

TESE
158

ESCOLA FEDERAL DE
ENGENHARIA DE ITAJUBÁ E F E I

TESE DE MESTRADO

MEDIÇÃO DE TENSÃO E CORRENTE, EM
SISTEMAS DE POTÊNCIA, UTILIZANDO RAIOS LASER
E CRISTAIS ELETROMAGNÉTICO ÓTICOS

TAKESHI KONISHI

S. PAULO, DEZEMBRO DE 1977



ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ
EFEI

TESE DE MESTRADO

MEDIÇÃO DE TENSÃO E CORRENTE, EM SISTEMAS DE
POTÊNCIA, UTILIZANDO RAIOS LASER E CRISTAIS
ELETROMAGNÉTICOS ÓPTICOS

TAKESHI KONISHI

S. PAULO, DEZEMBRO DE 1977

P R E F Á C I O

O objetivo principal deste trabalho é divulgar a nova tecnologia que se desenvolve, presentemente, na Bonnaville Power Administration (U.S.A.), para medição de grandezas elétricas em Sistemas de Potência.

Esta Tecnologia surgiu premida pela necessidade de solucionar problemas Técnico e Econômico de Sistema de medição em Linhas de Transmissão em Ultra Alta Tensão.

Em virtude deste assunto encontrar-se no estágio experimental, a sua divulgação, entre nós, ainda é incipiente.

Por isso, o presente trabalho visa informar a filosofia de utilização, estágio atual de pesquisa e testes e a perspectiva de aplicação deste Sistema de medição num futuro próximo.

A elaboração deste trabalho só foi possível graças ao incentivo e colaboração dos eméritos:

Prof:	José Abel R.dos Santos	(EPEI)
Engº:	Amadeu C.Caminha	(ELETTROBRÁS)
Engº:	Silvio R.A.Gomes	(CFSP)
Engº:	Dennis C.Erickson	(BPA)
Engº:	Hans J.Schoeps	(CESP)
Engº:	Oswaldo L.L.Bantista	(CESP)
Engº:	José J.R.Alves	(CESP),

A quem agradecemos.

São Paulo, Dezembro de 1977

TAKESHI KONISHI

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO	01
2. APRESENTAÇÃO E CONSIDERAÇÕES GERAIS DO SISTEMA	05
2.1 Representação esquemática	05
2.2 Representação esquemática do sistema convencional	07
2.3 Considerações gerais do sistema de medição	08
3. EFEITOS ELETROMAGNÉTICO ÓTICOS	10
3.1 Efeito Magneto-Ótico; Efeito Faraday	10
3.2 Efeito Eletro-Ótico; Efeito Pockels	11
4. MEDIÇÃO DE CORRENTE	13
5. MEDIÇÃO DE TENSÃO	15
6. CONSIDERAÇÕES MATEMÁTICAS	16
7. MATERIAIS ELETRO-ÓTICOS	19
8. MATERIAIS MAGNETO-ÓTICOS	23
9. RESULTADO DE TESTES ELETRO-ÓTICO E MAGNETO-ÓTICO	26
9.1 Resultados de testes Eletro-Ótico	26
9.2 Resultados de testes Magneto-Ótico	28
10. CONCLUSÃO	33
ANEXO A- CARÁTER ELETROMAGNÉTICO DA LUZ	36
A.1 Oscilação transversal da luz	36
A.2 Representação de uma onda eletromagnética	37
A.3 Equações de ondas eletromagnéticas planas	39
ANEXO B- RAIOS LASER	42
B.1 Eletrônica quântica	42
B.2 Energia de elétron e de átomo	43
B.3 Distribuição de energia	46
B.4 Nível de energia e estado de energia	47
B.5 Laser de gás	50
ANEXO C- DUPLA REFRAÇÃO DE UMA LUZ LINEARMENTE POLARIZADA	51
C.1 Teoria da dupla refração	55
ANEXO D- PRISMAS DE NÍCOL E WOLLASTON	57
D.1 Prisma de Nicol	57
D.2 Prisma de Wollaston	58
ANEXO E- PLACA DEFASADORA DE RAIOS ORDINÁRIO E EXTRAORDINÁRIO .	59

MEDIÇÃO DE TENSÃO E CORRENTE, EM SISTEMAS DE POTÊNCIA, UTILI-
ZANDO RAIOS LASER E CRISTAIS ELETROMAGNÉTICOS ÓTICOS

1. INTRODUÇÃO

O presente trabalho tem por finalidade descrever a filosofia, desenvolvimento de pesquisa e experiência sobre a utilização de Raios Laser e Cristais Óticos na medição de tensão e corrente.

O método de medição correntemente em uso na atualidade ou seja, através da utilização de transformadores de medição, entre outros, apresenta problemas relativos à isolação, os quais serão tanto mais graves quanto maior a tensão a que são submetidos.

A título de ilustração, pode-se citar o caso de danificação de transformador de corrente, por deficiência de isolação, no sistema de 460 kV das Centrais Elétricas de São Paulo-CESP Brasil, evidentemente, acarretando consequências danosas ao sistema de potência.

Outro problema que o método, atualmente em uso, apresenta, e que convém ressaltar, refere-se à fidelidade de transformação como no caso dos transformadores de potencial capacitivo - que são passíveis de introduzir transitórios gerados nos primeiros ciclos de perturbação, e, no caso dos transformadores de corrente os quais são vulneráveis à saturação.

./...

Embora a ocorrência de saturação de Transformadores de corrente seja menos frequente do que a ocorrência de introdução de transitórios nos Transformadores de Potencial Capacitivo, esses fenômenos, quer isolados ou conjuntamente, produzem efeitos negativos no sistema de medição, como por exemplo, nos sistemas de medição de relés de distância, de localizadores de defeitos, efeitos esses observados nos sistemas de 460 kV das Centrais Elétricas de São Paulo- CESP-Brasil, e de 500 kV da BONNEVILLE POWER ADMINISTRATION-BPA-E.E.U.U.

Outro problema que atualmente passa assumir relevância, considerando-se a exigência de menor tempo de resolução imposta pelo sistema de potência a seus componentes, é o da "rapidez" de resposta, como no caso dos relés de proteção estáticos, cujo tempo de resolução, atualmente, é da ordem de meio ciclo oriundo de necessidades impostas pelo sistema de potência a tal equipamento, que por sua vez passarão a demandar dos transformadores de potencial capacitivos maior velocidade de resposta sem prejuízo da fidelidade o que tem se constituído um grande desafio tecnológico considerando-se as limitações impostas por seu tipo construtivo.

Aliado a tais problemas que constituem fatores desfavoráveis, há ainda que se considerar a elevação do custo dos transformadores de medição à medida que se eleva o nível de tensão de transmissão.

Cabe ressaltar que, em razão do constante crescimento de consumo de energia elétrica associado ao fato de que ponderável parcela das fontes de geração, principalmente hidráulicas, encontram-se distantes dos centros de carga, torna-se inevitável a elevação da tensão de transmissão, a fim de minimizar perdas e otimizar o processo de transmissão.

./...

3

Dentro desse espírito, a BONNEVILLE POWER ADMINISTRATION, para atender crescente demanda de energia elétrica (incremento decenal ~ 10 gigawatts) do centro de carga situado a cerca de 280 km do centro de geração e, após efetuar exaustivos estudos, estabeleceu a faixa de tensão ótima de transmissão entre 1100 e 1200 kV, salientando-se que o referido estudo considerou, entre outros fatores, custo da construção da linha de transmissão, custo de faixa de servidão, custo de manutenção, perdas por efeitos joule e corona, rádio interferência, efeitos ecológicos, etc... Passou então a BPA à fase de pesquisa onde, paralelamente à construção de protótipos, na escala 1:1, da linha de transmissão de 1100 kV para fins de testes mecânicos e elétricos, e em conjunto com o Oregon Graduate Center estão sendo desenvolvidas pesquisas visando a avaliar a possibilidade de utilizar Raio Laser e Efeitos Eletromagnético Óticos Lineares, em escala industrial, para substituir os atuais transformadores de medição.

O advento deste novo sistema de medição, permitiria solucionar uma série de problemas, decorrentes da utilização de transformadores de corrente e potencial, como segue:

- O Raio Laser substituiria as atuais conexões físicas existentes entre a linha de transmissão e os transformadores de medição, eliminando assim o problema de isolação.
- Certos Cristais Óticos, graças às suas peculiaridades de serem muito sensíveis às variações de campo eletromagnético, solucionariam os problemas referentes à fidelidade e rapidez, pois, a resolução seria praticamente à velocidade da luz no ar.
- Em virtude do rápido desenvolvimento tecnológico que se verifica, atualmente, no campo de pesquisa eletrônica, particularmente na microeletrônica, o custo deste sistema de medição seria substancialmente menor que o sistema usual.

Deve-se salientar que este sistema de medição é capaz de cobrir larga faixa de frequência, estendendo-se até as micro ondas.

Como será visto adiante, de acordo com os valores obtidos nas experiências efetuadas em maio de 1977, o desempenho' do sistema de medição em tela apresentou resultados compativeis com o desenvolvimento teórico.

O assunto será apresentado dentro da seguinte estrutura sequencial:

- Apresentação do Esquema e Considerações Gerais do Sistema.
- Efeitos Eletromagnético Óticos
- Medição de Corrente
- Medição de Tensão
- Considerações Matemáticas
- Materiais Eletro-Óticos
- Materiais Magneto-Óticos
- Resultados de Testes Eletro e Magneto-Óticos
- Conclusão
- Anexo A - Caráter Eletromagnético da Luz
- Anexo B - Raio Laser
- Anexo C - Dupla Refração de uma Luz Linearmente Polarizada.
- Anexo D - Prismas de Nicol e Wollaston
- Anexo E - Placa Defasadora de Raios Ordinário e Extraordinário
- Bibliografia

2. APRESENTAÇÃO DO ESQUEMA E CONSIDERAÇÕES GERAIS DO

SISTEMA

2.1. REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA

A figura 2-1 apresenta esquematicamente o diagrama de funcionamento do esquema de medição que utiliza Raio Laser e Cristais Eletromagnético Óticos.

O sistema de medição é constituído de:

Elemento Sensor que deve estar contido no campo produzido pela componente cuja grandeza se deseja medir.

Fonte de Raio Laser que a partir de um ponto remoto projeta sobre o sensor um feixe de luz monocromática.

Analizador Polarizador que recebe o feixe de luz da saída do sensor, decompondo-o em duas componentes e dirigindo-as aos foto detetores.

Foto Detetores que transformam os sinais óticos, provenientes do analisador polarizador, em grandezas elétricas.

Amplificador Diferencial que recebe os sinais dos detetores efetuando uma comparação diferencial. Na ausência de campo sensor os sinais recebidos serão iguais, significando que não há grandeza a medir.

Na presença de campo sensor os sinais recebidos serão desiguais, significando que uma grandeza está sendo medida.

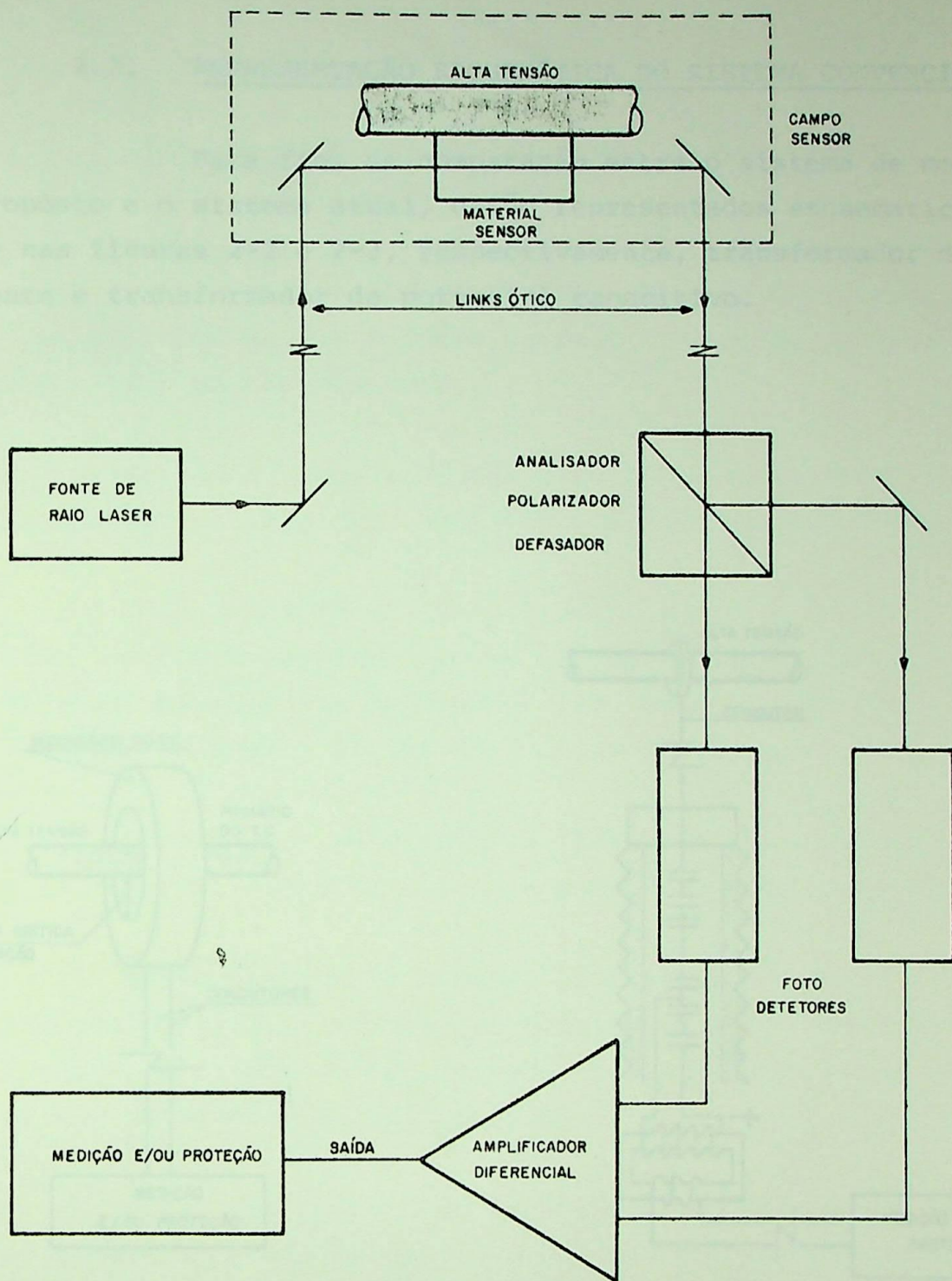


FIG. 2-1. Representação esquemática do sistema de medição - eletromagnético ótico.

2.2. REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DO SISTEMA CONVENCIONAL

Para fins de comparação entre o sistema de medição proposto e o sistema atual, estão representados esquematicamente nas figuras 2-2 e 2-3, respectivamente, transformador de corrente e transformador de potencial capacitivo.

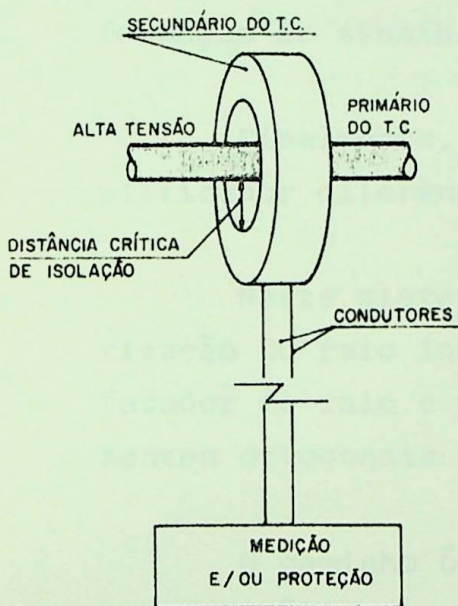


FIG. 2-2. Representação esquemática do transformador de corrente

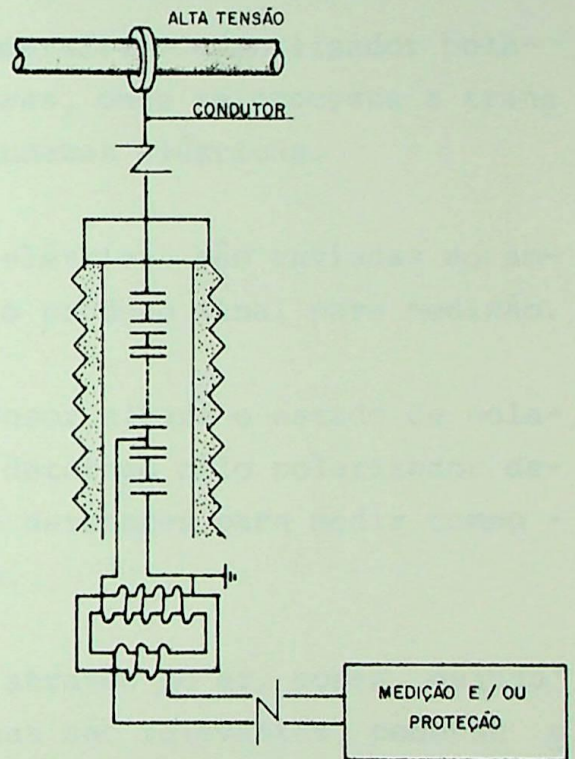


FIG. 2-3. Representação esquemática do transformador de potencial capacitivo

2.3. CONSIDERAÇÕES GERAIS DO SISTEMA DE MEDIÇÃO

Basicamente, o sistema em questão é aquele em que uma fonte de Raio Laser (vide anexo B), de um ponto remoto, projeta um feixe de luz sobre o cristal sensor que se encontra mergulhado no campo sensor.

Esta luz, após modulada pelo elemento sensor, atinge o analisador polarizador, onde é decomposta em componentes ortogonais.

Estas componentes, após emergirem do analisador polarizador, alcançam os foto detetores, onde se processa a transformação de sinais óticos em grandezas elétricas.

Finalmente, as grandezas elétricas são enviadas ao amplificador diferencial que gera o produto final para medição.

Neste sistema, o campo sensor altera o estado de polarização do raio incidente que é detetado pelo polarizador defasador de raio e um par de foto detetores para medir componentes ortogonais de polarização.

O caminho ótico pode ser através do ar, porém, quando as condições atmosféricas adversas são relevantes, pode-se usar isolador ôco de porcelana ou guia de fibra ótica transparente para esse fim.

Atenção especial foi dedicada ao sistema de modulação de polarização ótica, a fim de reduzir efeitos negativos devido a sinal espúrio no Raio Laser, desalinhamento ótico, envelhecimento dos componentes do sistema e outros efeitos espúrios.

Visto que a maioria dos efeitos de sinal espúrio muda a intensidade da luz incidente, mas não a sua polarização, a técnica de modulação de polarização provê alto grau de rejeição de sinal espúrio.

A modulação é produzida pelo campo sensor que induz característica birefringente (vide anexo C) ou que roda o plano de polarização do material sensor.

Estudou-se o desempenho de dois efeitos lineares:

Efeito Pockels em que a birefringência é proporcional ao campo elétrico aplicado.

Efeito Faraday em que a rotação do plano de polarização varia linearmente com a intensidade de campo magnético aplicado.

OBSERVAÇÃO:

Foi utilizado Raio Laser de Helio-Neon, de onda contínua, com comprimentos de 0,633 μm ou 1,152 μm .

A preferência por este tipo de equipamento foi devido ao seu atual estágio de desenvolvimento tecnológico, preponderando-se os seguintes pontos:

- A vida útil deste equipamento é de cerca de 20.000 horas;
- A tecnologia de fotodeteção utilizando silício ou germânio, apropriada para estes comprimentos de ondas, encontra-se muito bem desenvolvida.

3. EFEITOS ELETROMAGNÉTICO ÓTICOS

3.1. EFEITO MAGNETO-ÓTICO; EFEITO FARADAY

Quando um raio de luz plano polarizado incide paralelamente ao eixo ótico de quartzo, o plano de polarização da luz incidente varia na direção de propagação, como mostra a fig.3-1., emergindo num plano diferente daquele do incidente.

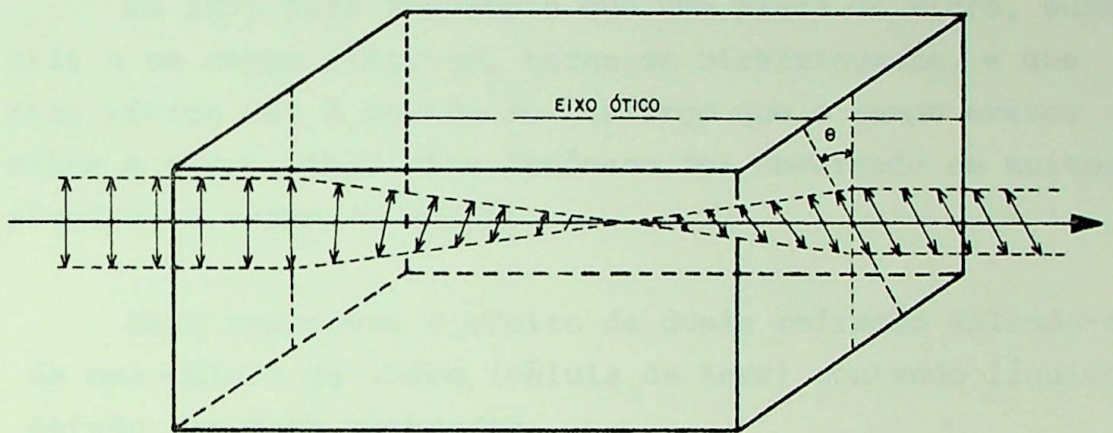


FIG.3.1. Rotação do plano de polarização numa substância opticamente ativa.

Ao fenômeno de rotação do plano de polarização denomina-se atividade ótica, que depende da distância percorrida pela luz no meio considerado e do comprimento de onda da mesma. Em 1845 Michael Faraday descobriu que uma placa de vidro, quando submetida a um campo magnético, torna-se opticamente ativa, isto é, uma luz linearmente polarizada, propagando através do vidro, paralelo ao campo magnético, tem o seu plano de polarização girado.

A experiência mostra que a rotação deste plano é proporcional à intensidade do campo magnético, à distância percorrida pela luz no meio e à constante denominada "constante de Verdet", que é definida como rotação por unidade de comprimento e por unidade de intensidade do campo magnético.

A rotação pode ser expressa pela relação:

$$\theta = VH\rho, \text{ onde,}$$

θ = ângulo de rotação, em minutos

V= constante de Verdet associada ao material

H= intensidade do campo magnético, em oersted

ρ = distância percorrida pela luz no meio, em cm.

3.2. EFEITO ELETRO-ÓTICO; EFEITO POCKELS

Em 1875 Kerr descobriu que uma placa de vidro, submetida a um campo elétrico, torna-se birefringente, e que este efeito não é devido ao esforço que o campo exerce sobre o vidro, pois este fenômeno foi observado em muitos líquidos e mesmo em gases.

Kerr comprovou o efeito de dupla refração valendo-se de uma célula de vidro (célula de Kerr) contendo líquido, dotado com dois eletrodos.

A defasagem ou ângulo de retardação relativa ϕ entre as ondas ordinária e extraordinária, determinado através da célula de Kerr, pode ser expressa por:

$$\phi = j\ell F^2 \lambda = j\ell E^2 \lambda / d^2, \text{ onde:}$$

j= constante de Kerr

ℓ = comprimento de eletrodo, em cm

F= intensidade de campo

λ = comprimento de onda no meio

E= diferença de potencial entre os eletrodos,

em $\ell_{5\mu}$ ($1\ell_{5\mu} = 300V$)

d= distância entre eletrodos, em cm.

A principal dificuldade da aplicação prática do efeito eletro-ótico Kerr reside no fato da birefringência ser uma função quadrática de tensão.

./...

Mais tarde Röntgen e Kundt observaram efeito linear num cristal de quartzo.

Pockels examinando o efeito linear nos cristais' de quartzo, turmalina, cloreto de potássio e cristal de Rochelle, demonstrou a existência de efeito linear independente de efeito piezo elétrico induzido. Caracterizou' o efeito eletro-ótico linear nos cristais aplicando campo elétrico ou polarização dielétrica.

Em 1944 Zuricker e Scherrer, estudando as propriedades eletro-óticas de alguns cristais, observaram - que o coeficiente eletro-ótico, relativo ao campo elétrico, era proporcional à constante dielétrica da substância, apresentando comportamento Curie-Weiss como função de temperatura.

4. MEDIÇÃO DE CORRENTE

Utilizou-se material sensor, que apresenta efeito Faraday, para medir a variação do campo magnético criado pela corrente.

O sistema ótico para tal fim está esquematizado na fig.4.1.

O Raio Laser linearmente polarizado, que tem o seu plano de polarização formando ângulo de 45° com o eixo do analisador,

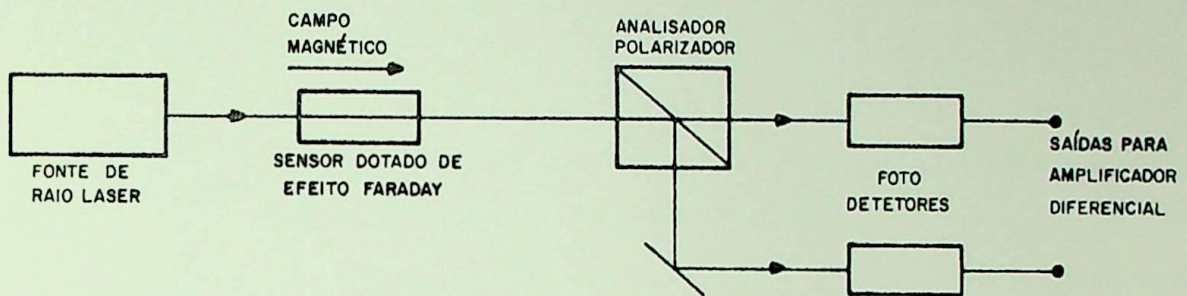


Fig.4-1. Sistema ótico para medir campo magnético utilizando o efeito Faraday. A polarização, na ausência de campo, é ajustada para saírem quantidades iguais dos fotodetetores.

incide sobre o material de efeito Faraday. Na ausência de campo suas metades, linearmente polarizadas e ortogonais entre si, emergem do analisador polarizador.

Assim, fotodetetores colocados em cada uma das saídas, detectarão quantidades iguais, indicando ausência de campo magnético, conseqüentemente, ausência de corrente.

Entretanto, na presença de campo magnético, devido ao efeito Faraday, ocorrerá desbalanço nas intensidades das saídas, e em conseqüência, os fotodetetores detectarão intensidades desiguais. O sinal de saída final é proporcional à diferença de fotocorrentes dividida pela soma das correntes, resultando numa relação diferencial proporcional a $\text{Sen } 2\theta$, onde θ é o ângulo

de rotação do plano de polarização induzido pelo campo - magnético.

Portanto, a variação de corrente, por exemplo, de uma - linha de transmissão, será proporcional ao ângulo de rotaçãõ α .

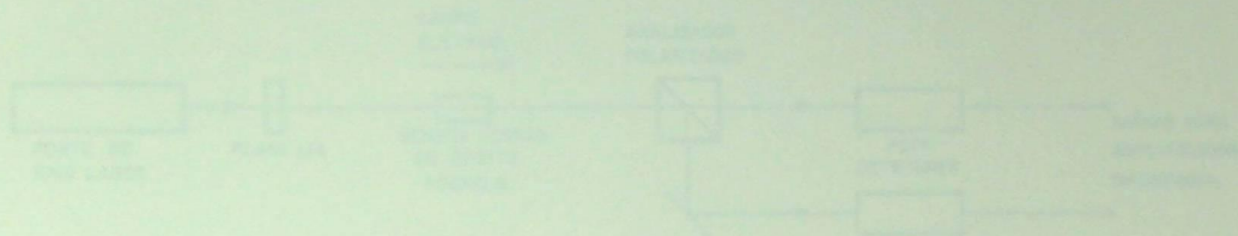


Fig. 1-1. Diagrama de um sistema de transmissão de ondas eletromagnéticas. A linha horizontal representa o eixo de propagação. À esquerda, um retângulo representa a fonte de ondas. À direita, um retângulo representa o receptor. No centro, há um elemento que causa a rotação do plano de polarização, representado por um retângulo com uma diagonal. Linhas de campo elétrico (E) e magnético (H) são mostradas em diferentes pontos ao longo da linha, indicando a mudança na orientação do plano de polarização.

Um campo elétrico, orientado horizontalmente, varia sinusoidalmente ao longo do eixo de propagação. O campo magnético, orientado verticalmente, também varia sinusoidalmente, mas com uma defasagem de 90° em relação ao campo elétrico.

A placa de rotação é orientada de modo que o plano de polarização da onda incidente seja rotacionado para o plano de polarização da onda refletida.

Na ausência de rotação, a onda refletida seria polarizada horizontalmente. No entanto, a placa de rotação causa a rotação do plano de polarização da onda refletida para o plano de polarização vertical.

Essa rotação ocorre porque a placa de rotação causa a rotação do plano de polarização da onda incidente para o plano de polarização da onda refletida. Isso ocorre porque a placa de rotação causa a rotação do plano de polarização da onda incidente para o plano de polarização da onda refletida.

./...

A rotação do plano de polarização da onda incidente para o plano de polarização da onda refletida ocorre porque a placa de rotação causa a rotação do plano de polarização da onda incidente para o plano de polarização da onda refletida.

5. MEDIÇÃO DE TENSÃO

Para esta finalidade utilizou-se material sensor dotado de efeito Pockels para medir a variação do campo elétrico.

A fig.5-1 é a representação esquemática do sistema utilizado.

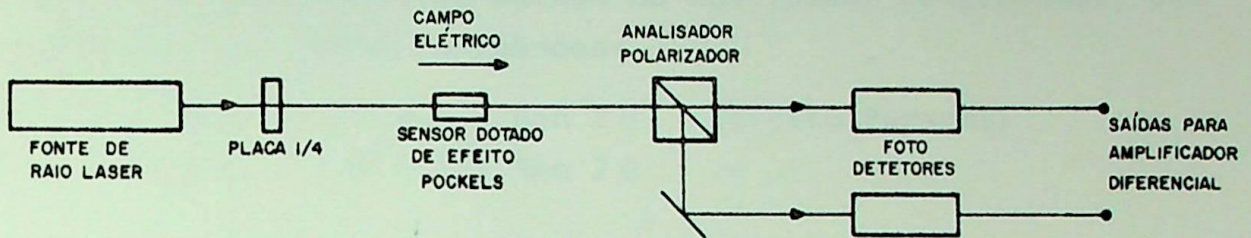


Fig.5-1. Sistema Ótico para medir o campo elétrico utilizando o efeito Pockels. A polarização, na ausência de campo, é ajustada para saírem quantidades iguais dos fotodetetores.

O Raio Laser linearmente polarizado, incidindo sobre uma placa defasadora um quarto (vide anexo E), num ângulo de 45° com o eixo ótico da mesma, emerge circularmente polarizado.

A placa defasadora um quarto é empregada para eliminar a interferência provocada pela reflexão da luz em direção ao Laser.

Na ausência de campo elétrico os raios ordinário e extraordinário, linearmente polarizados e ortogonais entre si, que deixam o analisador polarizador (vide anexo D), serão iguais.

Então, fotodetetores colocados em cada uma das saídas detectarão componentes sem defasagem ou sem retardo relativo. Porém, na presença de campo elétrico, em virtude de efeito Pockels, serão detetados componentes defasados. Em consequência, o sinal de saída final será uma relação diferencial proporcional ao $\text{Sen}\phi$, onde ϕ é o ângulo de retardo relativo entre as ondas ordinária e extraordinária induzido pelo campo elétrico.

Por conseguinte, a variação de tensão será proporcional ao ângulo de retardo relativo ϕ

6. CONSIDERAÇÕES MATEMÁTICAS

Pela análise de polarização, desprezando-se perdas óticas no Sistema e considerando P_0 como potência ótica de entrada e, P_1 e P_2 potências saindo do analisador polarizador, resultam as seguintes expressões:

$$P_1/P_0 = 1/2 + 1/2 \text{ Sen } 2\theta \quad (\text{efeito Faraday})$$

$$P_2/P_0 = 1/2 - 1/2 \text{ Sen } 2\theta$$

$$P_1/P_0 = 1/2 + 1/2 \text{ Sen } \phi \quad (\text{efeito Pockels})$$

$$P_2/P_0 = 1/2 - 1/2 \text{ Sen } \phi$$

Nas expressões acima, θ é o ângulo de rotação do plano de polarização induzido pelo campo magnético, e ϕ é o ângulo de retardo relativo entre as ondas ordinária e extraordinária, induzido pelo campo elétrico.

Para pequenos valores de θ e ϕ , que variam senoidalmente com o tempo, o sensor apresentará índice de intensidade de modulação m da ordem de:

$$m \approx 2\theta \quad (\theta \ll \pi/4)$$

$$m \approx \phi \quad (\phi \ll \pi/2)$$

O índice de intensidade de modulação m é numericamente igual ao desvio angular expresso em radianos.

A experiência mostra que a habilidade de medir m é fundamentalmente limitada pelos Ruídos Térmico e de Disparo no processo de fotodeteção.

Ruído Térmico é aquele associado aleatoriamente ao intercâmbio termodinâmico de energia necessária para manter o equilíbrio térmico entre o circuito e seus periféricos.

Ruído de Disparo é a flutuação, independente de tempo, da corrente através da superfície.

A medição de m é afetada também pela flutuação do Raio Laser, vibração mecânica dos componentes óticos, além de outros efeitos espúrios.

Considerando somente os efeitos dos Ruídos Térmicos e de Disparo, pode-se expressar a relação Sinal/Ruído para cada uma das saídas do fotodetetor por:

$$\frac{S}{N} = \frac{I_s^2 R/2}{2e I_o BR + FKTB} \text{ onde,}$$

R = carga resistiva do detetor

e = carga eletrônica

K = constante de Boltzmann

T = temperatura absoluta do detetor

B = largura da faixa

F = constante do detetor

I_s = valor de pico de fotocorrente

I_o = valor médio de fotocorrente

E os valores de I_s e I_o são dados por:

$$I_s = m e N P_o / 2 h\nu$$

$$I_o = e N P_o / 2 h\nu, \text{ onde:}$$

$h\nu$ = energia de foton

N = rendimento de detetor

O índice de modulação mínima M_o para que a relação Sinal/Ruído seja 1, será determinado por:

$$M_o = \frac{2 h\nu}{e N P_o} \left(\frac{2 e^2 N P_o B}{h\nu} + \frac{2 FKTB}{R} \right)^{1/2}$$

Como exemplo numérico de M_o para os valores típicos temos:

$$\left. \begin{array}{l} P_o = 10^{-3} \text{ W} \\ h\nu = 3,14 \cdot 10^{-19} \text{ J} \end{array} \right\} \text{ Laser Helio -Neon em } 0,633 \mu$$

./...

$N = 01,$
 $KT = 4,14 * 10^{-21} J$ } fotodetector em temperatura ambiente
 $B = 1000 \text{ Hz}$
 $R = 10.000 \text{ ohm}$
 $F = 2,$ e dos valores acima resulta:

$$M_0 = 2,25 * 10^{-6}$$

7. MATERIAIS ELETRO-ÓTICOS

Para escolha dos cristais sensores dotados de efeito Pockels deve-se observar, além da disponibilidade comercial, uma alta qualidade moduladora.

Deve-se frizar, ainda, que o retardo relativo induzido na luz transmitida é proporcional à :

- Magnitude do coeficiente eletro ótico para uma determinada orientação do campo elétrico e da luz.
- Intensidade de campo elétrico interno induzido no cristal.
- Dimensão do cristal

A intensidade de campo elétrico interno depende da forma e da constante dielétrica do cristal.

Se não houver conexão física do cristal, o campo interno é também função de frequência, pois a resistividade finita do meio permite que o efeito de relaxação de carga anule o campo interno para frequências muito baixas e corrente contínua. O campo elétrico interno depende também de temperatura.

Esta dependência torna-se significativa em baixas frequências e altas temperaturas, devido à relaxação do campo interno provocada pela migração de carga, porque a resistividade do cristal não é infinita, mas da ordem de 10^{10} ohm/cm. Então, quando submetido a um campo externo constante, as cargas podem acumular-se lentamente na superfície do cristal, provocando um enfraquecimento gradual de campo interno, e conseqüentemente do efeito Pockels.

Entretanto, isto não ocorrerá se houver conexão física do cristal com o circuito externo, e também em altas frequências, visto que o movimento de carga durante o meio ciclo de campo é desprezível. Como observação de caráter geral frisamos que se deve escolher cristais que não apresentem birefringência estática em função da temperatura, e no caso particular materiais compatíveis com o comprimento de onda de $0,633\mu$ ou $1,152\mu$ do Laser Helio-Neon.

Com estas restrições, foram escolhidos os seguintes materiais eletro óticos: Li Nb O₃, Li Ta O₃ e cristais da família de KDP (KH₂PO₄-fosfato dihidrogenado de potássio).

Quando uma luz se propaga na direção do eixo ótico Z do Li Nb O₃ ou LiTaO₃, um campo elétrico interno de baixa frequência aplicado ao longo dos eixos X e Y produz um retardo relativo expresso por:

$$\delta = 2 \pi N_0^3 r_{22} EL / \lambda, \text{ onde:}$$

N_0 = índice de refração do raio ordinário

r_{22} = coeficiente de tensor eletro ótico

L = comprimento do cristal

λ = comprimento de onda no ar

E = campo elétrico interno

Se o campo interno é aplicado ao longo do eixo X, os eixos principais de birefringência induzidos situam-se a 45° dos eixos X e Y.

Quando aplicado ao longo do eixo Y, os eixos principais de birefringência induzidos são paralelos aos eixos X e Y.

Finalmente, quando aplicado ao longo do eixo Z, não produz birefringência para luz propagando-se na mesma direção.

Assim, os eixos de polarizador e da placa defasadora do sistema ótico podem ser ajustados para medir apenas um componente de campo.

Nos materiais da família KDP, o campo elétrico produz retardo relativo de primeira ordem somente quando o mesmo atua ao longo do eixo ótico Z.

Então, a luz propagando-se na direção do eixo ótico, o retardo relativo produzido nestes materiais pode ser expressa por:

$$\delta = 2 \pi N_0^3 r_{63} EL / \lambda$$

./...

E os eixos principais de birefringência induzidos nestes materiais situam-se a 45° dos eixos X e Y.

Para o desenvolvimeto da presente análise, é útil expressar o campo elétrico interno E em função do campo externo Eo.

Para tanto, foi considerado cristal sensor em forma de ' elipsóide de revolução, pois cristais cilíndricos ou retangulares apresentam complexa variação espacial de campo induzido.

Considerou-se também fator de despolarização para elipsóides, calculado na teoria dos campos elétrico e magnético.

Das considerações acima, obtem-se para as componentes de campo ao longo do iézimo semi-eixo maior do elipsóide:

$$E_i/E_{oi} = D_i^{-1}/D_i^{-1} + \epsilon_i^{-1} \quad , \text{ onde:}$$

$$i = 1, 2, 3$$

E_{oi} = componente iézimo do campo externo

ϵ_i = constante dielétrica relativa do campo interno E_i

D_i = fator de despolarização que é função da relação entre os semi-eixos maior e menor do elipsóide.

Posteriormente verificou-se que o KD*P (KDP deuturado) é o material mais indicado, e o seu coeficiente de temperatura é de cerca de 0,6%/°C na faixa de 20° a 90° C.

Como exemplo numérico de sensibilidade deste material, - consideremos um cristal com 1,0 cm de comprimento e uma luz - com comprimento de onda de 0,633 μ .

De acordo com as equações anteriores, um campo elétrico ' externo de 1v/cm produziria retardação relativa Ø ou índice ' de instensidade de modulação m de 4,5x10⁻⁴, que é perfeitamente mensurável sob as condições impostas na análise deste sistema.

De fato, com a largura de faixa de 1KHz seria possível medir níveis de modulação 50 vezes menor do que aquele, ou seja, ' campo externo com pico da ordem de 0,02V/cm.

Visto que os campos próximos à linha de transmissão de alta tensão são da ordem de 10^4 V/cm ou mais, a sensibilidade deste método de medição é perfeitamente adequado.

- 1) Vidros paraflexos e dielétricos usados em transformadores, com grandes rotações específicas, da ordem de 10^{-3} a 10^{-4} rot/cm, e com baixas perdas, que alguns possuem até 100 vezes maior estabilidade relativa de rotação.
- 2) Minério de ferro de baixa rotação, dos quais, somente o YIG(Yttrium Iron Garnet) é o cristal comercialmente disponível, com perdas de ordem de 10^{-2} , mas com rotação de ordem de 100 vezes maior que a dos vidros e paraflexos, e estabilidade relativa de algumas milhares.
- 3) Minério de ferro (FeO) que apresenta o dobro de rotação dos melhores vidros, com baixas perdas e estabilidade relativa similar à dos vidros.

OBS: Perda $\alpha = \ln(I_0/I) \cdot 100$ em dB/cm, onde:

I_0 = transmittância de cristal a

I = transmittância de cristal b

a = espessura de cristal

b = espessura de cristal

Em todos os materiais a rotação Faraday é proporcional ao componente do campo magnético na direção de propagação da luz.

Para vidros e YIG a forma do elemento rotacional não é importante na determinação de campo interno, e o campo de referência H é a relação entre a rotação específica V e a perda α por unidade de comprimento.

$$H = V/\alpha$$

Entretanto, para YIG, deve-se considerar que a rotação é proporcional ao campo interno, e não ao campo externo, portanto a relação entre a rotação específica V e a perda α por unidade de comprimento é dada por:

$$H = \dots$$

8. MATERIAIS MAGNETO - ÓTICOS

Materials magneto-óticos, disponíveis comercialmente, que apresentam efeito Faraday com sensibilidade suficiente para ' medir campo magnético de pequena intensidade, podem ser clas- sificados em três tipos:

- 1) Vidros paramagnético e diamagnético dopados que a- apresentam rotação específica (constante de Verdet) da ordem de 10^{-5} a 10^{-4} rad $-G^{-1}-cm^{-1}$, e perdas menores ' que alguns por cento por cm, com permeabilidade rela- tiva próximo da unidade.
- 2) Minério de ferro de terras raras, dos quais, somente o YIG(Y3Fe5O12) é o cristal comercialmente disponível, com perdas da ordem de $1cm^{-1}$, mas com rotação de cêrca de 100 vêzes maior que a dos vidros e permeabilidade ' relativa de alguns milhares.
- 3) Minério de Têrbio-Gálio(TGG) que apresenta o dôbro da ' rotação dos melhores vidros, com baixa perda e permea- bilidade relativa similar à dos vidros.

OBS: Perda $=\alpha = \ln Ta - \ln Tb / ea - eb$, onde:

Ta= transmitância de cristal a

Tb= transmitância de cristal b

ea= espessura de cristal a

eb= espessura de cristal b

Em todos os materiais a rotação Faraday é proporcional ao componente de campo magnético na direção de propagação ótica.

Para vidros e TGG a forma do elemento modulador não é im- portante na determinação de campo interno, e o número de méri- to M é a relação entre a rotação específica V e a perda α por ' unidade de comprimento.

$$M = V/\alpha$$

Entretanto, para YIG, deve-se empregar campo polarizador ' em ângulo reto com a direção de propagação ótica, por causa da presença de domínio magnético que deve ser alinhado para obter

uniformidade ótica do material.

Deve-se considerar também a forma do sensor para introduzir fator de desmagnetização apropriado, porque abaixo de saturação é alta a suscetibilidade magnética do material.

Para estimar a sensibilidade do YIG foram feitas as seguintes hipóteses:

- 1) A permeabilidade é linear e muito alta até a saturação de magnetização $4 \pi \text{ Ms}$;
- 2) O cristal é polarizado abaixo de saturação;
- 3) A forma do cristal é uma barra com a sua dimensão maior na direção de propagação ótica, e que esta forma pode ser aproximada a um esferóide ovalado.

Nestas condições, uma amostra polarizada e saturada em $4 \pi \text{ Ms}$ produzirá rotação θ :

$$\theta = B_a L D_a^{-1} R_s / 4 \pi \text{ Ms}, \text{ onde:}$$

B_a = componente do campo externo a ser medido, paralelo à propagação ótica.

L = comprimento do cristal

D_a = fator de despolarização (desmagnetização)

R_s = rotação Faraday por unidade de comprimento

Portanto, um número de mérito M para tal modulador será:

$M = \theta / B_a L \alpha = R_s / 4 \pi \text{ Ms} D_a \alpha$, onde α é perda por unidade de comprimento do material.

Por exemplo, aplicando-se Laser em $1,152 \mu$ num cristal de YIG, resultaram os seguintes valores:

$$R_s = 1849/\text{cm}$$

$$4 \pi \text{ Ms} = 1770\text{G}$$

$$\alpha \approx 0,8/\text{cm}$$

$$D_a = 0,0558 \text{ (cristal com relação de raios 5:1)}$$

Isto resulta em $M = 2,339/\text{G}$ ou $40,6 \text{ mrad/G}$.

Verificou-se que a precisão de rotação do YIG é $\pm 5\%$, sem compensação térmica nenhuma, quando a temperatura ambiente varia de -40° a 40° C .

Por outro lado, se certos compostos de minério de ferro, tal como $GdPr_2 Ga_{0,5}Fe_{4,5}O_{12}$, fosse comercialmente disponível seria possível obter número de mérito 5 a 10 vezes maior que o de YIG.

Entretanto, nas condições atuais e em termos de sensibilidade, o YIG tem-se mostrado o melhor material disponível.

Como exemplo de sensibilidade, um sensor magneto-ótico de YIG, dotado com sistema de detecção diferencial, é capaz de medir rotação Faraday mínima de 10^{-6} rad.

Cabe lembrar que no sistema de detecção diferencial, o índice de modulação mínima é da ordem de $2 \cdot 10^6$ para relação Sinal/Ruído unitária.

De acordo com as considerações precedentes, utilizando-se Laser com comprimento de onda de $1,152 \mu$, cristal com 1 cm de comprimento e 2 mm de diâmetro ($D_a = 0,0558$), resulta para indução mínima detetável:

$$B_{\min} = 4 \pi M_s D_a \theta_{\min} / L R_s = 3,1 \times 10^5 \text{ G}$$

Do ponto de vista de aplicação em sistemas de potência, como valor comparativo, vale lembrar que o campo magnético na superfície de um condutor de $12,7 \text{ cm}$ de diâmetro, transportando 1000 A , é da ordem de $31,5 \text{ G}$.

Portanto, este sistema é perfeitamente adequado para medição de corrente em sistemas de potência.

9. RESULTADOS DE TESTES ELETRO-ÓTICO E MAGNETO-ÓTICO

Sequem-se tabelas e gráficos dos resultados de testes Eletro-Ótico (E-O) e Magneto-Ótico (M-O), realizados pela Bonneville Power Administration-Oregon Graduate Center (U.S.A) em maio de 1977.

Para avaliar os desempenhos dos sistemas de medições de tensão (E-O) e corrente (M-O) foram utilizados canais de precisão e de faixa larga.

Embora o sistema de medição de corrente estivesse calibrado para leituras de até 3.000 amperes, o teste foi efetuado somente até 200 amperes, em virtude de limitação do equipamento de geração do laboratório.

Deve-se frisar que os resultados obtidos foram satisfatórios, mesmo considerando as limitações impostas pelas características dos equipamentos do laboratório.

Os protótipos de Sistemas Eletro-Ótico e Magneto-Ótico estavam dotados com 2 canais de faixa larga (500 KHz) calibrados para detectar 800kV e 30KA.

Em razão de desempenho satisfatório dos referidos protótipos, os mesmos serão instalados, numa subestação de 500kV, no decorrer do segundo semestre de 1977.

Inicia-se assim, o segundo estágio de testes e pesquisas deste sistema de medição.

9.1. RESULTADOS DE TESTES ELETRO-ÓTICO

CANAL DE PRECISÃO

<u>NÚMERO</u>	<u>TENSÃO APLICADA</u> (kV)	<u>SAÍDA E-O</u> (V)
01	000	0,00

./...

02	020	0,74
03	040	1,11
04	060	1,60
05	080	2,10
06	100	2,50
07	120	3,10
08	140	3,55
09	160	4,08
10	180	4,61
11	200	5,00
12	220	5,60
13	240	6,00
14	260	6,58
15	280	7,10
16	300	7,65
17	320	8,10
18	340	8,60
19	360	9,10
20	380	10,30*
21	400	10,60*

* As duas últimas leituras E-O foram tomadas na faixa de saturação do detetor, que poderá ser removida ajustando-se o trimmer de ganho.

CANAL DE FAIXA LARGA

<u>NÚMERO</u>	<u>TENSÃO APLICADA</u> (kV)	<u>SAÍDA E-O</u> (V)
01	000	0,00
02	020	0,34

./...

03	040	0,54
04	060	0,79
05	080	0,99
06	100	1,23
07	120	1,47
08	140	1,70
09	160	1,99
10	180	2,26
11	200	2,50
12	220	2,75
13	240	3,00
14	260	3,28
15	280	3,50
16	300	3,79
17	320	4,00
18	340	4,30
19	360	4,55
20	380	4,75
21	400	5,00
22	420	5,26

9.2. RESULTADOS DE TESTES MAGNETO-ÓTICO

A tabela e o gráfico mostram os resultados de testes magneto-ótico (M-O), realizados em maio-77, para avaliar o desempenho do sistema de medição de corrente através canal precisão. Embora o sistema de medição estivesse calibrado para leituras de até 3.000amperes, o teste foi efetuado somente até 200amperes, em virtude da limitação do equipamento de geração do laboratório.

CANAL DE PRECISÃO

<u>NÚMERO</u>	<u>CORRENTE APLICADA</u>	<u>SAÍDA M-O</u>
	(A)	(V)
01	000	0,000
02	020	0,066
03	030	0,100
04	040	0,141
05	050	0,177
06	060	0,215
07	070	0,244
08	080	0,281
09	090	0,318
10	100	0,349
11	110	0,386
12	120	0,423
13	130	0,461
14	140	0,496
15	150	0,530
16	160	0,564
17	170	0,597
18	190	0,660
19	200	0,703

./...

CANAL DE PRECISÃO

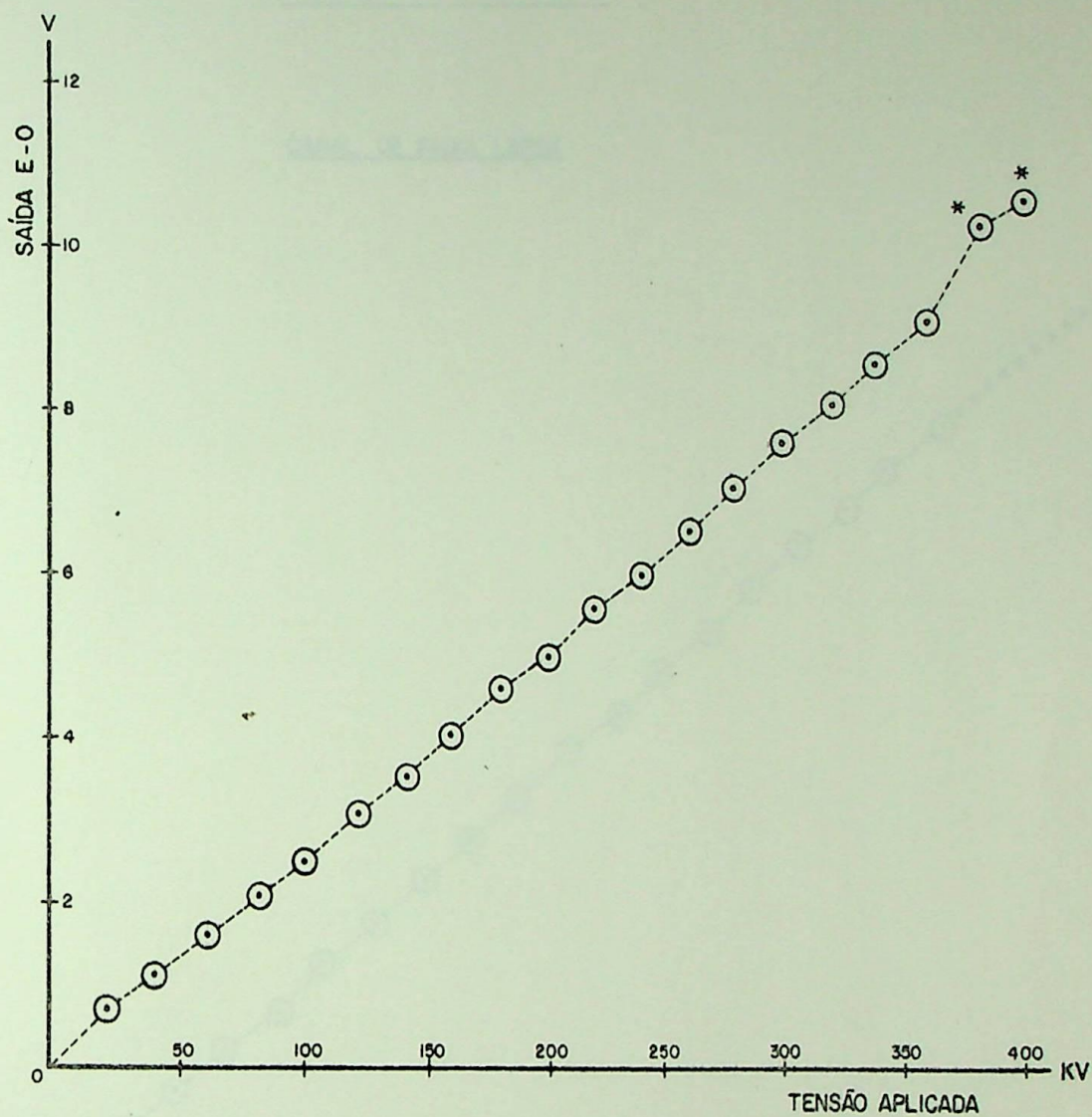


Fig.9.1.gráfico de tensão aplicada (KV) X tensão de saída (V) no detector E-O

* Estas leituras foram tomadas na faixa de saturação do detector E-O

CANAL DE FAIXA LARGA

CANAL DE FAIXA LARGA

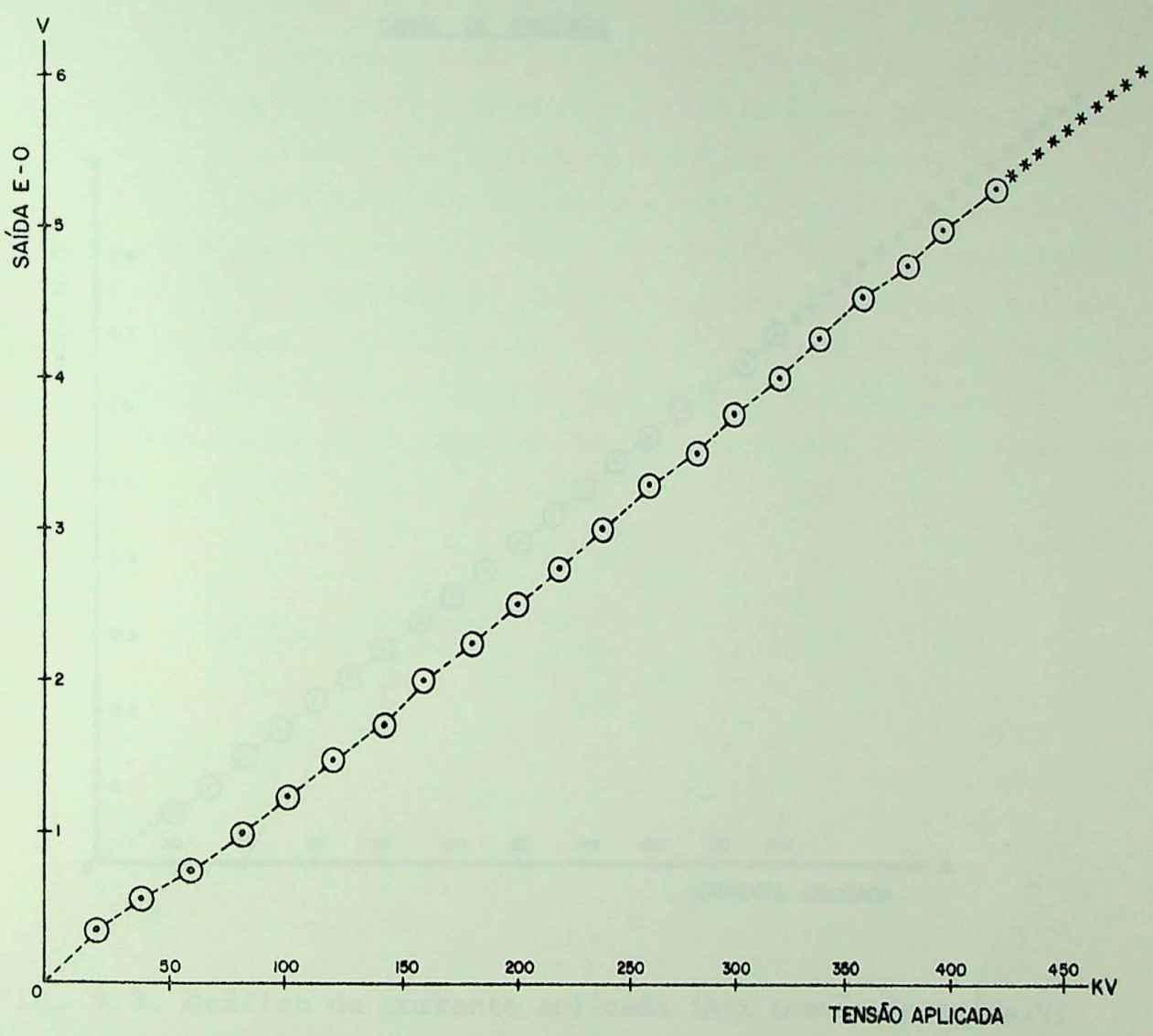


Fig.9.2. Gráfico de tensão aplicada (kV) X tensão de saída (V) no detetor E-O

* Tensão de saída prevista.

CANAL DE PRECISÃO

CANAL DE PRECISÃO

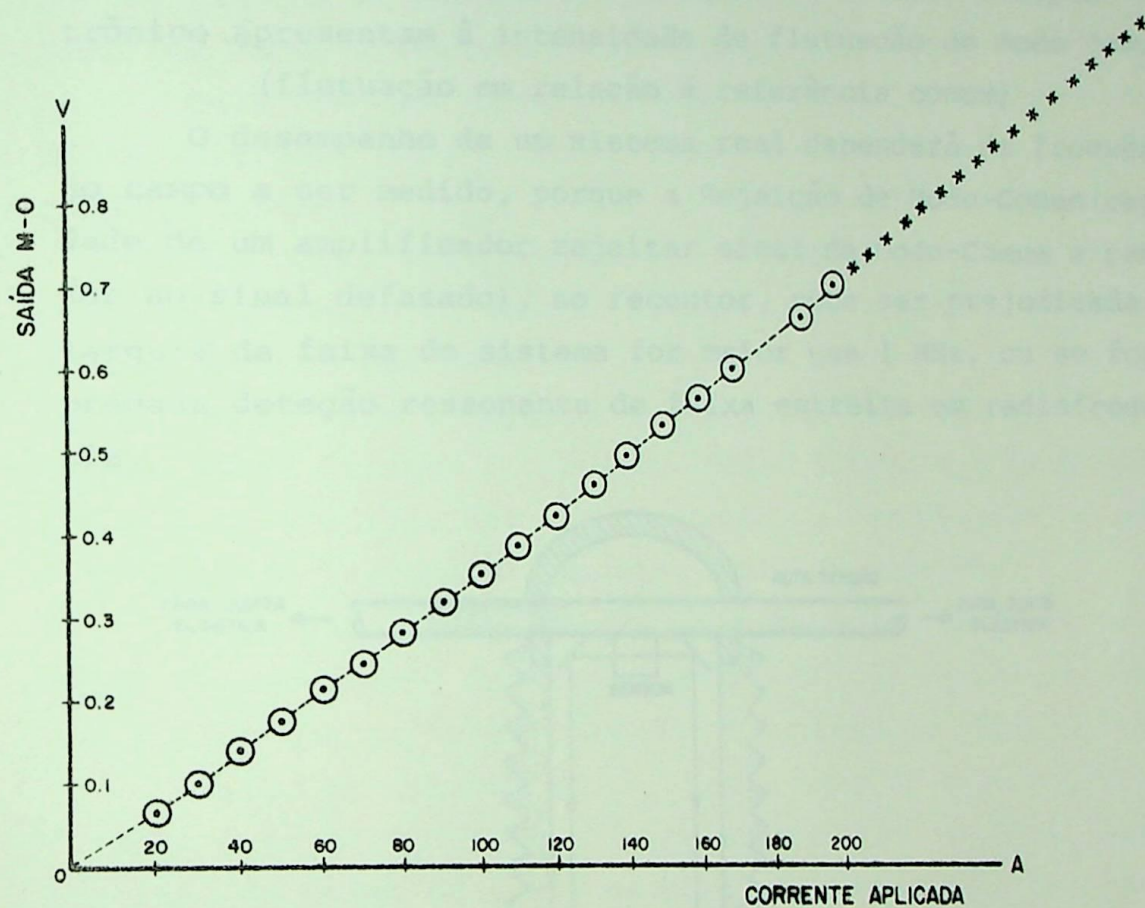


Fig. 9.3. Gráfico da corrente aplicada (A) X tensão de saída (V) no detetor M-O

* Tensão de saída prevista.

10. CONCLUSÃO

Em termos de sensibilidade, as experiências mostram a viabilidade de utilizar cristais de KD^*P e YIG para medir, respectivamente, componentes de campo elétrico e magnético.

A sensibilidade que se pode alcançar, basicamente, depende do nível de ruído da fonte de Raio Laser, e de grau de rejeição que uma determinada configuração ótica e receptor eletrônico apresentam à intensidade de flutuação de modo comum.

(flutuação em relação à referência comum)

O desempenho de um sistema real dependerá da frequência do campo a ser medido, porque a Rejeição de Modo-Comum (capacidade de um amplificador rejeitar sinal de Modo-Comum e responder ao sinal defasado), no receptor, pode ser prejudicada se a largura da faixa do sistema for maior que 1 MHz, ou se for empregada detecção ressonante de faixa estreita em radiofrequência.

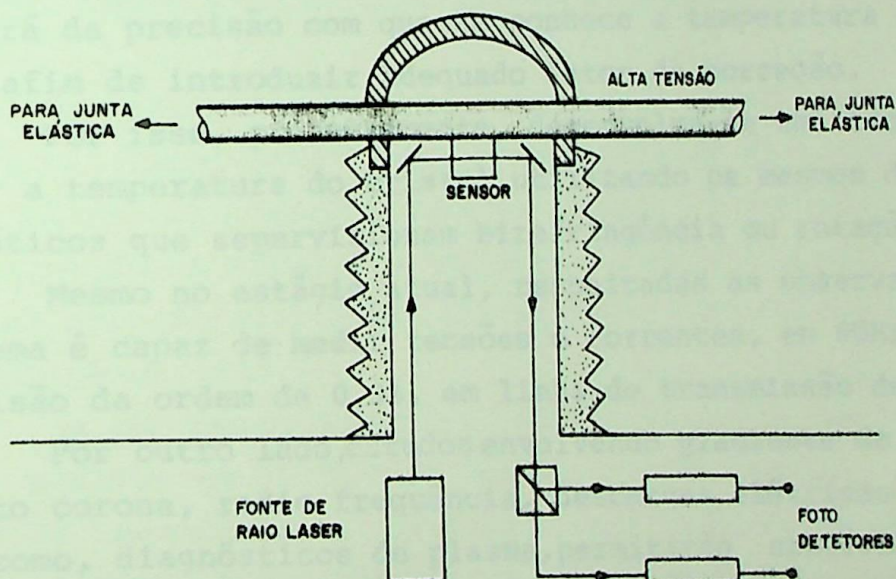


Fig.10.1. Representação esquemática de um dispositivo para evitar vibrações mecânicas do conjunto ótico.

./...

Para medições precisas em baixa frequência, o projeto mecânico do sistema deve ser tal que evite vibrações mecânicas na mesma faixa de frequência do campo a ser medido.

Para tanto, foi construído um conjunto, como o esquematizado na fig.10.1, onde um corpo ôco de porcelana é o guia de Raio Laser, tendo na sua parte superior um local para afiar o condutor e neste o cristal sensor.

Na base da porcelana estão alojados a fonte de Raio Laser, bem como, o receptor ótico e foto detetores.

Este conjunto permite operar mesmo em condições atmosféricas adversas, além de evitar sinal espúrio devido às vibrações mecânicas.

Por outro lado, quando o comprimento de onda é da mesma ordem de grandeza do cristal sensor, deve-se levar em conta o efeito de fase nas frequências de micro-ondas.

Outro fato a destacar é quando a temperatura do cristal sensor varia durante a operação. Então a precisão do sensor dependerá da precisão com que se conhece a temperatura do cristal, afim de introduzir adequado fator de correção.

Por isso, presentemente, desenvolve-se uma técnica de obter a temperatura do cristal utilizando os mesmos dispositivos óticos que supervisionam birefringência ou rotação Faraday.

Mesmo no estágio atual, respeitadas as observações, este sistema é capaz de medir tensões e correntes, em 60Hz, com uma precisão da ordem de 0,3%, em linha de transmissão de 500kV.

Por outro lado, estudos envolvendo gradiente de isolamento, efeito corona, radio frequência, descargas elétricas em campos, bem como, diagnósticos de plasma, permitirão sensível melhoria neste sistema de medição.

Paralelamente às vantagens apresentadas em relação aos tradicionais transformadores de medição no tocante à isolamento, fidelidade e rapidez, há uma desvantagem aparente em relação ao fator térmico, que deixará de existir em vista do progresso na pesquisa da micro eletrônica.

Com o rápido desenvolvimento da tecnologia eletrônica, uma outra desvantagem, ou seja, a que se refere à vida útil deste sistema, será, seguramente, suplantada.

Por exemplo, por volta de novembro/75, a vida útil de um equipamento Laser de Helio-Neon era estimada em 10.000 Hs.

Entretanto, por volta de abril/76, a estimativa de vida útil havia atingido o marco de 20.000 horas.

Deve-se destacar que, associado a este progresso tecnológico, o custo deste equipamento tem-se reduzido substancialmente, em virtude de produção em massa de Lasers para fins industriais.

Assim, um Laser de Helio-Neon, de onda contínua com 150 m W de potência de saída, que custava cerca de 1.000 dolares há alguns anos, custa atualmente cerca de 100 dolares.

Sem dúvida, é evidente a tendência para melhoria de durabilidade, confiabilidade e preço do equipamento Laser.

Valem as mesmas considerações para Foto-Detetores, que assumem o mesmo grau de importância do Laser neste sistema de medição.

Portanto, são animadoras as perspectivas de se encontrar uma solução Técnica-Econômica para problemas de medição em nível de Ultra Alta Tensão (igual ou superior a 1000kV), que além da Bonneville, o Consórcio American Electric Power (AEP-USA) - Allmänna Svenska Elektriska Aktiebolaget (ASEA-Suécia) está pesquisando desde 1969.

Se bem que o objetivo inicial visava solucionar problemas de medição em Ultra Alta Tensão, provavelmente, com o progresso da tecnologia, a utilização deste sistema de medição será viável, técnica e economicamente, mesmo em tensões inferiores.

O desempenho real deste sistema de medição, aplicado ao sistema de potência, será conhecido no princípio de 1978, após os resultados colhidos pela Bonneville Power Administration.

./...

ANEXO A

CARÁTER ELETROMAGNÉTICO DA LUZ

A.1. OSCILAÇÃO TRANSVERSAL DA LUZ

Em 1864, visando explicar fenômenos oscilatórios, J. Clerk Maxwell apresentou um trabalho intitulado "A Dynamic Theory of the Electromagnetic Field", resultado de suas invetigações teóricas, expresso em forma de quatro equações fundamentais que se tornaram as famosas equações de Maxwell.

Até então, a interpretação de fenômenos de ótica física era baseada na teoria de "sólido-elástico" que, embora não fosse muito convincente, foi defendida por muitos investigadores da época, inclusive por Lord Kelvin até os anos de 1880.

A principal objeção a esta teoria residia no fato da mesma admitir, também, oscilação longitudinal, apesar de estar provado que a luz é, exclusivamente, um movimento transversal, isto é, as oscilações são sempre perpendiculares à direção da propagação da luz. Este fato é comprovado analíticamente através das equações de Maxwell. Por outro lado as experiências de Hertz e os estudos de polarização da luz conduziram aos mesmos resultados, ficando portanto caracterizada de maneira incontestável a teoria sobre o movimento transversal da luz.

Maxwell baseou seu trabalho em pesquisas experimentais efetuadas por Oersted, Faraday e Henry que estavam interessados em estabelecer relações entre eletricidade e magnetismo.

Ele transformou estas relações em expressões matemáticas precisas que se constituíram no ponto de partida para investigações de fenômenos eletromagnéticos. A sua teoria, além de estabelecer a natureza estritamente transversal da propagação

da luz, estabeleceu também uma relação definitiva entre luz e fenômenos eletromagnéticos, isto é, ficou demonstrada que a luz é uma propagação de ondas eletromagnéticas.

A.2. REPRESENTAÇÃO DE UMA ONDA ELETROMAGNÉTICA

A teoria e a experiência mostram que a luz é uma propagação de ondas eletromagnéticas com as frentes de ondas planas e com vetores elétrico E e magnético H oscilando nos planos ortogonais entre si, na direção da propagação.

Mostra também que as componentes elétrica e magnética estão em fase e que possuem amplitudes iguais.

Mostrou-se, experimentalmente, que o vetor elétrico E é responsável pela impressão da chapa fotográfica, pelo efeito fluorescente, efeito sobre a retina e, por conseguinte, constitui realmente a luz.

Relativamente à sua natureza fundamental, não há diferença entre ondas de luz e ondas eletromagnéticas geradas por um circuito elétrico oscilante.

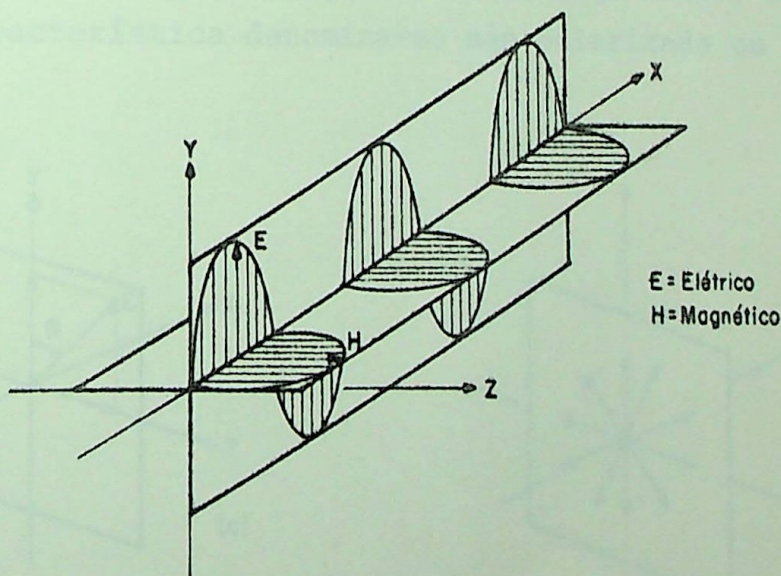


FIG. A.1. Representação convencional de uma onda de luz linearmente polarizada.

A fig.A-1. é uma representação convencional de uma onda de luz linearmente polarizada onde, as ondas senoidais nos planos X-Y e X-Z se propagam ao longo do eixo X.

A denominação linearmente polarizada, vem do fato dos vetores E e H oscilarem transversalmente ao longo de uma linha (eixo X). É também denominada polarização plana pelo fato das ondas senoidais se propagarem num plano.

Está comprovado também através de estudos teóricos e fatos experimentais que as ondas de radio ou radar (dipolo oscilante) são linearmente polarizados com o vetor elétrico contido no plano do dipolo.

Visto que qualquer fonte de luz contém enorme número de moléculas orientadas em todas as direções possíveis, um feixe de luz de tal fonte, propagando-se ao longo do eixo X, consistiria de uma mistura de ondas.

Alguma das ondas com o vetor E orientado como na fig.A-2b, e outras com o vetor E (que sempre deve estar no plano Y-Z se a onda propaga ao longo do eixo X) fazendo ângulo θ com o eixo Y, como na fig.A-2(a).

Desde que todos valores de ângulo θ são igualmente prováveis, é de se esperar que o vetor E se propague simetricamente na direção de propagação, como na fig.A-2(b), e a luz com esta característica denomina-se não polarizada ou natural.

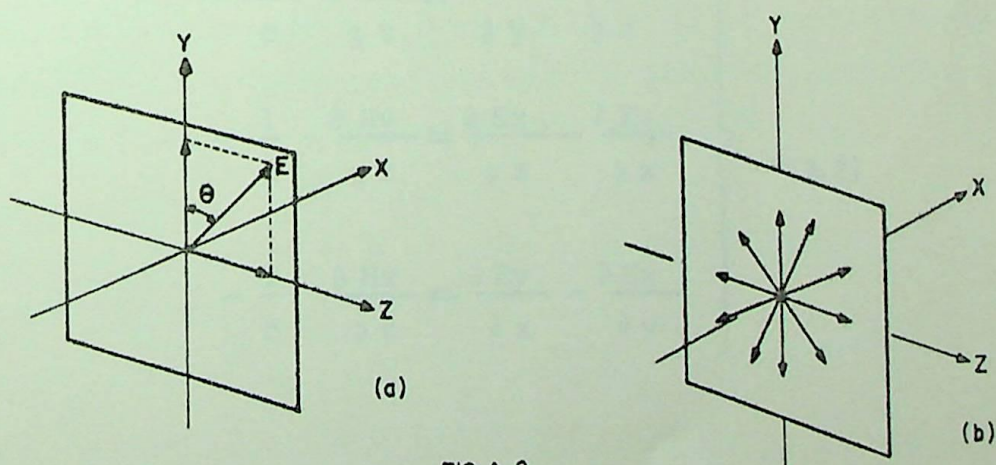


FIG. A-2

Há varias maneiras de polarizar linearmente uma luz natural, tais como: reflexão, refração, raio laser, etc., no presente caso estamos interassados em raio laser.

A.3. EQUAÇÕES DE ONDAS ELETROMAGNÉTICAS PLANAS

As equações de Maxwell, que previram oscilações com propriedades de ondas de luz, podem ser escritas em quatro equações vectoriais ou em forma de equações diferenciais. Neste último caso, as duas primeiras equações devem ser expressas em dois grupos de três equações cada.

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{1}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{aligned} \right\} \text{(A.1)}$$

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{aligned} \right\} \text{(A.2)}$$

As duas restantes podem ser escritas:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.4})$$

Estas equações diferenciais parciais dão as relações, no espaço e tempo, entre a intensidade do campo elétrico E e a intensidade do campo magnético H .

Assim, E_x, E_y, E_z, H_x, H_y e H_z são, respectivamente, componentes de E e H no sistema de eixo tri-retangular.

O campo elétrico é medido na unidade eletrostática e o campo magnético na unidade eletromagnética, ou seja, no sistema Gaussiano.

A constante c nas equações A.1 e A.2, que representa a relação de intensidades de correntes eletromagnética e eletrostática, depende da unidade escolhida.

A principal contribuição de Maxwell reside nas equações A.1 - (extensão da lei de Ampere que rege o campo magnético devido à corrente elétrica) onde os primeiros membros representam taxa de variação do campo elétrico E e os segundos, distribuição de campo magnético H produzido no espaço.

Os primeiros membros das equações A.2, que expressam a lei de Faraday para força eletromotriz induzida, representam taxa de variação de campo magnético e os segundos, distribuição de campo elétrico E produzido no espaço.

A equação A.3 expressa o fato de que não há cargas elétricas livres no vácuo e a equação A.4, a impossibilidade de haver polo magnético livre no vácuo.

No caso de propagação de ondas eletromagnéticas planas na direção do eixo X, em que as frentes de ondas estão nos planos paralelos ao plano YZ, qualquer frente de onda, num determinado instante, deve permanecer constante. Em consequência as suas derivadas parciais em relação a Y e Z são nulas. Então as equações A.1 a A.4, resultam:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= 0 \\ \frac{1}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} &= -\frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{aligned} \right\} (A.5)$$

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= 0 \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{aligned} \right\} (A.6)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = 0 \quad (A.7) \quad \frac{\partial E_x}{\partial x} = 0 \quad (A.8)$$

A primeira equação das equações A.5 em conjunto com a A.8 expressam o fato de que a componente longitudinal E_x é constante no espaço e tempo. Analogamente, a primeira equação das equações A.6 em conjunto com a A.7 expressam o mesmo fato para H_x .

No que se refere às ondas propriamente ditas, pode-se escrever $E_x = H_x = 0$, significando que as ondas são transversais.

Por outro lado, a segunda equação das equações A.5 em conjunto com a terceira equação das equações A.6 prevêm a existência de onda de vetor elétrico E , plano polarizada no plano XY, associada à onda de vetor magnético H , plano polarizada no plano XZ.

Frize-se que, quando da utilização destas equações num meio - diferente do vácuo, devem ser introduzidas correções de acordo com o meio material em questão.

ANEXO B

RAIO LASER

B.1. ELETRÔNICA QUÂNTICA

O LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) é um dispositivo que emprega o princípio de eletrônica quântica para produzir emissão de energia eletromagnética coerente, denominada Raio Laser.

Uma onda produzida desta maneira apresenta uma estabilidade - muito melhor que a de oscilador de cristal, e é virtualmente - livre de ruídos.

Radiação de energia eletromagnética pode ser produzida estimulando átomos de gases (tais como amônia, neon, helio) e sólidos' (tais como esmeralda, rubí, vidros dopados) .

O princípio de funcionamento de Laser é similar à produção de fluorescência na tela do tubo de televisão. Os átomos de fósforos que recobrem a face do tubo, absorvendo energia do feixe de elétron, transformam-se nos de estado de alta energia.

Como este estado é muito instável, as moléculas retornam rapidamente para as de baixa energia, irradiando, neste processo, luz visível na face do tubo.

Para que uma molécula mude de estado de alta energia para o de baixa energia, ela deve absorver uma pequena quantidade de energia, denominada energia potencial de barreira. No Laser, a liberação deste último tipo de energia deve ser controlada a fim de evitar mudança de estado aleatória das moléculas que provocariam ruído elétrico.

Qualquer elétron em qualquer instante pode ocupar um dos vários níveis de energia, entretanto, não é possível ao mesmo subsistir entre os níveis de energia.

Quando um elétron passa de baixo nível de energia para alto nível de energia o faz absorvendo energia, e no trajeto inverso o faz liberando energia.

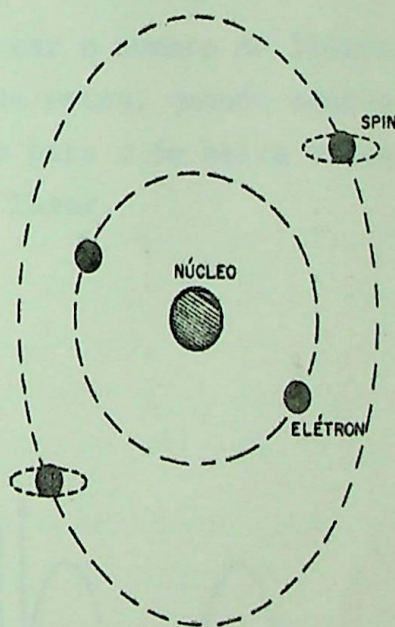
Este processo é um dos fundamentos para operação de dispositivo que utiliza energia quântica.

B.2. ENERGIA DE ELÉTRON E DE ÁTOMO

Quando um elétron gira em torno do núcleo central do átomo o faz girando em torno do seu próprio eixo, e a este último movimento denomina-se Spin.

A fig. B.1 mostra uma representação simplificada de átomo.

FIG. B.1 - Representação esquemática de átomo.



A energia total de um átomo é a soma das energias dos seus elétrons, sendo que a energia de cada elétron é dada pela relação entre o Spin e a trajetória orbital do mesmo.

Os fundamentos de operação de Laser estão relacionados com as leis básicas de efeitos fotoelétricos, a saber:

A primeira Lei estabelece que o número de elétrons emitido por unidade de tempo de uma superfície fotoelétrica é diretamente proporcional à intensidade de luz incidente.

A segunda Lei estabelece que a energia máxima de elétron liberada de uma superfície fotoelétrica independe da intensidade da luz incidente, e é diretamente proporcional à frequência da luz incidente.

Há uma relação definida entre energia de onda e sua frequência, conhecida como Lei de Planck:

$$E = hv, \text{ onde:}$$

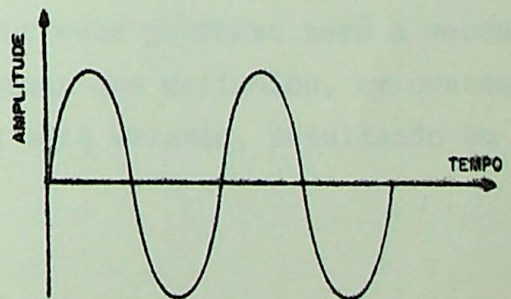
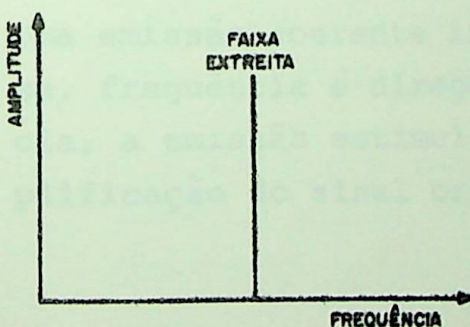
E = energia de foton

v = frequência de onda

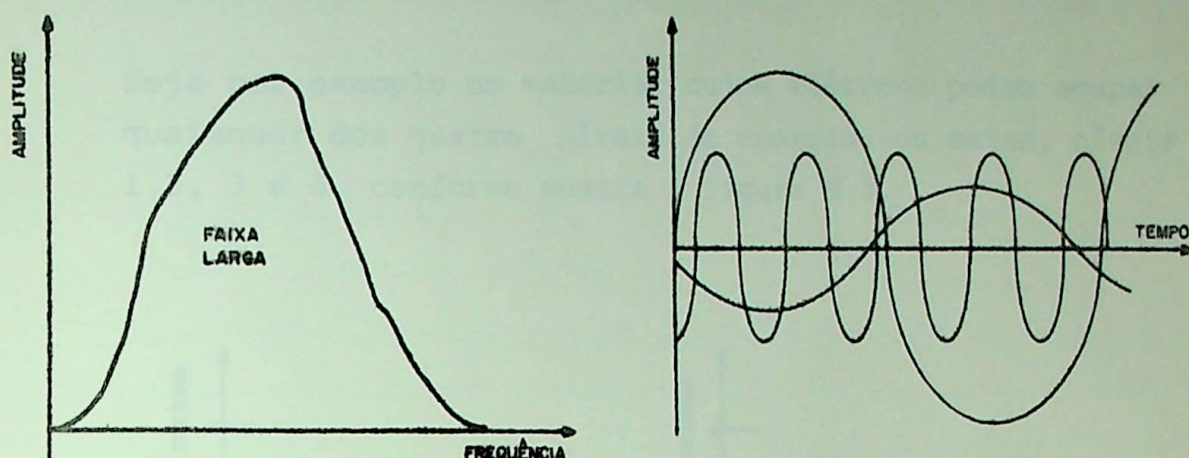
h = constante de Planck

Um fato importante é que os elétrons de um determinado átomo - podem ocupar somente orbitas específicas, cada orbita correspondendo a uma quantidade particular de energia.

O que se procura no Laser é aumentar o número de átomos para o estado de alta energia sendo que estes, quando adequadamente estimulados, caem simultaneamente para o de baixa energia, produzindo saída de luz coerente do Laser.



a) Radiação coerente - monocromática: uma frequência



b) Radiação incoerente - policromática; várias frequências

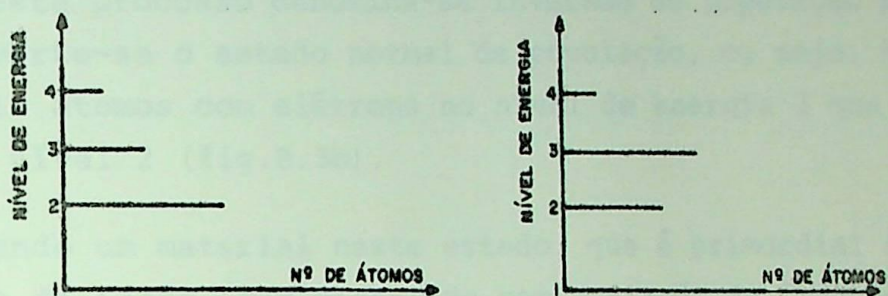
FIG.B.2- Radiações a) coerente e b) incoerente

Basicamente, há duas maneiras pela qual um átomo pode liberar energia. Uma delas é o processo de emissão espontânea em que alguns átomos do material mudam do estado de alta energia para o de baixa energia, aleatoriamente, produzindo emissão de radiação eletromagnética incoerente. A outra é estimulando um átomo' através de campo eletromagnético externo de frequência adequada. Uma emissão coerente induzida por este processo terá a mesma fase, frequência e direção da energia que estimulou, em consequência, a emissão estimulada induz mais emissão, resultando em amplificação do sinal original.

./...

B.3 DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA

Seja por exemplo um material cujos elétrons podem ocupar quaisquer dos quatro níveis de energia, ou sejam, níveis 1, 2, 3 e 4, conforme mostra a figura B.3.



a) População normal

b) Inversão de população

FIG.B.3- Estados de energia de um átomo

Estes níveis de energia são função de número de átomos no material associado ao número de elétrons em cada nível de energia. Em condições normais de distribuição de energia' no material há um número decrescente de átomos com elétrons em nível de alta energia (fig.B.3a).

Há mais átomos com elétrons em nível de energia 1 que átomos com elétrons no nível 2, e há mais átomos no nível 2 que no nível 3, etc.

Por exemplo, quando um átomo absorve energia, elétron no nível 3 poderá subir para nível 4, absorvendo energia, ou cair para nível 2, liberando energia.

Se for estimulado um material em estado normal de equilíbrio, alguns elétrons são elevados para nível de alta energia e outros caem para nível de baixa energia.

O resultado líquido é um acréscimo no estado de energia total dos átomos, em consequência da absorção de energia pelo material. Assim, quando um material libera energia há um decréscimo na população de elétrons em nível de alta energia. Portanto, sempre que se desejar ampliar emissão de luz coerente, deve-se aumentar o número de elétrons em nível de alta energia, estimulando o material com energia de frequência adequada.

A este processo denomina-se inversão de população porque ⁴ inverte-se o estado normal de população, ou seja, haverá mais átomos com elétrons no nível de energia 3 que elétrons no nível 2 (fig.B.3b).

Quando um material neste estado, que é primordial à operação de Laser, for disparado por radiação de frequência adequada, energia de nível 3 cairá para a de nível 2, resultando na emissão de luz coerente.

B.4

NÍVEL DE ENERGIA E ESTADO DE ENERGIA

Nem todos os níveis de energia são igualmente estáveis, sendo que o nível máximo de energia é o menos estável, por isso os elétrons caem para um nível inferior ou para nível de energia mais estável. Desta posição, o elétron pode ser disparado para cair no nível mínimo de energia, por exemplo, através de radiação eletromagnética externa.

Este sinal deve ter quantidade de energia equivalente à diferença de energia entre o nível mínimo e o nível em que se encontra o elétron.

Quando o elétron é disparado para o nível mínimo ele libera quanta ou pacote de energia, em fase com o sinal de disparo, provocando então reforço do mesmo.

Após o elétron alcançar o nível mínimo de energia é bombeado de volta para o nível máximo através de sinal bombeador.

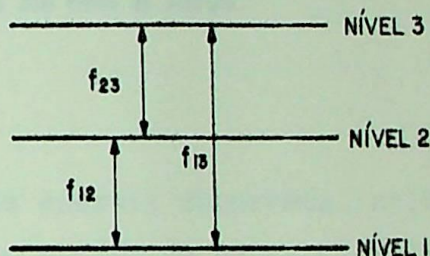
Num átomo, o núcleo e seus elétrons orbitais podem conferir estados diferentes de energia ao mesmo.

O estado de energia de uma molécula, átomo ou ion depende - da posição dos elétrons nas suas orbitas.

Portanto, se o elétron ocupa nível de baixa energia, o átomo ou molécula é de baixa energia, e se elétron absorve energia e passa para nível de alta energia, diz-se que a molécula é de alta energia.

Seja a figura B.4 que ilustra tres níveis distintos de energia.

FIG. B.4 - Energia entre os níveis.



A mudança de nível 1 para 3 representa acréscimo de energia, e a mudança de nível alto para nível baixo representa decréscimo de energia.

A letra f representa frequência correspondente a diferença de energia. Assim, f_{12} representa diferença de energia em termos de frequência, entre nível de energia 1 e nível 2. Analogamente, f_{13} representa diferença de energia entre nível 1 e 3, e f_{23} representa diferença de energia entre nível 2 e 3.

Um foton relativo a uma determinada molécula pode ter quantidade de energia correta ou incorreta para produzir um efeito.

Considerando-se apenas dois níveis de energia, níveis 1 e 2, a molécula poderá estar no estado de alta energia ou no de baixa energia.

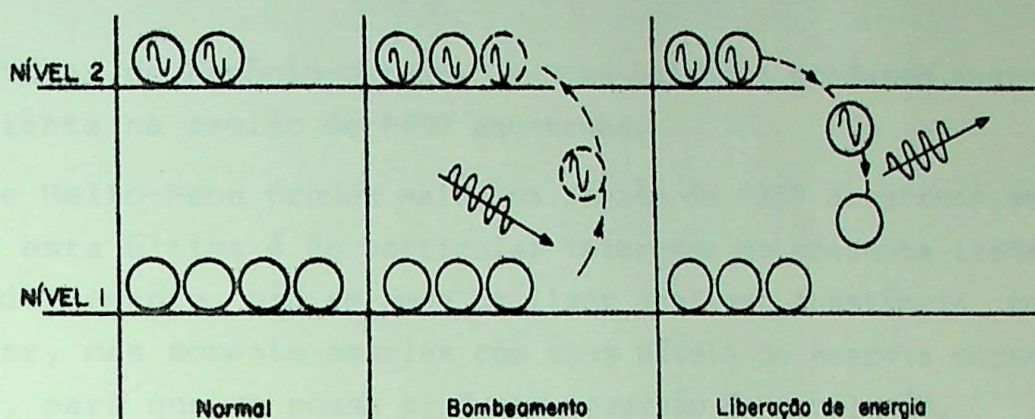


FIG. B.5 - Representação de dois níveis de energia.

Se um foton, com quantidade de energia incorreta, atinge uma molécula que já se encontra no estado de baixa energia, não' haverá nenhum efeito.

Entretanto, se um foton, adequado ou com quantidade de energia correta, atinge uma molécula em estado de baixa energia, o foton será absorvido e a molécula mudará para o de alta energia. Por outro lado, se um foton, com frequência correta ou quantidade de energia correta, atinge uma molécula que já se encontra no estado de alta energia, a mesma passará para o de baixa energia, liberando um foton de energia em fase com o foton de disparo, resultando em dois ftons.

Por conseguinte, se grande número de moléculas, em estado de ' alta energia, forem disparados por ftons, haverá amplificação numa determinada frequência, resultando na radiação de energia estimulada e amplificada.

B.5 LASER DE GÁS

O Laser de gás como fonte de onda luminosa contínua, data de 1961. A frequência da luz emitida depende do gás ou das misturas de gases utilizados que são colocadas num tubo de vidro e excitadas por fonte externa de energia.

Misturas de Argônio-Oxigênio e Neon-Oxigênio produzem energia radiante na região de 8450 angstroms.

A de Helio-Neon produz saída na região de 6350 angstroms, sendo que esta última é de particular interesse no presente trabalho. Evidentemente, não se pode utilizar qualquer substância no Laser, mas somente aqueles com seus níveis de energia conhecidos, para que se possa produzir inversão de população.

Quando se utilizam dois gases, o primeiro da mistura é o gás - bombeador enquanto que o segundo é o gás ativo. Portanto, na - mistura Helio-Neon, o Helio é o gás bombeador e o Neon o gás' ativo.

Deve-se frisar que Laser de gás é capaz de produzir varias - frequências com extrema precisão da frequência individual.

Laser de gás utilizando mistura de Helio-Neon como fonte de onda luminosa contínua, foi apresentado em fevereiro de 1961' por A.Javan, W.R.Bennett e D.R.Harriot.

Neste tipo de Laser, por exemplo, estimulando a mistura Helio-Neon através de energia de radio frequência, os átomos de Helio tornam-se excitados e, em choque com os átomos de Neon, - bombeiam estes últimos para o estado de alta energia.

Então os átomos de Neon, quando convenientemente disparados, - liberam continuamente esta energia em forma de feixe de luz - coerente, cujos principais comprimentos de ondas são de 6.328, 11.530 e 33.910 angstroms.

A preferência pelo Laser de Helio-Neon, entre outros fatores, - prende-se ao fato de serem bem conhecidos os níveis de energia, em termos de frequência, necessários para inversão de população, bem como para disparar a emissão de feixe de onda luminosa coe- rente desta mistura.

ANEXO CDUPLA REFRAÇÃO DE UMA LUZ LINEARMENTE POLARIZADA

Há na natureza muitos cristais transparentes que, embora homogêneos, são óticamente anisotrópicos, isto é, suas propriedades óticas não são iguais em todas as direções. Tais cristais são denominados cristais de dupla refração ou birefringentes. Isto é, qualquer frente de onda, propagando-se neste tipo de cristal, subdivide-se em duas frentes de ondas. Alguns cristais, denominados de tipo uniaxial, possuem uma direção particular, denominada eixo ótico, em que as velocidades das duas ondas são iguais. Outros, denominados de tipo biaxial, possuem duas direções em que as velocidades das duas ondas são iguais.

No presente caso estamos interessados em cristais de tipo uniaxial. Nestes cristais uma das frentes de onda é esférica e a outra elipsóide de revolução, tangentes entre si na direção do eixo ótico. Na fig.C-1(a), com o eixo Z na direção de eixo ótico, a origem das coordenadas representa um ponto num cristal uniaxial em que as duas ondas estão se divergindo. O eixo ótico é uma direção no cristal (não apenas uma linha) portanto, qualquer linha paralela ao eixo Z é também um eixo ótico.

A interseção dos três planos com a superfície esférica são círculos com o centro na origem.

O eixo Z é o eixo de revolução da superfície elipsoidal e a interseção desta superfície com os planos X-Z e Y-Z são elipses, cujo eixo menor é igual ao raio da esfera. A interseção da superfície elipsoidal com o plano X-Y é um círculo de raio igual ao eixo maior da elipsoide. As figs.C-1(b), (c) e (d) ilustram tais interseções. As velocidades das ondas, em qualquer direção, são proporcionais aos comprimentos dos raios vetores da origem à superfície, na direção desejada.

No caso estamos considerando um cristal em que a velocidade de onda elipsoidal é maior que a de onda esférica, exceto na direção do eixo ótico onde as velocidades são iguais.

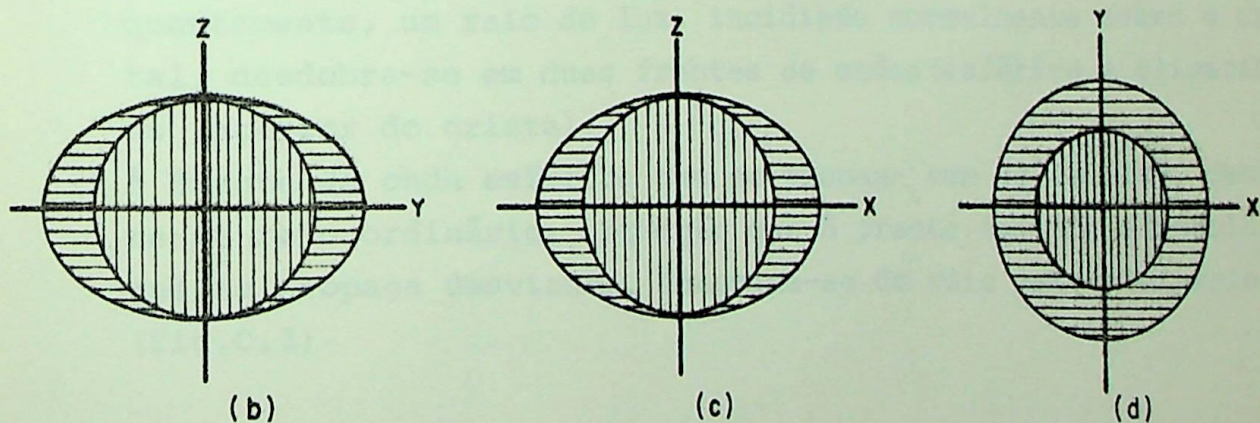
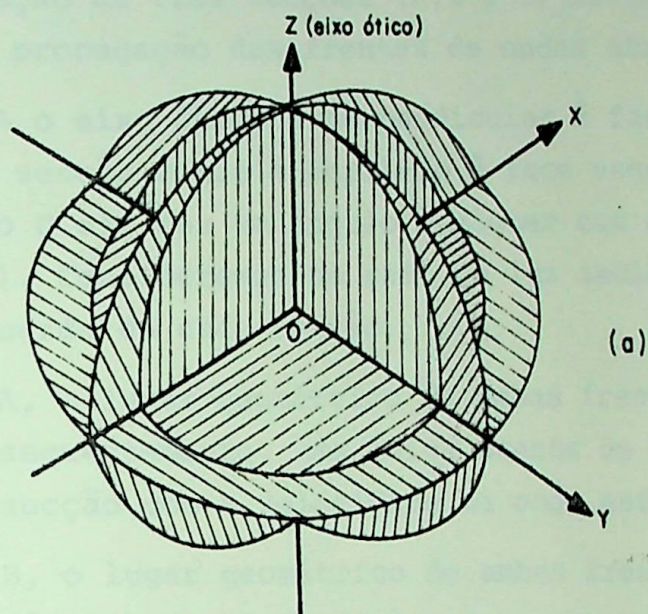


FIG.C-1. Interseção das frentes de ondas esférica e elipsoidal, num cristal uniaxial, com os planos Z-Y, Z-X e X-Y.

Cristais deste tipo são denominados de birefringência negativa, e de birefringência positiva quando a velocidade da onda esférica é maior que a de onda elipsoidal.

A fig.C-2(a) mostra um cubo de cristal uniaxial de birefringência negativa com o eixo ótico na direção do eixo Z. Consideremos a extração de três seções (A, B e C) deste cristal e verifiquemos a propagação das frentes de ondas através das mesmas.

Na seção A o eixo ótico é perpendicular à face esquerda (fig. C-2(b), na seção B ele é paralelo à face esquerda (fig.C-2(c)) e na seção C ele faz um ângulo qualquer com a face esquerda - (fig.C-2(d)). Consideremos um raio de luz incidindo normalmente à face esquerda de cada seção.

Na seção A, o lugar geométrico de ambas frentes de ondas coincidem, conseqüentemente, uma única frente de onda propaga-se através da seção com a velocidade da onda esférica.

Na seção B, o lugar geométrico de ambas frentes de ondas são planos, porém a onda elipsoidal propaga-se com velocidade maior que a esférica.

Na seção C, o lugar geométrico da onda esférica não se altera; entretanto, o da elipsoidal é um plano perpendicular ao raio incidente, mas não é tangente à elipsóide na direção daquele raio.

Por isso, a frente de onda elipsoidal propaga-se, através cristal, inclinando-se para cima, como mostra a fig.C-2(d). Conseqüentemente, um raio de luz, incidindo normalmente sobre o cristal, desdobra-se em duas frentes de ondas (esférica e elipsoidal) no interior do cristal.

À frente de onda esférica que se propaga sem se desviar, denomina-se raio ordinário, enquanto que a frente de onda elipsoidal, que se propaga desviando, denomina-se de raio extraordinário - (fig.C.3)

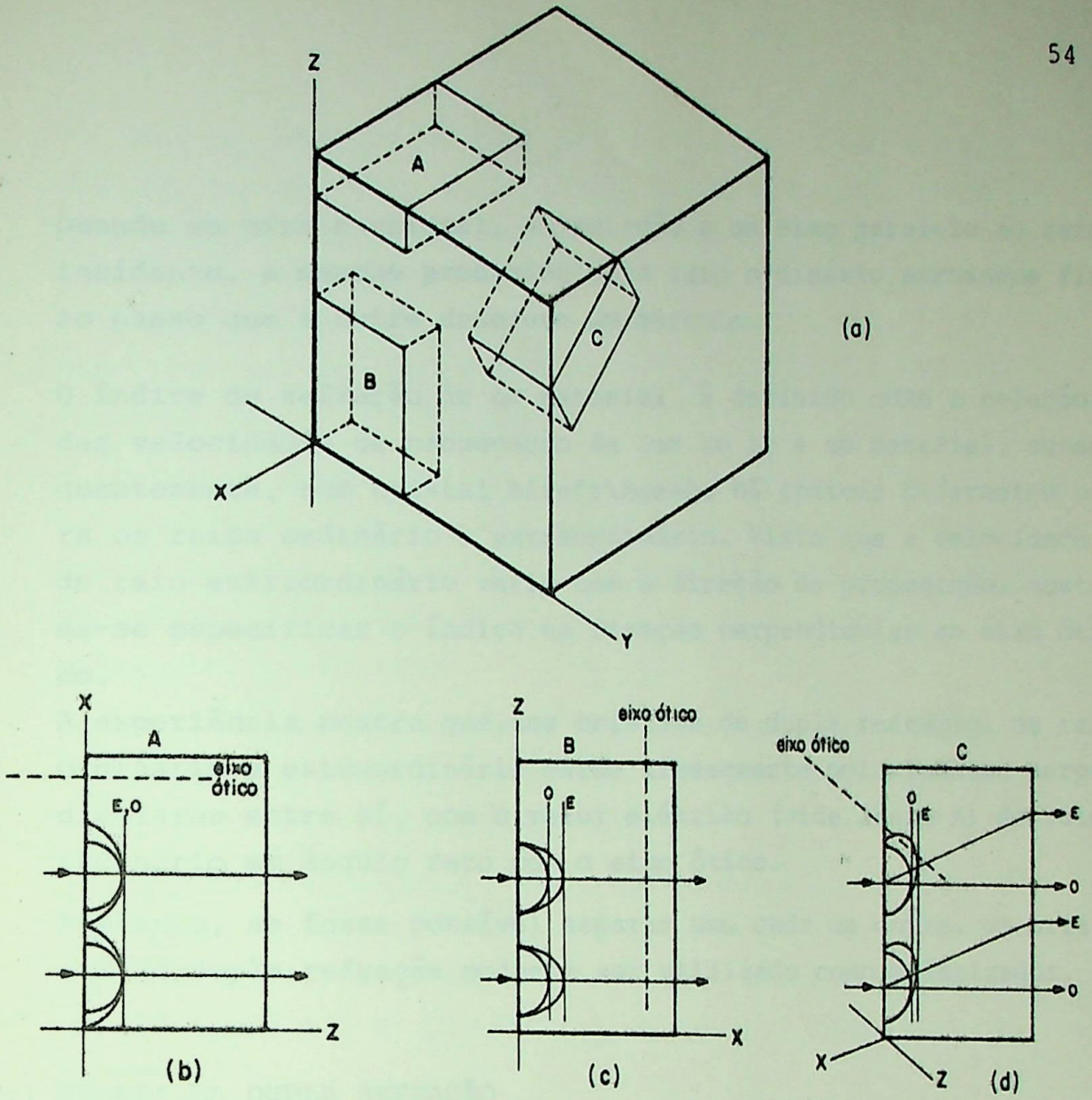


FIG.C-2. Cristal de dupla refração e as três secções com o eixo ótico: (a) perpendicular e (b) paralelo à face esquerda e (c) formando ângulo qualquer

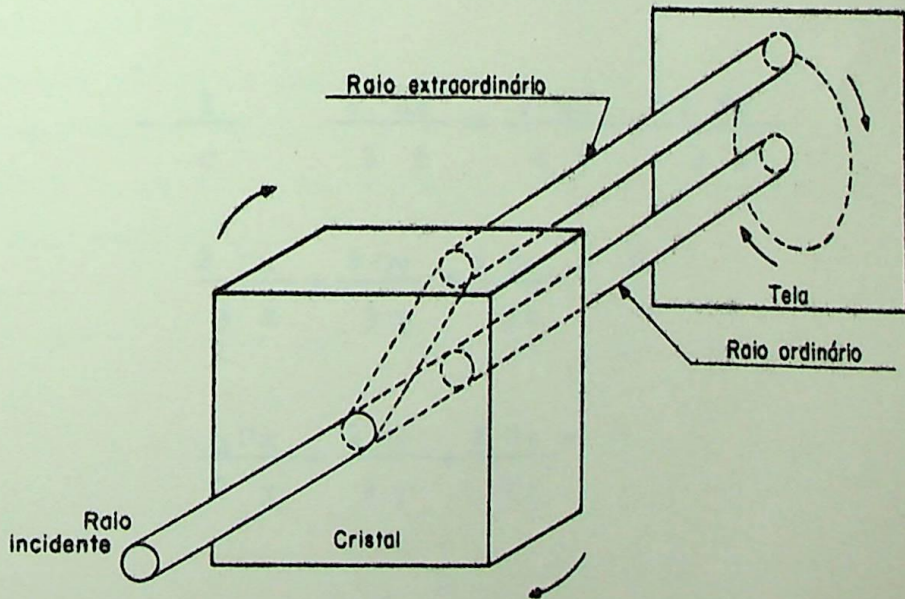


FIG.C-3. Propagação de raio de luz através de cristal birefringente

Quando se gira o cristal, em relação a um eixo paralelo ao raio incidente, a mancha produzida pelo raio ordinário permanece fixa, ao passo que a outra descreve um círculo.

O índice de refração de um material é definido como a relação das velocidades de propagação da luz no ar e no material, consequentemente, num cristal birefringente há índices diferentes para os raios ordinário e extraordinário. Visto que a velocidade de raio extraordinário varia com a direção de propagação, costuma-se especificar o índice na direção perpendicular ao eixo ótico.

A experiência mostra que, nos cristais de dupla refração, os raios ordinário e extraordinário estão linearmente polarizados, perpendiculares entre si, com o vetor elétrico (vide anexo A) do raio ordinário em ângulo reto com o eixo ótico.

Portanto, se fosse possível separar uma onda da outra, um cristal de dupla refração poderia ser utilizado como polarizador.

C.1 TEORIA DA DUPLA REFRAÇÃO

Equações de Maxwell para meio cristalino são semelhantes àsquelas do meio transparente em geral:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}$$

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$$

./...

Entretanto, somente no caso de materiais isotrópicos como o vidro pode-se escrever deslocamento elétrico $D = \epsilon E$, sendo que para cristais anisotrópicos a constante dielétrica ϵ depende da orientação do eixo ótico ou dos eixos relativos ao campo elétrico E . De acordo com a teoria de dielétrico, o valor da constante dielétrica depende da polarização dos átomos sob influência de campo elétrico.

O efeito de campo elétrico é produzir leve deslocamento de cargas positivas e negativas, criando assim momento elétrico no átomo. O momento gerado em um átomo depende do campo elétrico do próprio átomo que por sua vez depende do campo de átomos adjacentes polarizados.

Se estes átomos apresentarem uma configuração particular, a polarização e a constante dielétrica efetiva dependerão da orientação do vetor elétrico das ondas.

Na calcita, por exemplo, os átomos de oxigênio no grupo CO_3 são polarizados mais facilmente, exercendo forte influência entre si, por isso são polarizados mais facilmente por campo elétrico paralelo ao plano do grupo que por campo perpendicular ao mesmo.

A teoria eletromagnética mostra que a dupla refração nos cristais anisotrópicos ocorre pelo fato da constante dielétrica variar com a direção.

A direção de deslocamento elétrico D difere da de campo elétrico E , exceto nas três direções singulares que são mutuamente perpendiculares.

Designando as três direções por X , y e Z , a constante dielétrica assume valor máximo, médio e mínimo ao longo de uma das três direções, e as três componentes de D nas equações de Maxwell devem ser escritas:

$$D_x = \epsilon_x E_x; \quad D_y = \epsilon_y E_y; \quad D_z = \epsilon_z E_z$$

./...

Substituindo estes valores nas equações anteriores e derivando-as, mostra que há duas velocidades para qualquer direção da propagação de frente de onda, com as duas componentes do vetor D perpendiculares entre si.

ANEXO D

PRISMAS DE NICOL E WOLLASTON

D.1. PRISMA DE NICOL

Um dos métodos de separar as ondas ordinária e extraordinária é por meio de prisma de Nicol ou suas modificações. Prisma de Nicol é um cristal de espato de Islândia ou calcita ($CaCO_3$), cuja forma natural está mostrada, em linhas cheias, na fig.D-1(a), e em linhas tracejadas a sua forma final.

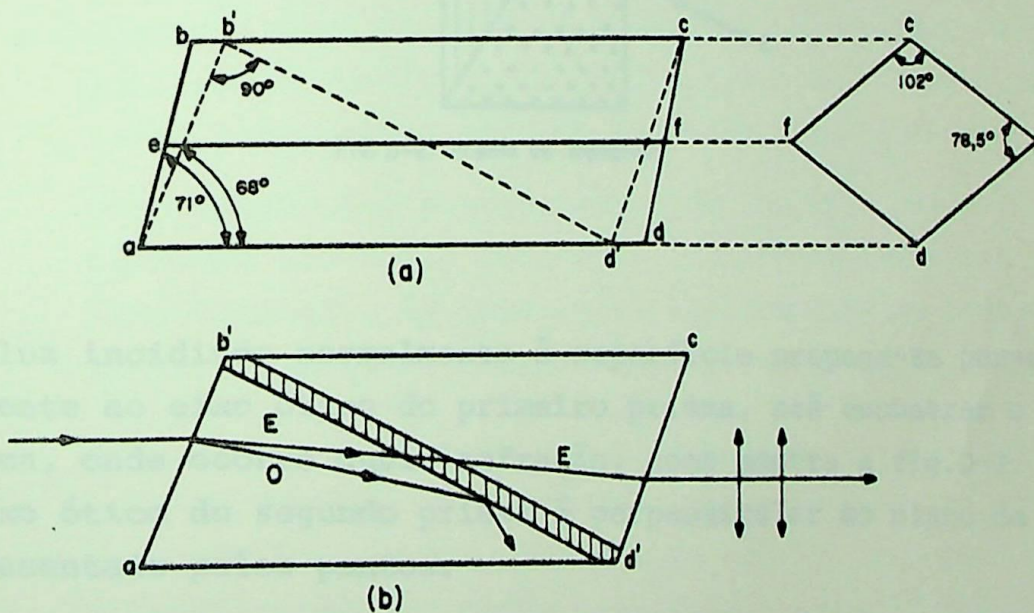


FIG-D-1 (a) Cristal natural de espato de Islândia

(b) Prisma de Nicol

O cristal é seccionado na diagonal b'd' e cimentado novamente com bálsamo de Canada, o qual apresenta índice de refração tal que o raio ordinário é totalmente refletido, enquanto que o raio extraordinário é transmitido, como na fig.D-1(b).

D.2. PRISMA DE WOLLASTON

Outro método de separar um raio de luz em duas componentes polarizadas, principalmente para comparar suas intensidades, é a utilização de prisma de Wollaston que é feito de quartzo ou calcita seccionado em um determinado ângulo e novamente cimentado com glicerina ou óleo de castor, como na fig.D-2.

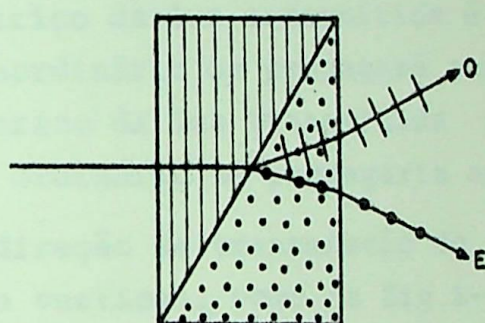


FIG. D-2. Prisma de Wollaston.

Uma luz incidindo normalmente à superfície propaga-se perpendicularmente ao eixo óptico do primeiro prisma, até encontrar o segundo prisma, onde ocorre dupla refração, como mostra a fig.D-2. O eixo óptico do segundo prisma é perpendicular ao plano da página, representado pelos pontos.

./...

ANEXO EPLACA DEFASADORA DE RAIOS ORDINÁRIO E EXTRAORDINÁRIO

Uma secção como aquela da fig.C-2(c) é denominada de placa defasadora ou placa de retardação, cuja ação está ilustrada na fig.E-1.

O polarizador (fig.E-1(b)) transmite um raio de luz linear com vetor elétrico fazendo ângulo de 45° com a vertical.

O vetor elétrico, que pode ser decomposto em componentes horizontal e vertical como na fig.E-1(c), incide normalmente na face esquerda da placa de retardação (fig.E-1(e)).

O vetor elétrico do raio ordinário é sempre perpendicular ao eixo ótico, que é paralelo ao eixo Z, e o vetor elétrico do raio extraordinário é paralelo ao eixo ótico.

Se a direção de transmissão do polarizador for tal que o vetor elétrico da luz transmitida é vertical, somente o raio extraordinário se propagará através da placa, e se o vetor elétrico da luz transmitida fosse horizontal, somente o raio ordinário se propagaria através da placa.

Quando a direção de transmissão do polarizador forma um ângulo com a vertical, como na fig.E-1(b), ambos tipos de raios propagam-se através da placa (figE-1(e)).

Desprezando uma pequena perda de luz, por reflexão, as amplitudes das ondas ordinária e extraordinária são respectivamente iguais às amplitudes das componentes horizontal e vertical da luz transmitida pelo polarizador.

No caso particular em que a direção de transmissão forma ângulo de 45° com o eixo ótico, as componentes horizontal e vertical da luz transmitida são iguais, conseqüentemente, as amplitudes das ondas ordinária e extraordinária na placa são iguais.

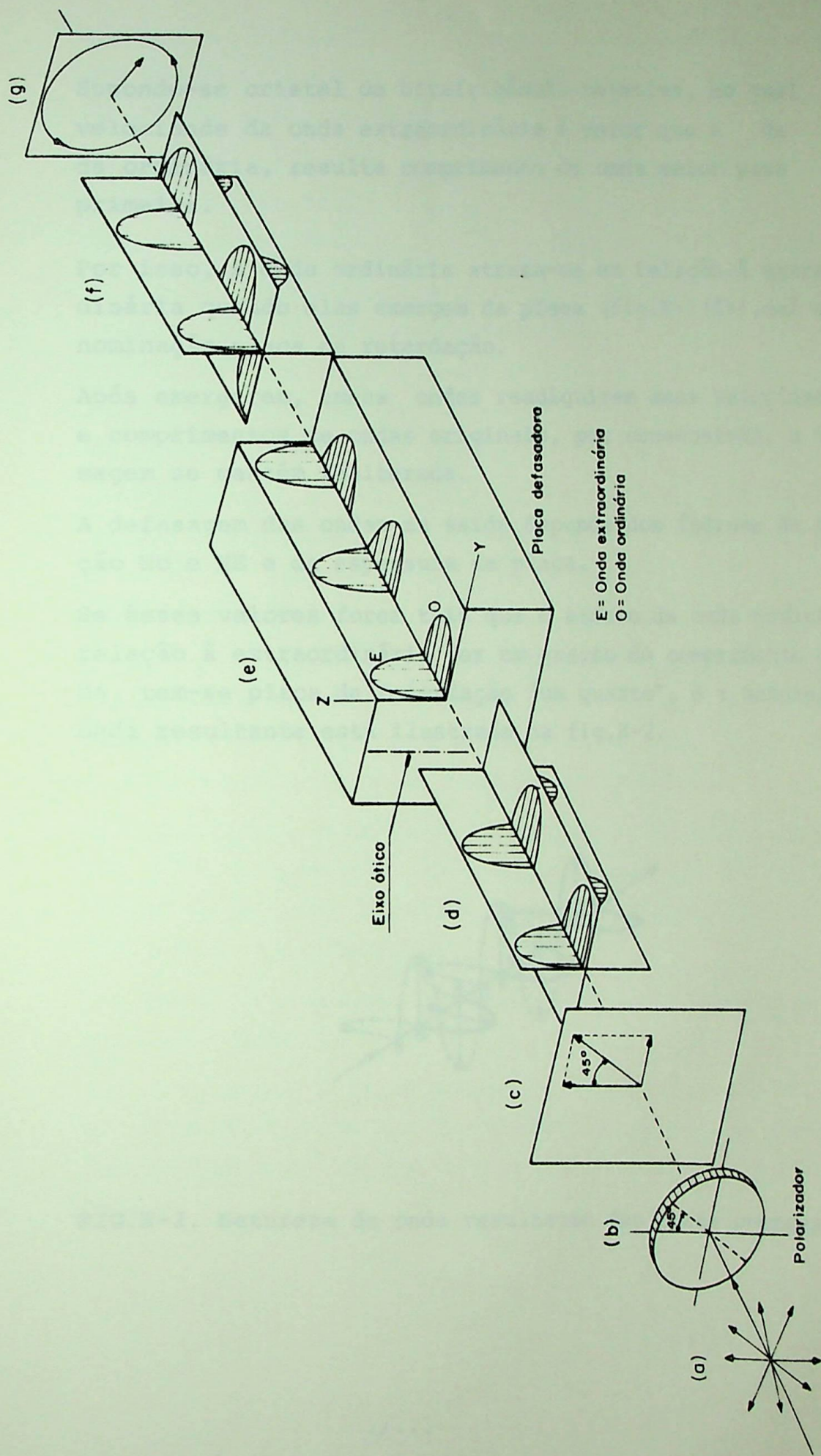


FIG E-1.- Placa de retardação um quarto transforma a luz incidente linear em luz circular.

Supondo-se cristal de birefringência negativa, no qual a velocidade da onda extraordinária é maior que a da on da ordinária, resulta comprimento de onda maior para a primeira.

Por isso, a onda ordinária atrasa-se em relação à extraordinária quando elas emergem da placa (fig.E-1(f)), daí a denominação placa de retardação.

Após emergirem, ambas ondas readquirem suas velocidades e comprimentos de ondas originais, por conseguinte, a defasagem se mantém inalterada.

A defasagem das ondas na saída depende dos índices de refração N_o e N_e e da espessura da placa.

Se êsses valores forem tais que o atraso da onda ordinária - relação à extraordinária for um quarto do comprimento de onda, tem-se placa de retardação "um quarto", e a natureza da onda resultante está ilustrada na fig.E-2.

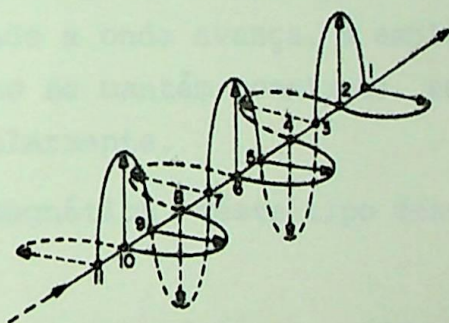


FIG.E-2. Natureza da onda resultante das ondas emengentes.

Nos pontos como 1,3,5,7, a amplitude da componente vertical é zero, enquanto que a da componente horizontal é máxima positiva ou negativa.

Nos pontos como 2,4,6 a amplitude da componente horizontal é zero, enquanto que a da componente vertical é máxima positiva ou negativa, e é igual a amplitude máxima horizontal.

No ponto intermediário entre 1 e 2, a amplitude de cada componente é 0,707 da amplitude máxima e a amplitude resultante, que é a raiz quadrada da soma dos quadros das componentes, é igual ao dos pontos 1 e 2 e faz ângulo de 45° com os planos horizontal e vertical.

Analogamente, no ponto intermediário entre 2 e 3 valem as mesmas considerações, com a resultante formando ângulo de 45° com os planos de referência porém, no lado oposto do plano vertical.

Conseqüentemente, a amplitude do vetor elétrico resultante é constante em todos os pontos mas, a direção varia circularmente na direção de propagação executando uma revolução quando a onda avança um comprimento de onda.

Se considerarmos um plano perpendicular ao raio e um ponto tal como 1, quando a onda avança, a amplitude do vetor elétrico neste plano se mantém constante, enquanto que a direção varia circularmente.

Uma onda eletromagnética deste tipo denomina-se polarizada circularmente.

Assim, uma placa de retardação um quarto converte luz linear em circular quando uma luz linear incide sobre a placa formando ângulo de 45° com o eixo ótico, como mostra a fig. E-1(g).

./...

B I B L I O G R A F I A

1. Fundamentals of Optics
Francis A. Jenkins, Harvey E. White
Mc Graw Hill Book Co.
2. Optics
Francis Weston Sear
Addison-Wesley Publishing Co.
3. abc's of Lasers and Masers
Allan Lytel
Howard W. Sams & Co., Inc.
4. Electromagnetic field components: their measurements using
linear electrooptic and magneto optic effects
G.A. Massey, D.C.Erickson, R.A.Kadlec
Applied optics, vol.14 n°11, pg 2712, November 1975
5. The Faraday rotation of diamagnetic glasses from 0,334
to 1,9 μ
Charles C. Robinson
Applied optics, vol.3, n°10, pg 1163, October 1964
6. Electrooptic light modulators
I.P. Kaminov, E.H.Turner
Applied optics, vol.5, n°10, pg 1612, October 1966
7. Electronics
Mc Graw-Hill Publication- April 29, 1976
8. IEEE Transactions
March-April 1977-vol.PAS-96-n°2
9. Polarization and Lasers
Eric S.Hass
Spectra-Physics, Laser Products Division
10. Transmission & Distribution
JAN/77