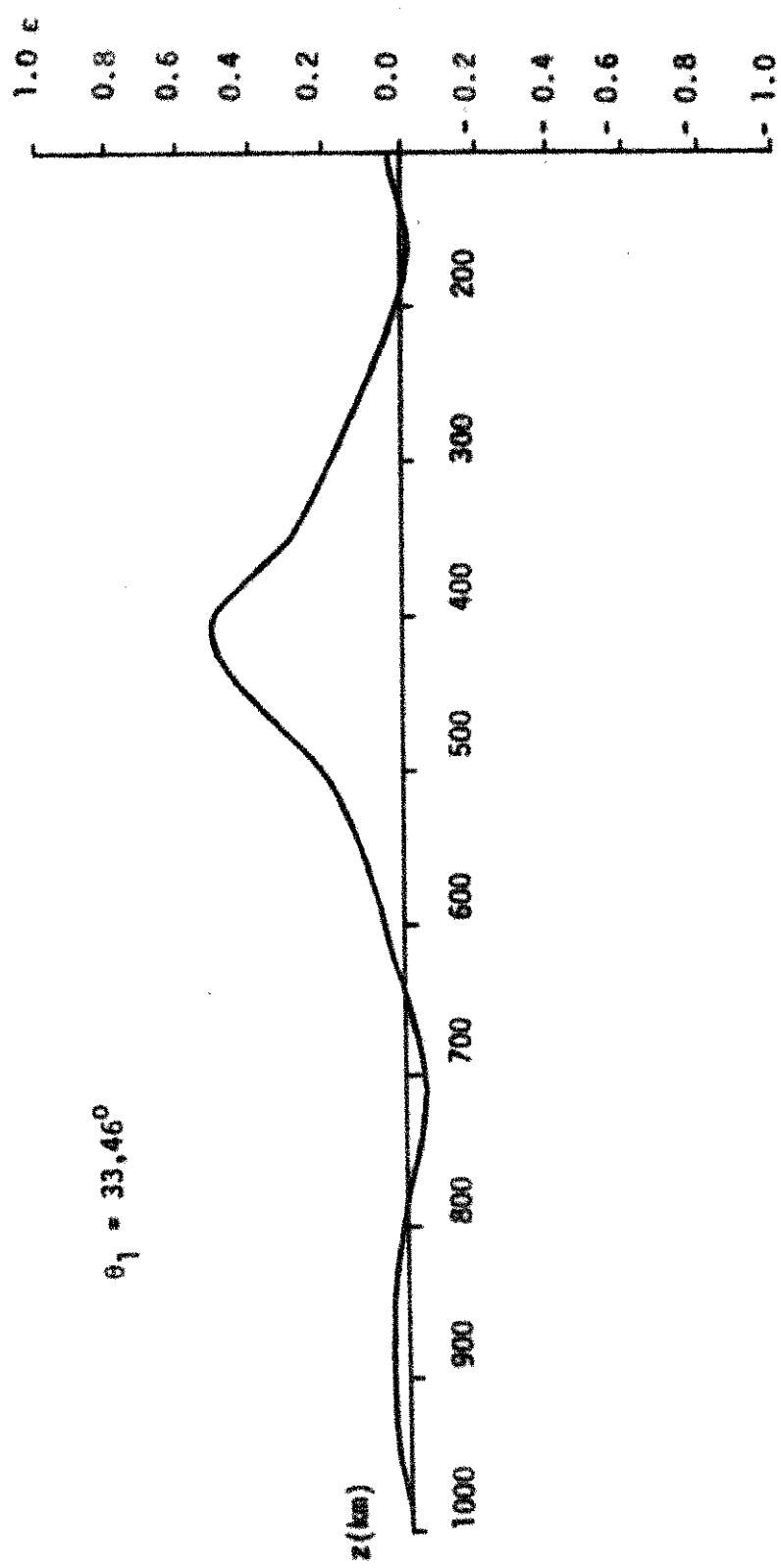


Fig. 2.6.3

OBS: Todas as figuras 2.6.n apresentam a variação da razão axial para a frequência de 30 MHz.



$$\theta_1 = 33.46^\circ$$

Fig. 2.7.1

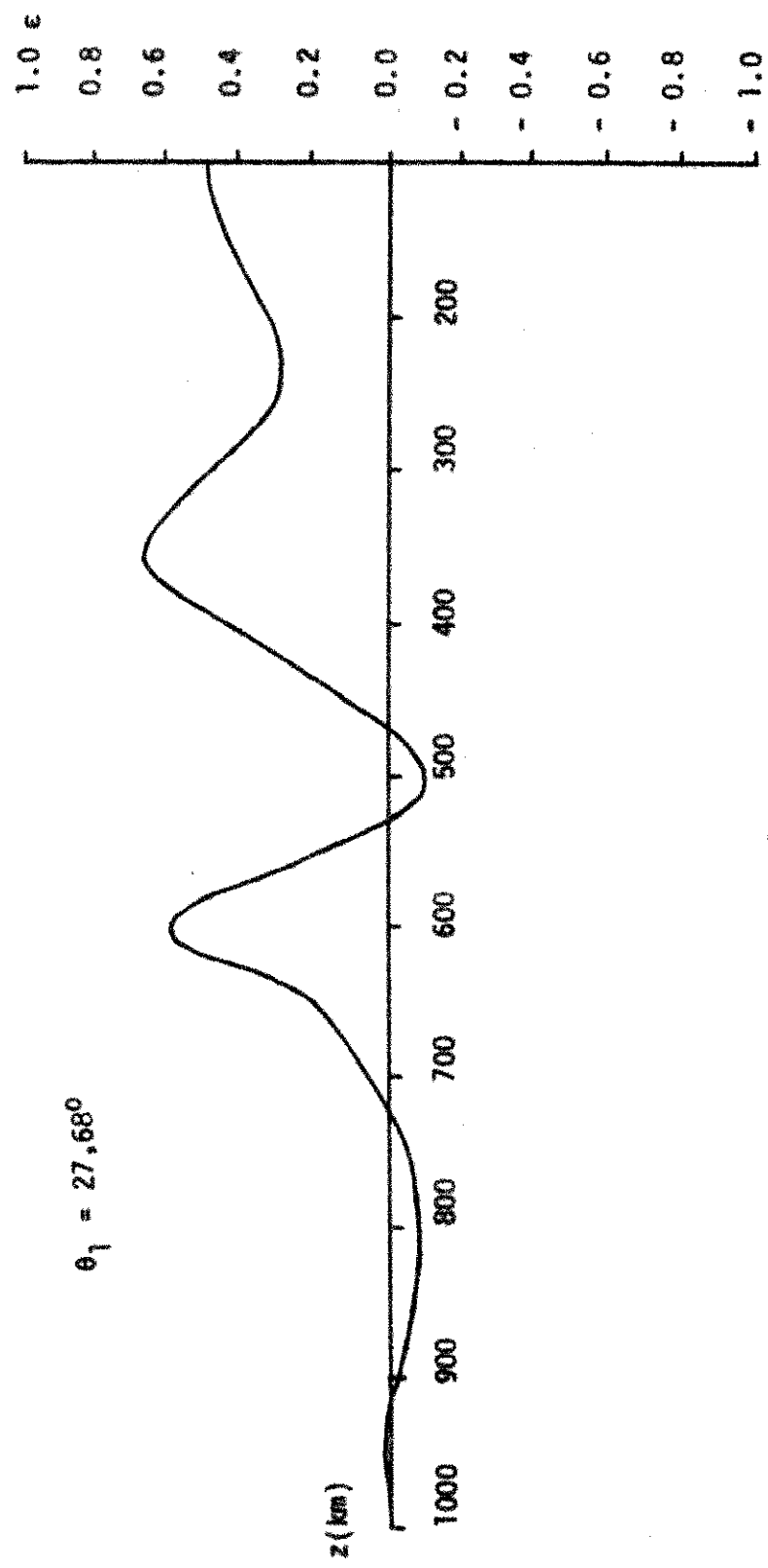


Fig. 2.7.2

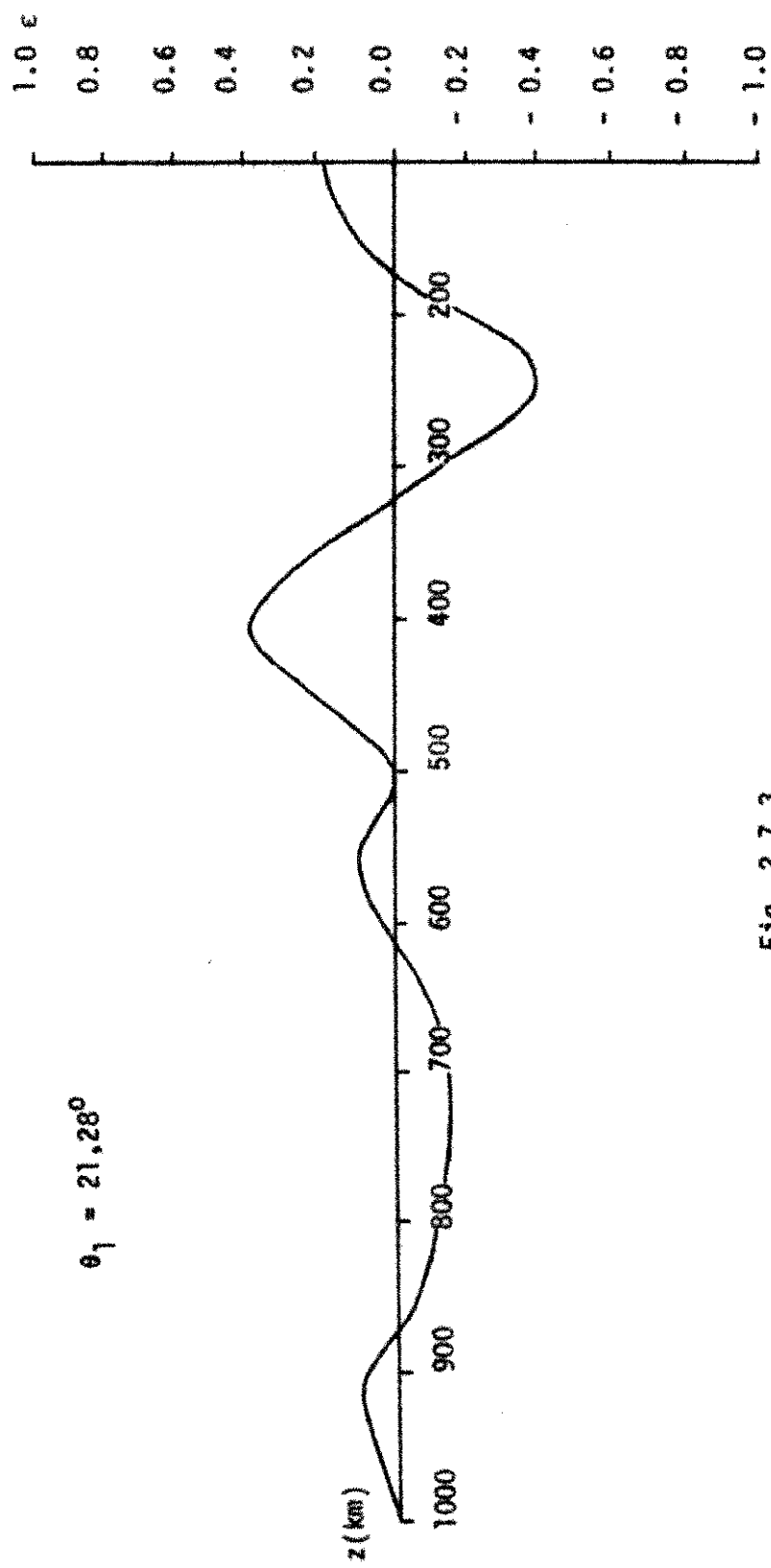


Fig. 2.7.3

OBS: Todas as figuras 2.7.n apresentam a variação da razão axial para a frequência de 40 MHz.

2.5 Possibilidades de aplicação do estudo efetuado no projeto de sistemas de comunicações por satélites

Afin de se projetar circuitos receptores é sempre necessário se ter uma boa previsão da potência dos sinais a serem recebidos. Esta previsão deve também se basear na polarização das ondas captadas na antena e na polarização da própria antena de recepção. Muitas antenas receptoras respondem somente a componente de polarização normal ou a componente de polarização horizontal do campo elétrico da onda, mas, mesmo quando antenas polarizadas elipticamente são utilizadas, as potências de entrada nos circuitos receptores podem ser previstas a partir do conhecimento da polarização do sinal juntamente com os fatores de ganho da antena receptora.

Quando uma onda elipticamente polarizada com um ângulo de inclinação ψ_a e uma razão axial ϵ_b , o fator de acoplamento de potência é dado por (Phillips and Knight, 1965)

$$F = \frac{(1+\epsilon_a\epsilon_b)^2 \cos^2(\psi_a-\psi_b) + (\psi_a+\psi_b)^2 \sin^2(\psi_a-\psi_b)}{(1+\epsilon_a^2)(1+\epsilon_b^2)} \quad (2.56)$$

onde o fator de acoplamento de potência é definido como a razão entre a potência da onda induzida e a potência da onda incidente.

É evidente que para se utilizar proveitosamente esta fórmula é necessário que se conheça corretamente os parâmetros da elipse de polarização da onda incidente na antena. Alguns autores têm assumido que, na média, a polarização da onda incidente é circular, de modo que, uma antena linearmente polarizada, por exemplo, fornecerá somente metade da potência total disponível

(Rawer - 1952, Piggott - 1959). Utilizando-se a equação de polarização por nós apresentada, êstes parâmetros poderiam ser mais corretamente avaliados, desde que a polarização inicial da onda no satêlite se conhecida e que nosso modelo de ionosfera seja apropriado.

Apêndice A

Nêste apêndice apresentamos a derivação da equação (2.36). Da expressão (2.33) e (2.35) obtemos:

$$\vec{A} \equiv \begin{bmatrix} F_{11}' \cos^2 \theta_n - \frac{1}{2} F_{31}' \sin^2 \theta_n + F_{33}' \sin^2 \theta_n & -F_{32}' \sin \theta_n + F_{12}' \cos \theta_n \\ F_{21}' \cos \theta_n & F_{22}' \\ \frac{1}{2} F_{11}' \sin^2 \theta_n + F_{31}' \cos^2 \theta_n - \frac{1}{2} F_{33}' \sin^2 \theta_n & F_{12}' \sin \theta_n + F_{32}' \cos \theta_n \end{bmatrix} \quad A.1$$

onde $F_{\xi\zeta}'$ são os elementos da matriz $\vec{F}'$ dados pela expressão (2.30). Da expressão (2.34) pode-se derivar uma expressão para ΔR , a variação na polarização da onda ao atravessar o "stratum" de espessura Δz , numa direção qualquer:

$$\Delta R = \frac{-A_{21} R^2 + (A_{11} - A_{22} - f A_{23}) R + A_{12} + f A_{13}}{A_{21} R + A_{22} + f A_{23}} \quad A.2$$

determinando o limite quando $\Delta z \rightarrow 0$ e lembrando que $\vec{F} \rightarrow \vec{I}$ quando $\Delta z \rightarrow 0$, obtemos após uma manipulação algébrica um pouco trabalhosa:

$$\frac{dR}{dz} = |\alpha(q^+, q^-, \theta_n) R^2 - \beta(q^+, q^-, \theta_n) R + \gamma(q^+, q^-, \theta_n)| \frac{ik}{\det|R|} \quad A.3$$

$$\alpha = R_{yz}^+ R_{yz}^- \Delta q \cos \theta_n \quad ; \quad a = \frac{ika}{\det|R|} \quad A.4$$

$$\begin{aligned} \beta = & (q^+ R_{xz}^+ R_{yz}^- - q^- R_{xz}^- R_{yz}^+) \cos^2 \theta_n + 1/2 (q^- R_{yz}^+ - q^+ R_{yz}^-) \sin 2\theta_n + \\ & + (q^+ R_{xz}^- R_{yz}^+ - q^- R_{xz}^+ R_{yz}^-) - f R_{yz}^+ R_{yz}^- \Delta q \quad ; \quad b = - \frac{ik\beta}{\det|R|} \quad A.5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma = & R_{xz}^+ R_{xz}^- \Delta q \cos \theta_n + (q^- R_{xz}^+ - q^+ R_{xz}^-) \sin \theta_n + f | - 1/2 (q^+ R_{xz}^+ R_{yz}^- - \\ & - q^- R_{xz}^- R_{yz}^+) \sin 2\theta_n + (q^+ R_{yz}^- - q^- R_{yz}^+) \sin^2 \theta_n | \quad ; \quad c = \frac{iky}{\det|R|} \quad A.6 \end{aligned}$$

f é um fator relacionado a componente axial (paralela à normal de onda) do campo elétrico, que pode existir no caso geral, e a componente transversal. Os resultados numéricos obtidos mostram que as soluções da equação (A.3) dependem muito pouco dos valores de f , para a mais variadas condições.

Apêndice B

Nêste apêndice descrevemos o programa de computador por nêos utilizado para simular o comportamento da polarização das ondas de HF ao se propagar do satêlite ao receptor, no solo. O diagrama em blocos do programa ê apresentado na figura B.1, e a listagem do programa segue logo apês. Damos, a seguir, uma descrição sucinta das diversas partes do programa.

B.1 Programa principal - MAIN

No programa principal todos os dados sã lidos e inicializados de 0010 a 0050; de 0052 a 0084 ê calculado o primeiro ângulo de incidência (DELFT) e o ângulo azimutal correspondente à posição do satêlite com relação ao sistema de coordenadas local (ANGTR); de 0085 a 0126 ê calculado o campo magnético terrestre (SUBROUTINE FIELDG) e os parâmetros ionosfêricos X e Y; de 0127 a 0155 sã calculadas as raizes da quãrtica de Booker (SUBROUTINE QUARTC) e escolhidas as raizes correspondentes à onda descendente; de 0156 a 0188 ê calculado o ângulo da normal de onda com o eixo z no 'stratum' em evidência e resolvida a equação de polarização (SUBROUTINE RM0G5); finalmente de 0189 a 0200 ê feita a saída e mudada a posição do satêlite.

B.2 Sub-rotina RM0G2

Esta sub-rotina calcula os coeficientes da quãrtica de Booker, usando as equações de (1.15) a (1.19)

B.3 Sub-rotina RM0G3

Nesta sub-rotina sã calculados os elementos da matriz susceptibilidade (2.43), de 006 a 0018, e os elementos da matriz polarização (2.24), de 0020 a 0041.

B.4 Sub-rotina RM005

Nesta subrotina a equação de polarização (2.36) é integrada, utilizando-se ela própria ou a solução para 'strata' homogêneos, (2.45), conforme a aproximação desejada. O estepe de integração é $1 \text{ km}/(P)$, onde P é a variável 'dummy' da subrotina. O valor escolhido de (P) depende da frequência e da aproximação utilizada. Se pretendermos integrar (2.36) diretamente, aconselha-se adotar um valor para (P) tal que o estepe de integração seja, pelo menos, $1/10$ do comprimento de onda.

B.5 Sub-rotina QUARTC

Esta sub-rotina resolve a quártica de Booker. Sua descrição é encontrada em Scarabucci.

B.6 Sub-rotina FIELD e FIELDG

Nestas sub-rotinas o campo magnético terrestre é calculado. Foram cedidas por Cain (comunicação pessoal).

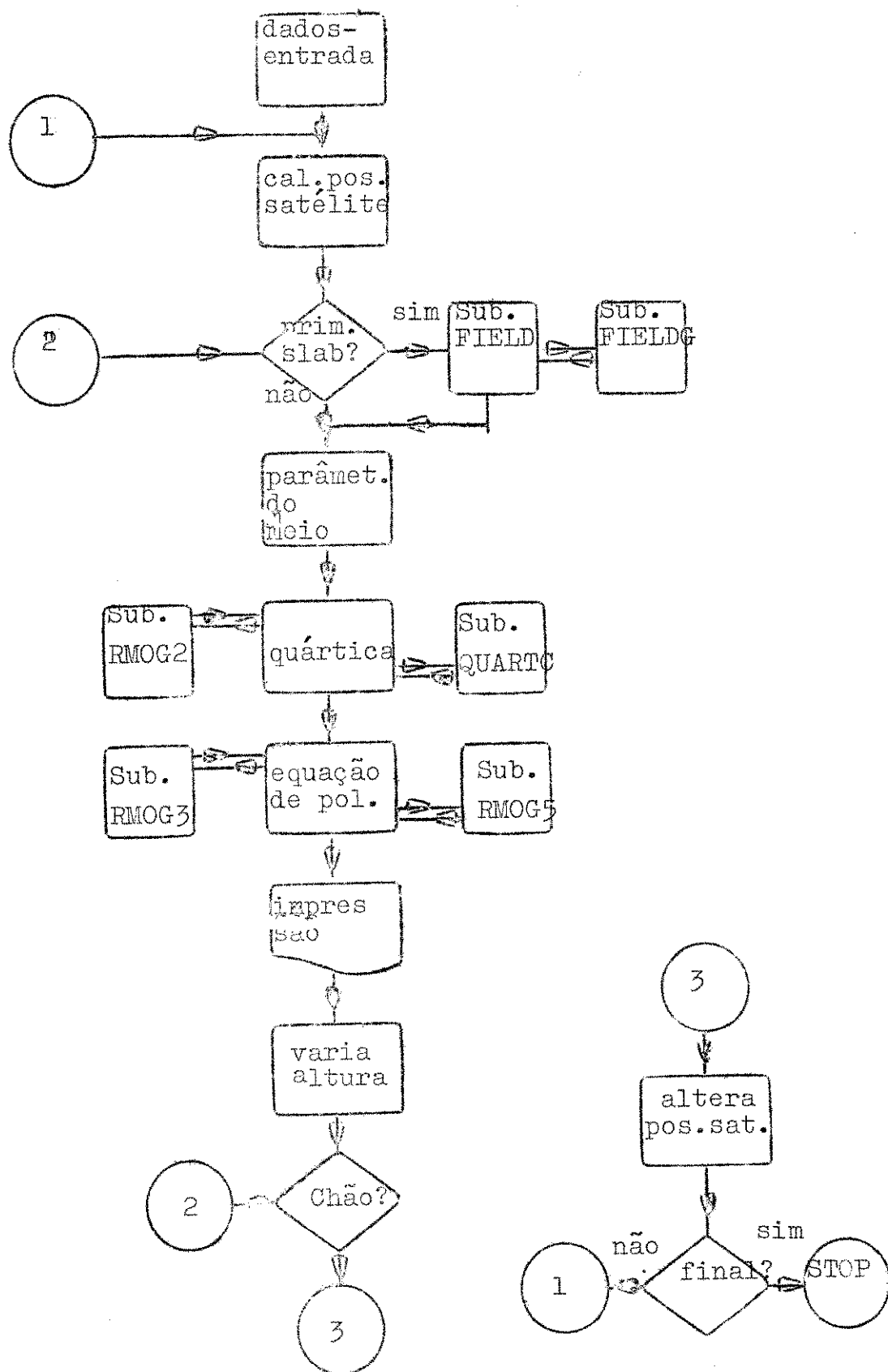


Fig. B.1: Diagrama em blocos do programa utilizado para obter a variação da polarização com a altura.

Referências

Millman, G.H. : Atmospheric and Extraterrestrial
Effects on Radio Wave Propagation -
Heavy Military Electronics Department - General Electre
nº R61EMH29 - June 1961

Cain, Joseph C., S. Hendricks, W.E., D.C. Jensen, Compu-
tation of the Main Geomagnetic field from Spherical
Harmonic Expansion, J.G.R., 1965

Budden, K.G., Radio Waves in the Ionosphere.
Cambridge University Press - 1961

Ivan J. Kantor, D.B. Rai and Fernando de Mendonça,
Behavior of Polarization of Downcoming Radio Waves
Including Transverse Magnetic Field, IEEE
Transactions on Antennas and Propagation, vol AP - 19,
nº 2, march 1971

J.E. Titheridge and F.& Heron, Second - order effects in the
Faraday rotation of satellite signals, Radio Science, Vo-
lume 6, Number 5, May 1971

Booker, H.G. The propagation of wave packets incident
obliquely on a stratified doubly refracting ionosphere,
Phil. Trans. A, 237, 411, 1939

G.J. Phillips and P. Knight, Effects of polarization on
a medium - frequency sky-wave service including the case
of multihop paths, Proc. IEE, vol. 112, Nº 1, January 1965

Rower, K. Calculation of sky-wave field strength,
Wireless Engr., 1952, 29

Piggott, W. R. The calculation of the median sky
wave field strength in tropical regions, Radio Research
special report 27 (HMSO London, 1959)

R. R. Scarabucci, Analytical and Numerical Treatment
of Wave - Propagation in the Lower Ionosphere, Technical
Report No 3412- 11, Stanford Electronics

Agradecimentos

Inicialmente gostaria de agradecer a minha esposa e a meus pais pelo incentivo e apoio que sempre me deram. Sou também agradecido ao meu orientador de tese e professor Dr. Dharmbir Rai, como também aos meus professores de Rádio - Propagação, Dr. Rege Romeu Scarabucci e Dr. Fernando Walter. Não poderia deixar de ser também grato aos meus colegas Dalton Soares Arantes e Rui Fragassi Souza sempre dispostos a discutir dúvidas e dar sugestões, e ao Dr. Manoel Sobral Jr., diretor da Faculdade de Engenharia, que procurou fornecer tôdas as condições necessárias para o meu trabalho.

Finalmente um muito obrigado a Alice Mosquita Vale, Maria Duarte Penteado, Edna Pfeifer e a minha esposa, pessoas que prazeirosamente trabalharam na confecção dêste trabalho.