

1. Classificação <i>INPE-COM. 2/NTI</i> <i>CDU: 621.38SR:634.0</i>	2. Período	4. Critério de Distribuição:
3. Palavras Chave (selecionadas pelo autor) <i>PROSPECÇÃO MINERAL, PROPRIEDADES NÃO-LINEARES DO SOLO</i>		interna <input checked="" type="checkbox"/> externa <input type="checkbox"/>
5. Relatório nº <i>995-NTI/083</i>	6. Data <i>01.02.1977</i>	7. Revisado por - <i>Ivan Kantor</i>
8. Título e Sub-Título <i>EMPREGO DAS PROPRIEDADES NÃO-LINEARES NA PROSPECÇÃO DE METAIS</i>		9. Autorizado por - <i>Nelson J. Parada</i>
10. Setor <i>DEE</i>	Código <i>400</i>	11. Nº de cópias <i>4</i>
12. Autoria <i>Cesar Celeste Ghizoni</i>		14. Nº de páginas <i>17</i>
13. Assinatura Responsável <i>Ghizoni</i>		15. Preço <i>\$ 13,00</i>
16. Sumário/Notas <i>Neste trabalho propomos usar as propriedades não-lineares dos metais para a prospecção dos mesmos em florestas densas. Apresentamos uma possível explicação da origem das não-linearidades e sugerimos um esquema, baseado no método da Polarização induzida, para detectá-las.</i>		
17. Observações <i>Esta pesquisa foi parcialmente subvencionada pela FINEP (CT-271-MGGAS)</i>		

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O sensoriamento de recursos naturais usando radar, em florestas densas, é extremamente difícil, devido à atenuação do sinal ao atravessar a camada de folhagem. Usualmente o eco do topo das árvores predomina sobre o do solo e a interpretação se torna quase impossível. A atenuação na folhagem é tanto maior quanto maior for a frequência de operação. Poderia ser sugerido que radares com frequências baixas devessem ser usados mas, como é sabido, a perda em definição é muito grande.

Uma alternativa para a prospecção mineral é a utilização do método da Polarização Induzida (P.I.). O método consiste em induzir correntes no solo, por meio de uma bobina transmissora, e medir o campo magnético criado pelas correntes induzidas. Comparando-se o campo medido em várias localidades, pode-se concluir sobre a condutividade do solo e, então, inferir sobre a existência de minérios. Tais métodos não permitem, em geral, a identificação do causador do aumento na condutividade do solo e se a área a ser explorada é extensa e de difícil acesso (Amazônia, por exemplo), os referidos métodos tornam-se bastante dispendiosos.

No caso específico da prospecção de metais, um novo método traz esperanças novas. É o método que utiliza as propriedades não-lineares dos óxidos-metálicos em frequências suficientemente baixas, tais

que a atenuação na camada de folhagem é desprezível. A grande vantagem do método reside no fato de que o aparecimento de harmônicos do sinal fundamental indica a presença de materiais metálicos no solo e um mapeamento da região "não linear" é extremamente simples. Convém salientar que, neste caso, estaríamos procurando medir a presença ou ausência de sinais harmônicos e não, como nos métodos convencionais, onde se comparam diferentes amplitudes do sinal refletido no solo.

A origem das não-linearidades ainda é obscura e não existem referências na literatura aberta. Acreditamos, entretanto, que o método descrito neste relatório tem bastante potencialidade na prospecção de jazidas minerais.

CAPÍTULO II

ORIGEM DAS NÃO-LINEARIDADES DOS ÓXIDOS METÁLICOS

É sabido que certos óxidos metálicos (ZnO , MnO , etc) possuem acentuadas não-linearidades em frequências ópticas. A origem de tais não-linearidades é, também, conhecida: são devidas às transições virtuais entre níveis de energia eletrônicos. As susceptibilidades não-lineares dependem, conseqüentemente, de denominadores que são ressonantes nas frequências do infra-vermelho ao ultra-violeta. Portanto, é de se esperar que tais propriedades tornem-se completamente não-detetáveis à medida que a frequência se afasta das frequências de ressonância (transições entre os diversos níveis energéticos) e praticamente desapareçam nas frequências de micro-ondas e abaixo.

A origem de não-linearidades em frequências baixas não é associada, portanto, com transições eletrônicas, como no caso das frequências ópticas. No presente trabalho propomos um modelo para a origem das não-linearidades em materiais condutores. É o modelo mais simples que se possa imaginar: movimento de cargas sob a ação de campos eletromagnéticos.

Para um cálculo da ordem de grandeza nós assumimos o modelo de Drude [1] para a condução metálica.

Num tempo t qualquer, a velocidade média eletrônica \vec{v} é

$\vec{p}(t)/m$ onde $\vec{p}(t)$ é a quantidade de movimento, total, por elétron. A densidade de corrente \vec{j} é conseqüentemente dada por

$$\vec{j} = - \frac{Ne\vec{p}(t)}{m}$$

onde N é a densidade de carga, e e m são respectivamente a carga e a massa do elétron.

Na presença de um campo eletromagnético, $\vec{p}(t)$ evolui no tempo de acordo com a equação.

$$\frac{d\vec{p}(t)}{dt} = -\frac{\vec{p}(t)}{\tau} + \vec{f}(t) \quad (1)$$

onde τ é o tempo de relaxação de Drude e é calculado, a partir da resistividade do material, ρ_{μ} [1], por

$$\tau = \left(\frac{0.22}{\rho_{\mu}}\right) \cdot \left(\frac{r_s}{a_0}\right)^3 \times 10^{-14} \text{ segundos}$$

sendo ρ_{μ} dado em microhm-centímetros; r_s é o raio de uma esfera cujo volume é igual ao volume ocupado por elétron de condução, isto é, $\frac{4\pi r_s^3}{3} = \frac{1}{N}$, onde N é a densidade de elétrons em cm^{-3} , a_0 é o raio de Bohr ($a_0 = \frac{h^2}{me^2}$) dado em cm e $\vec{f}(t)$, na equação (1), é a força devida aos campos elétrico e magnético.

Em média, podemos tomar $\frac{r_s}{a_0} \approx 1$, sendo então τ da do por

$$\tau \approx \frac{0.22}{\rho_\mu} \times 10^{-14} \text{ segundos} \quad (2)$$

com ρ_μ em microohm-centímetros.

A força $\vec{f}(t)$ é a força de Lorentz à qual estão sujeitas as cargas "livres" do meio metálico. É ela dada por

$$\vec{f}(t) = q\vec{E} - \frac{q}{c} \frac{\vec{p}(t)}{m} \times \vec{B} \quad (3)$$

onde \vec{E} e \vec{B} são os vetores campo elétrico e magnético, respectivamente.

Nota-se que, na equação (3), o termo $\vec{p}(t) \times \vec{B}$ é responsável pelo aparecimento de harmônicos. No caso em discussão, a origem das não linearidades reside, portanto, no movimento das cargas individuais, sujeitas a ação do campo eletromagnético.

CAPÍTULO III

MODELO PARA O SISTEMA

O modelo que queremos analisar está representado na Figura 1. Uma bobina primária, transmissora, induz uma corrente no material e o campo de indução desta corrente é, então, detetado numa bobina secundária.

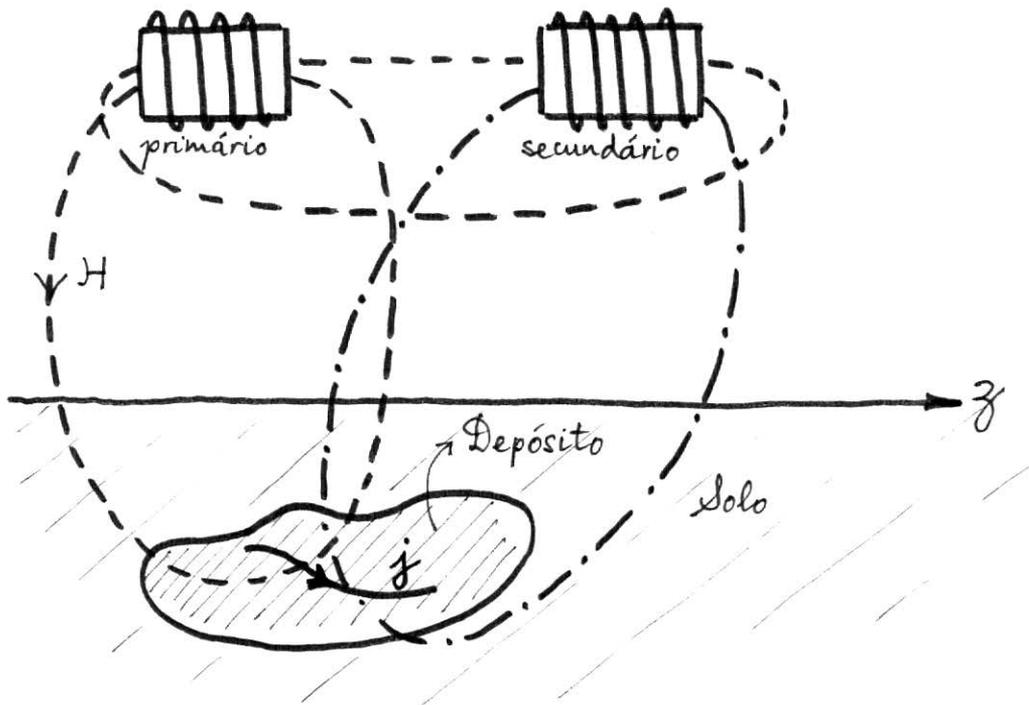


FIGURA III.1

O campo na superfície, devido à bobina primária com corrente I_1 , em N_1 espiras com área S_1 , será calculado a seguir.

No sistema de coordenadas esféricas, representado na Fig

ra 2, o campo magnético a uma distância r é dado por:

$$\vec{H} = \frac{2p_m \cos\theta}{r^3} \hat{r} + \frac{p_m \sin\theta}{r^3} \hat{\theta}$$

onde p_m é o momento de dipolo magnético; $p_m = N_1 I_1 S_1$.

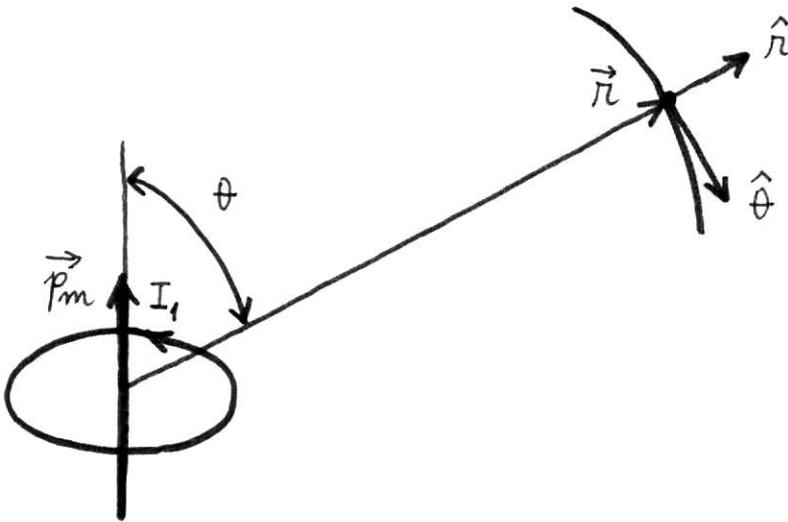


FIGURA III.2

Com $I_1 = I_1(t)$ e usando-se a aproximação quase-estática, o campo elétrico \vec{E} é calculado pela equação

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{i\omega}{c} \vec{H}$$

$$\text{ou} \quad \oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \frac{i\omega}{c} \int \vec{H} \cdot d\vec{s}$$

Evitando-se complicações desnecessárias, nós assumimos que a bobina transmissora está localizada a uma distância bem grande do local onde queremos conhecer o campo elétrico. Referindo-nos à Figura 3, o campo magnético é quase radial e, no cálculo, fazemos a aproximação

$$\vec{H} \cong H_r \hat{r} \cong \frac{2p_m \cos \theta}{r^3} \hat{r}; \quad r \approx R \text{ (constante)}$$

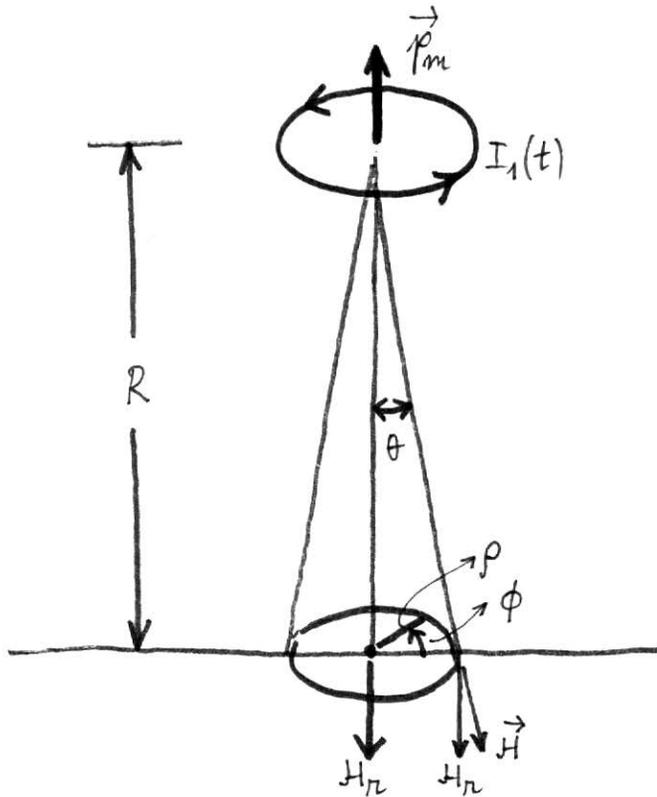


FIGURA III.3

Dentro das aproximações mencionadas,

$$\vec{H} \cdot d\vec{s} \cong \frac{2p_m \cos \theta}{R^3} \cdot \cos \theta \rho d\rho d\phi$$

com; $\rho \cong R \operatorname{sen} \theta$; $d\rho = R \cos \theta d\theta$

Temos então:

$$E_{\phi} \int_{\Pi} R \operatorname{sen} \theta = - \frac{i\omega 2p_m}{cR^3} R^2 \int_0^{\theta} \cos^3 \theta \operatorname{sen} \theta d\theta$$

ou;

$$E_{\phi} \cong \frac{i\omega p_m}{cR^2 \Pi} \frac{1 - \cos^4 \theta}{4 \operatorname{sen} \theta} \quad (4)$$

$$H_r \cong \frac{2p_m}{R^3} \cos \theta$$

Substituindo (4) e (3) em (1), obtemos:

$$\frac{dp_r}{dt} = - \frac{p_r}{\tau}$$

$$\frac{dp_{\theta}}{dt} = \frac{p_{\theta}}{\tau} - \frac{q}{mc} p_{\phi} H_r$$

$$\frac{dp_{\phi}}{dt} = - \frac{p_{\phi}}{\tau} + qE_{\phi} + \frac{q}{mc} p_{\theta} H_r \quad (5)$$

Vemos que a componente na direção \underline{r} decai exponencialmente

e não existe, portanto, em regime estacionário.

Assumimos

$$E_{\phi} = E_{\phi} e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \quad e$$

$$H_r = H_r e^{-i\omega t} + \text{c.c.}$$

onde c.c. significa complexo conjugado.

Diante da natureza das equações (5), nós expandimos

$$p_{\theta, \phi} = \sum_m p_{\theta, \phi}(m\omega) e^{-im\omega t}$$

Analisando as equações resultantes, vemos que existe uma componente contínua de p_{θ} , isto é, $p_{\theta}(0)$, e uma componente de primeira harmônica de p_{ϕ} , isto é, $p_{\phi}(\omega)$,

$$p_{\theta}(0) = - \frac{2q\tau}{mc} p_{\phi}(\omega) H_r,$$

com

$$p_{\phi}(\omega) = \frac{qE_{\phi}}{2\left(\frac{q}{mc} H_r\right)^2 \tau + \frac{1}{\tau} - i\omega}$$

Em segunda ordem, nós substituímos $p_{\phi}(\omega)$ da equação de $p_{\theta}(\omega)$ na equação de $p_{\theta}(2\omega)$ e obtemos.

$$p_{\theta}(2\omega) = - \frac{\frac{q}{mc} p_{\phi}(\omega) H_r}{\frac{1}{\tau} - i2\omega}$$

Dado que $\omega\tau \ll 1$ e $\frac{q}{mc} H_r \tau \ll 1$, podemos escrever

$$p_{\phi}(\omega) \cong q\tau E_{\phi}$$

$$p_{\theta}(0) \cong - \left(2 \frac{qH_r}{mc} \tau \right) q\tau E_{\phi}$$

$$p_{\theta}(2\omega) \cong - \left(\frac{qH_r}{mc} \tau \right) q\tau E_{\phi}$$

A bobina transmissora induz correntes (no solo) com frequências $\omega, 0$ e 2ω . A corrente induzida na segunda harmônica (e contínua) é perpendicular à corrente na frequência fundamental. As densidades de corrente são calculadas usando-se

$$\vec{j} = - \frac{Nq\vec{p}}{m},$$

e portanto:

$$j_{\phi}(\omega) \cong - \frac{Nq^2\tau}{m} E_{\phi}$$

$$j_{\theta}(0) \cong + \left(2 \frac{qH_r}{mc} \tau \right) \frac{Nq^2}{m} \tau E_{\phi}$$

$$j_{\theta}(2\omega) \cong + \left(\frac{qH_r}{mc} \tau \right) \frac{Nq^2}{m} \tau E_{\phi}$$

Usando as equações (4), com $p_m = N_1 I_1 S_1$, nós obtemos

$$j_{\phi}(\omega) \cong - \left(\frac{i\omega N_1^2 S_1 I_1}{\pi c R^2} \right) \left(\frac{Nq^2 \tau}{m} \right) \frac{1 - \cos^4 \theta}{4 \sin \theta}$$

$$j_{\theta}(0) \cong \left(\frac{2i\omega N_1^2 S_1^2 I_1^2}{c \pi R^5} \right) \left(\frac{2q \tau}{mc} \right) \left(\frac{Nq^2 \tau}{m} \right) \frac{(1 - \cos^4 \theta) \cos \theta}{4 \sin \theta}$$

$$j_{\theta}(2\omega) \cong \frac{i\omega N_1^2 S_1^2 I_1^2}{c \pi R^5} \left(\frac{2q \tau}{mc} \right) \left(\frac{Nq^2 \tau}{m} \right) \frac{(1 - \cos^4 \theta) \cos \theta}{4 \sin \theta} \quad (7)$$

Dadas as correntes induzidas no solo, o campo magnético no receptor pode ser calculado e, em consequência, a corrente no sistema secundário.

A distribuição de correntes, segundo o ângulo θ , é mostrada na Figura 4. A corrente na frequência fundamental está na direção ϕ e em planos paralelos ao plano da bobina transmissora. As correntes na frequência zero e na segunda harmônica circulam segundo a direção θ e, portanto, transversalmente à corrente fundamental.

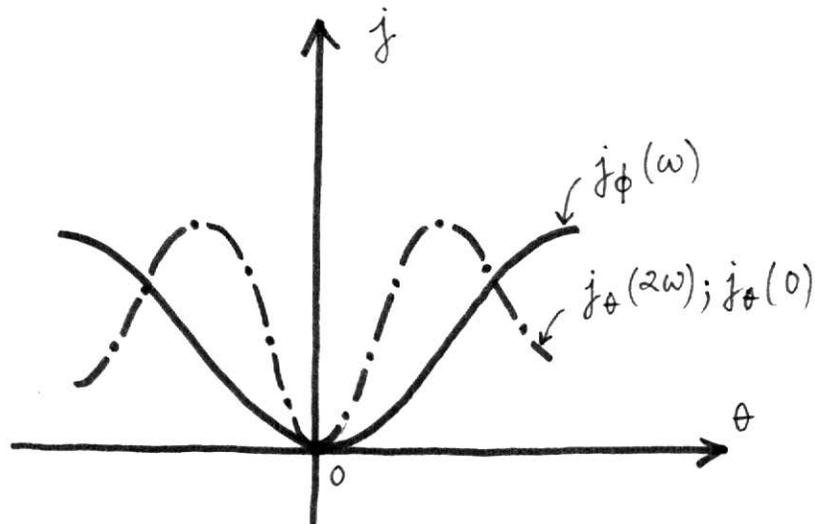


FIGURA III.4

Outro fato importante é que a corrente induzida na segunda harmônica depende do quadrado da corrente na bobina transmissora. Este fato pode ser usado na identificação de harmônicos. O efeito das correntes no solo é detetado por um receptor que pode ser um magnetômetro. Tal receptor tem uma sensibilidade muito boa e mesmo os campos magnéticos produzidos pelas correntes baixíssimas como as mostradas na Tabela I podem ser detetados.

Variando-se a corrente primária I_1 o gráfico $I_R(2\omega) \times I_1$ pode ser traçado e o resultado da Figura 5 obtido.

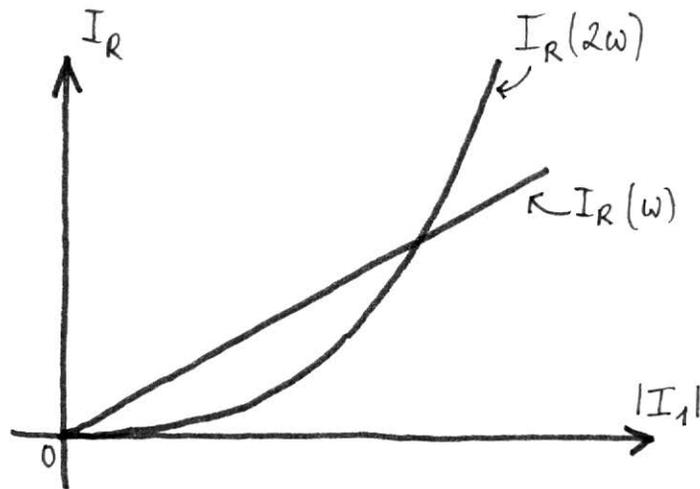


FIGURA III.5

Outro fator a ser considerado é que as correntes fundamentais e de segunda harmônica dão origem a campos magnéticos mutuamente perpendiculares. Se o receptor puder ser construído com boa diretividade

(os magnetômetros o são), o posicionamento do receptor, na ausência de harmônicos, a 90° da posição de máxima corrente, permitiria a detecção dos harmônicos, livre da alta intensidade na frequência fundamental. O esquema proposto é esboçado na Figura 6. No presente estágio do programa, não pretendemos desenvolver o método com maiores detalhes de forma que apenas sugestões estão sendo apresentadas. O cálculo das correntes induzidas, embora feito com extrema simplicidade, apenas para efeito de comparação, é válido. A tabela mostra as ordens de grandezas obtidas. Um estudo mais detalhado do sistema transmissão-recepção - principalmente recepção - é necessário. Observe-se que, no sistema que propomos, a corrente recebida na frequência fundamental é também medida, de maneira que, comparando-a com a corrente do transmissor, podemos obter informações sobre o solo. Isto demonstra a versatilidade de tal sistema e, também, sua confiabilidade, dado que as informações sobre o solo examinado são obtidas de maneira completamente diferentes.

Como foi mencionada, um estudo mais detalhado do sistema transmissão-recepção é necessário para implantar tal programa.

TABELA I

Minério	τ (seg)	$\left \frac{j_{\theta}(2\omega)}{j_{\phi}(\omega)} \right $
Galena	9×10^{-22}	9×10^{-23}
Pirita	3×10^{-23}	3×10^{-24}
Siderita	3×10^{-25}	3×10^{-24}
Rochas sedimentares	10^{-26}	10^{-27}
Cobre (puro)	10^{-12}	10^{-13}

Usamos:

$$N_1 S_1 I_1 = 100 \times 1 \text{m}^2 \times 1 \text{A} = 100 \text{m}^2 \times \text{A} = 10^6 \text{Axcm}^2$$

$$\omega = 2\pi \times 100 \text{ KHz} = 2\pi \times 10^5 \text{ rd/s}$$

$$R = 100 \text{m} = 10^4 \text{ cm}$$

Com estes valores:

$$\left| \frac{j_{\theta}(2\omega)}{j_{\phi}(\omega)} \right| \approx \tau/10$$

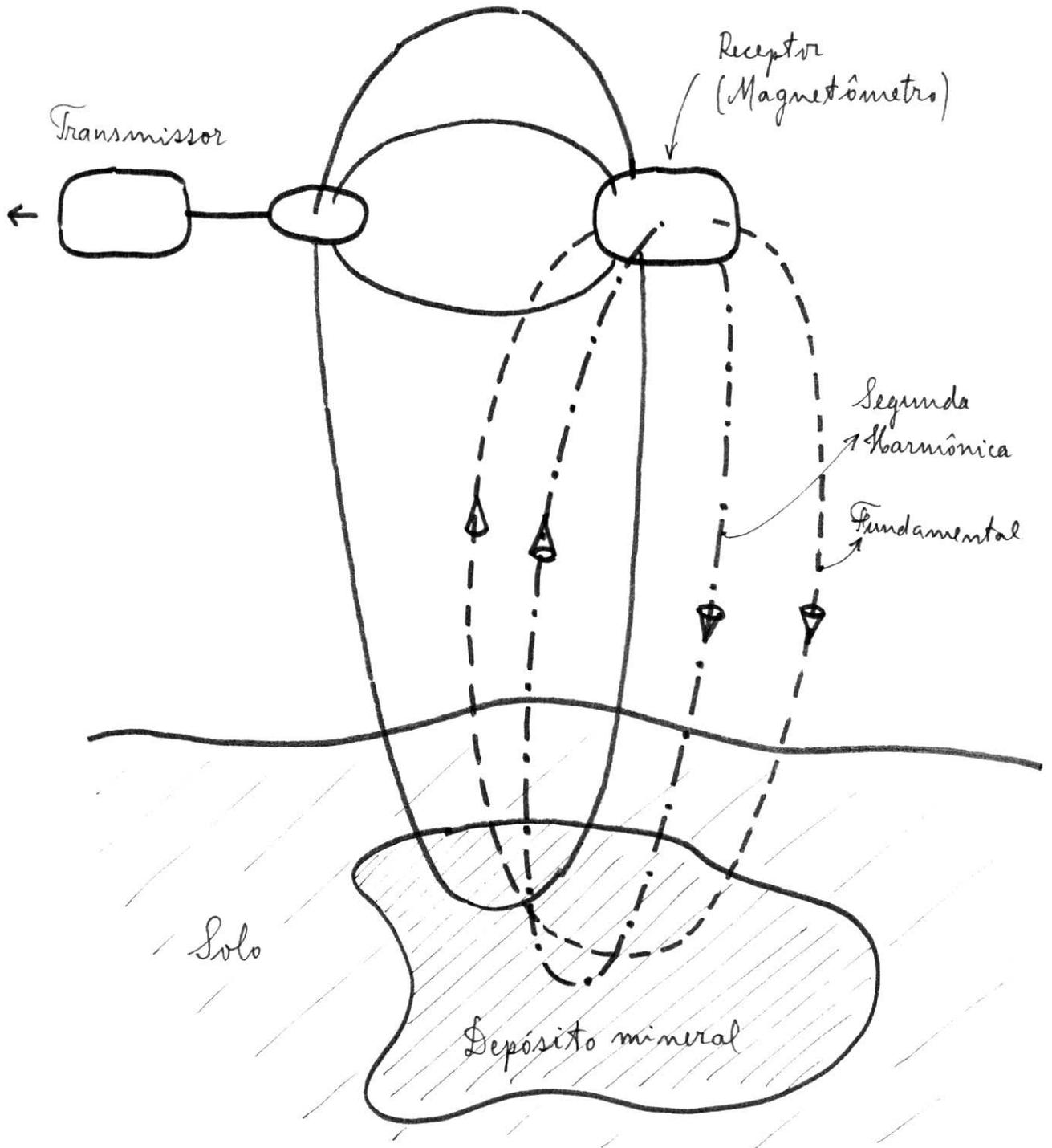


FIGURA III.6

BIBLIOGRAFIA

- [1] ASCHROFT MERMIN : *Solid State Physics*. Holt, Rinehart and Winston, 1976.