

MONOGRAFIAS

XXXI



TECNOLOGIA ULTRA-SÔNICA

por

Lauro Xavier Nepomuceno

Volume 1

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS
Av. Wenceslau Braz, 71 - Botafogo - ZC-82
RIO DE JANEIRO, BRASIL
1972

TECNOLOGIA ULTRA-SÔNICA

ÍNDICE

I	- INTRODUÇÃO.....	1
I.1	- Bibliografia	4
II	- ONDAS ULTRA-SÔNICAS	6
II.1	- Largura do Feixe Sônico	11
II.2	- Reflexão, Refração e Transmissão	18
II.2.1	- Conversão de Modo no Contorno	33
II.2.2	- Ondas Superficiais e Ondas de Placa	38
II.3	- Campo Próximo e Campo Distante	45
II.4	- Difração de Ondas Ultra-sônicas	48
II.5	- Absorção de Ondas Ultra-sônicas	51
II.6	- Trens de Ondas	55
II.7	- Ondas Estacionárias	57
II.8	- Bibliografia	60

TECNOLOGIA ULTRA-SÔNICA

ÍNDICE

III	- TRANSDUTORES	61
III.1	- Cristais, Piezoelétricos e Cerâmicas Elestrostritivas	67
III.2	- Materiais Magnetostritivos. Piezocerâmicas.....	75
III.3	- Cerâmicas Ferroelétricas.....	82
III.4	- Ressonância.....	85
III.5	- Sereias, Jatos e Apitos.....	88
III.5.1	- Sereias	90
III.5.2	- Apitos para Gases	92
III.5.3	- Apitos para Líquidos	96
III.6	- Bibliografia	101

TECNOLOGIA ULTRA-SÔNICA

I - INTRODUÇÃO

As técnicas ultra sônicas, hoje tão em uso na indústria como uma ferramenta utilíssima não somente para a análise de materiais como em processamento, é o resultado de vários anos de estudos e pesquisa aplicada, baseada numa série apreciável de conhecimentos científicos de descoberta recente. Nos dias de hoje, vários campos de aplicação e obtenção de processos impossíveis recentemente, tornaram-se de uso quotidiano devido a aplicações dos ultra-sons, que permitiram a realização de processamento e análise difíceis ou impraticáveis até há bem poucos anos.

Nessas considerações, principalmente após a Segunda Guerra, as aplicações que estavam reservadas a uns poucos laboratórios de Universidades entraram na Indústria e, conseqüentemente, foram desenvolvidos e construídos aparelhos, instrumentos e sistemas que envolviam grandes somas e grandes interesses e que, por tais motivos, deveriam "funcionar" sempre independentemente do estado de espírito do operador ou interessado em realizar estudos no limiar do conhecimento. Houve uma inter-penetração de conhecimentos e técnicas diversas, utilizando-se nas frequências de áudio técnicas utilizadas anteriormente em ultra-sons, assim como várias técnicas e dispositivos aparentemente reservados aos trabalhos de ultra-sons passaram a ser aplicadas no estudo das vibrações mecânicas, acústica e redução de barulho. Por sugestão de Hueter e Bolt, apresentada no First International Congress on Acoustics, realizado em Stuttgart em 1953 sob os auspícios da ICA/UNO, uma subdivisão em duas partes: Acústica e Sônica. Ficaria como estudo da Acústica toda e qualquer vibração ou movimento vibratório que tivesse relação com a sensação de ouvir ou com o organismo vivo, e como estudo da Sônica toda e qualquer

vibração que estivesse ligada a plicações alheias ao sentido de ouvir. A sub-divisão é válida para qualquer frequência, independentemente de sub-audio ou ultra-audio-frequência. Tal sub-divisão é perfeitamente justificada, uma vez que os desenvolvimentos provenientes dos estudos realizados durante e imediatamente após a Segunda Guerra, deram origem a transdutores para perfuração de poços de petróleo, bombas sônicas para extração de água e petróleo a grandes profundidades, etc., operando em frequências que variam entre 650 Hz e 2.500 Hz, ou seja, perfeitamente dentro da faixa de áudio, embora utilizando técnicas inicialmente utilizadas somente para transdutores ultra-sônicos. Além do mais, foram realizados estudos para determinar os efeitos, no organismo humano, de sons e vibrações com frequências da ordem de 25.000 Hz até 60.000 Hz, ou seja, dentro da faixa ultra-sônica. Como tais efeitos pertencem ao estudo da Acústica, seria ilógico falar em "Acústica Ultra-sônica", além de tremendamente estranho. Dessa maneira, tal sub-divisão é mais que necessária, sendo inclusive essencial. Com tais estudos, as vibrações mecânicas são estudadas nas subdivisões seguintes:

- Acústica: (Acústica Musical e Psicoacústica
(Acústica Fisiológica
(Acústica Subjetiva
(Acústica Arquitetônica e de Construções
(Acústica Médico-Biológica
(Acústica das Comunicações
(Poluição Sonora

Sônica: (Vibrações Mecânicas
(Técnicas Sônicas: (Análise Sônica
(Processamento
(Acústica Física - Física dos Sólidos
(Contrôle Sônico
(Sismologia

Ainda baseado em razões históricas, existe a classificação que situa uma vibração nas faixas sub-sônicas, sônicas e ultra-sônicas. Entretanto, tal classificação se refere única e exclusivamente à frequência, independentemente do uso ou aplicação ou ainda finalidade. Assim sendo, a classificação de Hueter e Bolt se refere aos fins ou aplicações, sendo perfeitamente válida a sub-divisão em infra-ou sub-sônica, ultra- e hiper-sônica.

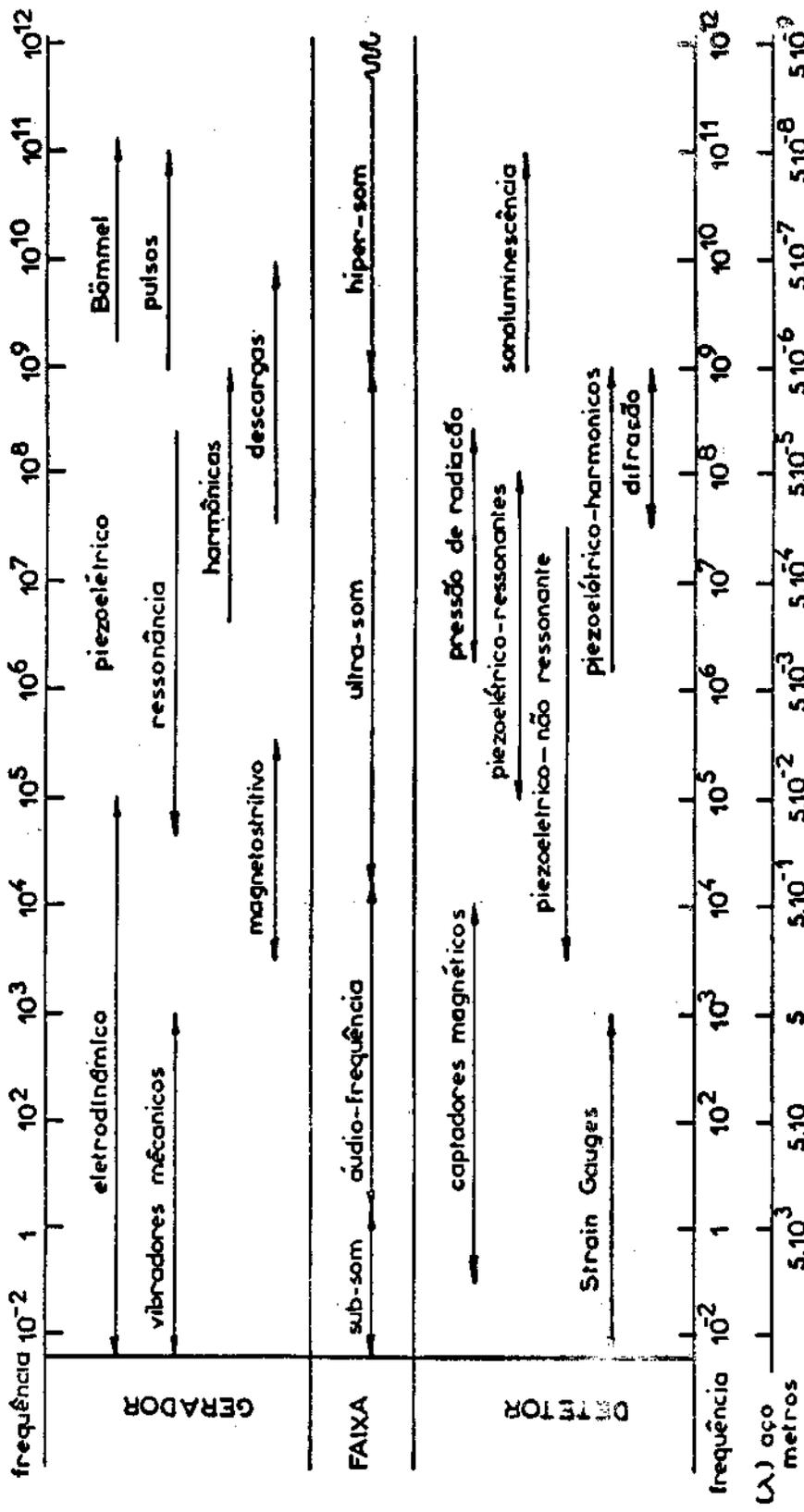
É preciso considerar que, dado o desenvolvimento atual, a Tecnologia Ultra-sônica estuda, como meio e fim, a produção e aplicação dos ultra-sons para a determinação de defeitos num material ou peça, contrôle da qualidade e/ou da corrosão, sendo sempre, no caso, aplicada para verificar a integridade de um determinado material ou componente. Numa fase mais avançada, é utilizada, e com grande sucesso, na verificação das propriedades físicas e químicas dos materiais, constituindo a Análise Sônica, cuja função é verificar a composição, dureza, tratamento térmico etc., dos materiais e componentes. Esta segunda parte está ameaçando iniciar em nosso meio, embora a detecção de defeitos, inspeção de defeitos, inspeção ultra-sônica como é chamada, esteja relativamente avançada, se comparada com outras técnicas. Isto porque existe em nosso meio cerca de duzentos aparelhos de inspeção ultra-sônica, embora a grande maioria deles esteja sendo utilizada em menos de dez por cento das possibilidades.

Existe, como é óbvio, o fator econômico. Obviamente, quando a inspeção ultra-sônica faz com que não sejam usinadas peças defeituosas, a economia de usinagem representa um valor que não pode ser desprezado. No caso, o cálculo é feito verificando-se

o custo da inspeção versus custo da usinagem e a decisão final é adotar o que fôr economicamente mais interessante. Quando o problema é de segurança, como o estado das longarinas ou trens de pouso de um avião, a corrosão de uma caldeira ou tubulação de alta pressão nas indústrias químicas e petro-químicas, o fator custo passa a ocupar um papel secundário, embora esteja presente. Oportunamente verificaremos as implicações econômicas da inspeção e aplicação da Tecnologia Ultra-sônica ao meio industrial.

I. 1 - Bibliografia

- 1 - Hunter - Electroacoustics Pp 3/50 - John Wiley Sons, New York - 1954
- 2 - Hueter and Bolt - Acoustics and Sonics - I International Congress on Acoustics - ICA/UNO - June 1953, Acoustics, 1/13 - 1954
- 3 - Winkler - Klangwelt unter den Lupe - Braunschweig Verlag, 1940
- 4 - Morse - Acoustics and Basic Physics - J.A.S.A. 27, 213/216 - 1955
- 5 - Skudrzyk - Die Grundlagen der Akustik - Springer Verlag. Wien 1954
- 6 - Lindsay, Chairman - Symposium on Unsolved Problems in Acoustics J.A.S.A. 30, 375/398 - 1958
- 7 - Boemmel und Dransfeld - Erzeugung und Ausbreitung von Hyperschallwellen - 3rd. Internationaler Kongress fuer Akustik - Stuttgart, 1/8 september 1959
- 8 - Lucas - Acoustique, 1/3 - École Polytechnique, 1958
- 9 - Gooberman - Ultrasonics, Theory and Application - The English Universities Press, 1968
- 10 - Reichardt - Grundlagen der technischen Akustik - Akademische Verlag, Leipzig, 1968
- 11 - Nepomuceno - Acústica Técnica - ETEGIL, São Paulo - 1968



ESPECTRO SÔNICO

FIG. 1.1

II - ONDAS ULTRA-SÔNICAS

É bastante conhecido o fenômeno de formação de ondas sonoras tanto no ar como nos sólidos e líquidos. Sabemos que tais ondas se propagam com uma velocidade bem determinada, velocidade essa que depende do material onde a vibração se propaga, da temperatura, do tratamento térmico do material, etc. Todo corpo é formado por partículas unidas por forças de coesão, permanecendo a substância no estado sólido, líquido ou gasoso, dependendo da temperatura. Embora seja bastante comum a idéia intuitiva que os gases são formados por moléculas "livres", os líquidos por moléculas "não tão livres", e os sólidos por moléculas "fixas" em determinadas posições, sabemos que todos eles são formados por moléculas que apresentam uma certa mobilidade no entorno de uma posição de equilíbrio. Nos gases e líquidos há uma troca contínua entre os lugares das moléculas que os constituem, sendo tal troca vedada no estado sólido. De qualquer maneira, independentemente do estado físico do corpo, as moléculas que o constituem podem mover-se entorno uma posição de equilíbrio. Para o nosso caso, consideraremos as moléculas todas como localizadas em posições determinadas, podendo se deslocar de uma certa distância, voltando então à posição anterior. Desta forma, podemos estudar as vibrações e perturbações considerando todas as moléculas ou partículas como iguais e indiferenciáveis uma da outra.

Sob a ação da vibração mecânica, as moléculas ou partículas são levadas de um lugar a outro, voltando à posição anterior por forças elásticas. Há então duas velocidades durante o processo vibratório; a primeira é a velocidade de propagação do som no meio onde é gerado ou detetado, sendo tal velocidade conhecida como velocidade de propagação do som ou simplesmente velocidade do som; como as vibrações dão origem a um deslocamento das partículas de sua posição de equilíbrio, tal deslocamento é realizado como uma certa velocidade, que é a segunda velocidade existente no processo e que é denominada velocidade das partículas ou ra-

pidêz. Com a finalidade de evitar confusão entre as duas grandezas, adotaremos os termos velocidade do som (celeritas, constans) e rapidêz (velocitas, variabilis), termos adotados pela International Standards Organization, ISO/UNO e, como tais, aprovadas pela ABNT.

Sabemos que quando um pistão se move, as partículas que compõe o mesmo movem-se em sincronia e as partículas do meio adjacente, acompanham o pistão com a mesma velocidade, transmitindo às partículas seguintes a mesma rapidêz, isto é, o mesmo movimento. Quando o pistão volta à posição inicial, as partículas adjacentes voltam com êle, sucedendo o mesmo com as seguintes, havendo, no entanto, uma propagação do movimento do pistão às partículas mais afastadas, mantendo-se a série de compressões e depressões na mesma frequência de oscilação do pistão. É preciso considerar que, para uma onda se propagar no ar, quando há um máximo de pressão, as partículas estão estacionárias; quando as partículas, devido a tal pressão, se afastam de sua posição de equilíbrio, a pressão atinge o valor mínimo. Há então uma defasagem de $\pi/2$ rd entre a pressão e o deslocamento das partículas (1). É preciso considerar que as variações podem ser tanto em alta como em baixa frequência. Nas oscilações de baixa frequência, há tempo para que o calor devido ao excesso de pressão se espalhe no entorno do local da compressão, permanecendo a temperatura constante. No entanto, se as variações forem mui rápidas, não há tempo para o equilíbrio térmico, mantendo-se o calor constante, isto é, o processo é adiabático. Nos processos sônicos que nos interessam, mesmo nos metais, não há tempo para o equilíbrio térmico, de modo que as oscilações serão tôdas consideradas adiabáticas,

No movimento vibratório, a onda se propaga numa certa direção e as partículas podem se mover no mesmo sentido ou podem se mover num ângulo de $\pi/2$ rd em relação à propagação do som. Quando o movimento das partículas é executado na mesma direção da propagação do som, as ondas são longitudinais. Tal tipo de

onda é também conhecido como onda compressional ou de compressão ou ainda irrotacional. Quando o movimento das partículas é realizado em ângulo reto com a direção de propagação de movimento vibratório, tem-se ondas transversais. Tais ondas são também conhecidas como ondas distorcionais, de distorção ou ainda ondas de cisalhamento. É preciso reconhecer que os sólidos admitem ambos os tipos de ondas, tanto longitudinais como transversais, sendo tais ondas importantíssimas no exame de materiais por ultrassons. Os dois tipos de ondas mencionados são os tipos primários ou fundamentais, sendo os demais tipos ondas secundárias ou derivadas. Como ondas secundárias tem-se os tipos de flexão, torção, dilatação e superficiais. Limitar-nos-emos apenas aos tipos primários, com somente idéias sobre ondas superficiais e ondas de placas pela importância que as mesmas apresentam na análise sônica.

Sob certas condições convenientemente satisfeitas, é possível haver propagação de ondas ultra-sônicas de amplitude considerável na superfície dos materiais. Essas ondas são conhecidas como ondas superficiais e as mesmas se apresentam em três tipos ou classes: ondas de Rayleigh, ondas de Love e ondas de Lamb. As ondas que se propagam na superfície de um sólido, em que a dimensão normal ao sentido de propagação seja muito maior que o comprimento da onda, são do tipo Rayleigh. As ondas que se observam na superfície das águas são análogas às ondas de Rayleigh, sendo o movimento das partículas, tanto longitudinais como transversais em relação à direção de propagação de som, i.é., da onda. O movimento das partículas é executado no plano que contém a direção de propagação do movimento vibratório e a normal à superfície. Há uma grande atenuação nas oscilações realizadas no plano normal à superfície do material, e não há deslocamento das partículas na superfície normal à direção de propagação. É importante observar que, a velocidade de propagação das ondas do tipo Rayleigh não é a mesma observada no mesmo material quando o tipo de onda é outro. As ondas de Rayleigh se propagam nos metais

com uma velocidade de cêrca de 0,9 da velocidade das ondas transversais.

Quando a espessura do material é da mesma ordem que o comprimento de onda, as ondas são do tipo Lamb. Qualquer lâmina ou placa fina é capaz de transmitir um número infinitamente grande de ondas do tipo Lamb. A velocidade de propagação das ondas de Lamb é dispersiva, sendo diretamente proporcional ao produto da espessura do material pela frequência da vibração utilizada. Quando a onda superficial se propaga na superfície sem componente normal alguma, tem-se uma onda de Love. Para obter tais ondas, há necessidade de uma espessura pequena de um material de densidade menor junto ao material em vibração. A velocidade de propagação das ondas de Love é uma função direta da frequência, aumentando com esta.

Dos tipos de ondas mencionados acima, é importante observar que os sólidos admitem todos os tipos de ondas. Os gases admitem somente ondas longitudinais; os líquidos por sua vez, admitem ondas superficiais, devido à tensão superficial. Na interface sólido-líquido, é possível a existência de ondas transversais no sólido, mas, não no líquido, por não admitirem os flúidos tensões transversais. A tabela da figura 2.1 ilustra os tipos de ondas mencionados, assim como as expressões das diferentes velocidades de propagação e as condições de existência das mesmas. Vejamos as expressões da velocidade de propagação das diferentes ondas.

1) Ondas Longitudinais

a) Barra cujo diâmetro seja muito menor que λ , i.é., d

$$c_L = \left[\frac{E}{\rho} \right]^{1/2}$$

b) Barra ou meio cujas dimensões sejam muito maior que λ

$$c_L = \left[\frac{E (1 - \sigma)}{(1 + \sigma) (1 - 2\sigma)} \right]$$

ONDA	CONFIGURAÇÃO	VELOCIDADE	MEIO MATERIAL	OBSERVAÇÕES	
TIPOS PRIMÁRIOS	LONGITUDINAL	$C_L = \sqrt{\frac{E\nu}{\rho}}$	SÓLIDOS LÍQUIDOS GASES	$E\nu = \left[\frac{1-\nu}{1-\nu-2\nu^2} \right] E$	
	TRANSVERSAL	$C_T = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$	SÓLIDOS SÓMENTE	$G = \frac{1}{2(1+\nu)} E$	
TIPOS SECUNDÁRIOS	FLEXÃO	$C_F = \sqrt{\frac{\omega^2 B}{g \rho}}$	CHAPAS E PLACAS $d \ll \lambda$	$B = \frac{E}{1-\nu^2} \cdot \frac{d^3}{12}$ $C_F = f(\text{frequência})$	
	TORÇÃO	$C_T = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$	SÓLIDOS SÓMENTE	$G = \frac{1}{2(1+\nu)} E$	
	DILATAÇÃO	$C_E = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$	SÓLIDOS C/ UM EXTRE- MO LIVRE. LÍQUIDOS EM TUBOS ELÁSTICOS	—	
	SUPERFICIAIS		$C_S = 0,9 C_T$	SÓLIDOS LÍQUIDOS	NOS LÍQUIDOS É POSSÍVEL DE- VIDO À TENSÃO SUPERFICIAL.

FIGURA 2f

ii) Ondas Transversais

$$c_T = \left[\frac{G}{\rho} \right]^{1/2} = \left[\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1 + \sigma)} \right]^{1/2}$$

iii) Ondas de Rayleigh

$$c_R = R c_T \approx 0,9 c_T$$

Nas expressões acima, é

E = Módulo de Young

ρ = densidade

μ, σ = Relação de Poisson

$$G = \frac{E}{2(1 + \sigma)}$$

R = raiz da equação

$$R^6 - 8R^4 + 8(3 - 2\alpha^2)R^2 + 8(\alpha^2 - 2) = 0$$

sendo uma constante do material, expressa por uma expressão conhecida da teoria da elasticidade:

$$\alpha = \left[\frac{(1 - 2\sigma)}{(2 - 2\sigma)} \right]^{1/2}$$

Quando utilizarmos os conceitos acima nas aplicações de análise e de processamento, verificaremos a importância de cada tipo de onda para determinados fins práticos. Verificaremos ainda que os tipos de ondas descritas aparecem em grau maior ou menor em todos os processos sônicos, dando origem a interpretações nem sempre fáceis, principalmente nos casos de inspeção por meio de ultrasons pulsados.

II.1 - Largura do Feixe Sônico

As ondas ultra-sônicas são, via de regra, de alta frequência e, assim sendo, os comprimentos de onda são curtos, sendo obedecida a conhecida relação

$$f = \frac{c}{\lambda}$$

A velocidade de propagação c depende somente do meio e do tipo de ondas e, quando há propagação de um meio a outro, a velocidade varia, variando também o comprimento de onda. Entretanto, a frequência permanece constante.

Sendo os comprimentos de onda curtos, as ondas ultra-sônicas se propagam praticamente em linha reta, sendo pouco comum os fenômenos de espalhamento nas frequências usuais. O espalhamento torna-se importante quando o processo é de análise, uma vez que quando os defeitos a detectar são de ordem do comprimento de onda, o espalhamento pode dar origem a indeterminação ou não detectabilidade do defeito com a frequência utilizada. Posteriormente voltaremos a tais fenômenos, sem, no entanto, entrarmos em detalhes. Interessa-nos no momento saber o ângulo de abertura do feixe sônico produzido por um radiador qualquer, um cristal piezoelétrico ou ferroelétrico nos casos de inspeção ou transdutor ferroelétrico, magnetostriativo, piezomagnético ou eletrodinâmico nos casos de processamento. Pelo princípio de Huyghens, sabemos que a radiação produzida por um pistão circular num abafador infinito, pode ser analisado pela adição das contribuições de uma distribuição adequada de fontes selecionadas em amplitude e fase e de dimensões puntiformes. A solução analítica do problema é possível somente em alguns tipos de fontes, sendo o processo gráfico utilizado na grande maioria dos casos. Para um pistão de raio a vibrando num abafador infinito, fig. 2.2, a pressão num ponto B no campo situado a distâncias grandes em relação a $2a$ será dada pela expressão:

$$\begin{aligned}
 p_B &= \frac{p_r e^{j(\omega t - kr)}}{r} \cdot \frac{2J_1(ka \sin\theta)}{ka \sin\theta} \\
 &= \frac{p_r e^{j(\omega t - kr)}}{r} |D_s|
 \end{aligned}$$

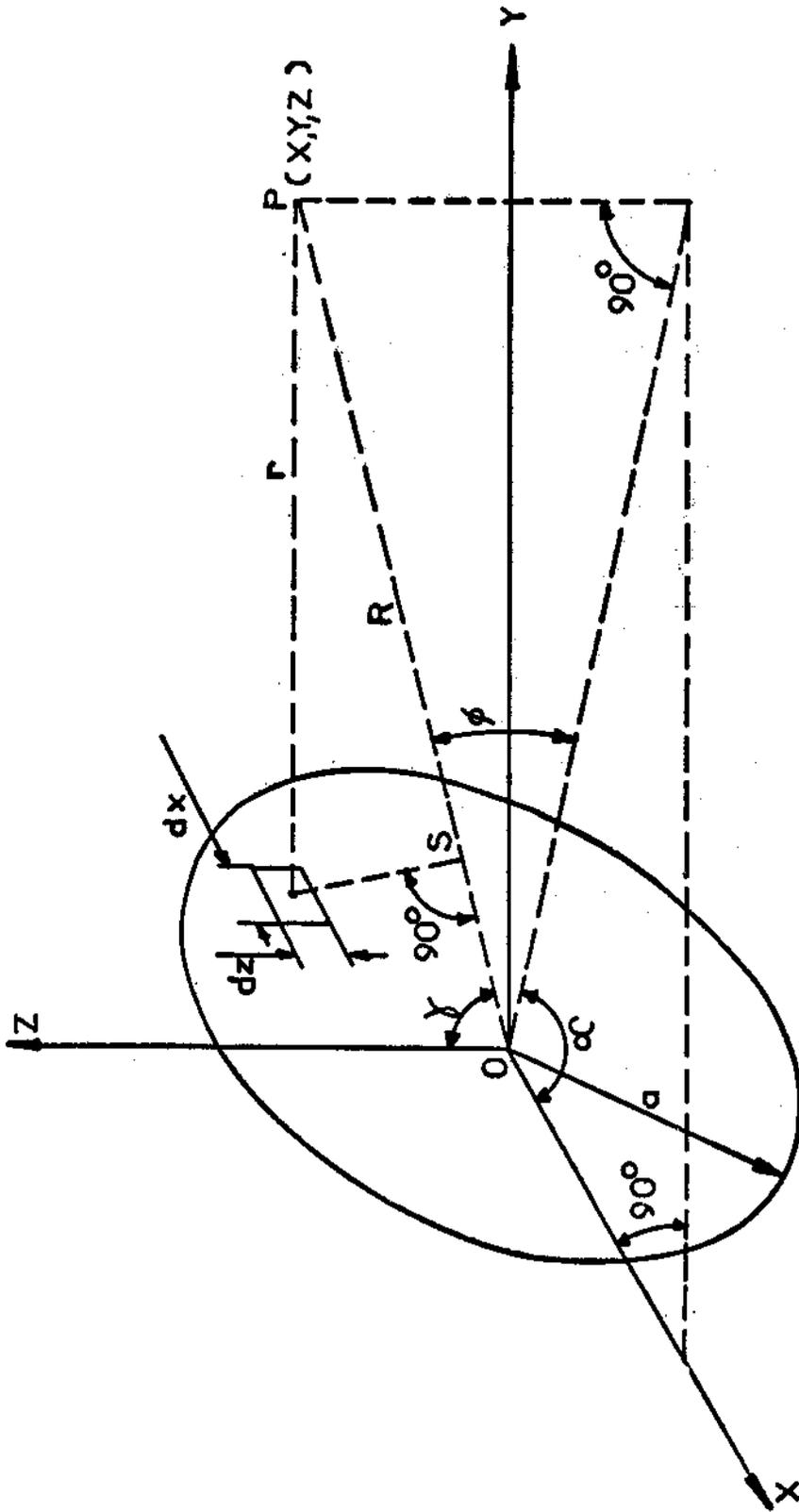


FIG. 2.2

onde é p_B a pressão no ponto B , p_r a pressão na superfície do pistão, r a distância da superfície do pistão ao ponto B , ka o número de onda, θ o ângulo entre a normal e o raio vetor do centro do pistão ao ponto B e J_1 a função de Bessel de primeira espécie⁽²⁾. A função diretividade, D_s , se anula para argumentos da função de Bessel iguais a 3,83; 7,02; 10,15 etc. Nessas condições, o lobo principal estará dentro do ângulo

$$\text{sen}\theta = \frac{3,83}{ka} = 0,61 \frac{\lambda}{a}$$

A expressão acima é conhecida como fórmula de Fraunhofer e utilizada comumente para a determinação do ângulo de abertura de uma fonte circular vibrando como um pistão num abafador infinito. Pela expressão de Fraunhofer, observa-se imediatamente que para um pistão de diâmetro arbitrário, a medida que a frequência das oscilações cresce, a radiação se aproxima da propagação retilínea. Entretanto, há sempre um certo ângulo de abertura, ângulo êsse que diminui a medida que a frequência aumenta, mas que não atinge o valor nulo para frequências finitas ou para pistões de diâmetro finito. A abertura de ângulo do feixe ultra-sônico apresenta importância marcante na análise sônica, uma vez que a abertura do ângulo pode alterar de maneira decisiva o resultado do exame. Um emissor qualquer apresenta a função diretividade D_e e, função diretividade D_r quando funcionando como receptor. Um mesmo transdutor, para a mesma frequência, apresenta sempre $D_e = D_r$. Caso existam dois transdutores, um funcionando como emissor com a função diretividade D_e e outro como receptor e com função diretividade D_r , a diretividade do sistema será $D = D_e D_r$. Quando o mesmo transdutor é utilizado tanto como emissor quanto como receptor, a diretividade do sistema

$$D = D_r^2 = D_e^2$$

êste sistema é o utilizado comumente na inspeção por ultra-sons pulsados ou contínuos e no sonar. Veremos oportunamente maiores detalhes do método.

A figura 2.3 ilustra o ângulo de abertura do feixe para um emissor a cristal de vários diâmetros e para várias frequências. Observa-se imediatamente que o ângulo de abertura varia apreciavelmente tanto com o diâmetro do transdutor, quanto com a frequência de operação do mesmo. É importante saber com alguma precisão a abertura do feixe ultra-sônico para a realização prática de transdutores para fins específicos, uma vez que o campo que se deseja produzir é uma função da abertura do feixe. Quando se deseja um campo difuso, com a energia sonora provindo de todos os pontos e em todas as direções, (seja na transmissão ou recepção), é importante produzir elementos sensíveis que irradiem isotropicamente dentro de ambiente com paredes fortemente refletoras e irregulares. Um exemplo comum do efeito da abertura do ângulo dos emissores sonoros, é o sistema utilizado comumente na reprodução em alta fidelidade. O altofalante para baixas frequências é de grande diâmetro e o para altas frequências é de pequeno diâmetro, procurando-se, dessa forma, atenuar os efeitos da variação da diretividade de conjunto em função da frequência. Mesmo assim, ouve-se muito melhor as altas frequências quando se está em frente aos altofalantes que quando se os ouve sob um certo ângulo com a normal ao eixo do sistema. A tabela abaixo ilustra os ângulos de abertura e o campo próximo de transdutores mais comuns e utilizados na inspeção ultra-sônica.

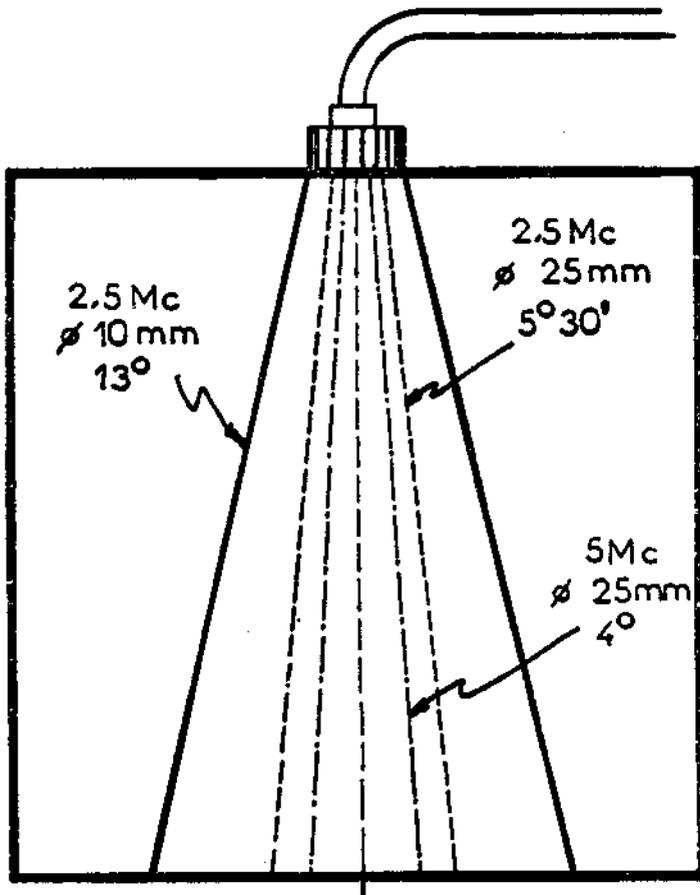
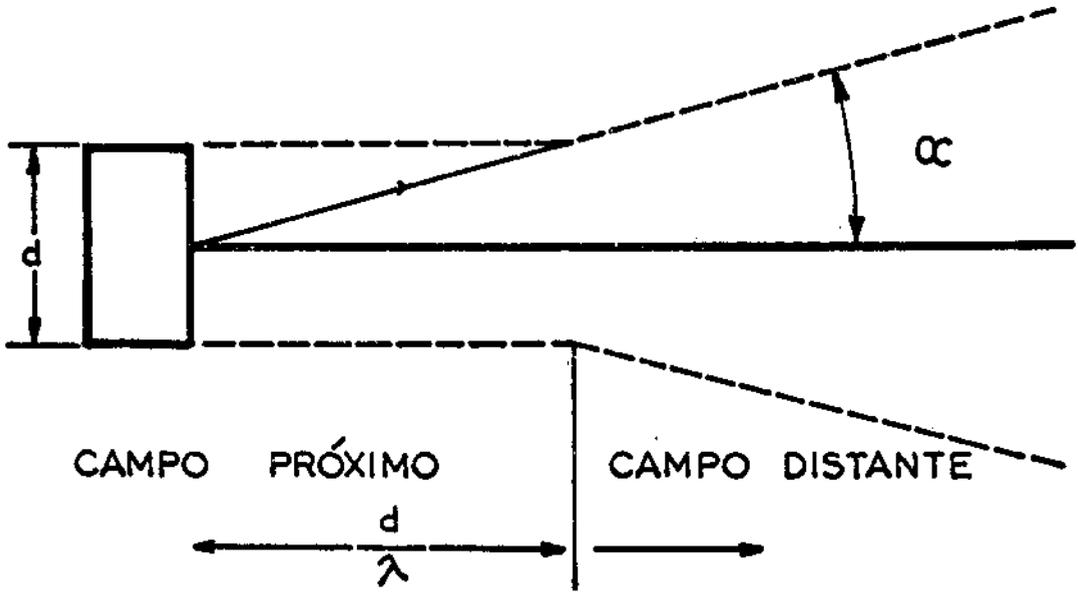


FIG. 2.3

TABELA I

Frequência MHz	Diamêtro mm	Campo Pró- ximo, mm	λ no aço, mm	Ângulo de aber- tura, graus
0,25	34	14	24	32
0,50	34	27	12	20
1,00	34	55	6	12
2,00	24	54	3	8
2,00	10	9,5	3	18
2,50	10	14	2,4	13
2,50	25	85	2,4	5°30'
4,00	24	108	1,5	4
4,00	10	19	1,5	9
4,00	5	5	1,5	18
5,00	25	130	1,2	4
6,00	24	162	1	3
6,00	10	28	1	6
6,00	5	6	1	12
10,00	12,5	15	0,6	2
12,00	5	12,5	0,5	6

Verificaremos, oportunamente, o significado e a importância do campo próximo na inspeção ultra-sônica.

A fig. 2.4 ilustra a diretividade para um transdutor em função de d/λ . Vários autores chamam de ângulo de abertura aquele delimitado pelo valor $1/\sqrt{2}$ e é então sen

II.2 - Reflexão, Refração e Transmissão

O campo ultra-sônico é descrito pela velocidade do som, pela rapidez e pela pressão (ou tensão mecânica nos sólidos) em função do tempo, pela expressão

$$u = u_0 \text{ sen } \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \quad 2.1$$

Para ondas planas tem-se a expressão

$$\frac{p}{u} = Z = \rho c = Z \quad 2.2$$

que é a impedância característica do meio. Caso a onda não seja plana, a expressão 2.2 é mais complicada, valendo no entanto, os mesmos conceitos. A intensidade é, por definição, a quantidade de energia que atravessa a superfície

$$I = \frac{W}{S} \quad 2.3$$

e, no caso de ondas planas,

$$I = \frac{1}{2} \rho u^2 \quad 2.4$$

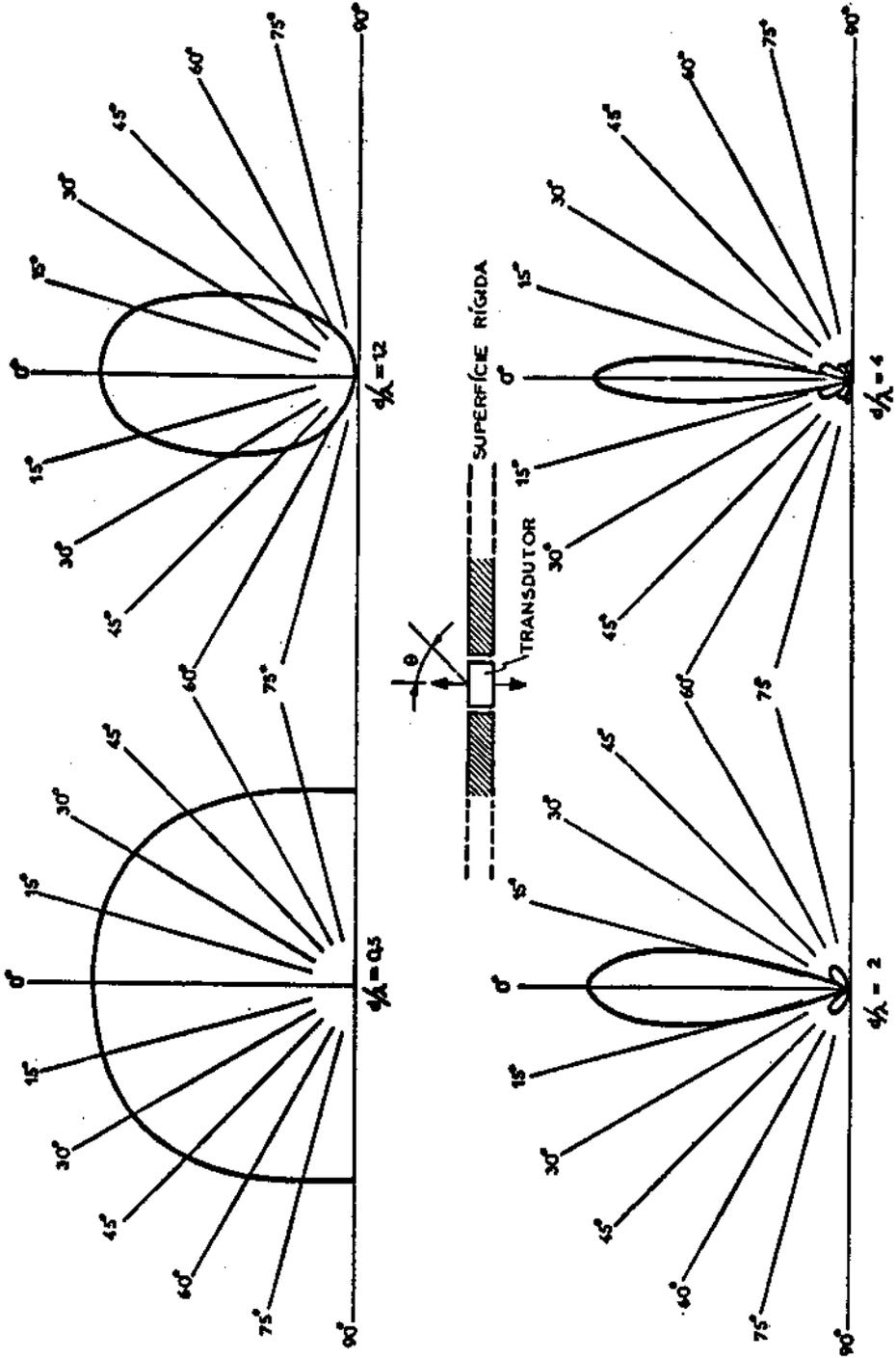


FIG. 2.4

e, das expressões 2.2 e 2.4 obtém-se

$$I = \frac{p^2}{2 \rho c} = \frac{u^2 \rho c}{2} \quad 2.5$$

É bastante conhecido o fenômeno de reflexão luminosa; quando um feixe de luz incide sob um ângulo ϕ com a normal à superfície, o raio se reflete em parte e em parte se transmite ao segundo meio, fazendo um ângulo diferente do ângulo de incidência. Analogamente, quando o som, ao se propagar num meio qualquer, encontra um meio diferente, há uma reflexão do som e uma transmissão ao segundo meio. É importante observar que, quando a incidência é normal, há sempre uma reflexão e uma transmissão. A quantidade de energia que é refletida ou transmitida depende da impedância acústica específica de ambos os meios. A impedância acústica específica é definida pela expressão 2.2,

$$Z_s = \rho \cdot c$$

Dois meios de impedância acústica específica Z_1 e Z_2 dão origem a uma reflexão r e uma transmissão T dadas pelas expressões:

$$r = \left[\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right]^2 \quad 2.6$$

$$\mathcal{T} = \frac{4 Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad 2.7$$

As expressões acima mostram que dois materiais quaisquer refletem e transmitem a energia sonora incidente independentemente de onde o som está incidindo, ou seja, quer o som parta de um dos meios e incida no outro, a reflexão e a transmissão será a mesma no caso do sentido de propagação ser invertido. Nessas condições, a quantidade de som que é refletida, quando se propagando no ar encontrar a água, é a mesma que será transmitida quando se propagando na água encontrar o ar. Na inspeção ultra-sônica, assim como nos processos que operam com um receptor sintonizado, como no sonar e dispositivos análogos, o cristal receptor responde à amplitude do sinal recebido e não à energia incidente. Nessas condições, a amplitude que aparece na tela do tubo de Braum, seja de um refletoscópio ou detetor de cardumes de peixes ou sonar, é proporcional à raiz quadrada da intensidade, uma vez que a rapidêz é que excita o cristal detetor e não a intensidade. Como a amplitude do sinal é proporcional à rapidêz e esta está ligada à intensidade sonora pela expressão

$$I = \frac{1}{2} Z_A \cdot u^2$$

onde é I a intensidade sonora e u a rapidêz, tal fato é justificado. Os interessados nos aspectos teóricos dos problemas devem recorrer à literatura indicada (1,2,3). Considerando a incidência como normal, i.é., que o feixe sônico está à distância tal que a abertura do feixe pode ser considerada como nula (feixe paralelo), podemos considerar o exemplo seguinte:

Suponhamos que um cristal emitindo numa frequência de 6 MHz está sendo utilizado para a inspeção ultra-sônica de peças que, para melhorar o acoplamento, estão submersas. Suponhamos que as impedâncias do material em inspeção e do líquido apresentem uma relação de impedâncias tal que o coeficiente de reflexão líquido-peça é de 0,65, ou seja, é refletida 65% da energia incidente. No final da peça, suposta uma chapa plana (estamos considerando somente incidência normal) há uma camada de ar, dando origem a uma reflexão total, dada a diferença de impedância entre a chapa e o ar. Considerando que a amplitude do pulso que aparece na tela do tubo de Braum, seja o equipamento destinado à inspeção ultra-sônica, detetor de cardumes de peixes, sonar ou dispositivo análogo, é proporcional ao deslocamento da face de cristal, ou seja, à rapidêz, tal amplitude é proporcional a \underline{u} e não a \underline{I} , o que torna não tão importante as propriedades de refletividade e transmissibilidade. Entretanto, é importante saber de onde o pulso sônico se origina e o quanto é devolvido ao detetor. No exemplo em pauta, do ultra-som que atinge a superfície da chapa, 65% é refletido e 35% penetra na chapa de aço. Do que penetra na chapa, 100% é refletido na interface líquido-ar e volta em direção ao cristal. Entretanto, ao encontrar a separação líquido-aço, é refletido 65% do incidente, ou seja, 65% de 35% i.é., 23% e atravessa a interface 35% de 35% i.é., 12% do som incidente. Nessas condições, detetor será excitado por dois pulsos, o primeiro de 65% do pulso emitido e o segundo correspondente ao final da chapa (interface aço-ar) contendo 12% da intensidade emitida. Na tela do tubo de Braum, no entanto, a amplitude do pulso será proporcional a \underline{u} e não a \underline{I} . Como ambas as grandezas estão ligadas pela expressão $(1,2,3,)$

$$I = \frac{1}{2} Z \cdot u^2 \quad 2.5$$

obteremos imediatamente,

$$\text{Amplitude do Eco} \quad u = \sqrt{r}$$

Então, no nosso exemplo, o tubo de Braum indicará para a amplitude correspondente ao eco líquido-aço uma amplitude

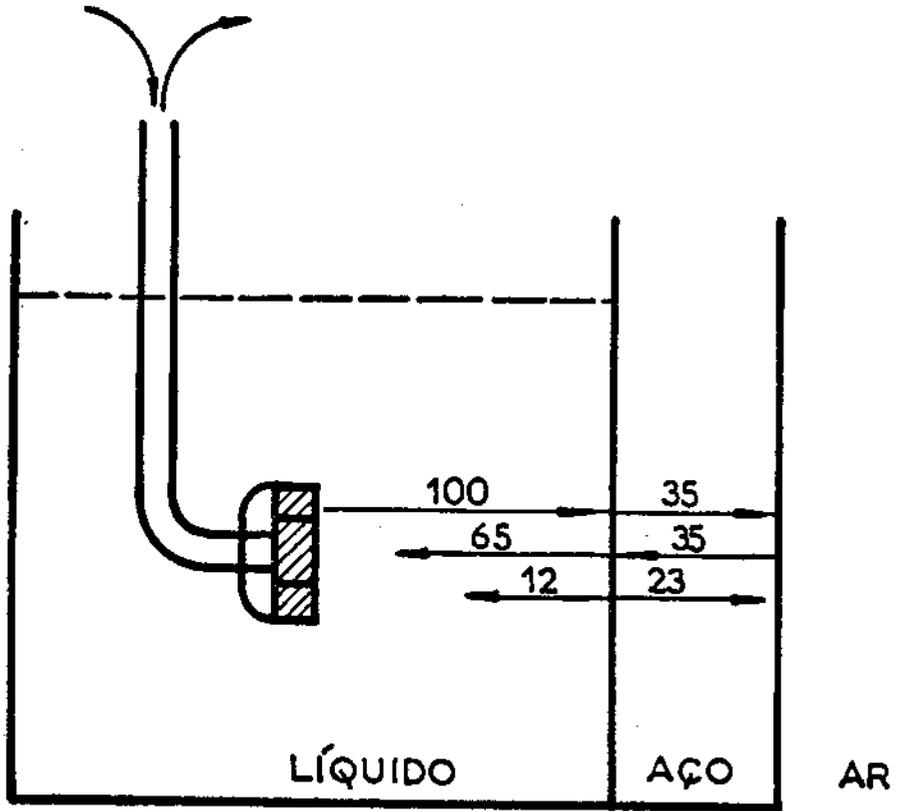


FIG. 2.5

$$A_1 = 100 \cdot \sqrt{0,65} = 81\%$$

e para a interface chapa de aço-ar a amplitude

$$A_2 = 100 \cdot \sqrt{0,12} = 35\%$$

da amplitude de um eco com reflexão total. Observa-se ser a amplitude do eco que aparece no tubo de Braun muito superior a que seria obtida se o sinal fôsse proporcional à intensidade de energia sonora incidente e não à rapidêz. A figura 2.5 ilustra o problema ilustrativo descrito.

As expressões 2.6 e 2.7 dão o comportamento matemático dos índices de reflexão e transmissão, respectivamente, para meios \perp limitados e incidência normal. Quando a incidência é feita sob um ângulo θ com a normal, fig. 2.6, obtem-se as expressões

$$r = \left[\frac{Z_2 \cos \theta - Z_1}{Z_2 \cos \theta + Z_1} \right]^2 \quad 2.6.a$$

$$= \frac{4Z_1 \cos \theta Z_2}{(Z_1 \cos \theta + Z_2)^2} \quad 2.7.a$$

É preciso considerar, no entanto, que o tipo de onda pode ser alterado conforme o ângulo de incidência, como veremos mais tarde, passando uma onda de puramente longitudinal a uma onda puramente transversal ou a uma mistura dos dois tipos de ondas. Por tais razões, na inspeção ultra-sônica é importantíssimo manter o tipo de onda e, quando há alteração, saber que a mesma houve e que a deteção está sendo feita levando em consideração tais fenômenos. Posteriormente voltaremos ao assunto.

Considerando os fenômenos no campo distante (o campo próximo será estudado oportunamente), a amplitude do eco proveniente de um defeito, seja êle uma trinca, uma fissura, incrustação ou

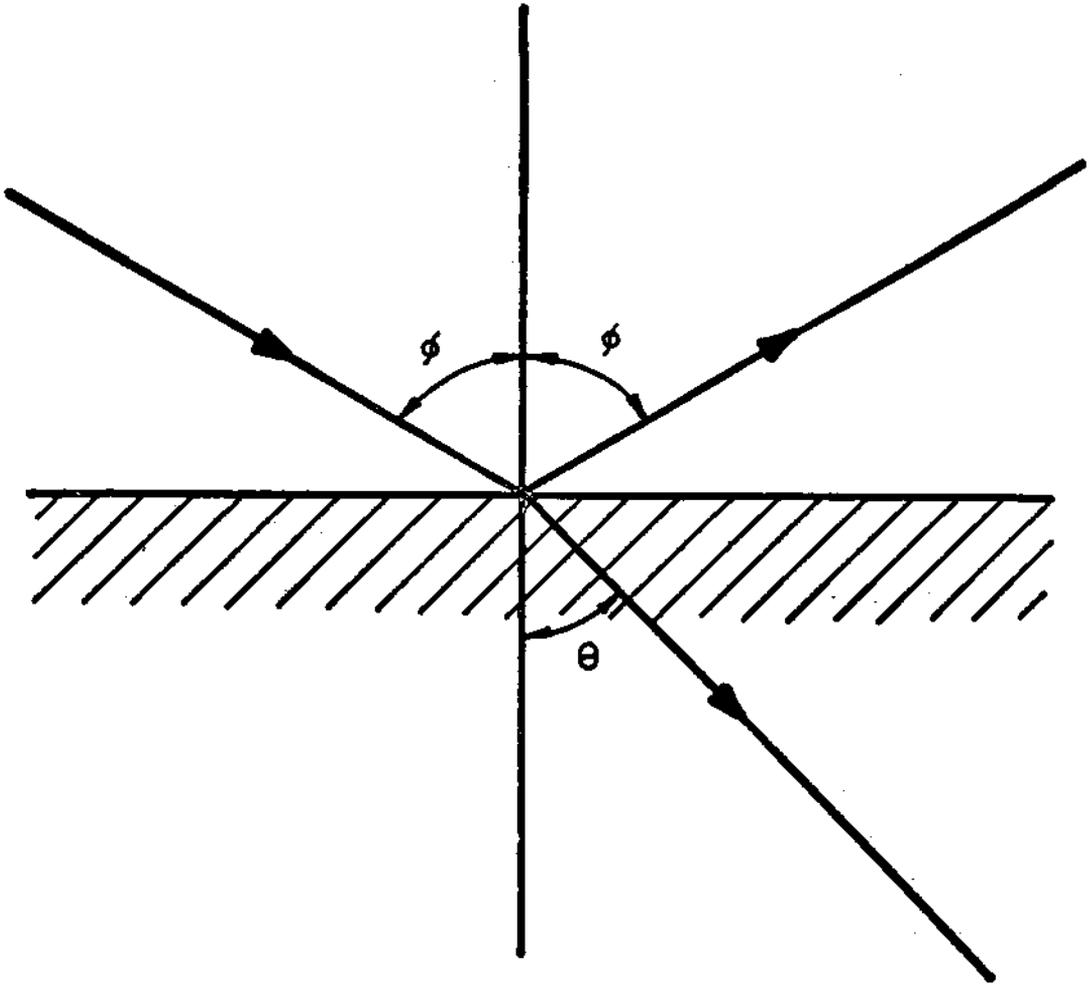


FIG. 2.6

inclusão, é que determina as providências que devem ser tomadas. É óbvio que a amplitude dependerá, além da rapidêz do pulso incidente no cristal, da amplificação do aparelho detetor. Mantendo tais variáveis constantes, a amplitude dependerá ainda das grandezas seguintes:

Diâmetro do transdutor	d
Diâmetro normal do defeito	D
Comprimento de onda	λ
Distância do transdutor ao defeito	r
Atenuação do som no material	α

Como a potência emitida ou recebida por um transdutor é proporcional à quarta potência do diâmetro ^(1,2,3) a sensibilidade de um transdutor que opera alternativamente como transmissor e receptor obedece à tal lei. Nessas condições um transdutor de diâmetro 25 mm emite uma potência cêrca de 40 vezes maior que o transdutor de mesma frequência, porém com 10 mm de diâmetro. Consequentemente, a rapidês será maior e a amplitude do pulso recebido será maior. Além disso, para que o pulso sônico seja refletido, é necessário que obstáculo tenha dimensões maiores que o comprimento de onda, uma vez que uma onda se propagando num meio discreto dá origem ao espalhamento. A experiência mostra que é possível detetar um defeito somente se a área normal do defeito fôr tal que o círculo da mesma área tenha um diâmetro maior que $\lambda/2$. Caso tal condição não seja satisfeita, o espalhamento da onda ultra-sônica torna a deteção inconfiável. Por tais razões é que não são utilizadas frequências muito elevadas no sonar, com a finalidade de evitar que peixes esparsos dêem origem a ecos cuja interpretação podem dar consequências ecônomicamente prejudiciais. A figura 2.7, ilustra esquematicamente a relação funcional entre a amplitude do eco recebido e a relação entre o diâmetro do defeito (ou refletor) e o comprimento de onda. Observa-se imediatamente que podem ser constatadas quatro zonas no gráfico, nas quais a deteção passa de inconfiável a perfeitamente confiável. Quando D/λ é muito menor que 0,5, não é obtida indicação alguma e não é possível dete-

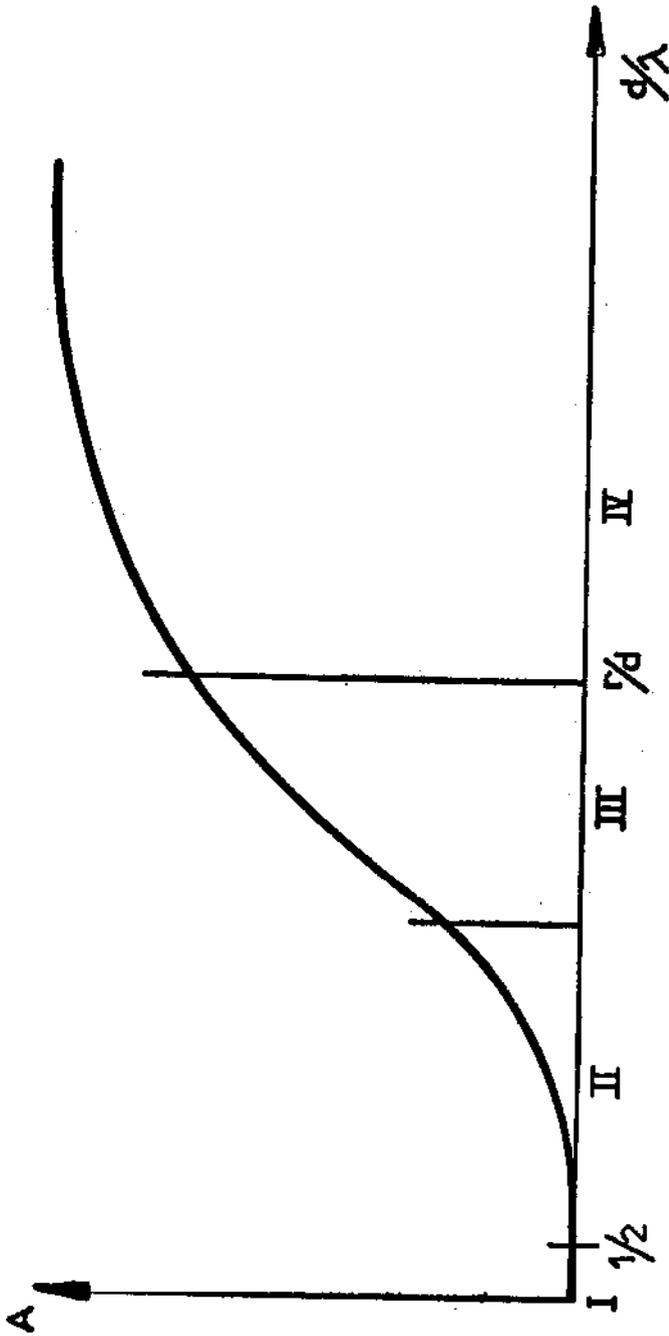


FIG. 2.7

rar o defeito. Admitindo o defeito, suposto normal ao raio sonoro e de raio menor que $\lambda/4$, i.é, $D \gg \lambda/2$, com dimensões superiores a 1 mm para serem rejeitados, deve ser detetável defeitos com diâmetro até 1 mm. Nessas condições tal dimensão estipula a frequência mínima a ser utilizada como sendo

III Frequência Mínima	II λ mm	I Material em Inspeção
3 MHz	2	aço
3 MHz	2	alumínio
2 MHz	2	cobre
2 MHz	2	bronze
3 MHz	2	níquel
1,8 MHz	2	prata
1 MHz	2	chumbo
1,7 MHz	2	ferro fundido

As frequências acima são as mínimas a serem utilizadas, caso se pretenda detetar defeitos com área igual ou maior que 1 mm. No caso do ferro fundido em particular, usam-se frequências que variam de 0,5 MHz a 1,0 MHz, uma vez que o tamanho da granulação e da grafite é da ordem de 1 mm, o que torna a inspeção difícil para defeitos do tamanho do mencionado.

Na segunda zona, a amplitude do eco detetado cresce com o quadrado da relação D/λ , ou seja, com a área normal do defeito, sendo possível o estabelecimento de tabelas com pouca confiabilidade e que relacionam a amplitude do eco com a área do defeito. Depois de um certo valor de D/λ , a amplitude do eco passa a depender linearmente do diâmetro do defeito e não mais da sua área. Depois de um certo ponto, a área do defeito passa a ser tão grande ou maior que a área do feixe sônico e então o eco perde a proporcionalidade com a área, uma vez que a sua amplitude passa a depender da distância entre o transdutor e o defeito, diminuindo a

rapidês e, conseqüentemente, a amplitude do pulso recebido, em função da atenuação do som no material.

Suponhamos um feixe sonoro incidindo numa superfície que delimite três meios distintos de impedâncias Z_1 , Z_2 e Z_3 . Caso seja Z_2 diferente e $Z_1 = Z_3$, teremos o caso comum de propagação e transmissão do som através de uma placa. Por álgebra elementar obtem-se ^(1,2,3) para a reflexão e para a transmissão, pondo-se

$$n = \frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_3}{Z_2}$$

$$\text{obtem-se: } r_{\text{placa}} = \frac{(n^2 - 1)^2}{4 n^2 \cotang^2 \left(\frac{2 \pi d}{\lambda_2} \right) + (n^2 + 1)^2} \quad 2.8$$

$$\mathcal{T}_{\text{placa}} = 1 - r_{\text{placa}} = \frac{4n^2}{4n^2 \cos^2 \left(\frac{2 \pi d}{\lambda_2} \right) + (n^2 + 1)^2 \sin^2 \left(\frac{2 \pi d}{\lambda_2} \right)} \quad 2.9$$

Interessa verificar qual a espessura da placa que dá o máximo de reflexão e o máximo de transmissão. Das expressões (2.4) e (2.5)

$$r_{\text{placa máx}} = \left[\frac{n - \frac{1}{n}}{n + \frac{1}{n}} \right]^2 \quad 2.10$$

$$\mathcal{T}_{\text{placa máx}} = n \frac{\lambda_2}{2} \quad 2.11$$

A figura 2.8 ilustra a variação de r_{placa} e $\mathcal{T}_{\text{placa}}$ em função da espessura da placa, espessura em unidades de comprimento de onda da energia sonora. As variações observadas, torna muito importante verificar a espessura do meio onde o ultra-som é aplicado, uma vez que, dependendo da frequência, poderá haver refle-

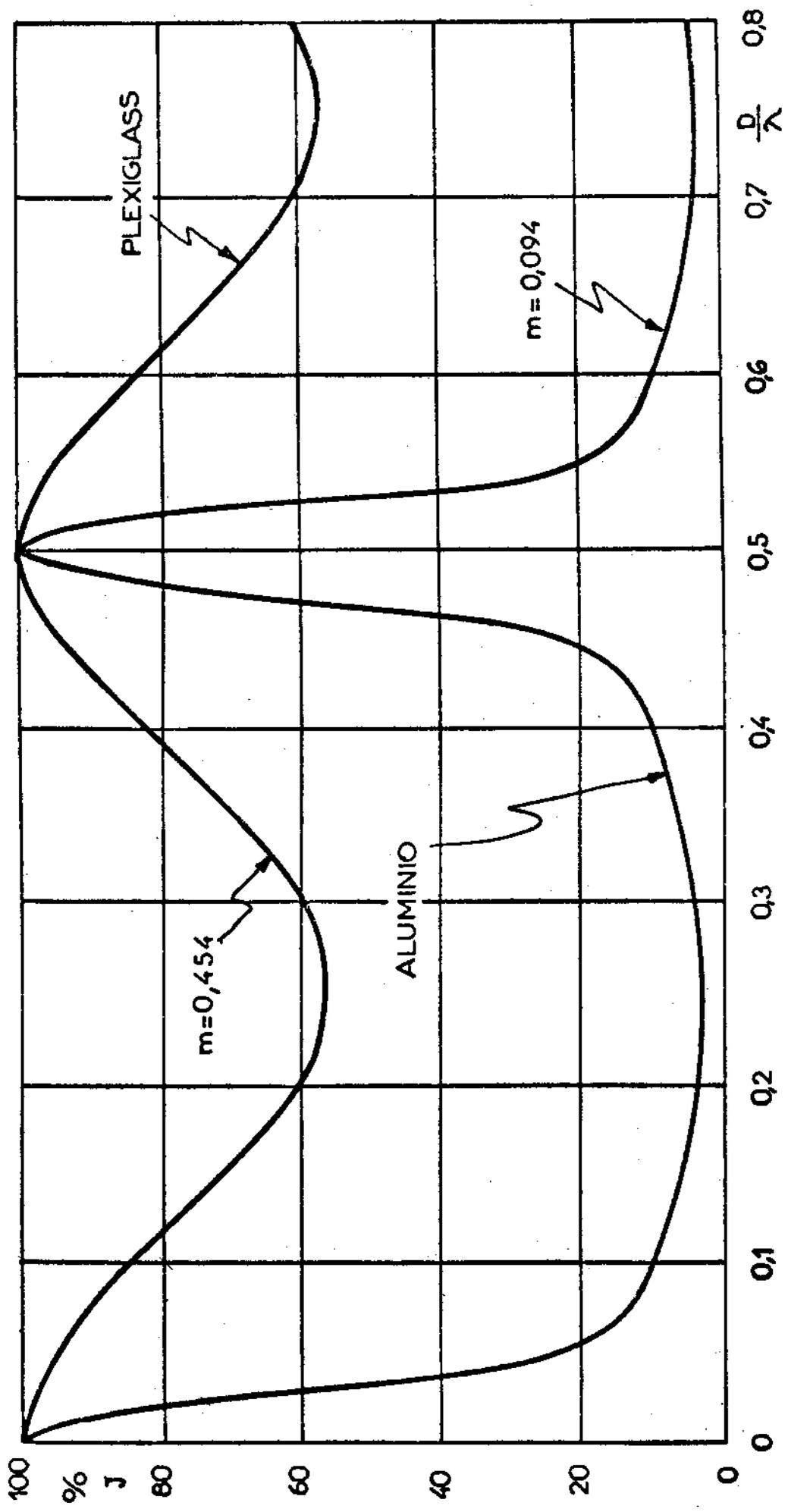


FIG. 2

ção excessiva ou transmissão excessiva, com prejuízos na interpretação, principalmente na inspeção de materiais. Nas expressões 2.4 e 2.5, é $n = Z_1/Z_2$, $\lambda_2 =$ comprimento de onda no meio 2 e n um inteiro arbitrário.

A figura 2.9 ilustra um feixe sônico incidindo numa superfície de separação de dois meios de impedâncias Z_1 e Z_2 . O feixe foi dividido em três raios que incidem na interface nos pontos A, B_1 e C_1 . Um raciocínio simples mostra que, quando o raio incidente em A atingir A_2 o raio C atingirá C_1 . Nessas condições, uma simples construção geométrica permite escrever

$$t = \frac{C - C_1}{c_1}$$

sendo c_1 a velocidade do som no meio Z_1 . Então,

$$r = tc_2 = A - A_2$$

$$\text{sen } \alpha = \frac{c_1 t}{A - C_1}$$

$$\text{sen } \beta = \frac{c_2 t}{A - C_1}$$

e então, tem-se a lei de Snell,

$$\frac{\text{sen } \alpha}{\text{sen } \beta} = \frac{c_1}{c_2} \quad 2.12$$

e, se os meios forem iguais, tem-se a reflexão, i.é.,

$$\text{sen } \alpha = \text{sen } \beta$$

i.é.,

$$\alpha = \beta$$

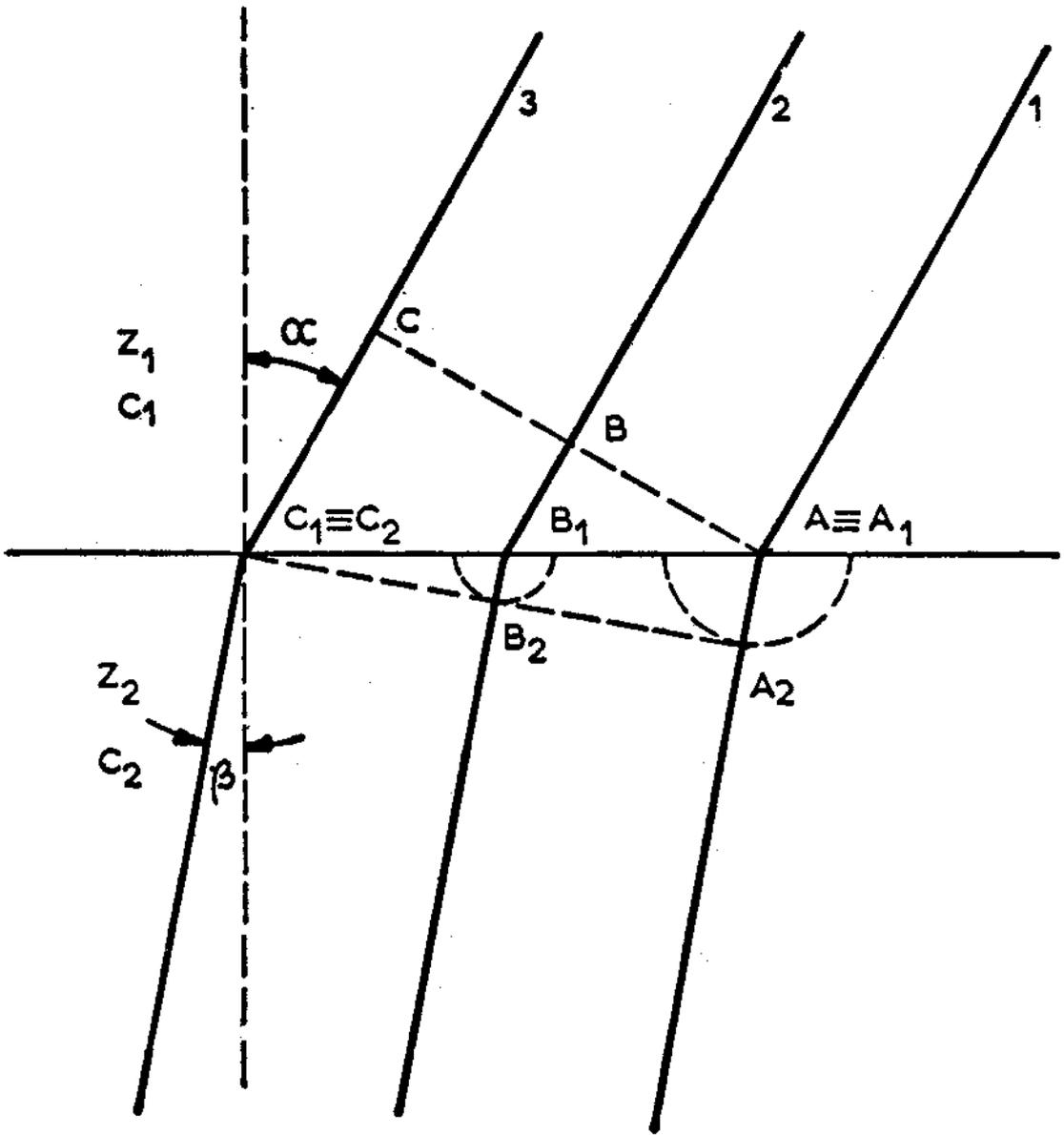


FIG. 2.9

II.2.1. - Conversão de Modo no Contorno

Em analogia com a ótica, é possível obter uma reflexão total. Quando uma onda, ao se propagar num meio, incide num segundo meio cuja velocidade de propagação é maior, os raios afastam-se da normal e o ângulo β será maior que α , i.é., $\alpha < \beta$. Se mantivermos dois meios de impedância Z_1 e Z_2 e os raios incidirem na interface de tal modo que $\alpha = 0$, se aumentarmos α , o ângulo β será de $\pi/2$ antes que α atinja $\pi/2$. Tal ângulo é o ângulo de reflexão total, indicado por α_t . Qualquer que seja o valor de α entre α_t e $\pi/2$, será sempre $\beta = \pi/2$. Então, o ângulo de reflexão total é satisfeito para

$$\text{sen } \alpha_t = \frac{c_1}{c_2} \quad 2.13$$

Suponhamos duas vigas ligadas da maneira ilustrada na figura 2.10. Aplicando-se uma pancada em A, as ondas serão longitudinais e se propagarão em direção a B, com a rapidez no mesmo sentido do da propagação do ultra-som. Ao atingir B, a segunda barra será excitada e passarão a existir na mesma, ondas do tipo transversal, como é óbvio. Suponhamos agora que um feixe sônico incida numa interface sólido-líquido, fazendo com a interface um ângulo diferente de $\pi/2$. Caso a incidência se dê numa interface sólido-sólido, a figura 2.11.a ilustra o paralelograma das forças, observando-se que o mesmo se desloca sem deformação. Entretanto, se a interface for sólido-líquido, a componente da onda incidente pode ser decomposta em duas forças segundo os eixos x e y , como indica a figura 2.11.b. A componente normal é equilibrada pela reação F'_x da compressão do líquido mais as forças elásticas do sólido. Óbvio, como os líquidos não admitem tensões transversais, a força F_y deverá ser equilibrada pelas tensões de cisalhamento do sólido. Então, um elemento de volume na interface sofrerá um cisalhamento, além da compressão. Nessas condições, o elemento de volume passa a funcionar como uma fonte de Huyghens de ondas longitudinais e, no sólido, ter-se-ão dois

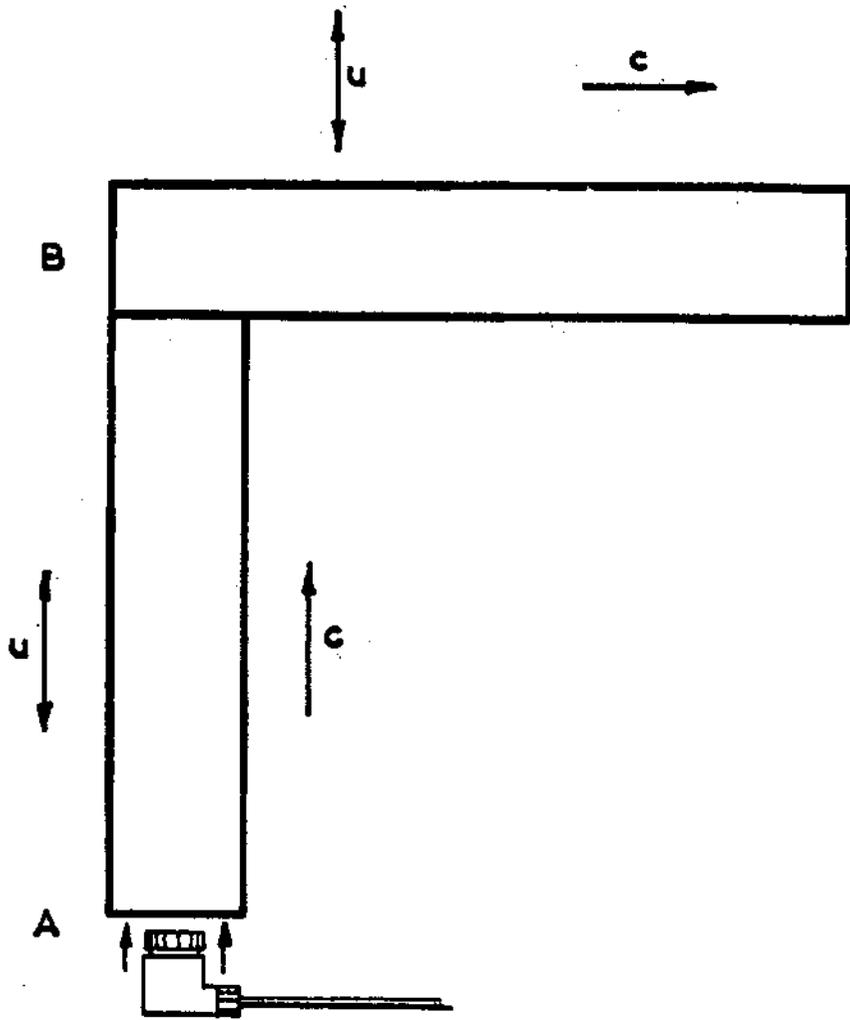
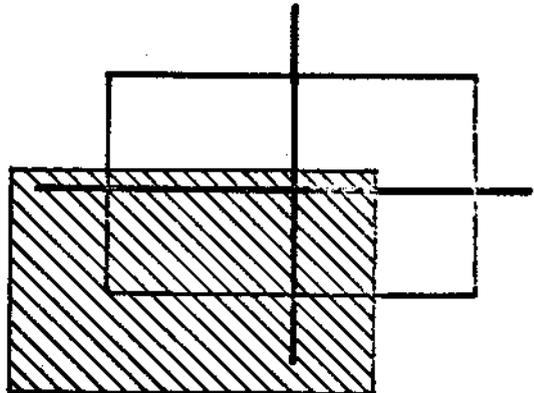
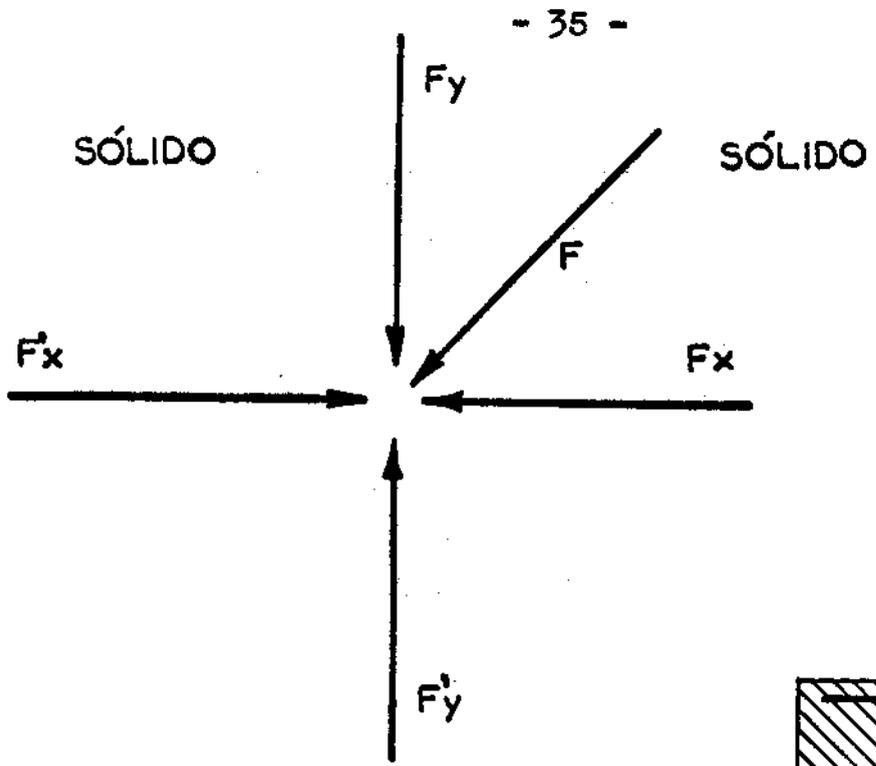
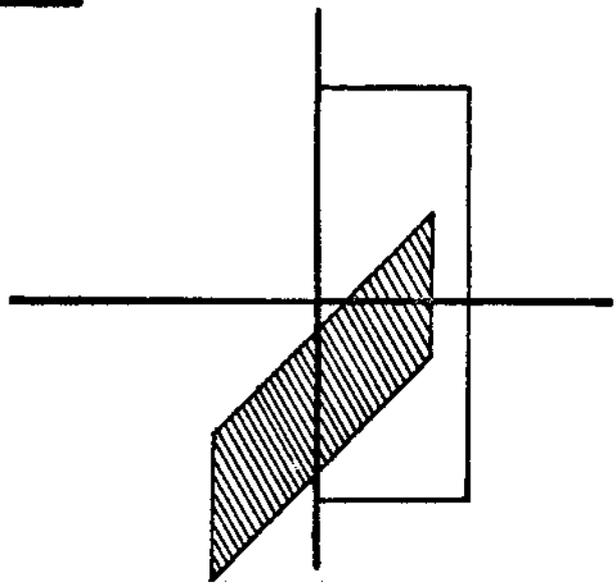
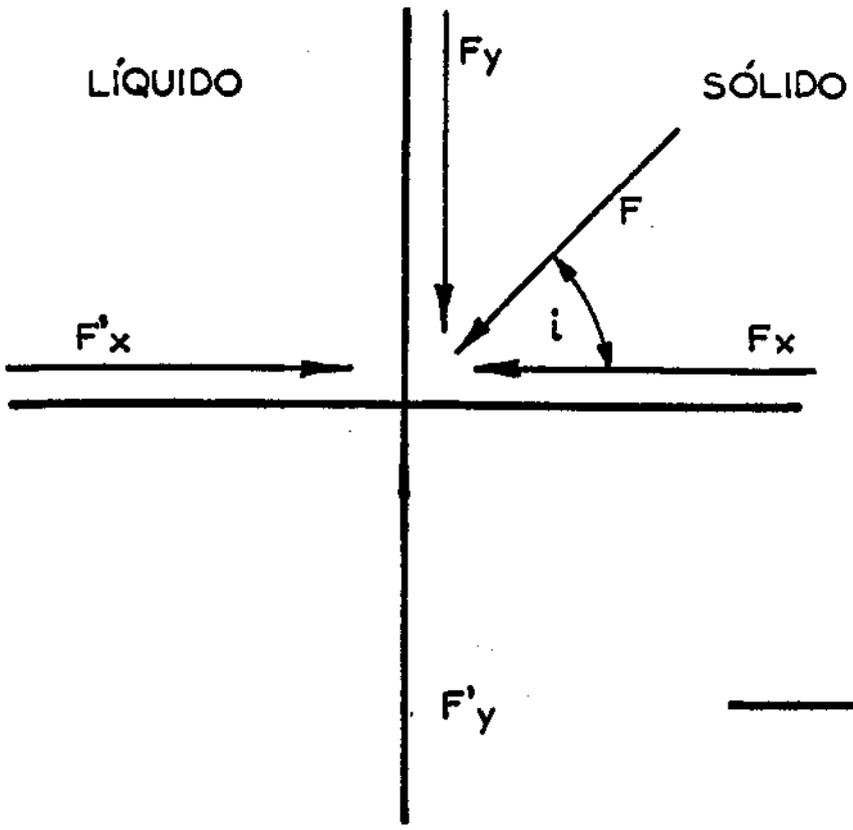


FIG. 2.10



2.11.a



2.11.b

tipos de ondas, as longitudinais e as transversais. Como as ondas transversais tem uma velocidade de propagação menor, as mesmas são refletidas sob um ângulo menor que as ondas longitudinais. A figura 2.12 ilustra um caso genérico de incidência de uma onda longitudinal e as possíveis componentes que aparecem por reflexão e refração. A figura inferior ilustra o mesmo fenômeno para a incidência de uma onda transversal. É possível calcular as amplitudes e os ângulos das ondas refratadas e refletidas, bastando para isso manter as grandezas físicas constantes, tais como momento e rapidez, decomposta em suas componentes horizontal e vertical.

Teoricamente, é possível calcular a pressão do som e a intensidade no caso de conversão de modo num contorno qualquer para incidência oblíqua, já que não há conversão na incidência normal. Já verificamos que os transdutores respondem à rapidez u i.é., respondem à pressão e não à intensidade. Como (1,2,3,4)

$$p = \sqrt{2 \rho c I} \quad 2.14$$

podemos calcular a variação observada na pressão do pulso sônico quando o mesmo passa da água ao Plexiglass, num ângulo de incidência nulo, i.é., para incidência normal, usando as expressões 2.6 e 2.7

$$\frac{P_{\text{transmitido}}}{P_{\text{incidente}}} = \frac{2 Z_2 \cdot Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{2 \cdot 1200 \cdot 2680}{1200 \cdot 2680 + 1 \cdot 1480} = 1,37$$

$$I_{\text{trans}} = \frac{4 Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} = \frac{4 \cdot 1200 \cdot 2680 \cdot 1 \cdot 1480}{(1200 \cdot 2680 + 1 \cdot 1480)^2} = 0,87$$

Dada a reflexão, observa-se que a pressão do pulso sônico é elevada de 37% enquanto que a intensidade cai a 87% do valor incidente.

Interessa tabelar os valores de pressão transmitida e refletida em função da pressão incidente, ou, preferivelmente, cons-

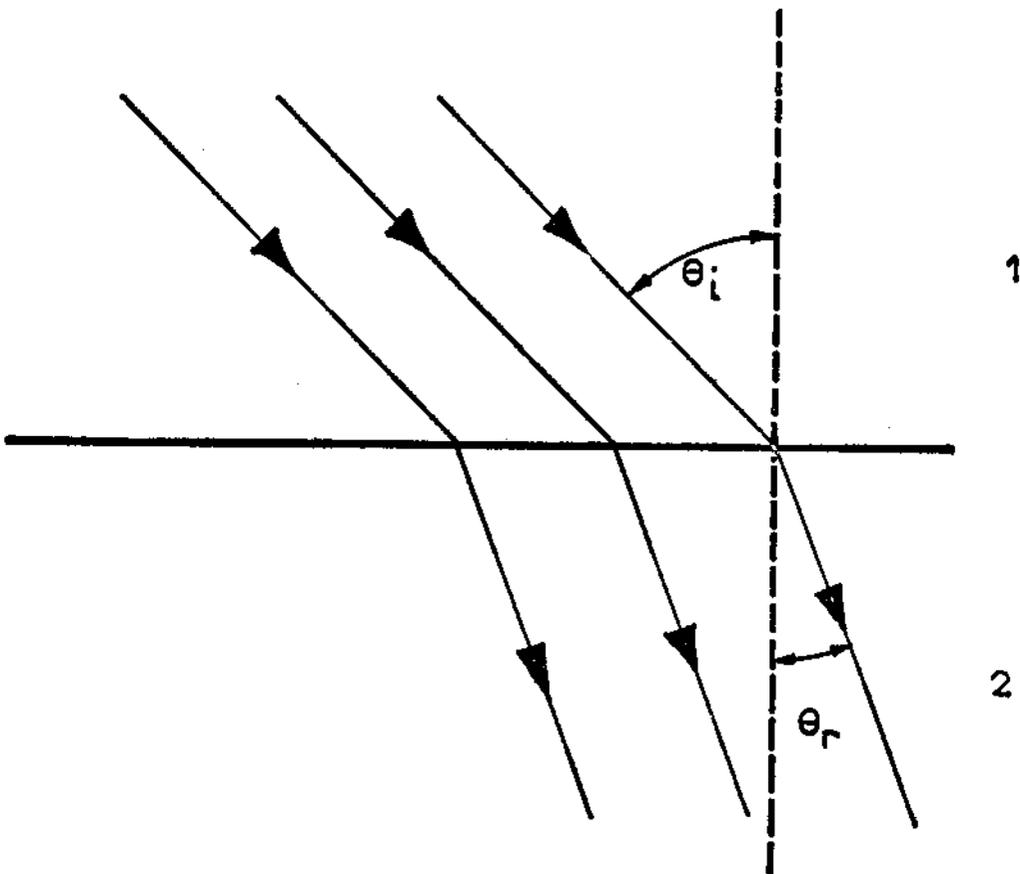
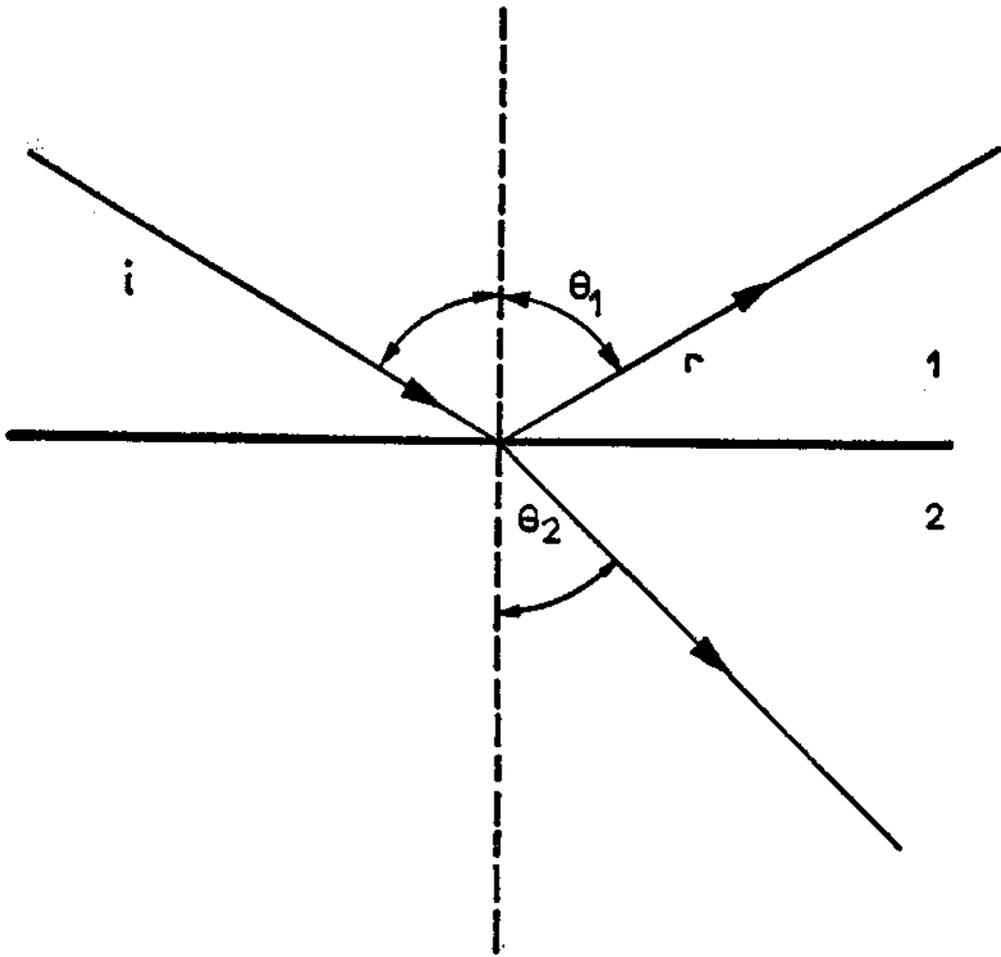


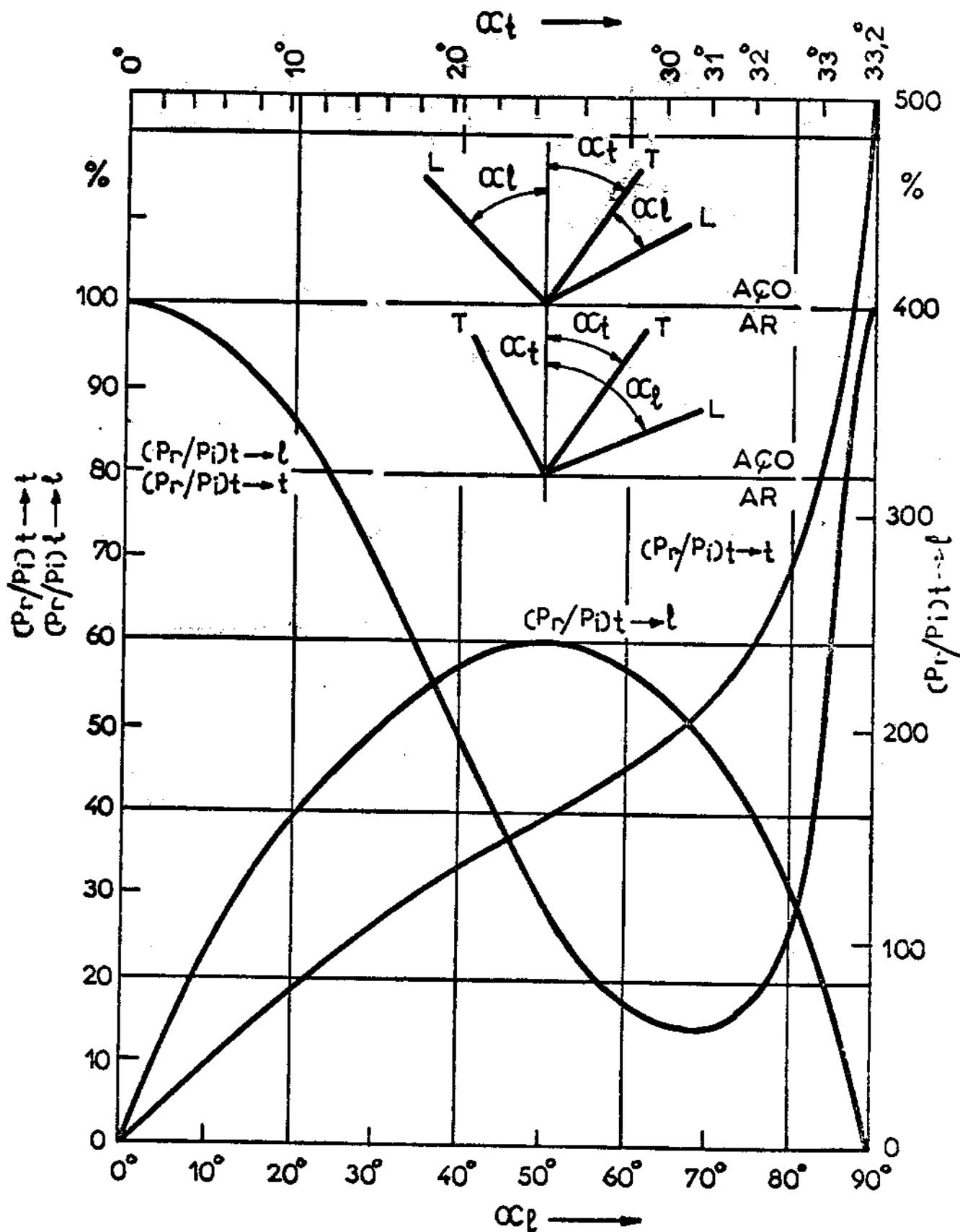
FIG 2.12

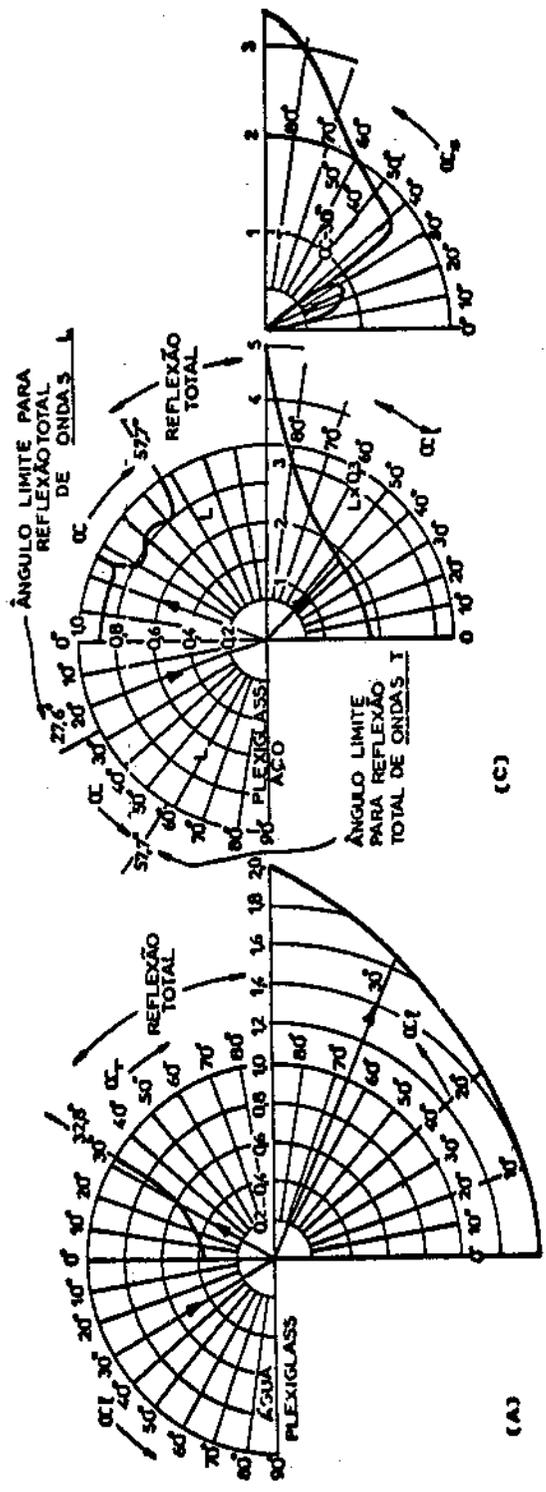
truir gráficos que permitam o cálculo imediato dos valores desejados. A fig. 2.13 ilustra o gráfico que permite a conversão, traçado em coordenadas cartesianas. Tal gráfico permite imediatamente calcular a pressão da onda refletida p_r em função da onda incidente p_i para uma interface ar-aço. São possíveis vários casos de reflexão, longitudinal a longitudinal (L→L), longitudinal a transversal (L→T), transversal a longitudinal (T→L) e transversal a transversal (T→T). O ângulo α_T é o ângulo observado na onda transversal proveniente de uma onda longitudinal incidindo com o ângulo α_L . Há conversão no contôrno, quando a onda transversal incide sob um ângulo compreendido entre 0° e 32° e, acima do ângulo limite, há conversão total na onda longitudinal em onda transversal.

A fig. 2.14 ilustra em coordenadas polares as relações das amplitudes das ondas refratadas e refletidas, índices L e r, para diversos ângulos de incidência e sob diversas condições de contôrno. O gráfico ilustra os raios refletido e refratado correspondentes a um certo raio incidente. Admitindo que a reflexão proveniente de uma trinca em aço seja 100%, podemos traçar o gráfico da figura 2.15 que ilustra a amplitude de um sinal que, após atravessar duas vezes uma interface, atinge o transdutor. O gráfico ilustra o que se passa com o pulso sônico quando são utilizados cabeçotes a ângulo para inspeção oblíqua. O gráfico mostra que a amplitude do pulso é reduzida da quantidade ilustrada no primeiro quadrante, devido a conversão no contôrno, para a amplitude ilustrada no terceiro quadrante e correspondente ao pulso incidente.

II.2.2 - Ondas Superficiais e Ondas de Placas

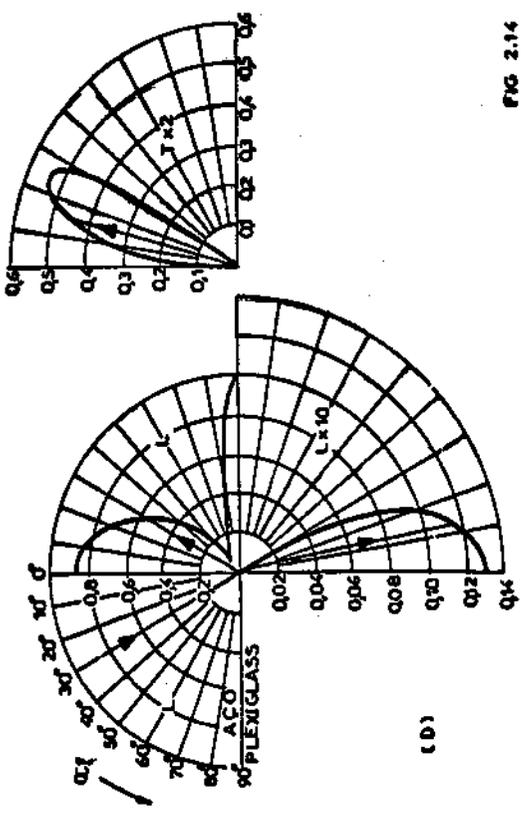
Já vimos os tipos de ondas e estudamos a conversão de modo no contôrno. As ondas superficiais ou ondas de Rayleigh, apresentam um movimento elítico e se propagam exclusivamente na superfície dos sólidos. A fig. 2.16 ilustra esquematicamente o





(C)

(A)



(D)

(B)

FIG 2.14

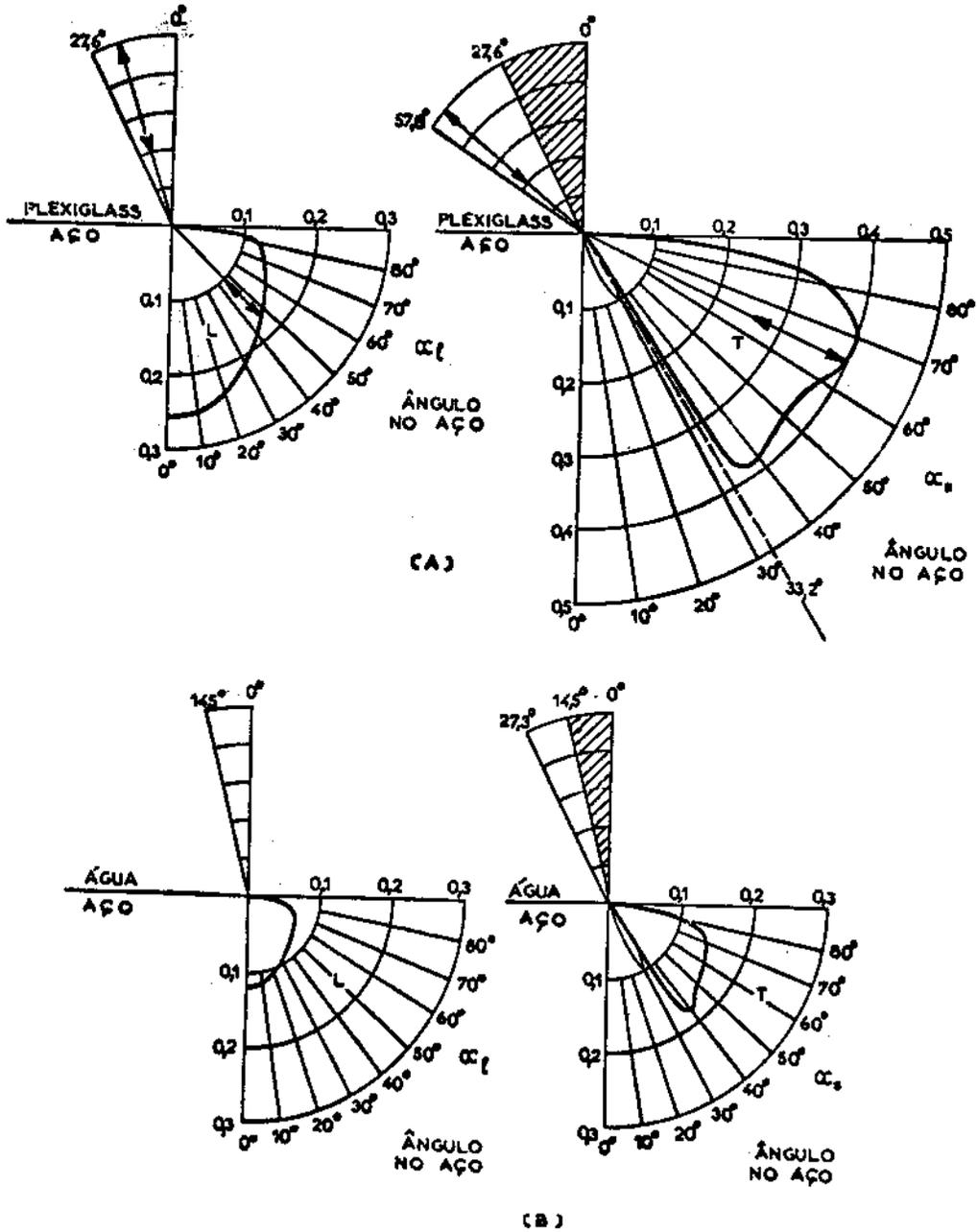
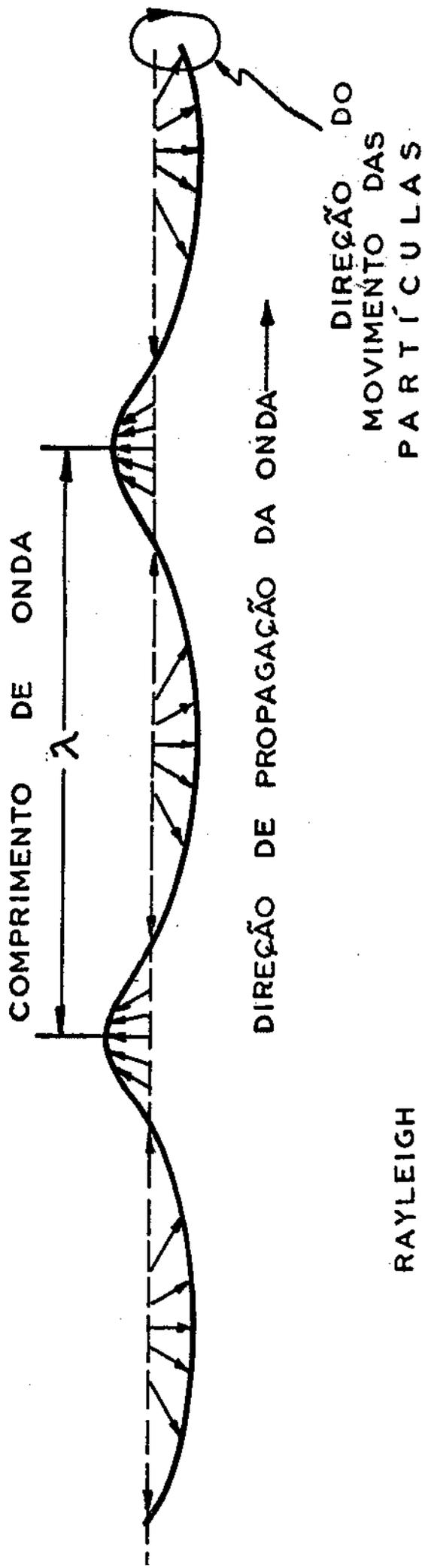


FIG 2.15

modo de propagação das ondas de Rayleigh e tais ondas são importantes na inspeção ultra-sônica, por permitirem a detecção de trincas superficiais em locais inacessíveis pelos métodos comuns, como por exemplo, trincas no interior de peças torneadas ou cavidades polidas internamente, cujo acesso exige um desmonte. Com as ondas de Rayleigh, é possível atingir tais zonas com a peça montada, desde que não haja descontinuidade na superfície do material.

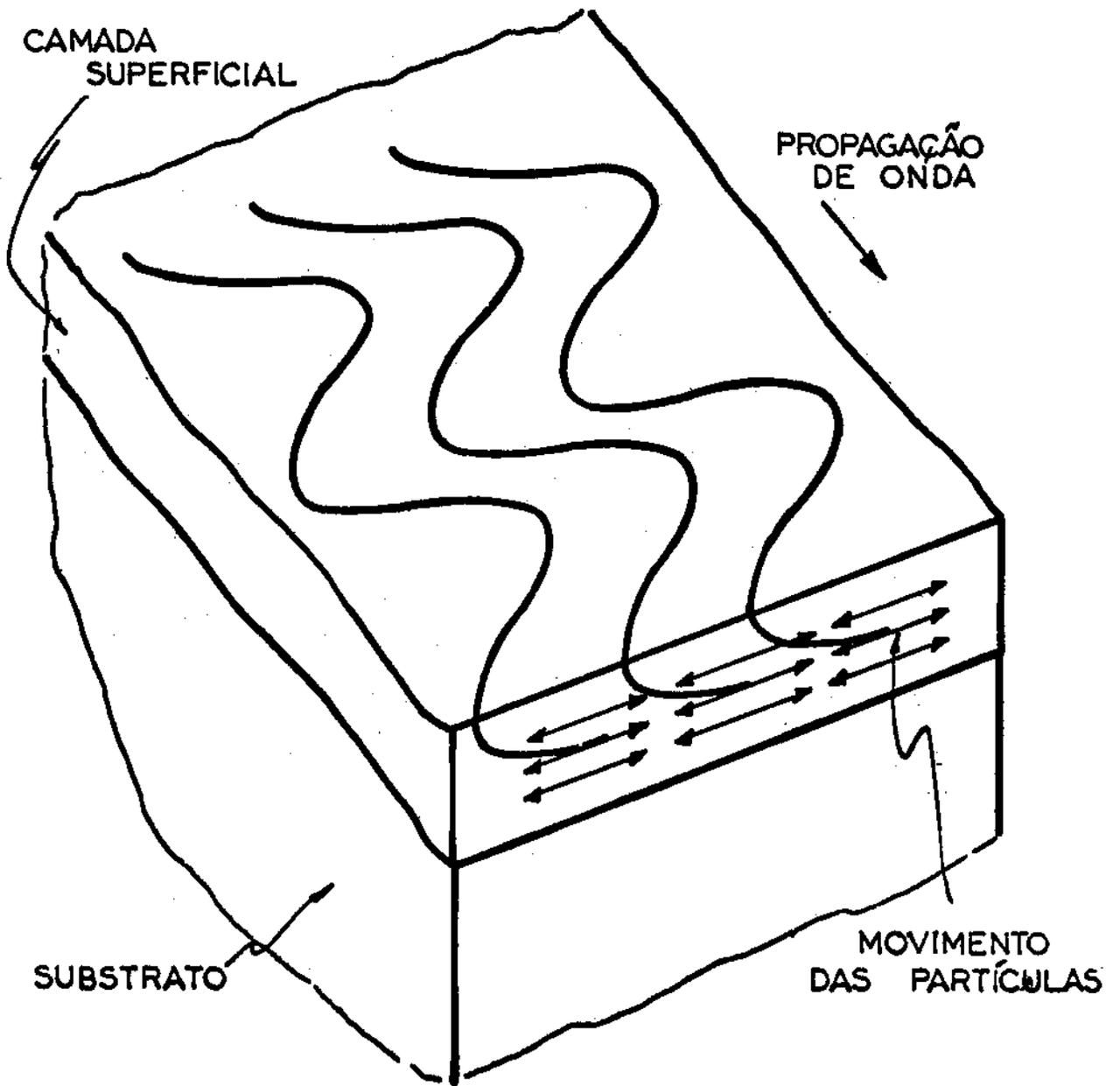
Um tipo de onda útil na inspeção de chapas são as ondas de Love, principalmente se a chapa for recoberta por uma camada fina de material diferente, como nas chapas galvanizadas ou eletro depositadas. Tal tipo de onda é de existência perfeitamente possível quando há uma camada fina de material depositada num substrato de material diferente. O movimento das partículas do material é paralela à superfície, embora executem movimentos transversais em relação à propagação das ondas. A fig. 2.17 ilustra esquematicamente as ondas de Love e tais ondas são usadas extensivamente na inspeção de lâminas recobertas com metais diferentes, principalmente nos casos de responsabilidade, onde não são permitidas bôlhas, falta de cobertura e casos análogos.⁽⁴⁾

Quando uma placa ou chapa é atingida por um pulso sônico e a frequência for tal que o comprimento de onda é da ordem de grandeza e espessura da chapa, há o aparecimento de ondas de Lamb (5,6,7,8). Tais ondas podem ser simétricas ou assimétricas. Pela fig. 2.18 observa-se que as ondas simétricas são semelhantes às ondas compressionais, uma vez que as partículas na linha do centro da chapa se movimentam no mesmo sentido de direção da perturbação. O aspecto é de uma série de "barrigas" que percorrem a placa de modo a dar idéia de um pão chinês. Quando a espessura é tal que as ondas são assimétricas, o aspecto é o ilustrado na fig. 2.18 inferior, observando-se um aspecto análogo ao das ondas transversais. No caso, o aspecto é o conhecido de uma corda presa num extremo e excitado no outro extremo pela cri



RAYLEIGH

FIG 2.16



LOVE

FIG 2.17

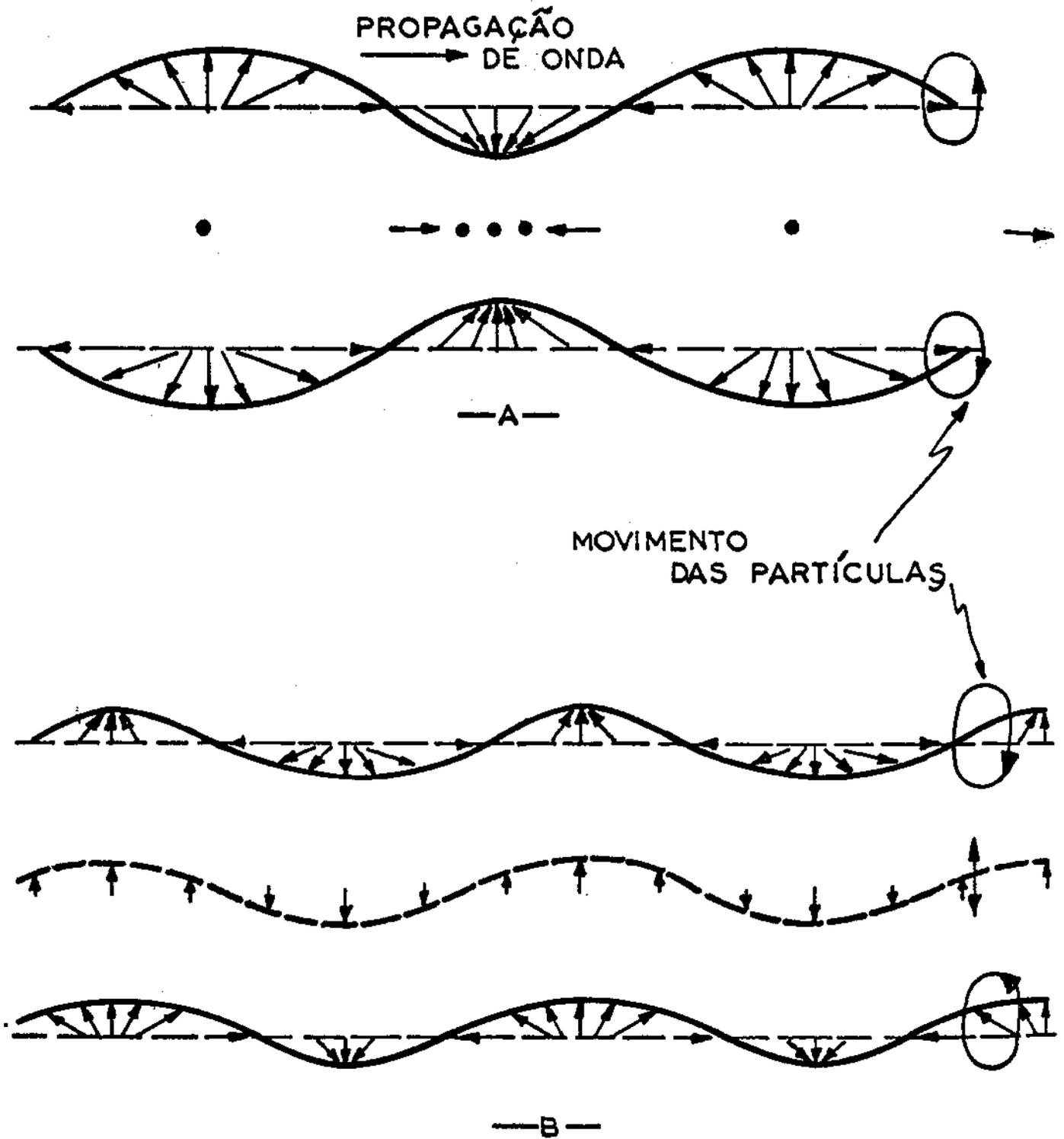
ança como "fazer cobrinhas". As partículas no plano central da chapa são transversais e na superfície o movimento é elítico. Analiticamente, as ondas de Lamb são consideradas como produzidas pela combinação dos modos longitudinal e transversal numa chapa, como indica a fig. 18.c.

II.3 - Campo Próximo e Campo Distante

Com referência à fig. 2.2 verificamos que a pressão num ponto situado a grandes distâncias da superfície do pistão tem a forma esférica e que, em cada ponto, a pressão é constituída pela soma vetorial das contribuições de cada elemento do pistão. Na região próxima à superfície do pistão, há interferência destrutiva e construtiva entre as diversas componentes vetoriais, dando como consequência o aparecimento de zonas de maior intensidade, junto com zonas de intensidade reduzida. Nessas condições, o feixe sônico pode ser dividido em duas zonas: o campo próximo ou região de Fresnel e o campo distante ou região de Fraunhofer, por analogia com o estudo da Ótica. A figura ilustra esquematicamente a divisão entre os campos próximo e distante. O campo distante é determinado pela radiação esférica, onde a pressão cai de 6 dB cada vez que a distância é dobrada. No campo próximo, a variação é complexa e dada pela expressão (1,2,3,14)

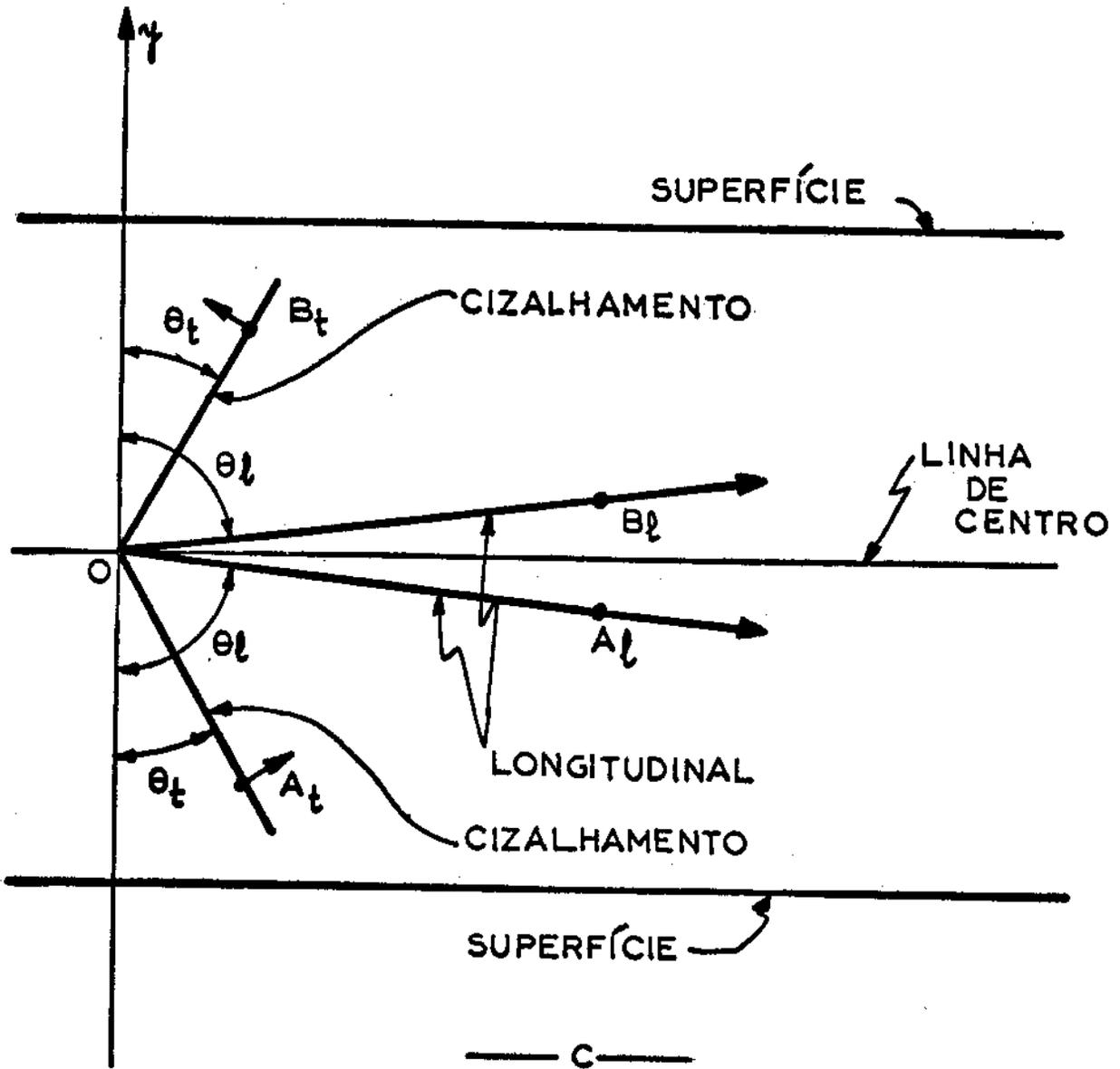
$$I_y = I_{\text{máx}} \text{sen}^2 \frac{k}{2} \left[\sqrt{\frac{a^2}{4} + y^2} - y \right] \quad 2.15$$

onde é $I_{\text{máx}}$ a intensidade máxima do feixe sônico, a o raio do pistão vibrante e y a distância ao longo do eixo do pistão. Na região de Fresnel, a intensidade axial torna-se nula nos pontos que satisfazem a relação



LAMB

FIG. 2.18



LAMB

FIG. 2.18

$$m \lambda = (y^2 + a^2)^{1/2} - y$$

e os máximos nos pontos que satisfazem a relação

$$(2m + 1) \frac{\lambda}{2} = (y^2 + a^2)^{1/2} - y$$

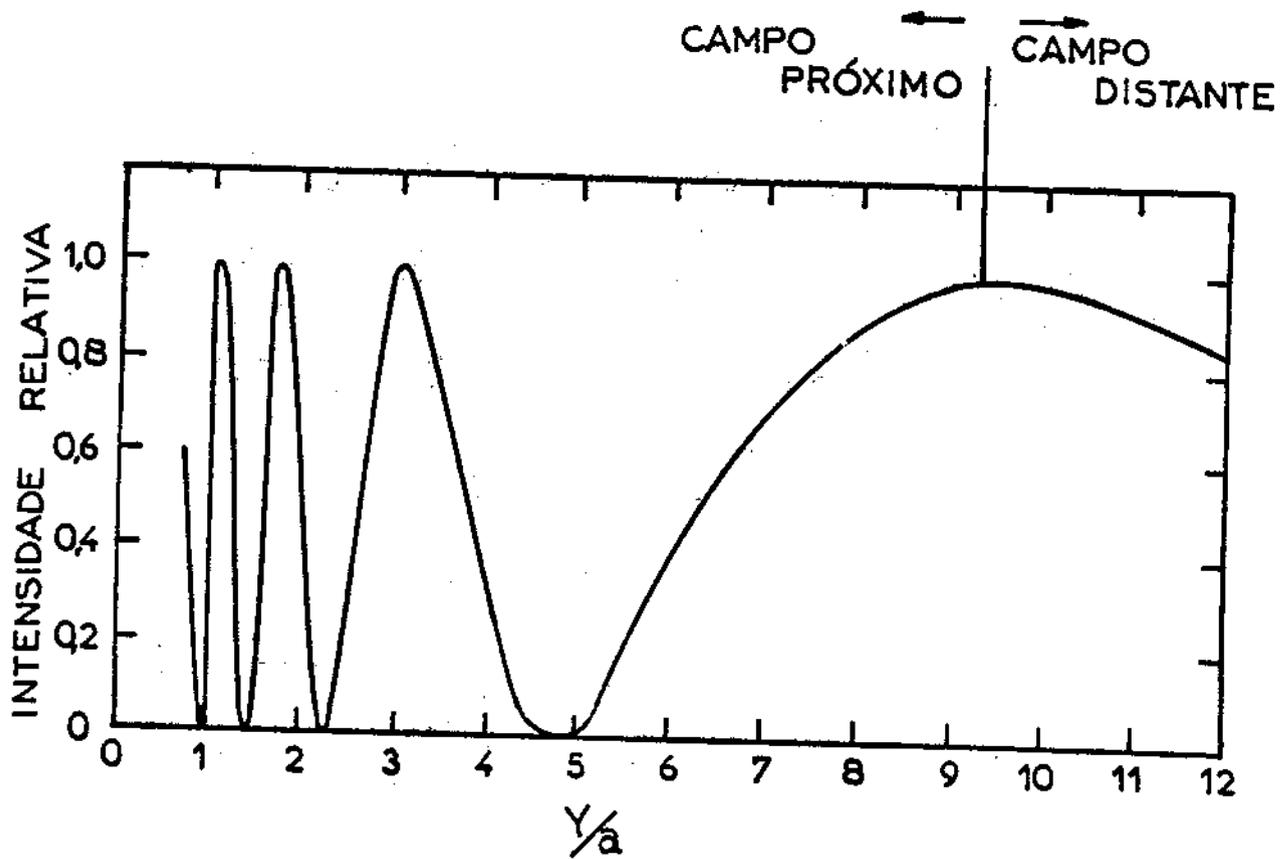
Na inspeção ultra-sônica, a distância tem importância fundamental, uma vez que a amplitude do eco recebido varia com a posição do cabeçote de maneira brusca e com intensidades que vai de zero a valores grandes. Caso o defeito esteja num ponto de emissão mínima ou nula, o defeito não será detetado e, caso esteja num ponto de máximo dará origem a um eco exageradamente grande, com difícil interpretação. Nessas condições, a inspeção realizada no campo próximo não é confiável. Além da variação axial, a amplitude varia segundo o raio do transdutor, dando ainda menos confiabilidade no campo. A fig. 2.19 ilustra a variação axial da intensidade em função da relação y/a e a figura 2.20 a variação em função do diâmetro do pistão para várias frequências (ka) e em função de r/a , sendo r a distância da face do pistão ao ponto em consideração.

Para efeitos de cálculo, o campo próximo está compreendido entre a face do transdutor e a distância, em milímetros,

$$L_{\text{próximo}} = \frac{a^2}{\lambda} = \frac{a^2 \cdot f}{c} \quad 2.16$$

II.4 - Difração das Ondas Ultra-Sônicas

Quando o meio é ilimitado e isótropo, as ondas ultra-sônicas se propagam em linha reta, assim como as ondas de luz. Quando há obstáculos no percurso das ondas sônicas, dependendo do diâmetro de tais obstáculos, pode haver reflexão, espalhamento ou difração. Quando a área dos obstáculos é muito maior que o



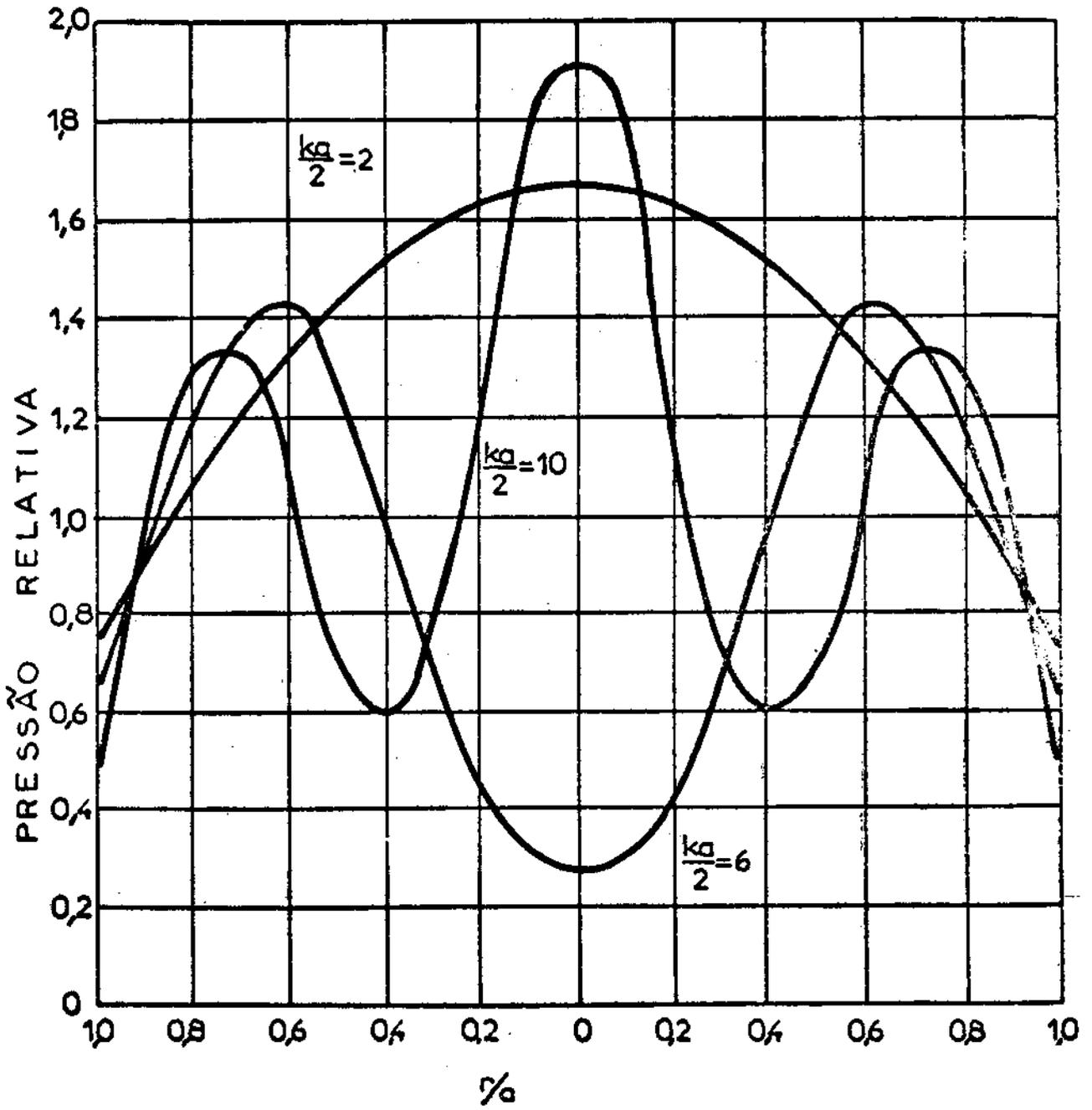


FIG. 2.20

comprimento de onda tem-se o fenômeno de reflexão, como foi visto em II.2. Quando o diâmetro é da mesma ordem de grandeza e os obstáculos são muitos, tem-se o espalhamento, que é o caso onde a frequência utilizada é da ordem do tamanho dos micro-cristais do material em exame. Quando o obstáculo é da ordem do comprimento de onda, há o fenômeno de difração, em tudo análogo à difração em Ótica. A fig. 2.21 ilustra o fenômeno da difração para ondas ultra-sônicas no caso geral. A figura por si explica porque os defeitos de tal grandeza são praticamente indetetáveis pelos processos ultra-sônicos.

II.5 - Absorção de ondas Ultra-sônicas

No estudo desenvolvido até o presente, o meio onde a onda ultra-sônica se propaga foi considerado perfeitamente elástico e homogêneo, com as partículas indistinguíveis entre si. As moléculas oscilam em torno de posições de equilíbrio, sem perdas, adquirindo energia cinética devido ao movimento das moléculas adjacentes e a transformando em energia potencial que é armazenada nas forças elásticas e, pela Lei de Hook, oscila pela troca da energia potencial em cinética e vice-versa sem que hajam perdas na conversão. No caso real, as trocas se dão com perdas por atrito viscoso, atrito interno, condutibilidade e transformação em energia térmica etc., observando-se uma perda de energia a medida que a onda se propaga. A absorção é medida em termos do "coeficiente de absorção", definido como o logaritmo da variação da intensidade por unidade de comprimento de onda,

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad 2.17$$

que, em termos da pressão ou tensão mecânica pôde ser escrito,

$$p = p_0 e^{-\alpha x} \quad 2.18$$

Observa-se, imediatamente, ser $\alpha = \frac{\chi}{2}$ e o coeficiente de absorção depende do meio e da frequência. À medida que a frequência aumenta, o coeficiente χ cresce linearmente e as perdas são de-

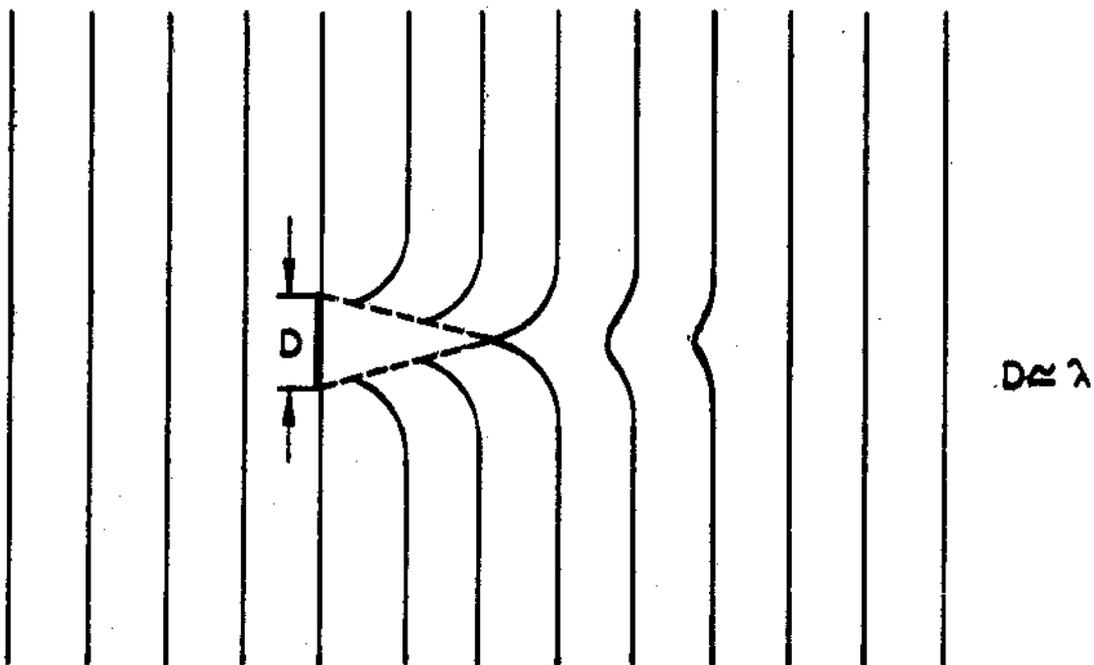
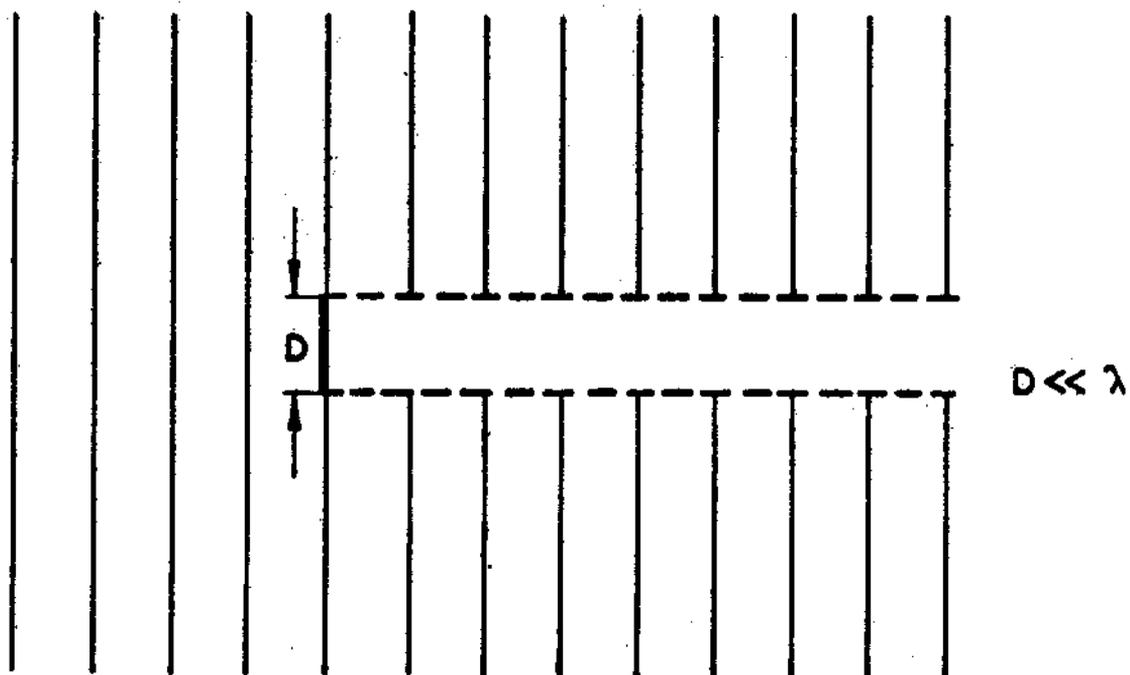


FIG. 2.21

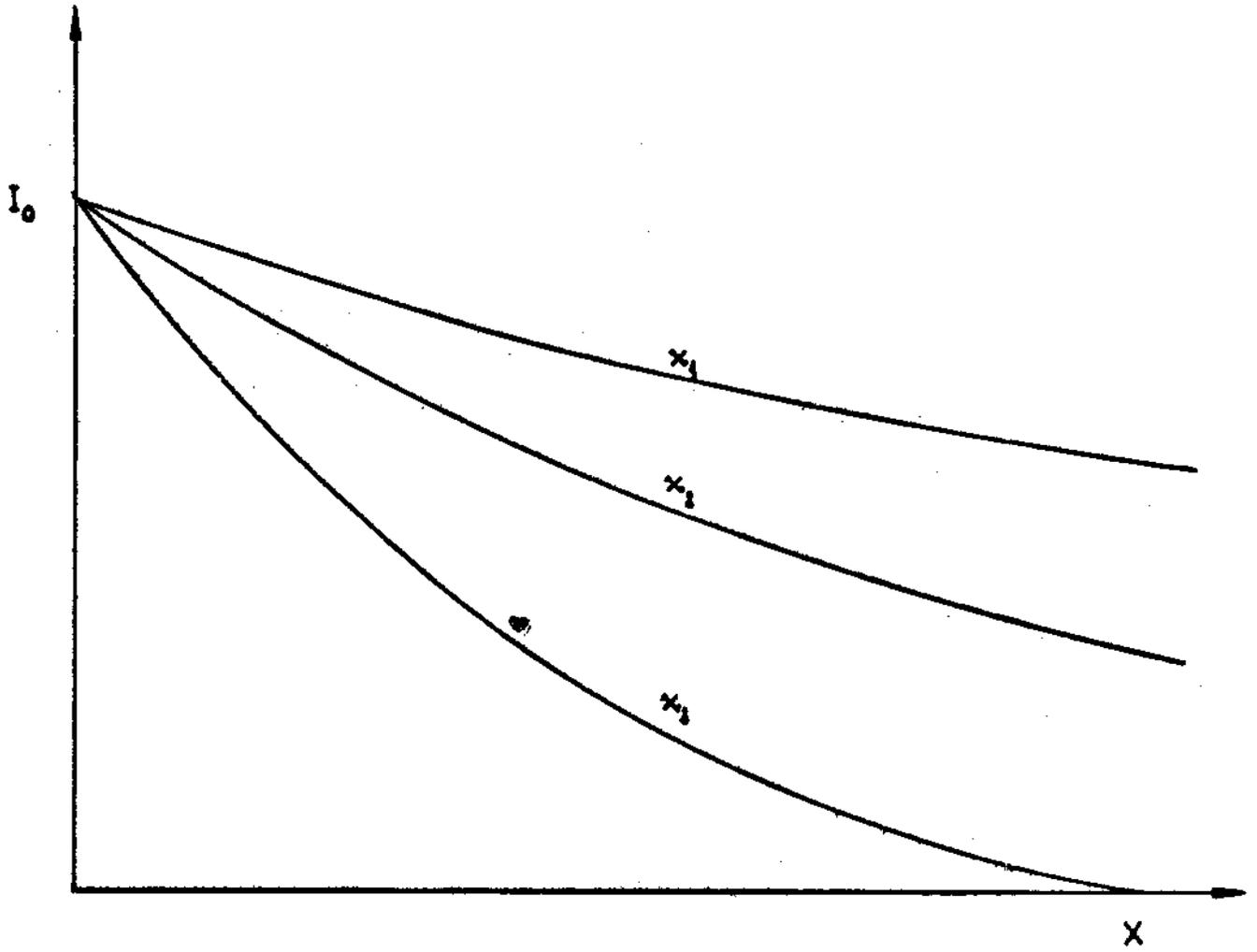


FIG. 2.22

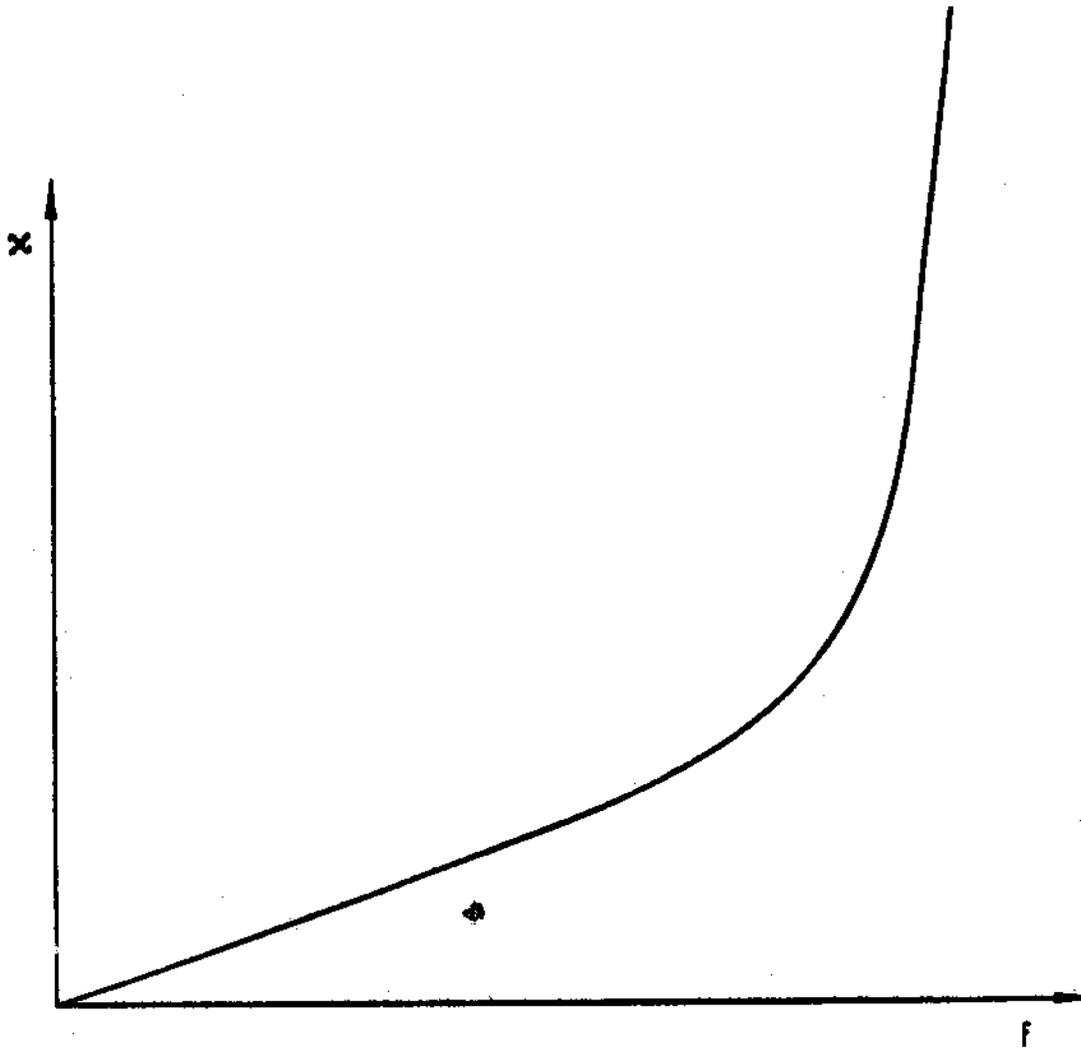


FIG. 2.23

vidas praticamente ao atrito interno, atrito viscoso. Quando a frequência cresce e o comprimento de onda se aproxima do diâmetro dos grãos, aparecem os fenômenos de espalhamento, difração e a absorção passa a aumentar com a quarta potência da frequência. Nesse caso, o termo correto a ser usado é "atenuação" e não "absorção". Na prática comum de inspeção, é habitual o uso do coeficiente de absorção por unidade de comprimento de onda,

$$\beta = \alpha \cdot \lambda = \frac{c}{f} \quad 2.19$$

e o coeficiente da atenuação de energia por comprimento de onda,

$$D = \frac{I_0 - I}{I} = 1 - e^{-2\beta} \quad 2.20$$

Nos capítulos seguintes veremos as aplicações de tais conceitos em casos práticos de inspeção e processamento.

II.6 - Trens de Ondas

Nas considerações feitas até o presente, as ondas que descrevem o campo ultra-sônico foram consideradas como progressivas e senoidais, conforme a expressão 2.1, onde u pode ser a tensão mecânica nos sólidos, a pressão nos fluídos ou o deslocamento das partículas. Tal tipo de ondas é usado normalmente no processamento sônico mas, nos casos de inspeção e detecção de defeitos, é mais comum o uso de trens de ondas ou trens pulsados. É preciso observar, no entanto, que nos casos de análise por interferometria, medida de dureza, determinação das viscosidade etc., são também usadas ondas senoidais progressivas e contínuas.

Nos casos de trens de ondas ou pulsos, existem valores fundamentais, tais como a largura do pulso τ e a frequência de repetição

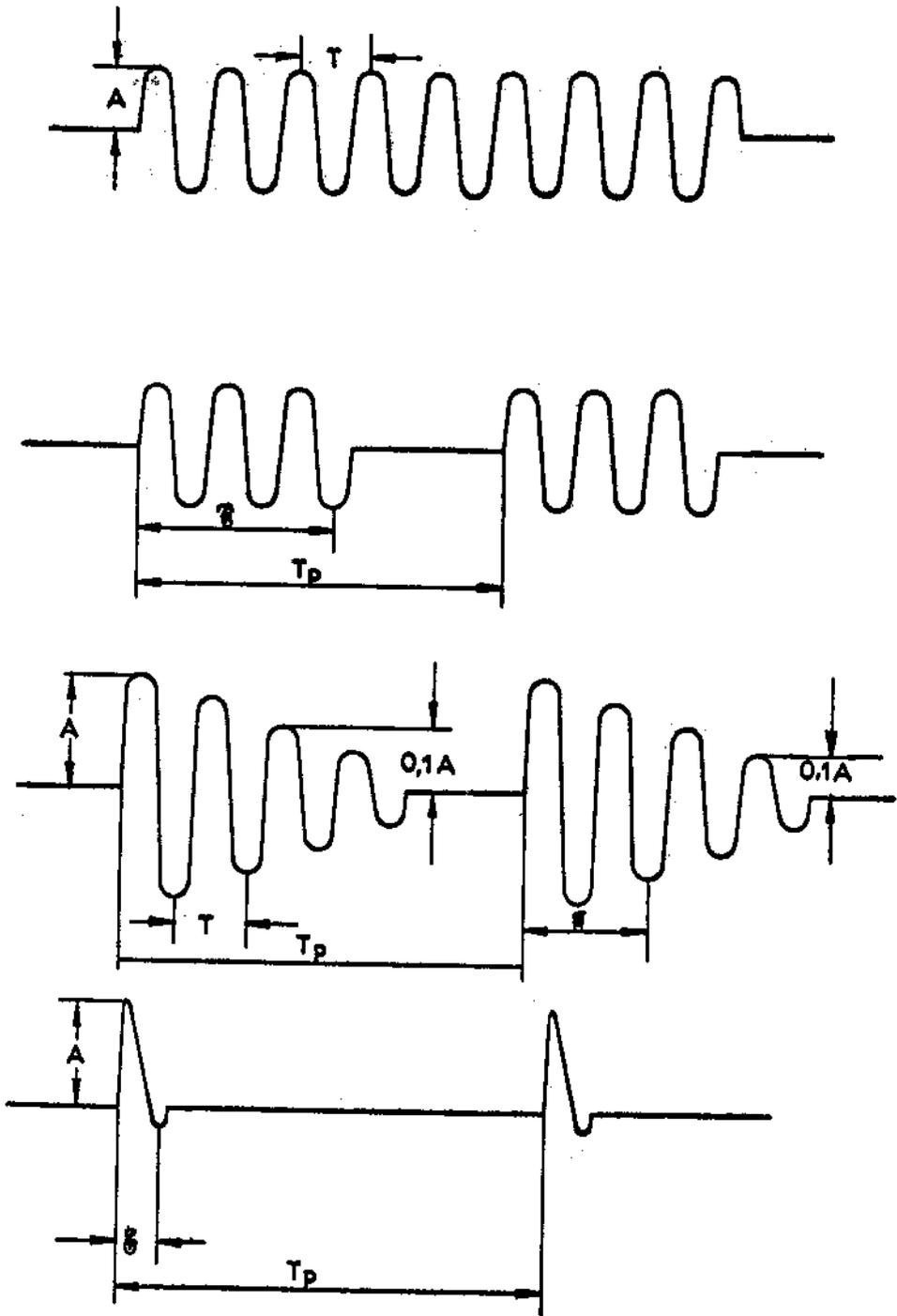


FIG. 2.24

$$f_p = 1/T_p \quad 2.21$$

sendo T_p o período de repetição. Tais grandezas independem da frequência da onda que compõe o trem f , e de seu período T e da amplitude A . A amplitude do pulso é igual a amplitude da onda que compõe o trem, A . No passado, os circuitos eletrônicos que constituíam os excitadores eram bastante elaborados, para que fosse aplicado ao transdutor um pulso tão retangular quanto possível. Observou-se, no entanto, que o próprio transdutor altera o pulso, dando ao mesmo as características próprias do transdutor. Por tal motivo, os instrumentos modernos produzem pulsos exponenciais descritos pela expressão

$$A = A_0 e^{-\gamma t} \quad 2.22$$

e em vários casos somente um pulso único com forma de pico. Dadas as dificuldades para descrever tal tipo de pulso, a largura do mesmo é considerada desde o máximo até o tempo que a amplitude cai a $0,1 A_0$.

II.7 - Ondas Estacionárias

Já vimos em II.2 que o som, ao encontrar uma superfície de densidade \times velocidade de propagação, i.é., impedância específica diferente, reflete-se. No processamento ultra-sônico, é gerada uma quantidade de energia sonora que se propaga através do líquido ou ar e, ao encontrar uma impedância diferente se reflete, dando origem a uma interferência tal que em alguns locais há soma e em outros destruição dos efeitos. É possível calcular exatamente as dimensões do tanque para que existam ondas estacionárias, que permitem a obtenção de pressões de muito maior intensidade. Para isso é necessário um conhecimento da frequência de operação e da velocidade de propagação do som no líquido. Como a

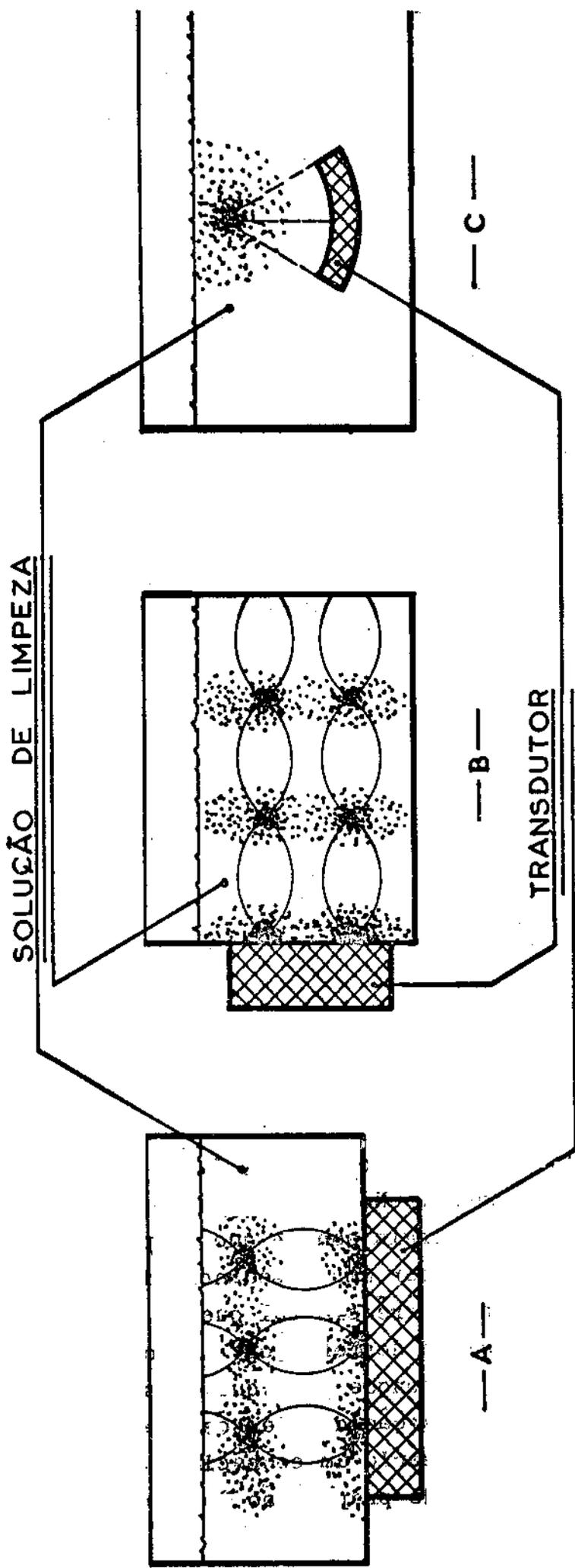


FIG. 2.25

existência de ondas estacionárias dá como consequência uma falta de uniformidade na limpeza ultra-sônica, uma vez que existem no tanque regiões onde a limpeza é muito mais eficiente que em outras, diminua-se o efeito das ondas estacionárias utilizando os artifícios seguintes isoladamente ou em combinação:

- i) Uso de duas frequências diferentes, como 20KHz e 44KHz.
- ii) Modular o sinal que excita o transdutor por baixa frequência da linha.
- iii) movimentar a peça que está sendo limpa para posição diferente, em movimento lento.
- iv) Variar a altura do líquido contido na cuba por meio de bomba, de maneira lenta.
- v) Construir um tanque com paredes irregulares, evitando dessa forma paredes paralelas.

De qualquer maneira, o uso de uma modulação em baixa frequência é o processo mais em uso, por apresentar inúmeras vantagens, a par de grande economia de equipamento. A fig. 2.25 ilustra o aparecimento de ondas estacionárias nos casos mais comuns, assim como ilustra um transdutor de cerâmica, destinado a produzir uma alta intensidade numa região pequena. Tal concentração é de grande interesse em alguns casos de processamento sônico, podendo ser encontrado no mercado transdutores de cerâmica moldados sob a forma de lente. Quando não, é possível construir uma cuba contendo vários transdutores planos na base e dispostos de tal modo a concentrar o feixe sônico numa região tão pequena quanto se queira.

II.8 - BIBLIOGRAFIA

- 1) Beranek - Acoustics - McGraw-Hill Book Co., New York - 1954
Nepomuceno - Acústica Técnica - ETEGIL - 1968
- 2) Lindsay - Mechanical Radiation - McGraw-Hill Book Co., New York - 1960
Stenzel-Brosze - Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgänge - Springer Verlag, Berlin - 1958
Meyer - Handbuch der Experimentalphysik - IX/I - Barth Verlag, Leipzig - 1928
- 3) Lindsay - Mechanical Radiation - McGraw-Hill Book Co., - New York - 1960
Krautkrämer - Materialprüfung mit Ultraschall - Springer Verlag Berlin - 1961
- 4) Beranek - Acoustics - McGraw-Hill Co., New York - 1954
Tredelenburg - Technische Akustik - Notas de Aula - Karlsruhe Universität - 1958
- 5) Lamb - Hydrodynamics - Dover Publications, New York - 1945
- 6) Worlton - Lamb Waves at Ultrasonic Frequencies - Atomic Energy Comission Report HW-60.662 - 1959
- 7) Fitch - Ultrasonic Lamb Waves Models for Nondestructive Testing Applications - Atomic Energy Comission Report HW-75.499 1962
- 8) Frederick - Ultrasonic Engineering - John Wiley Sons, New York - 1966
- 9) Hueter and Bolt - Sonics - John Wiley Sons, New York - 1954
- 10) Giacomini - Alcuni esperimenti di ottica degli ultrasuoni - Ric. scient. 12, 384/388 - 1939
- 11) Bergmann - Der Ultraschall und seine Anwendungen in Wissenschaften und Technik - Hirzel Verlag, 1954
- 12) Matthews and van der Harst - Observations of Love Wave Propagation at UHF Frequencies - Appl.Phys.Letter 14, 171/72 1969
- 13) Pak and Rosenberg - On the Existence of Normal Mode Vibrations in Non-Linear Systems-Quart.Appl.Math:26, 106/08 - 1968
- 14) Stephens - Microwave Ultrasonics - Some Physical Aspects - Ultrasonics 7, 225/26 - 1969

III - TRANSDUTORES

De um modo geral, um transdutor é um dispositivo capaz de transformar energia apresentada numa forma em energia em forma diferente. Para nosso uso, adotaremos o nome de transdutor para qualquer dispositivo apto a transformar energia elétrica em acústica e vice-versa. Como, normalmente, os transdutores operam à base de energia elétrica, podemos, em primeira análise, dividi-los em dois grupos: reversíveis e irreversíveis. Tais transdutores funcionam segundo a interação em um campo (elétrico ou magnético) e a matéria. As leis básicas que regulam a conversão são a Lei de Biot-Savart e a Lei de Coulomb. Além disso, os transdutores eletro-acústicos podem funcionar em base ao próprio campo ou em base a um campo externo. Como é conhecido da Física Elementar, as relações entre as forças e os campos são quadráticas, ou seja, é sempre $F \sim A^2$ e, para que não haja uma alteração de frequência a relação deve ser linear. Assim sendo, a relação entre a força exercida num condutor de comprimento ℓ imerso num campo magnético B devido a corrente i passando pelo condutor é dada por

$$F = B \ell i$$

Como $B = \mu H$ e, por outro lado, $H = ni$, obtém-se

$$F = C \cdot i^2$$

Analogamente, num material magnetostritivo, a relação entre a deformação (aumento ou diminuição de comprimento) e a corrente é dada por uma expressão do tipo

$$\frac{\Delta \ell}{\ell} = C_1 B_0^2 = C_2 i^2$$

No caso da Lei de Coulomb, tem-se também que

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} = C \cdot q^2$$

e obtém-se uma relação quadrática em função da carga. Se aplicarmos uma variação senoidal em tal campo, obtém-se imediatamente:

$$F \sim (A \sin \omega t)^2 = A \sin^2 \omega t = A_0 + A_1 \sin 2 \omega t$$

passando a frequência obtida a um valor igual ao dúbio da frequência aplicada. No entanto, se aplicarmos um campo contínuo de mesma natureza que A, porém muito maior que A, obteremos

$$F \sim (A_2 + A_1 \sin \omega t)^2 = A_2^2 + 2 A_1 A_2 \sin \omega t + A_1^2 \sin^2 \omega t$$

e, como $A_2 \gg A_1$ obtém-se

$$F \sim C \cdot \sin \omega t + \epsilon$$

$$\epsilon \longrightarrow 0$$

e a frequência é mantida. A fig. 3.2 ilustra, graficamente, o procedimento adotado, quando há e quando não há um campo constante, que é chamado polarização.

De um modo geral, um transdutor é um tetrapolo no qual é aplicada uma corrente e uma tensão num par de polos e aparecem nos outros dois polos uma força e uma velocidade. A fig. 3.1 ilustra, de maneira esquemática, um transdutor genérico, como um tetrapolo. De modo geral, o tetrapolo permite escrever as relações:

$$\begin{cases} e = Z_{elé} I + Z_{elé}^i u \\ F = Z_{mec}^i I + Z_m u \end{cases}$$

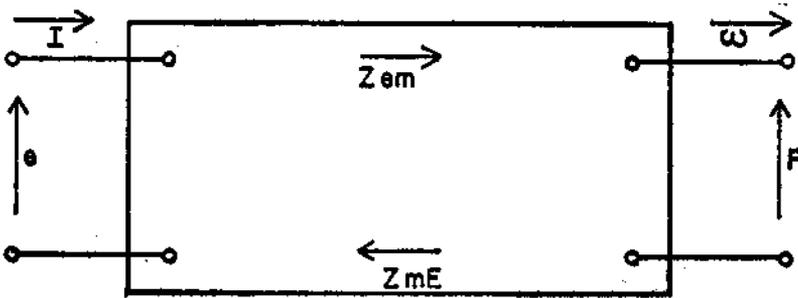


FIG. 3.1

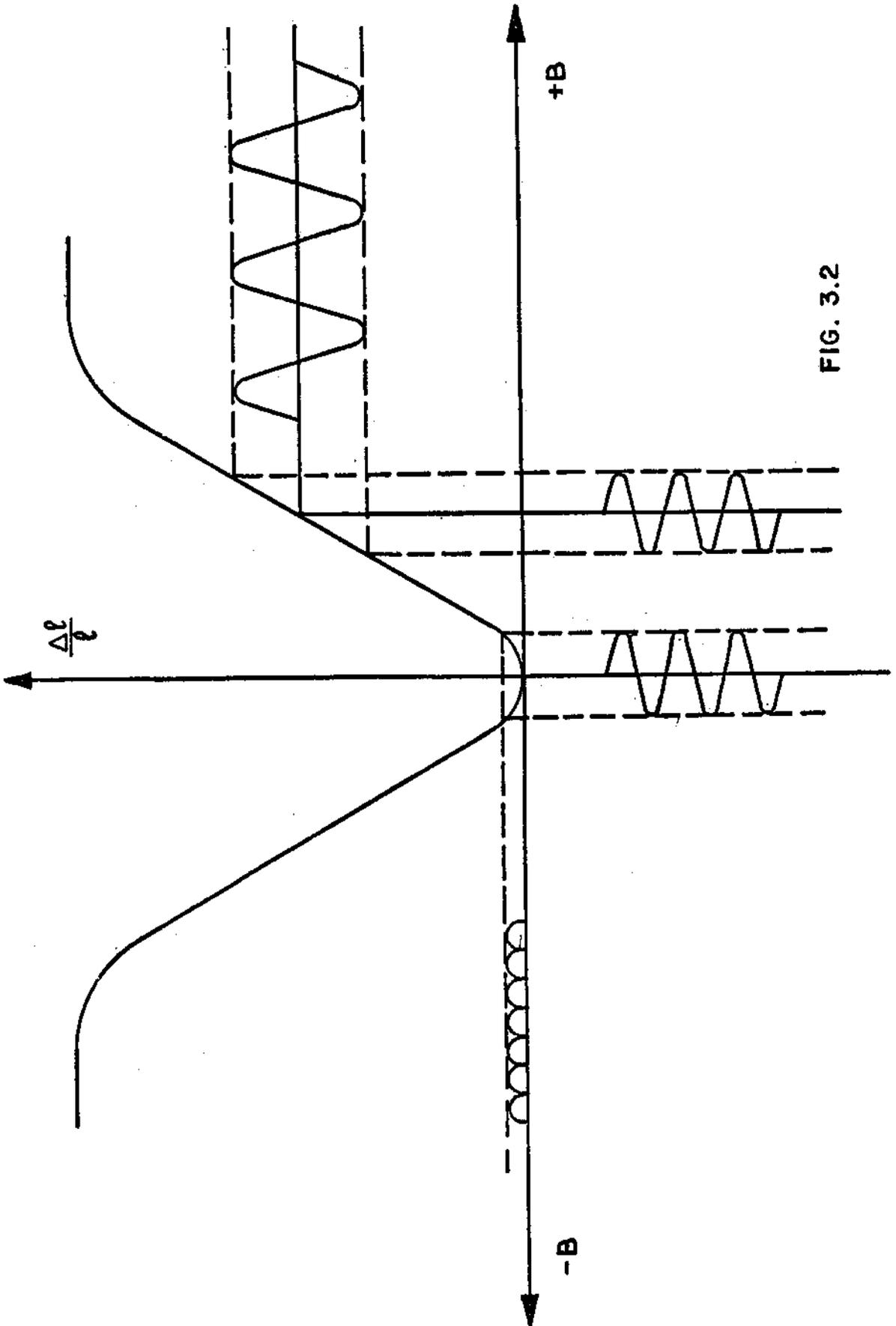


FIG. 3.2

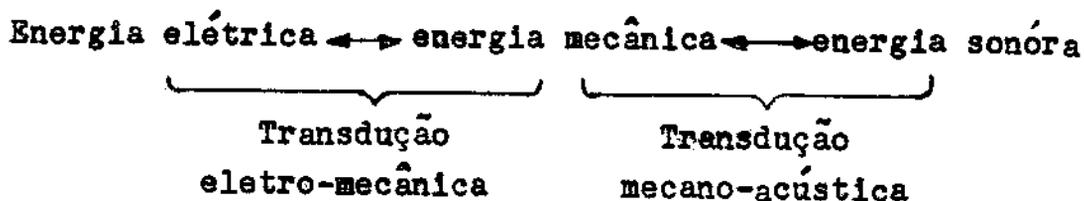
O símbolo $Z_{elé}^1$ representa a tensão elétrica que aparece na malha elétrica por unidade de velocidade aplicada aos terminais mecânicos e Z_{mec}^1 representa a força que aparece na malha mecânica por unidade de corrente que circula na malha elétrica. Obviamente, o problema é bastante complexo, uma vez que o movimento produzido na malha mecânica devido a uma corrente na malha elétrica dá origem a uma reflexão devido ao fator de transferência inverso, diminuindo a impedância como vista nos terminais elétricos. Analogamente, a corrente que aparece na malha elétrica devido a uma velocidade na malha mecânica dá origem a uma reflexão, aparecendo uma velocidade gerada pela corrente gerada e, conseqüentemente, a impedância mecânica será alterada. Não entraremos em maiores detalhes, uma vez que, para nosso estudo, basta saber que o transdutor é um dispositivo eletro-mecânico, apto a, recebendo uma energia elétrica a converte em mecânica e vice-versa.

Os transdutores, como descritos, são reversíveis, i.é., operam em ambos os sentidos, podendo funcionar como transmissores ou como receptores. Por outro lado, existem muitos dispositivos que operam num único sentido, sendo, de qualquer maneira transdutores. Nessa ordem de idéias, a laringe e o ouvido são transdutores irreversíveis, assim como o piano, a sereia, o apito etc., que são emissores. O microfone a carvão, o mais comum e existente em maior número, é um transdutor irreversível, funcionando somente como transmissor.

De um modo geral, os transdutores utilizados em Tecnologia Ultra-sônica são sintéticos. Presentemente, estão sendo realizados estudos e pesquisas visando substituir o Zirconato de Chumbo e Bário por cerâmicas sintéticas de maior eficiência, estando sendo estudados os materiais seguintes: PSN (Potássio-Sódio Niobato), Niobato de Lítio, Óxido de Zinco/Sulfeto de Cadmio, Tantalato de Lítio, Metaniobato de Chumbo, além de vários compostos de arsênio silício, telúrio, etc.. Estão sendo ainda desenvolvidos estudos visando aproveitar os semi-condutores como transdutores, obtendo-

se resultados satisfatórios em vários casos. Não entraremos em outros detalhes, uma vez que nosso interesse é o uso dos transdutores e não a tecnologia de sua construção.

Ao se falar em transdutor eletro-acústico, é preciso ter em mente que um transdutor recebendo energia elétrica a transforma em mecânica. Tal energia mecânica, devido ao acoplamento com o ar dá origem a vibrações do meio (ar, líquido ou sólido) que então se transforma em vibrações sônicas ou ultra-sônicas. A transformação direta da energia elétrica em sonora só é possível, e de maneira aproximada, no transdutor iônico, onde as variações de tensão são acompanhadas pelos ions gasosos e transmitidas diretamente ao ar. Nos demais casos, a transdução é feita em dois estágios: de elétrica para mecânica e da mecânica para sonora. Um exemplo típico são os transdutores utilizados na inspeção e processamento sônicos. Em linhas gerais, o processo é o seguinte:



O processo inverso é observado na transformação da energia sonora em energia elétrica, como é feito pelos microfones, transdutores de inspeção ultra-sônica, etc.

III.1 - CRISTAIS PIEZOLÉTRICOS E CERÂMICAS ELETROSTRITIVAS

Em fins do século passado, os irmãos Curie desenvolveram vários experimentos que terminaram com a descoberta do fenômeno piezoelétrico. A piezoelectricidade, para o nosso estudo, significa simplesmente as variações elétricas que são observadas num cristal quando sujeito a uma tensão mecânica. Há o efeito inverso, i. é., quando aplicado num campo elétrico observa-se uma variação nas dimensões do cristal e, conseqüentemente, há o aparecimento de uma tensão mecânica. Tal efeito é utilizado há muitos anos e o mesmo é encontrado em vários cristais e, de um modo geral, em cerâmicas artificiais. Como as cerâmicas, embora se deformem sob a ação do campo elétrico, apresentam constituição semelhante a dos materiais magnetostritivos, as mesmas serão estudadas quando estudarmos os materiais magnéticos.

Um cristal de quartzo apresenta uma estrutura cristalina anisotrópica nas propriedades mecânicas elétricas e óticas. Interessa-nos em particular o corte onde as relações entre a deformação e o campo aplicado (carga) seja máximo e tal eixo é chamado piezo-eixo ou eixo piezoelétrico. A fig. 3.3 ilustra um cristal piezoelétrico, indicando a figura os cortes possíveis e mais comuns. A fig. 3.4 ilustra esquematicamente o funcionamento de um cristal piezoelétrico cortado segundo o eixo x, o mais comum para aplicações de ultra-sons. Como o cristal em corte x vibra como um pistão quando sujeito a um campo alternativo aplicado nas suas faces, tal corte dá origem a ondas longitudinais exclusivamente. Durante a expansão do cristal sob a influência do campo elétrico, as dimensões segundo os eixos y e z se contraem, gerando uma série de compressões e rarefações. Nessas condições, os movimentos segundo os eixos y e z são transmitidos ao sólido em inspeção, porque os líquidos não admitem tensões de cisalhamento. Entretanto, podem ser transmitidas as ondas superficiais que, por sua vez, dão origem a ecos dos cantos e que podem dar origem a interpretações falsas. De um modo geral, num material piezoelétrico ou mesmo ce

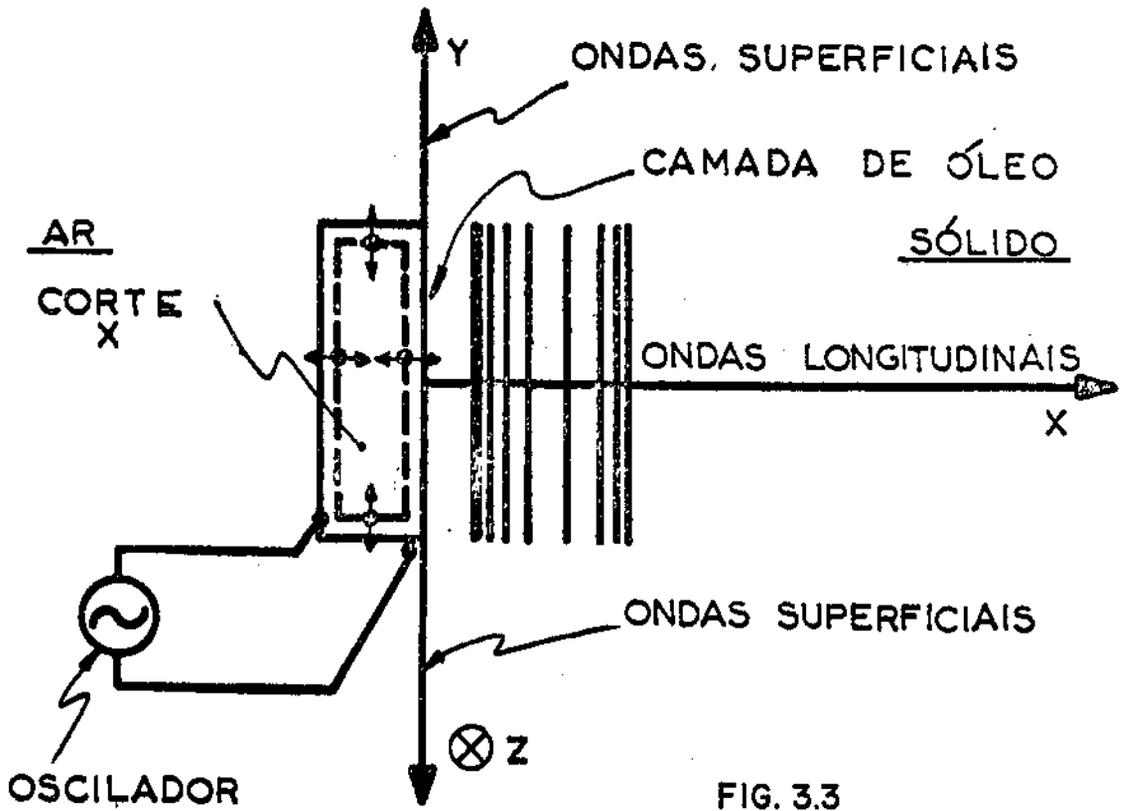
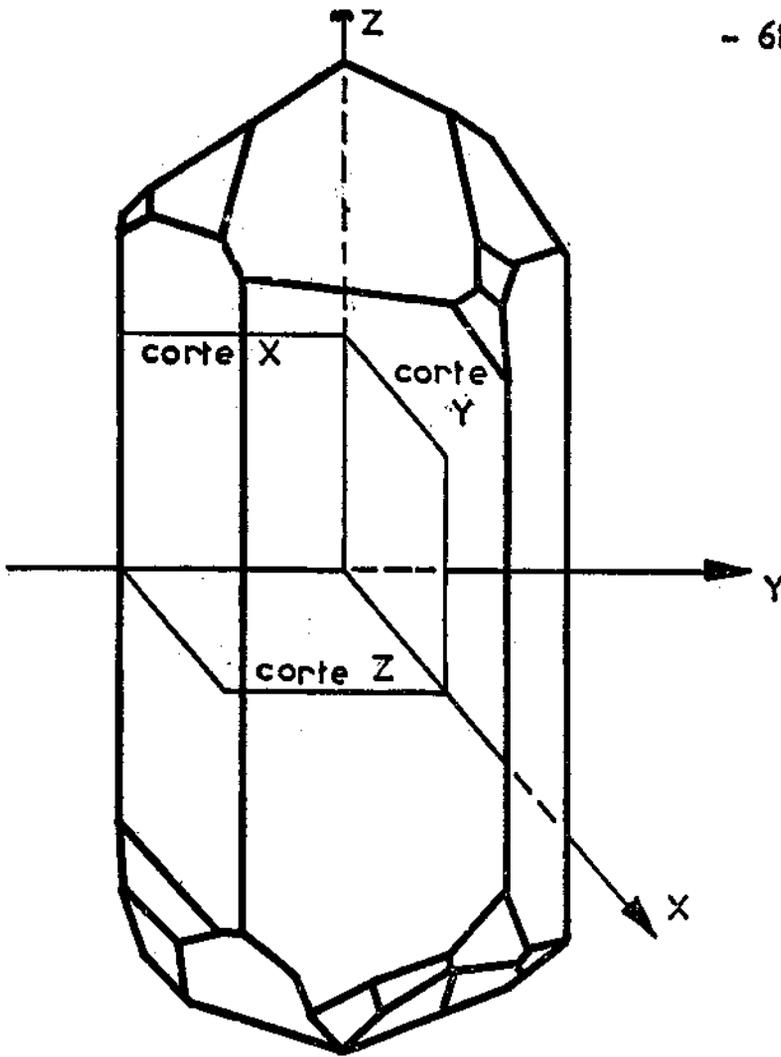


FIG. 3.3

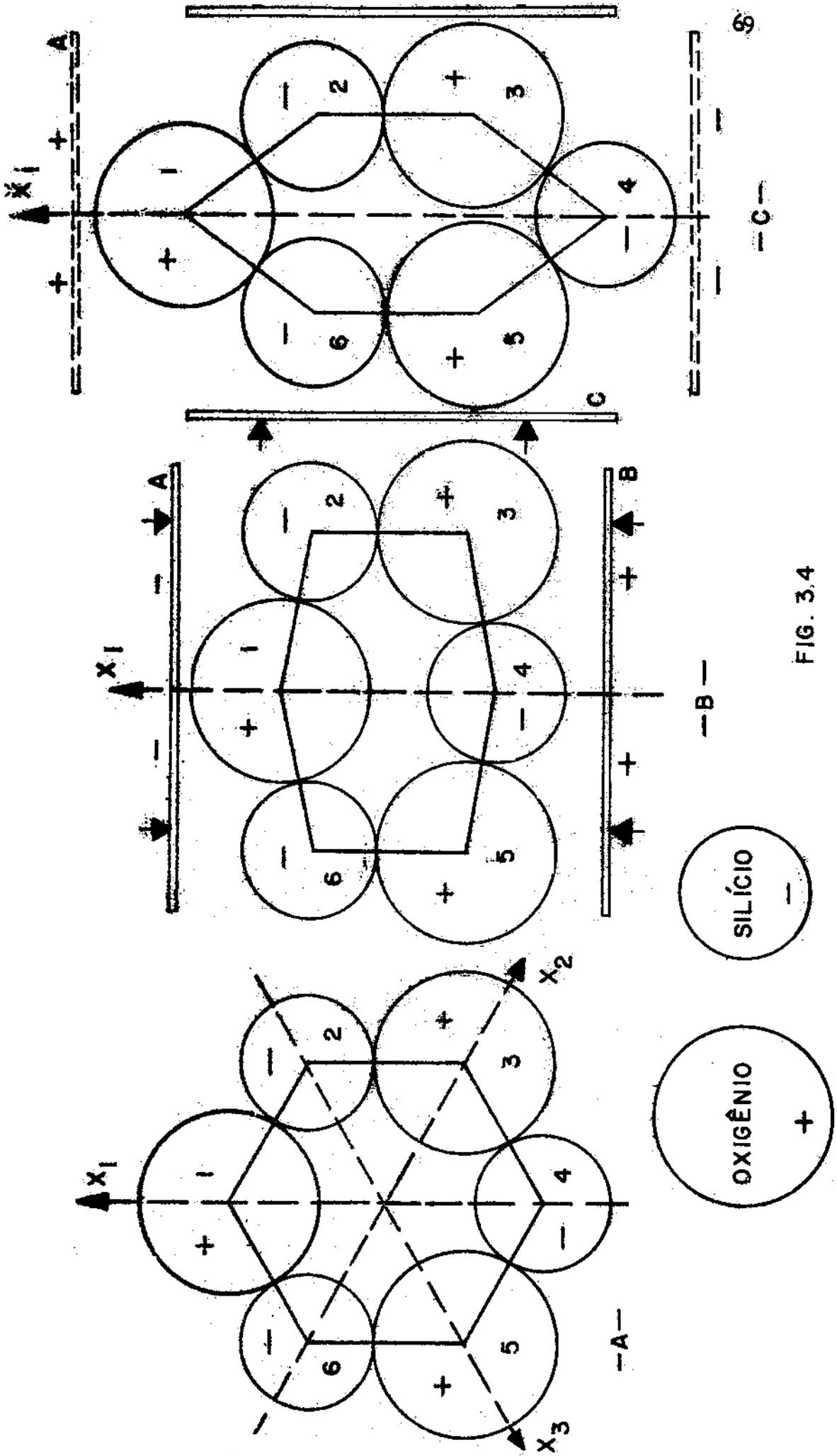


FIG. 3.4

râmica ferroelétrica, interessam os coeficientes seguintes:

Coefficiente de acoplamento eletro-mecânico

$$k^2 = \frac{\text{energia mecânica convertida em carga}}{\text{energia mecânica aplicada ao cristal}}$$
$$= \frac{\text{energia elétrica convertida em energia mecânica}}{\text{energia elétrica aplicada ao cristal}}$$

Constante Dielétrica: Esta grandeza relaciona a quantidade de carga que uma das faces do cristal pode armazenar em relação à carga armazenada por um eletrodo idêntico ao do cristal, separado por uma distância igual do outro eletrodo, porém contendo vácuo entre eles e não o cristal. Existem duas constantes dielétricas, uma é a constante para o cristal livre e outra para o cristal bloqueado. Tem-se

$$\epsilon_{\text{livre}}(1 - k^2) = \epsilon_{\text{bloqueado}}$$

Para o efeito inverso obtém-se uma relação análoga. Fisicamente, se o cristal for tensionado mecanicamente e os eletrodos estão livres ou se os eletrodos estão bloqueados obtém-se a relação

$$E_{\text{circuito aberto}}(1 - k^2) = E_{\text{curto circuito}}$$

indicando E o módulo de Young (deformação dividida pela tensão mecânica).

Como num cristal piezoelétrico a aplicação de uma certa força dá origem ao aparecimento de uma certa carga nos eletrodos e, também a aplicação de um campo elétrico dá origem ao aparecimento de uma certa deformação, há necessidade da constante chamada

piezomódulo, dada pela expressão

$$\delta = \frac{\text{volts/metro}}{\text{Newtons/m}^2} = \frac{e}{E}$$

O campo elétrico produzido por uma tensão mecânica num cristal piezoelétrico é indicado pela constante g . Tal constante está ligada ao piezomódulo por meio da expressão

$$g = \frac{\delta}{k \cdot \epsilon_0}$$

Normalmente, $g = 10^{-3}$ m.volts/Newton e ϵ_0 é a permissividade do vácuo, igual a $9 \cdot 10^{-12}$ farads/metro.

É importante observar que para um piezomódulo grande g é pequeno e vice-versa. Nessas condições, como as aplicações dos ultra-sons são ou de potência, onde há necessidade de grandes deformações para campos elétricos tão pequenos quanto possíveis, ou são aplicações de detecção, onde há necessidade de grandes sinais de saída para deformações pequenas, é importante conhecer g e δ para a escolha do material. O quartzo apresenta uma constante δ pequena por ter uma constante dielétrica baixa. As cerâmicas artificiais podem ser fabricadas de modo a apresentar as variações que se quiser (dentro de limites) em ambas as constantes. É possível adquirir no mercado cerâmicas destinadas especificamente a geração de ultra-sons ou à sua detecção. As constantes são ligadas pela relação:

$$k^2 = g \cdot \delta \cdot E$$

A tabela seguinte ilustra as principais propriedades dos cristais e cerâmicas mais em uso e a fig. 3.5 ilustra os limites de temperatura admitidos pelos diferentes materiais.

Propriedade Física	Quartzo corte X	Titanato de Bário	Zirconato- Titanato de Chumbo		Metanio bato de Chumbo	Unidades
			PZT4	PZT5		
Densidade	2,65	5,6	7,6	7,7	5,8	10^3 kg/m^3
Impedância Especif.	15,2	24	30	28	16	$10^6 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$
Espessura.frequênc.	2,870	2,740	2.000	.1800	1.400	kHZ/mm
Temperatura máxima	550	70/90	250	290	500	°C
Const. Dielétrica	4,5	1.700	1300	1700	225	-
k_{33}	0,1	0,48	0,64	0,67	0,42	-
Piezomódulo d_{33}	2,3	149	285	374	85	10^{-12} m/V
Temperatura Curie	575	115	320	365	550	°C
g_{33}	58	14	26	25	42,5	$10^{-3} \frac{\text{V/m}}{\text{N/m}^2}$
Módulo de Young	8	11,8	8,15	6,75	2,9	10^{10} N/m^2

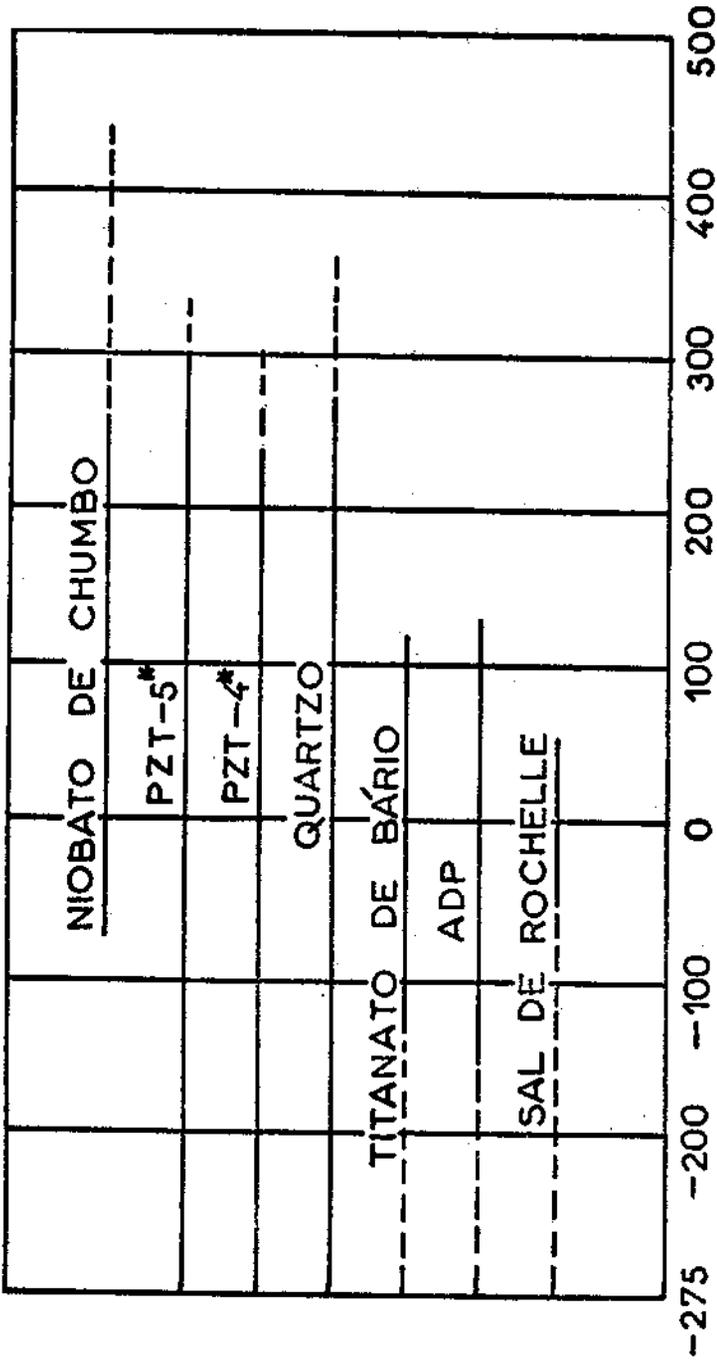


FIG. 3.5

Na tabela, figuram os índices d_{33} (correspondentes ao piezo módulo δ) e g_{33} . Tais índices referem-se à notação utilizada na teoria dos tensores, extensivamente usada no estudo dos cristais. No nosso estudo, interessa somente saber que um cristal cortado segundo os eixos convenientes, pode ser representado num sistema ortogonal onde o eixo x é designado por 1, o y por 2 e o z por 3. O primeiro número (eixo x) é a direção elétrica, o segundo número a direção mecânica. Nessas condições, a indicação d_{13} significa simplesmente a tensão mecânica no cristal segundo o eixo z , em consequência de uma tensão elétrica aplicada segundo o eixo x . Conversamente, d_{31} indica a tensão que aparece na direção do eixo x em consequência de uma tensão elétrica aplicada no eixo z . Óbvio é, caso o segundo número seja 4 ou 5 ou mesmo 6, o mesmo indicará um cisalhamento em torno dos eixos x, y ou z . Nessas condições, d_{33} indica o efeito de uma tensão mecânica no eixo z devido a uma tensão elétrica, ou seja, carga elétrica, aplicada segundo o eixo perpendicular eixo x . Como as propriedades elétricas e mecânicas não são as mesmas ao longo dos diferentes eixos, no caso geral $d_{11} \neq d_{33}$.

Embora o estudo dos cristais piezoelétricos seja importantíssimo na tecnologia ultra-sônica, assim como o das cerâmicas ferroelétricas que praticamente já substituíram os cristais na maioria das aplicações, não entraremos em maiores detalhes, devendo os interessados recorrer à literatura indicada (12, 13). Interessa-nos tão somente saber que, nas aplicações de análise, os cristais de quartzo são ainda extensivamente usados, embora num grande número de cabeçotes já estejam sendo utilizadas cerâmicas de maior eficiência e de custo muito menor. Nessas condições, vários sistemas modernos de inspeção que utilizam dois cabeçotes, transmissor e receptor, utilizam cerâmicas diferentes em cada um deles.

Existem ainda outras propriedades dos cristais mas não entraremos em maiores detalhes. Durante o estudo da inspeção ul-

tra-sônica, teremos a oportunidade de verificar algumas propriedades importantes, quando teremos ocasião de voltar ao assunto.

III.2 - MATERIAIS MAGNETOSTRITIVOS - PIEZOCERÂMICAS

A magnetostricção é o fenômeno observado em certos materiais que apresentam uma variação de suas dimensões quando sujeito a um campo magnético. Vários materiais apresentam tal propriedade, sendo a mesma mais acentuada em uns que outros. A fig. 3.6 ilustra a variação relativa de comprimento para alguns materiais em função da magnetização aplicada. Observa-se imediatamente que o níquel é o material que apresenta a maior variação em função do campo, motivo pelo qual o mesmo foi usado quase que como material único em tal tipo de trabalho. A grandeza de deformação ilustrada na fig 3.5 obedece aproximadamente a lei empírica.

$$\frac{\Delta l}{l} = T_0 = \text{Constante} \cdot B_0^2 \quad 3.1$$

que é uma função quadrática, como já observamos em III. Na expressão acima, T_0 é a tensão mecânica no material e B_0 a densidade de fluxo produzida pelo campo magnético aplicado, H_0 . Como é sabido, a equação não se aplica no entorno da saturação. Caso o material, supondo uma barra, esteja livre, não são aplicados esforços mecânicos externos, sendo tôdas as tensões devidas única e exclusivamente ao efeito magnetostritivo. Caso o valor da tensão mecânica seja ΔT_0 , será $T = dT_0$ e então $\Delta B = dB_0$, obtendo-se a equação básica da magnetostricção

$$\Delta T = 2 \cdot \text{Constante} \cdot B_0 \Delta B$$

ou,

$$\Delta T = \beta \cdot \mu_r \cdot H \quad 3.2$$

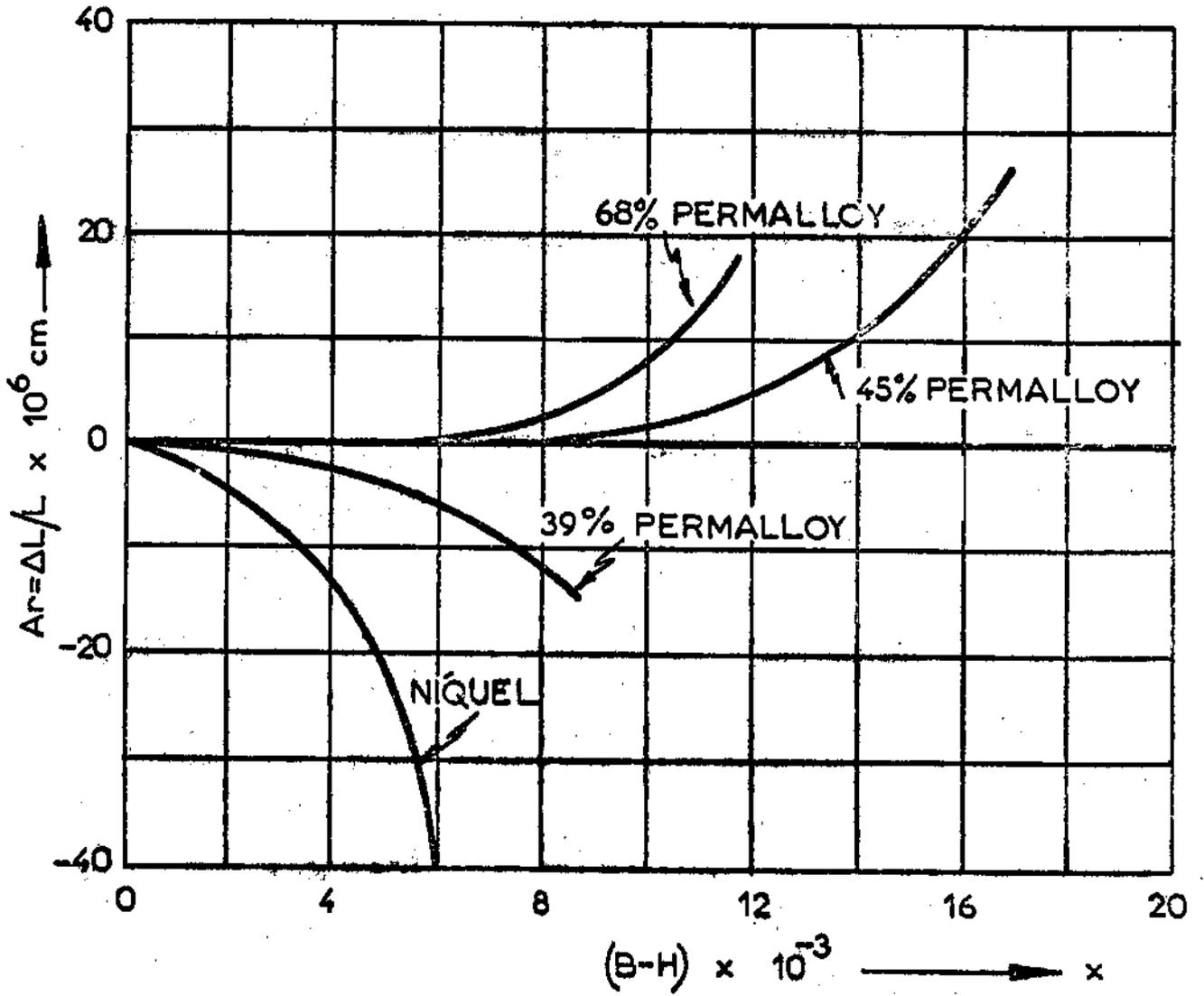


FIG. 3.6

Pela lei de Hook,

$$T = \frac{\text{deformação}}{\text{módulo de Young}} = \frac{\epsilon}{E}$$

obtem-se a tensão devida à deformação ϵ . Se somarmos à tensão acima o efeito magnetostritivo, obtem-se a tensão mecânica total pela expressão

$$T_{\text{total}} = \frac{\epsilon}{E} + \beta \mu_i H \quad 3.3$$

Os materiais magnetostritivos são caracterizados por um número de constantes que estão tabeladas em vários tratados, tais como distorção mecânica por unidade de indução magnética, permeabilidade magnética, força mecânica exercida por uma barra com os extremos fixos, etc. Não entraremos em tais detalhes, uma vez que nosso interesse limita-se às aplicações do ultra-som e não à tecnologia dos transdutores. Por tais razões, interessar-nos-emos somente pelo aspectos físicos do funcionamento dos transdutores. A constante $\mu_{\Delta s}$ é a permeabilidade incremental na saturação, que relaciona a indução magnética B à força magnetizante H devida a bobina de enrolamento, sendo H dado em ampér.espiras/m.

O termo "Permeabilidade incremental saturada", embora um tanto confuso, é o que descreve o comportamento de uma barra no entorno da saturação devido a um campo contínuo forte (polarização) e sujeita a uma excitação alternativa na bobina. Normalmente, os magnetostritores têm a forma fechada, toroidal ou retangular, sendo aplicado na bobina um campo alternativo sobreposto a um campo contínuo de polarização. Aplicando-se uma corrente alternativa de modo que H varie numa direção e depois na direção contrária, a indução magnética B parte de zero e percorre a conhecida curva de histerese do material.

É importante observar que para $H=0$ não é obtido o valor $B=0$. Se aplicarmos uma corrente contínua na bobina, a indução magnética B permanecerá num ponto determinado B_1 e uma corrente alternada aplicada na mesma bobina ou em bobina separada dará origem a uma curva de histerese maior ou menor. A inclinação da reta que une os extremos de tal curva de histerese menor é a chamada permeabilidade magnética. Chamando $\mu_{\Delta s}$ a permeabilidade incremental e μ_0 uma constante que ligue H a B , obtem-se

$$B = \mu_0 \mu_{\Delta s} H$$

A fig. 3.7 ilustra a operação de um transdutor magnetostritivo nas condições de polarização intensa B_s e de baixa polarização B_1 . É importante observar que há grande divergência entre os especialistas, uma vez que na opinião de alguns o campo de polarização deve ser tal que o B permaneça no ponto de inclinação máxima da curva de histerese, onde se obtém o máximo de efeito magnetostritivo e outros, considerando que os magnetostritores trabalham geralmente ligados à concentradores, onde as limitações são impostas pela resistência à tensão do material e, nesse caso devem também trabalhar com baixa saturação. Já outros opinam que, pelas constantes do material, os transdutores devem trabalhar próximo à saturação, o que impõe um campo alternativo tão grande que torna o significado da permeabilidade incremental sem valor. Não entraremos em detalhes, devendo os interessados consultar a bibliografia indicada.

Os trabalhos desenvolvidos por van der Burgt nos Laboratórios da Philips e os de Goljamina no Instituto de Acústica de Moscow, deram origem às cerâmicas piezomagnéticas, cujo comportamento é análogo ao dos magnetostritores, tratando-se, no entanto, de materiais sintéticos, apresentando as vantagens de usinagem ou melhor, moldagem e efeito magnetostritivo superior ao dos materiais comuns. Entretanto, é preciso considerar que as cerâmicas são frágeis, quebrando-se mediante pancadas de pequena monta.

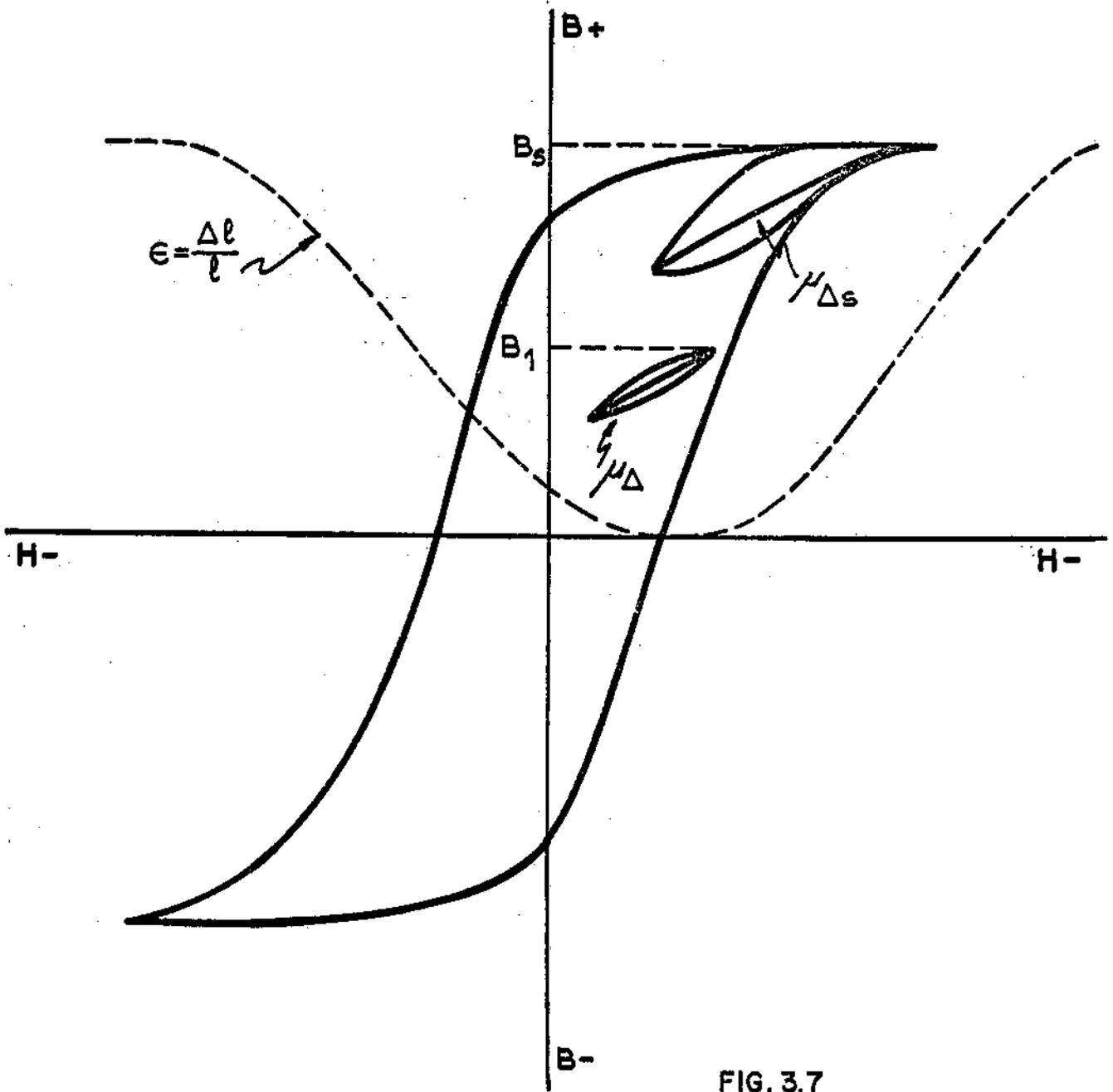


FIG. 3.7

Tais cerâmicas podem ser adquiridas prontas e com a frequência de ressonância pré-estabelecida, assim como podem ser fabricadas com polarização permanente, mediante ímãs colados às pernas do magnetostritor. A fig. 3.8 ilustra a relação funcional entre a tensão mecânica em diferentes materiais devido a uma densidade de fluxo determinada. Não entraremos em outros detalhes quanto aos materiais magnetostritivos, devendo os interessados recorrer à vasta literatura existente, onde os problemas são discutidos com grande minúcia (14,15,16,17,18,19,20).

A tabela abaixo ilustra as principais constantes dos materiais magnetostritivos mais comuns.

Material	Composição	$\frac{\Delta l}{l}$	Fôrça N/weber (10^{-6})	B_s wb/m ²	μ_{45}	Temp. Curie °C	c_{barra} (m/s)
Permendur	2V, 49Co-49Fe	+70		2,4	50	980	5.180
13 Alfer	13 Al, 87 Fe	+40	+7	1,3	200	-500	4.750
Permalloy	45 Ni, 55 Fe	+27	+3	1,6	230	-440	4.100
Níquel	99,99 Ni	-33	-20	0,63	40	-358	4.750
Ferrite	C2 + Fe ₂ ³⁺ O ₄	-200		0,54		510	
Ferrocube	Ni-Cu-Co	-28		0,33		530	5.700
Ferrocube	Ni-Cu-Co	-28		0,35		530	5.700
Hipernik	50Ni, 50 Fe	+25		1,6	190	500	4.150

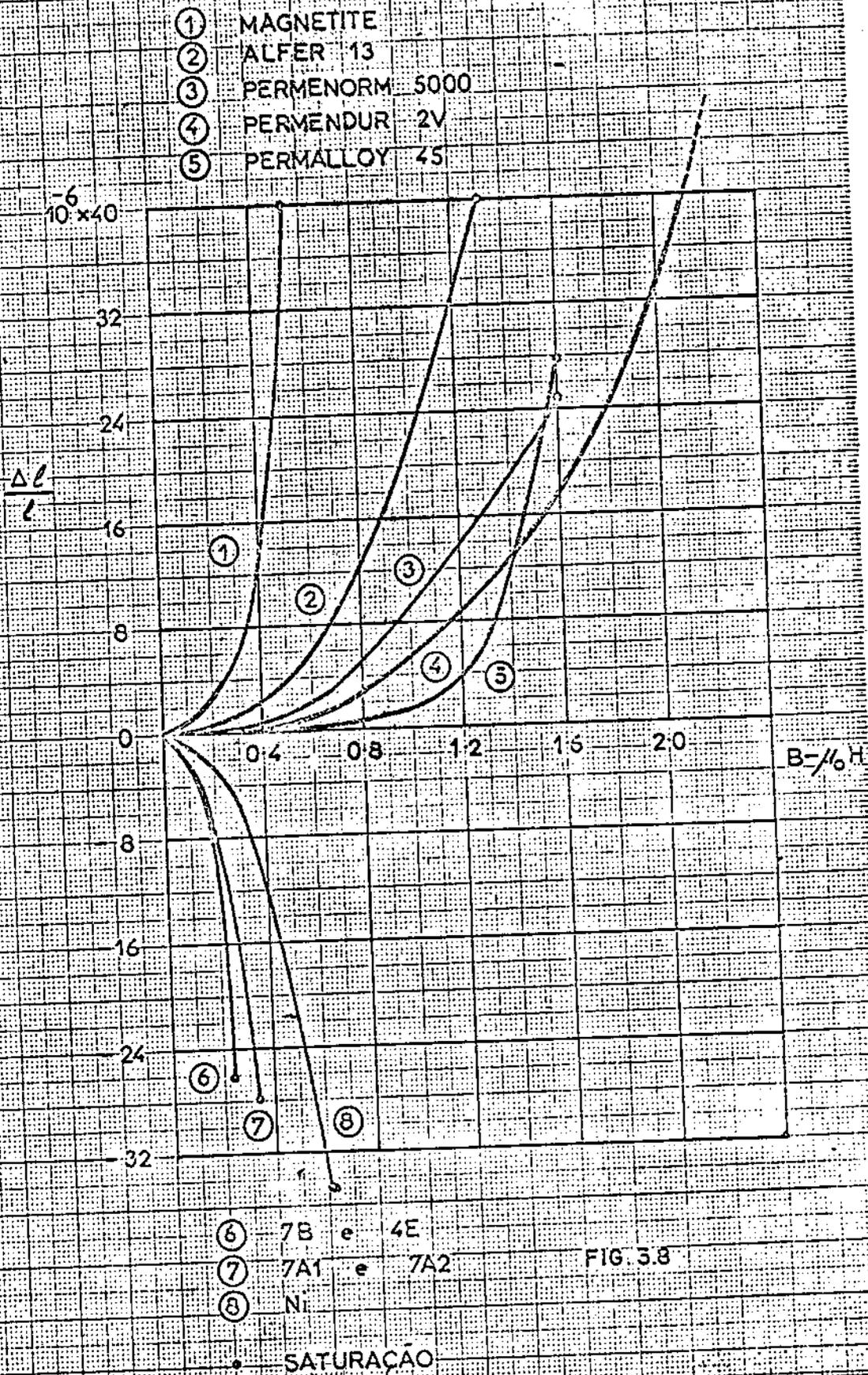


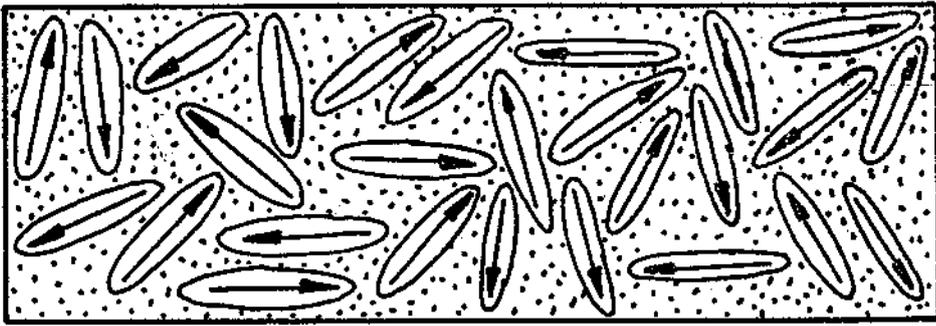
FIG. 3.8

III.3 - CERÂMICAS FERROELÉTRICAS

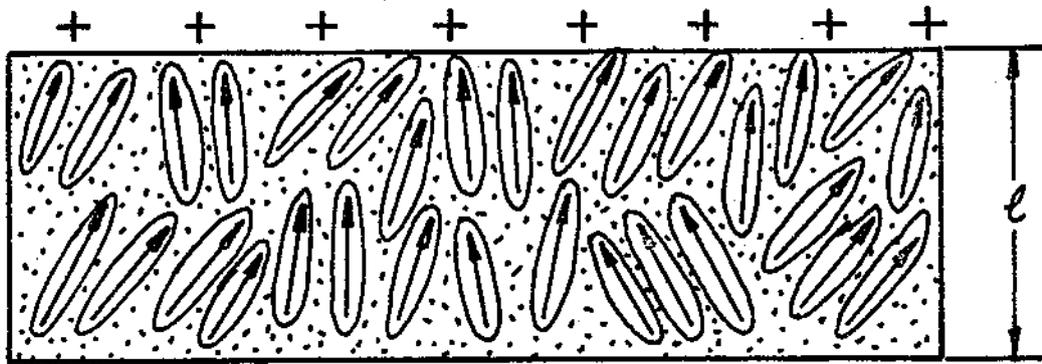
É fato recente o aparecimento do transistor que, curto tempo depois de seu aparecimento, colocou a válvula eletrônica como componente obsoleto em inúmeras aplicações. Entretanto, assim como em várias aplicações a válvula ainda é insubstituível, o mesmo se observa com vários materiais sintéticos que não conseguiram ainda sobrepujar os materiais naturais num grande número de aplicações. Fenômeno análogo se passou com os materiais sintéticos destinados às aplicações dos ultra-sons. Dessa maneira, o aparecimento das cerâmicas ferroelétricas e das ferrites piezomagnéticas deram grande impulso à tecnologia ultra-sônica, sendo utilizados tais materiais num grande número de aplicações. Entretanto, o níquel é ainda insubstituível nas aplicações de alta potência, assim como o quartzo é ainda o único material satisfatório em aplicações onde a manutenção da frequência é importante, como em vários casos de inspeção, interferometria ultra-sônica, etc. No caso das ferrites, a tensão mecânica da mesma é inferior à do níquel, o que não permite que tais ferrites sejam utilizadas em máquinas grandes sem os inconvenientes de manter o material trabalhando sem grandes esforços, uma vez que um excesso momentâneo de sinal dá origem ao rompimento da ferrite. No caso das cerâmicas ferroelétricas, as mesmas apresentam inúmeras vantagens embora apresentem uma temperatura Curie inferior à do quartzo e apresentam grande fragilidade. Verificaremos outros detalhes comparativos entre os materiais naturais e sintéticos durante a nossa exposição, limitando-nos no momento a considerações quanto ao funcionamento e a física do processo de conversão apresentado pelas cerâmicas ferroelétricas.

A teoria dos domínios magnéticos é amplamente conhecida de todos os nossos estudantes e constitui uma teoria bastante clara e concisa dos fenômenos magnéticos. Sabemos que os materiais magnéticos apresentam a magnetização quando os domínios elementares são orientados todos no mesmo sentido, obtendo-se um ímã per

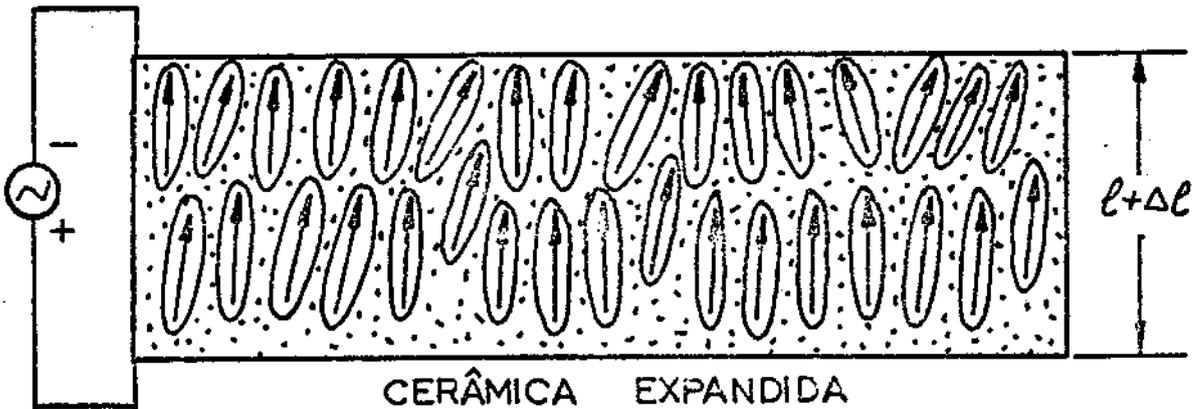
manente ou a imantação é perdida no momento que os domínios forem colocados em ordem estocástica. Uma cerâmica ferroelétrica é constituída por uma série grande de pequenos cristais isolados de material apto a apresentar o efeito da eletrostrição, semelhante à magnetostricção. Praticamente todos os isoladores e semi-condutores apresentam o fenômeno da eletrostrição mas, alguns materiais apresentam-no em grau muito maior, materiais êsses denominados ferroelétricos. Como exemplos típicos de ferroelétricos tem-se o titanato de bário, $BaTiO_3$, titanato de cálcio, $CaTiO_3$, Titanato de Chumbo, $PbTiO_3$ sulfato de Lítio e outros. Tais cerâmicas são constituídas por pequenos domínios elementares, em alguns aspectos semelhantes aos cristais únicos de quartzo, como ilustra a fig. 3.4. No caso das cerâmicas ferroelétricas, o material é apresentado naturalmente sob a forma de uma série de domínios elementares que são distribuídos estocasticamente como ilustra a fig. 3.9. Normalmente, a cerâmica é fabricada por processo bastante complexo, onde a composição deve ser controlada com bastante precisão e a introdução das impurezas exige uma precisão bastante satisfatória, e após a fusão a cerâmica é deixada esfriar, obtendo-se o material no estado neutro. Em tal estado, os domínios elementares adquirem uma orientação estocástica e as dimensões da peça correspondem simplesmente às dimensões de uma cerâmica como outra qualquer. Entretanto, quando se aplica um campo elétrico na cerâmica, os domínios tendem a se orientar de acôrdo com o campo, observando-se alteração acentuada nas dimensões da peça. Para que se obtenha uma variação apreciável nas dimensões da peça, a par de manutenção de frequência, há necessidade de uma certa polarização, como ilustra a fig. 3.2. Nessas condições, as cerâmicas ferroelétricas são polarizadas p. processos bem estabelecidos, qual seja aquecer o material acima de sua temperatura Curie, submetê-lo a um campo elétrico na direção desejada e deixar a peça esfriar em banho de óleo e sujeita o tempo todo a um campo da ordem de 30 kV/cm. Após tal tratamento, a cerâmica adquire uma polarização permanente que não será alterada a não ser que seja aplicado à peça um campo elétrico alternativo excessivo ou que a tempera-



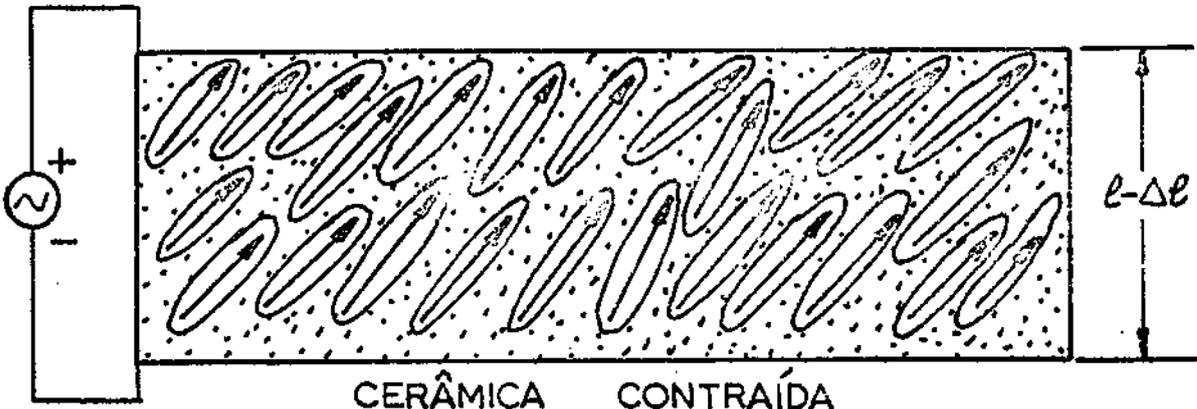
CERÂMICA NEUTRA



CERÂMICA POLARIZADA



CERÂMICA EXPANDIDA



CERÂMICA CONTRAÍDA

FIG. 3.9

tura Curie seja ultrapassada^(21,22). A fig. 3.9 ilustra as dimensões da cerâmica devido à polarização. Aplicando-se um campo alternativo numa cerâmica polarizada, as dimensões da mesma se alteram, como ilustram as duas partes inferiores da figura.

As cerâmicas apresentam uma série apreciável de vantagens, uma vez que as mesmas podem ser moldadas em tamanhos e formas praticamente arbitrárias, a espessura pode ser controlada pelo processo de fabricação e as mesmas apresentam uma eficiência muito superior à dos materiais naturais. O maior problema nas cerâmicas é a dissipação de calor, uma vez que as mesmas são máus condutores de calor, havendo normalmente problemas com resfriamento. Com o desenvolvimento da técnica, os transdutores compostos possibilitam soluções elegantes do problema de resfriamento, embora o problema ainda exista.

A tecnologia das cerâmicas ferroelétricas é bastante interessante e os interessados encontrarão vasta literatura especializada a respeito, onde os problemas de composição, processos de fabricação e moldagem são discutidos com amplos detalhes^(22 a 30). Quando estudarmos os transdutores para processamento, verificaremos alguns detalhes de construção prática dos transdutores. No momento interessa-nos somente os aspectos descritos.

III.4 - RESSONÂNCIA

Já verificamos que os materiais apresentam uma constante que é a velocidade de propagação do som, ou velocidade do som. Tal constante depende somente do material e da temperatura, variando, como é óbvio, com a composição, tratamento térmico, temperatura mecânica e outros dados que influem, de uma forma ou outra, na estrutura do material.

É fato bastante conhecido do estudo elementar da eletricidade que, um circuito está em ressonância quando as componentes rea

tivas são iguais e de sentidos contrários, ou seja, quando o circuito se apresenta como uma resistência pura. Tal conhecimento é levado diretamente ao caso das vibrações, uma vez que, pela analogia dinâmica, há uma correspondência entre as componentes reativas mecânicas (compliância e massa) e as elétricas (indutância e capacitância). No nosso caso, é possível calcular com bastante precisão os fenômenos de ressonância considerando as componentes reativas de um oscilador mecânico que constitui o transdutor. Entretanto, interessa-nos o conceito físico de ressonância de modo que verificaremos a ressonância como se dá elementarmente, sem levar em consideração as considerações analíticas que determinam o fenômeno. Embora tal tratamento seja discutível, o mesmo permite uma idéia bem clara do fenômeno, sem necessidade de considerações matemáticas. Insistiremos na parte do conceito físico da ressonância, uma vez que sempre que perguntamos a um estudante ou engenheiro o significado de ressonância a resposta, invariavelmente, é: "um circuito está em ressonância quando a raiz da equação de movimento é imaginária". Quando se trata de eletricitista, eletrônico ou físico, a resposta passa a ser ligeiramente diferente "é quando as componentes reativas são iguais e de sinais contrários, apresentando-se o circuito como uma resistência pura". Embora tais afirmações sejam verdadeiras, as mesmas contêm a verdade como expressa em termos matemáticos, não levando em consideração o que se passa fisicamente. Para nosso estudo, temos de considerar a propagação do som num material e, de tal conceito, obteremos o significado da ressonância.

É conhecido de todos as "campainhas" utilizadas pelos pedreiros para avisar a hora de almoço e hora de largar o serviço. Tais avisos são realizados mediante uma pancada num pedaço de ferro, geralmente um trecho de trilho, pendurado num ferro redondo de construção convenientemente encurvado, de modo a manter o trilho suspenso livremente. É sabido também que tais campainhas dão um som mais grave ou mais agudo, dependendo do comprimento do trilho. Sabe-se, desde os tempos de Galileo, que a frequência de emissão

do som de uma barra é inversamente proporcional ao comprimento da barra, ou seja, o som será tanto mais alto quanto mais curta for a barra. Baseados em tais considerações é que são construídos os tubos dos órgãos, onde os sons graves provêm de tubos longos e os sons agudos de tubos curtos. É conhecido também o fato de darem as flautas curtas um som mais alto que as flautas longas e vice-versa. A maioria das flautas e instrumentos de sôpro tem um comprimento determinado e contém vários orifícios que podem ser fechados com o dedo e, com isso, variar-se a frequência do som emitido. Há, então, uma ligação estreita entre o comprimento e o som emitido, seja por uma barra quando excitada por uma pancada, seja por um instrumento de sôpro quando acionado. Nessas condições, vamos considerar uma onda sonora ou vibração ultra-sônica percorrendo uma barra de comprimento l . Ao chegar no final da barra, o som encontra uma impedância diferente, geralmente a do ar e, assim sendo, reflete-se de conformidade com a expressão 2.1. Após a reflexão, o som volta pela barra e a percorre até encontrar novamente uma impedância diferente que o faça refletir-se, tornando a voltar e assim sucessivamente. O som não permanece indefinidamente pelas perdas que a vibração sofre ao atravessar o material, além da quantidade que é radiada sob forma de som, que constitui também uma perda. Então, uma barra qualquer, placa ou dispositivo análogo, passa a oscilar numa frequência que dependerá de seu comprimento. A menor frequência que a barra oscila é a correspondente a um quarto do comprimento de onda no material ou a meio comprimento de onda. Depois disso vem a primeira harmônica, correspondente a dois meios comprimentos de onda, a terceira harmônica correspondente a três meios comprimentos de onda, etc. Nessas condições, quando queremos um cristal oscilando numa determinada frequência, devemos cortar o o mesmo de tal modo que a sua espessura (levando em consideração os eixos x , y , ou z , evidentemente) corresponda a meio comprimento de onda para o som se propagando no cristal. A expressão da espessura e do cristal é dada pela fórmula seguinte, que liga a frequência à espessura

$$f = \frac{c}{e} = \frac{2.700}{e} \text{ kHz} \quad 3.4$$

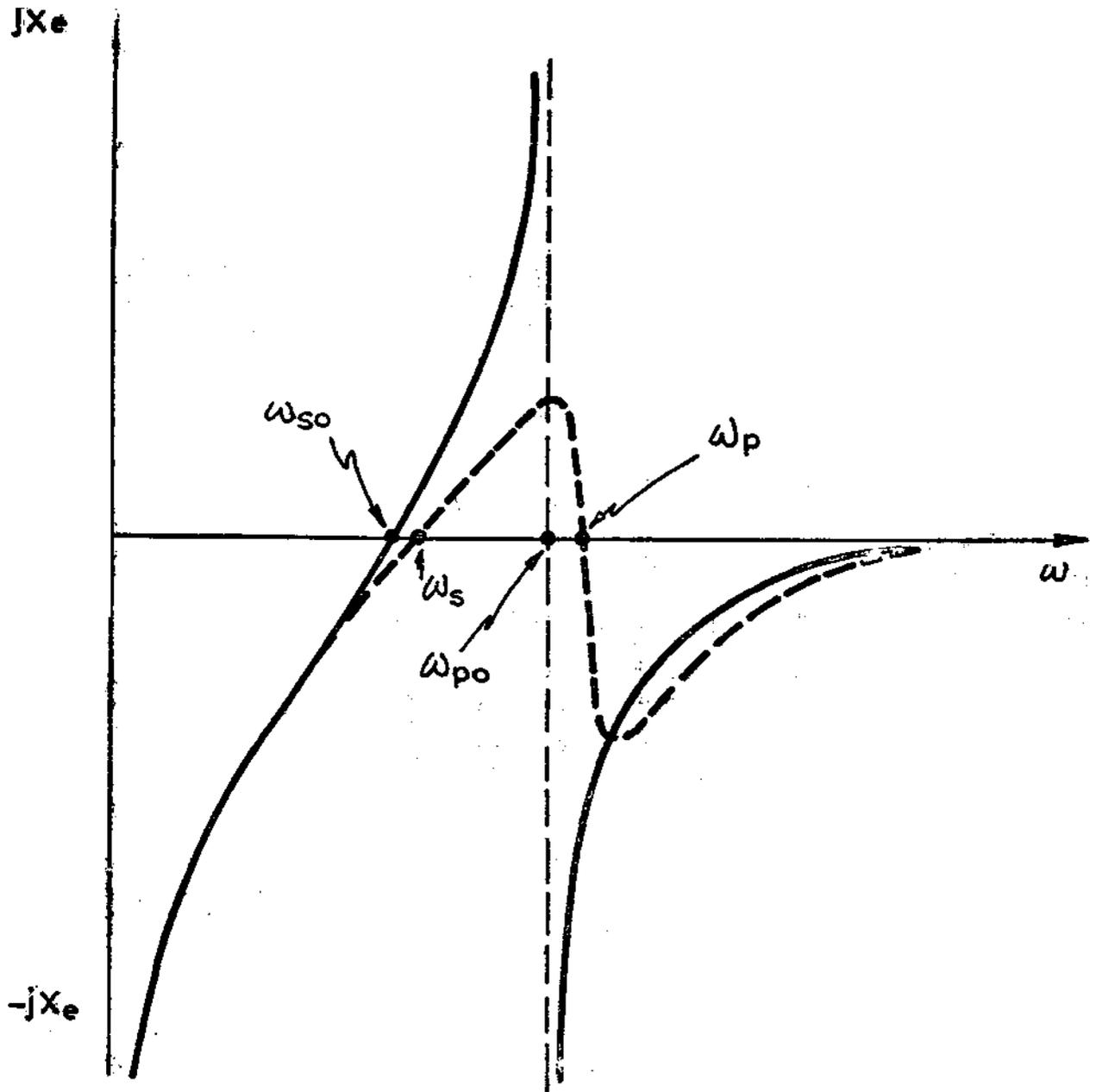
Para o níquel, a expressão é a mesma, a menos da velocidade de propagação, i.é.,

$$f = \frac{c}{2.l} = \frac{4.750}{2.l}$$

onde é l o comprimento do magnetostritor. Expressões análogas são válidas para as ferrites, cerâmicas, etc. Existem outros modos de ressonância, como, por exemplo, um tubo de cerâmica pode oscilar no sentido radial e no sentido axial, assim como um disco de quartzo pode oscilar no modo longitudinal ou no modo radial, dando origem a frequências diferentes e dependendo das dimensões relativas. A fig. 3.10 ilustra o comportamento da resposta de um transdutor em função da frequência que é aplicada ao mesmo. A mesma figura ilustra a variação das componentes reativas de um cristal em função da frequência de excitação.

III.5 - SEREIAS, JATOS E APITOS

As sereias e apitos são os transdutores mais comuns e mais antigos para a geração de ultra-sons, sendo, também, os mais eficientes. Normalmente as sereias e alguns tipos de apitos são utilizados para a geração de ultra-sons nos gases, sendo acionados por uma corrente de gás. Existem apitos do tipo turbilhonar ou a vórtices que são acionados também a ar, sendo denominados jatos por alguns autores. Existem ainda apitos e lâminas vibrantes que são acionados por líquidos, produzindo ultra-sons em meios líquidos. As lâminas vibrantes são acionadas por um jato de líquido, de modo que tal denominação será reservada aos transdutores de tal tipo que, no nosso estudo, serão transdutores a jato.



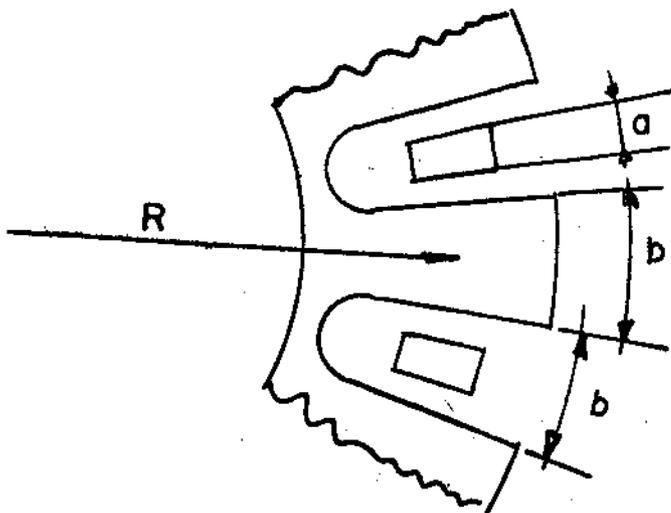
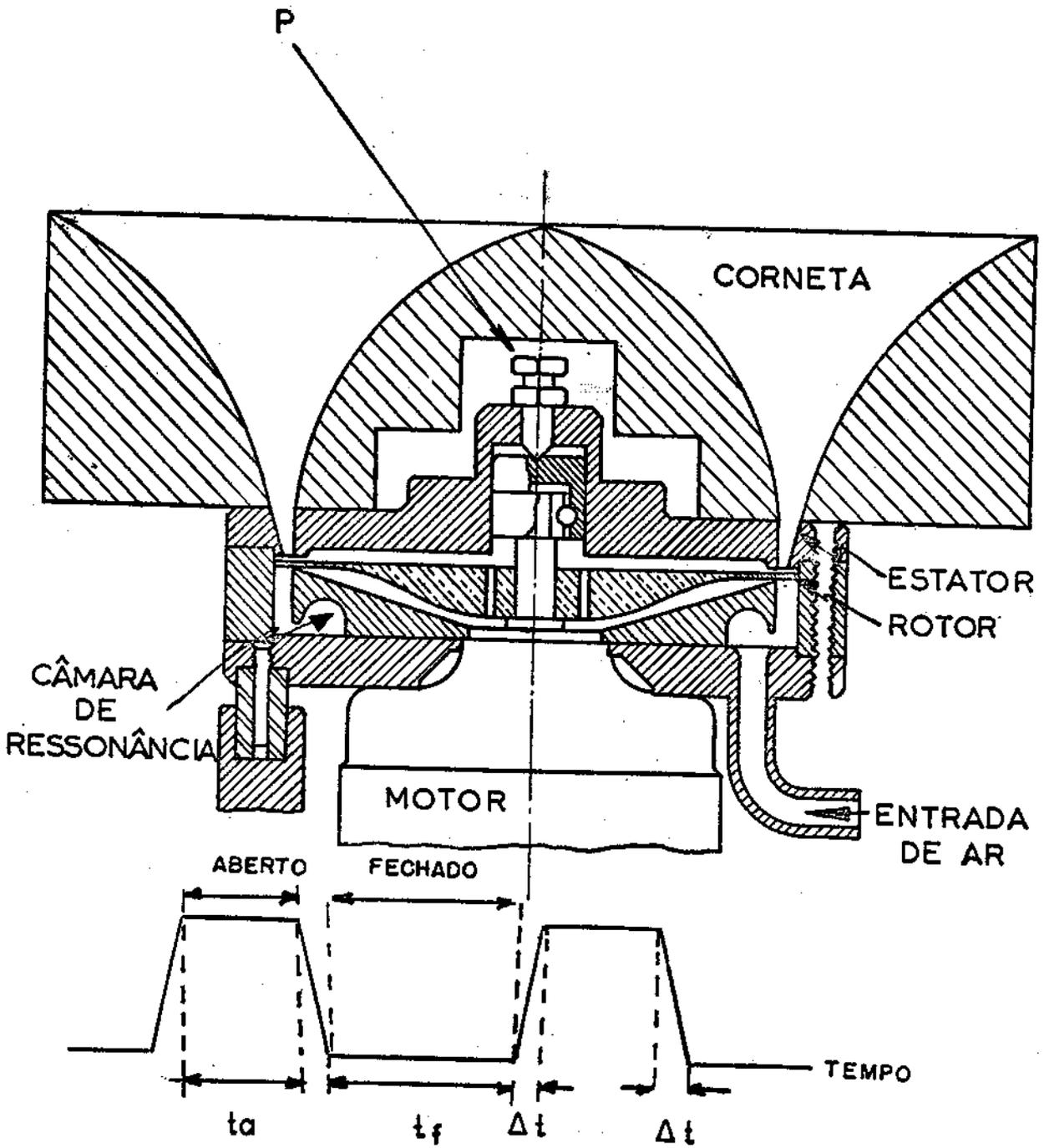
————— $Re=0$
----- $Re>0$

FIG. 3.10

Os transdutores que estudamos até o presente são reversíveis e são constituídos por materiais sólidos. O transdutor eletrodinâmico, em alguns pontos semelhante ao altofalante eletrodinâmico comum, constitui o transdutor de Fessendem. Não entraremos em tais transdutores, uma vez que passaremos agora a verificar o funcionamento físico dos transdutores operados a ar e a líquidos.

III.5.1 - SEREIAS

A fig. III.11 ilustra esquematicamente a sereia desenvolvida por Allen e Rudnick⁽³¹⁾. O ar forçado na entrada sob pressão é interrompido pelo rotor e aberto pela abertura. O disco contém vários orifícios separados por uma distância b muito maior que a distância da espessura da abertura a . A frequência do som obtido será igual ao número de vezes que a corrente de ar é interrompida por segundo. Normalmente as sereias operam como uma pressão de ar de entrada de 0,1 a 0,3 Atm e dão origem a uma potência acústica entre 80 a 200 watts, com eficiências que variam de 15 a 35%. Existem sereias de produção comercial para frequências de 3 kHz a 40 kHz. No caso da frequência mais elevada, as sereias geralmente operam com o rotor girando a 350 rotações por segundo, sendo comum o uso de motores elétricos de 3/4 a 5 HP. As dimensões dos dentes do rotor devem ser tais que durante os tempos de abertura e fechamento tal valor, Δt , seja muito inferior à metade do tempo t_a ou t_f quando o jato de ar está completamente aberto ou completamente fechado. Para a obtenção de tais valores, obtém-se uma figura análoga à modulação por ondas quadradas aproximadamente, como se observa na fig. III.10. Há necessidade de um espaço de ar entre o rotor e o estator muito reduzido, geralmente da ordem de 0,05 mm e tal abertura ou folga é ajustada por meio do parafuso P. A sereia descrita funciona numa frequência única, dando origem a uma radiação monocromática e coerente. Para melhorar a eficiência, tais sereias são construídas com cavidades ressonantes que tem uma frequência coincidente com a frequência de opera-



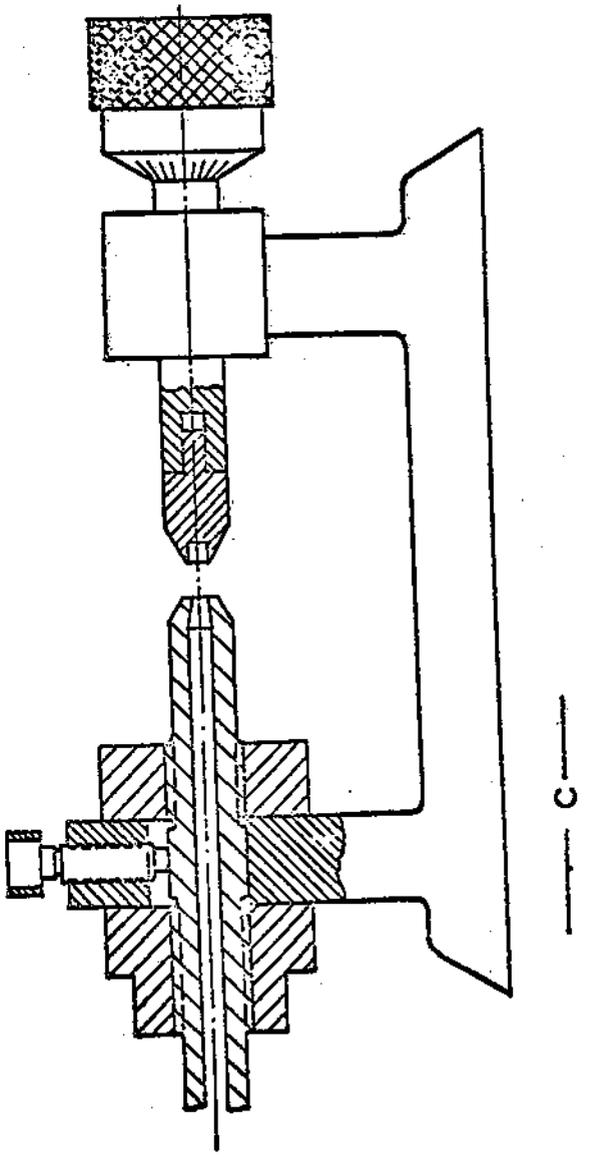
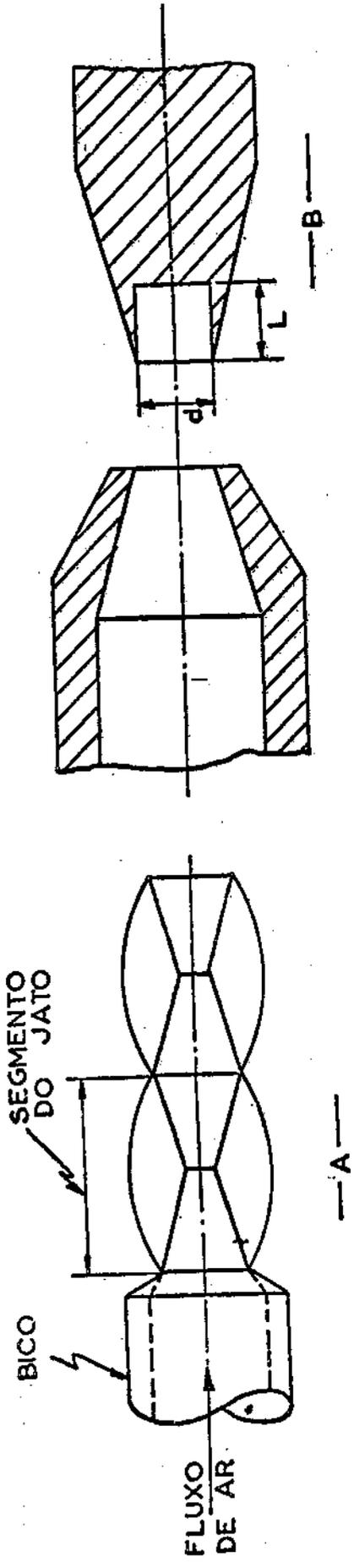
$$b \geq 2a$$

FIGURA 3.II

ção e, além disso, para melhorar o acoplamento mecano-acústico, constrói-se uma corneta exponencial ou catenoidal e se a acopla à saída da sereia. Quando a sereia deve produzir uma faixa grande de sons, i.é., um dispositivo para produção de barulho este-cástico e de alta intensidade, a sereia é construída com vários rotores acoplados no mesmo eixo ou então com vários rotores girando a diferentes velocidades. Tais tipos de sereias são produzidas comercialmente para potências até 5 kW e com ampla faixa de frequência ⁽³²⁾. A construção das sereias exige uma série de precauções e o projeto é um problema aparentemente simples, quando não se considera a necessidade de uma eficiência superior ou da ordem de 30%, há necessidade de diminuir as perdas provenientes da turbulência, o que obriga a projetar e construir aberturas e orifícios com vãos que dêem origem a linhas de fluxo compatíveis com o sistema, ou haverá uma perda excessiva, com baixa eficiência.

III.5.2 - APITOS PARA GASES

Os apitos apresentam a grande vantagem de não possuir partes móveis, dispensar lubrificação e poder operar por tempo indeterminado sem problemas de manutenção. O estudo dos apitos, principalmente para a produção de ultra-sons, foi iniciado por Galton por volta de 1883 e prosseguido por Edelman ⁽³²⁾. Posteriormente, Hartmann, Levvasseur e outros ⁽³³⁾, desenvolveram vários tipos de apitos com eficiências bastante elevadas e cuja forma é mantida até hoje, com ligeiras modificações de construção. Verificaremos somente os apitos mais comuns e usados num grande número de aplicações. A fig. 13.12.a ilustra a saída de ar sob pressão de um orifício circular. Há formação de segmentos de jato. Caso tal jato seja dirigido a uma cavidade ressonante de dimensões: diâmetro d profundidade L e o som tenha no gás injetado a velocidade de propagação c (geralmente tal gás é ar sob pressão), obtém-se uma frequência de ressonância dada por



APITO DE HARTMANN

FIGURA 3.12

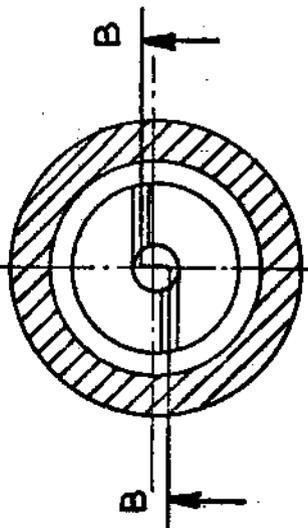
$$f = \frac{c}{4(L + 0,3d)}$$

que é frequência de ressonância do ar contido no orifício. Quando o jato de ar é dirigido contra uma cavidade ressonante como ilustra a fig. 3.12.b, há produção de ondas de choque que são refletidas e formam zonas de reflexão que darão origem a uma realimentação positiva, que obrigará o apito a funcionar continuamente. É importante observar que a diferença fundamental entre os apitos de Galton e de Hartmann é a velocidade do ar injetado; enquanto que no apito de Galton tal ar é injetado sob baixa pressão, o apito de Hartmann exige alta pressão e, consequentemente, obtem-se frequências muito mais elevadas, embora o funcionamento de ambos seja fisicamente o mesmo. Além disso, o apito de Galton tem a saída de ar circular e de faces paralelas, enquanto que Hartmann construiu seus apitos com a saída em forma cônica, com a finalidade de obter um jato de ar mais estrito, a par de pressão mais elevada devido a constrição.

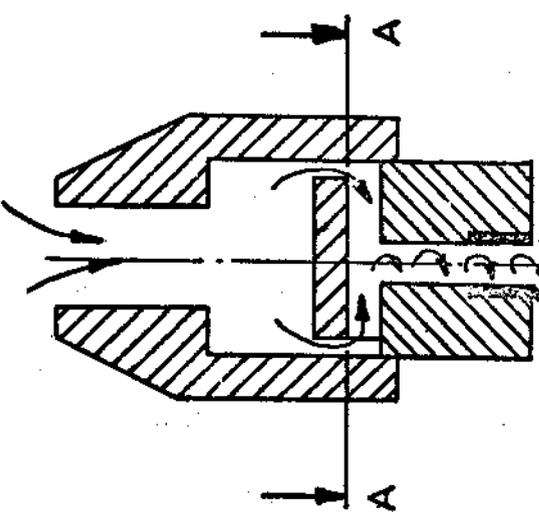
Foram construídos outros apitos, tais como o apito turbilionario de Vonnegut⁽³⁴⁾ ilustrado na fig. 3.13. O ar é forçado sob pressão a penetrar no apito tangencialmente e, para penetrar no tubo de saída de menor diâmetro, aumenta o número de revoluções dando origem a um movimento turbilionario. Ao atingir a saída do tubo menor, o fluxo torna-se instável observando-se perturbações periódicas no movimento, parte das quais são radiadas sob a forma de som. A frequência de operação é dada pela expressão

$$f = \alpha \left[\frac{c}{d} \right] \left[\frac{P_1 - P_2}{P_2} \right]^{1/2}$$

COM CAVIDADE RESSONANT



CORTE AA



CORTE BB

APITOS TURBILIONARES

SIMPLES

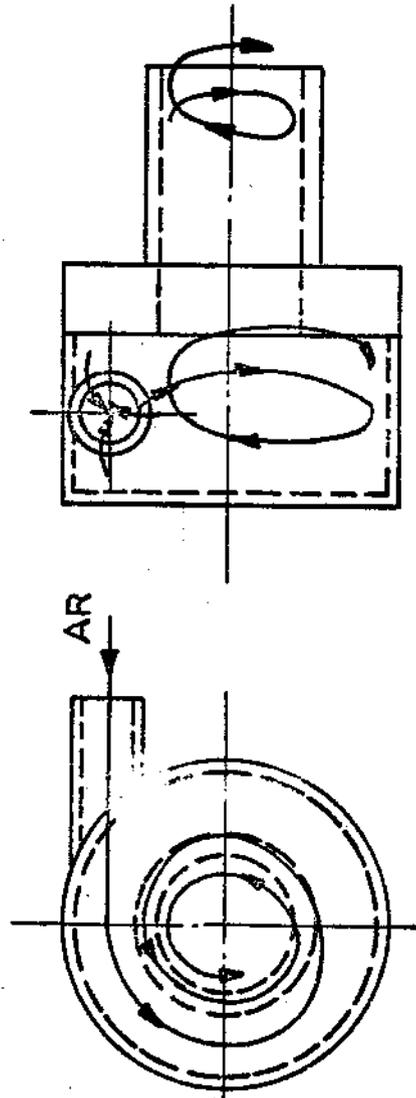
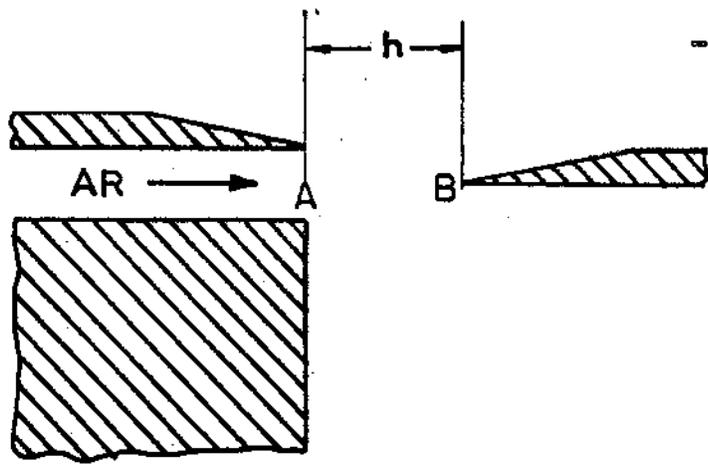


FIGURA 3.13

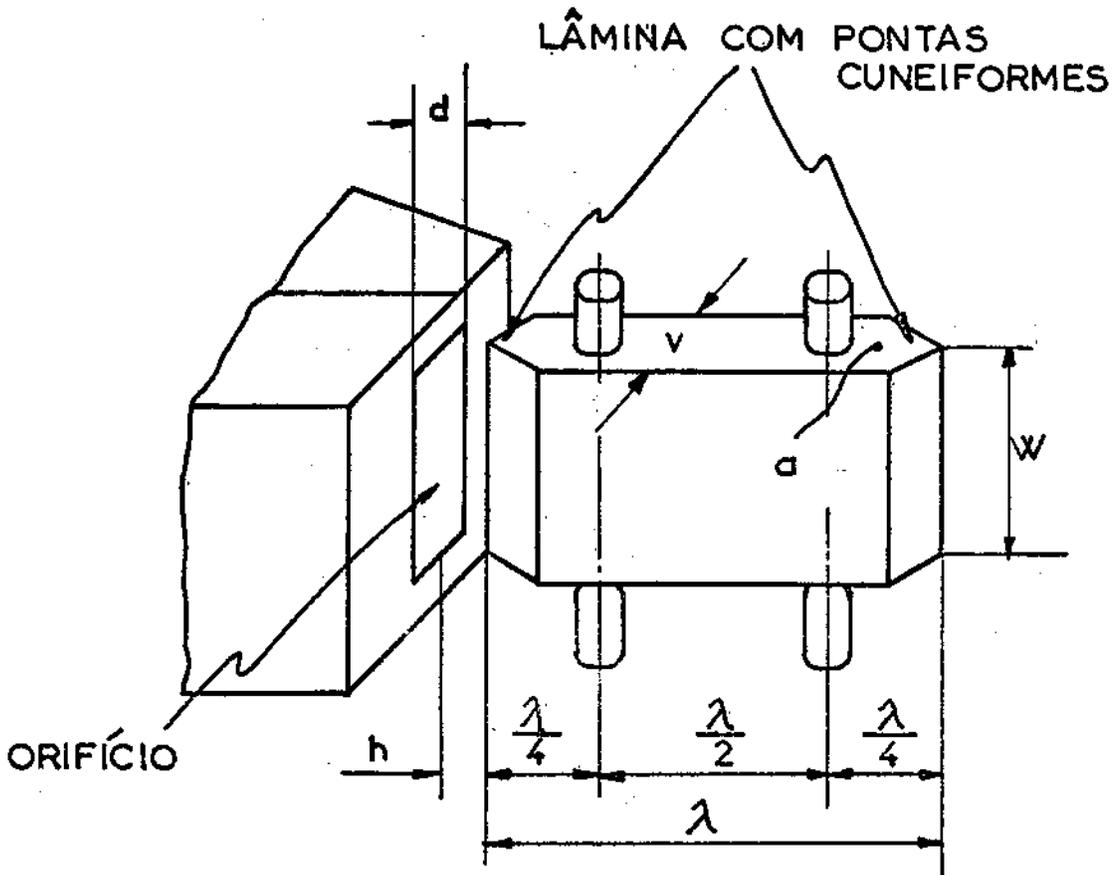
onde D é o diâmetro do tubo menor, p_1 a pressão na entrada do apito, p_2 a pressão na saída do apito e c a velocidade de propagação do som. A fig. III.12 ilustra também a construção do mesmo apito com cavidade ressonante, cuja finalidade é estabilizar a frequência de operação.

III.5.3 - APITOS PARA LÍQUIDOS

Quando um sistema flúido obriga um líquido a atingir uma lâmina sólida com a ponta cuneiforme, há formação de vórtices e turbilhões. Como há realimentação entre o jato de flúido e a ponta da lâmina cuneiforme, obtem-se uma estabilização das oscilações e consequente manutenção de frequência de oscilação. Os transdutores de tal tipo encontram vasto campo de aplicação, uma vez que os mesmos dão origem a cavitação intensa numa região determinada, oferecendo vantagens sobre todos os demais sistemas para emulsificação e dispersão em sistemas líquido-líquido e mesmo em sistemas do tipo pastoso, como cremes e produtos de beleza, produção de produtos alimentícios (extrato de tomate, sucos vegetais, homogenização de chocolate, leite, etc.) além de um número apreciável de emulsões industriais, principalmente no campo de resinas e na petroquímica. De um modo elementar, vamos considerar os fenômenos associados ao processo físico de incidência de um jato de líquido numa lâmina cuneiforme, conforme ilustra a fig. 3.14.a que constitui o jato básico de Pohlmann. Tal tipo de apito pode ser usado com gases ou líquidos mas o campo maior e de mais interesse é quando se trata de líquido, já que as sereias e os apitos turbilioneiros são mais eficientes quando se trata de gases. A operação dos jatos depende de diâmetro de orifício, velocidade de flúido, distância à ponta cuneiforme, etc. As frequências obtidas são uma função da velocidade do flúido e tais frequências ocorrem em estágios discretos. De um modo geral, a frequência de oscilação é dada analiticamente pela expressão (35) aproximada



(a)



(b)

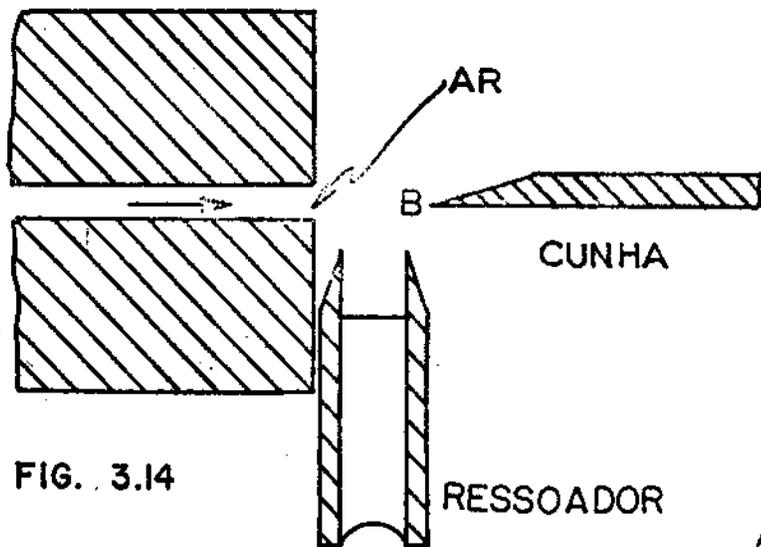


FIG. 3.14

(c)

$$f \approx \left[\frac{n \cdot U}{h} \right] \left[a + \frac{b}{R_e} \right]$$

onde é U a velocidade do fluxo do líquido, h a distância entre a abertura e a ponta da lâmina, a e b duas constantes e R_e o número de Reynolds, definido como o trabalho que deve ser gasto para acelerar o líquido dividido pelo trabalho gasto pelo escoamento viscoso, i.é., $R_e = sU\rho/\eta$ onde s é uma dimensão característica do orifício, ρ a densidade e η a viscosidade. No caso comum é R_e da ordem de 10^4 e muito grande em relação a h de modo que nessas condições, podemos escrever a fórmula empírica

$$f = 2,8 \frac{d}{\lambda^2} c_b$$

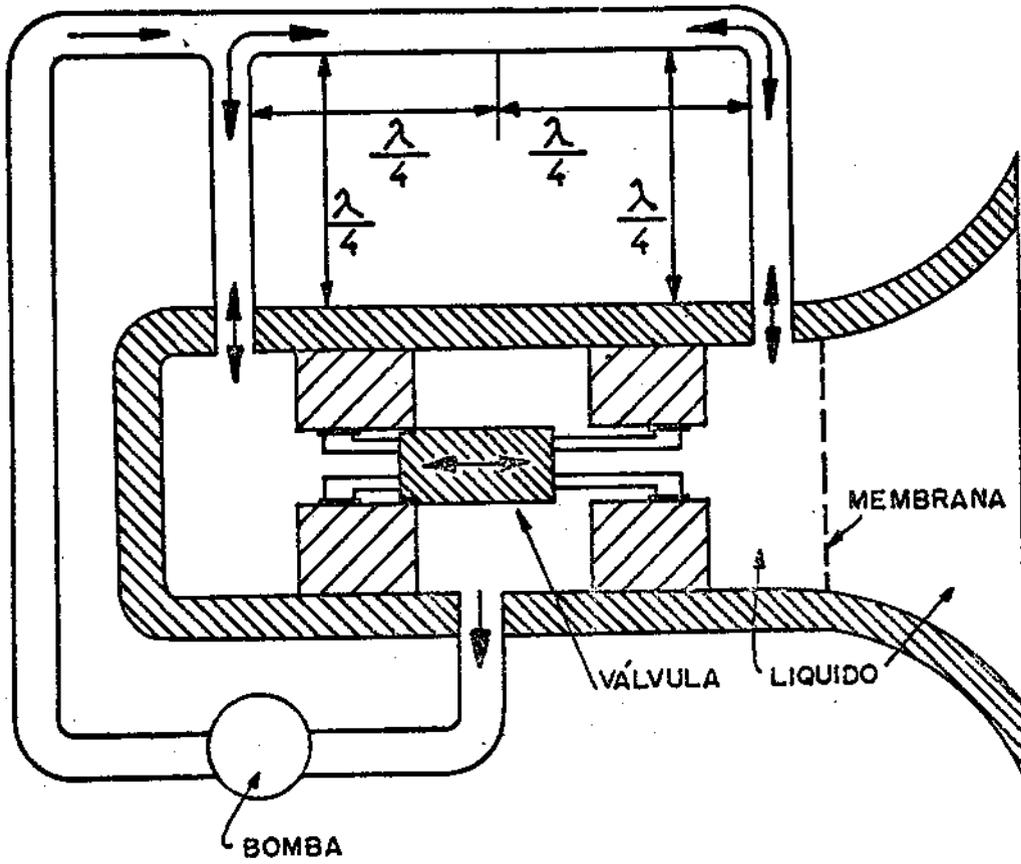
onde é λ o comprimento da lâmina, d a sua espessura e c_b a velocidade de propagação do som na lâmina. A realimentação é realizada pela reflexão no ponto B da figura e que dá origem às oscilações. Para aumentar a eficiência do sistema, é comum a colocação de uma cavidade ressonante junto à saída do jato, como ilustra a fig. 3.14.c. Tal cavidade possui na parte interna um pistão, cuja distância é ajustada de acordo ao máximo de amplitude em frequência, em outras palavras, a cavidade ressonante é ajustada para que a frequência produzida pelo jato coincida com a sua ressonância principal.

Vários estudiosos verificaram que é possível obter alta estabilidade e maior eficiência quando se usa uma lâmina vibrante cujo comprimento de onda coincida com a da frequência que se pretende⁽³⁶⁾. Normalmente, tais lâminas vibrantes são fixadas nos pontos nodais e nesse caso, a frequência fundamental é dada pela expressão

$$f = 2,82 \frac{v}{\lambda^2} c_b$$

onde y é a espessura da lâmina, c_b a velocidade do som na lâmina e λ o comprimento da lâmina. Basicamente, o líquido que envolve a lâmina tem efeito de absorção, o que dá como consequência um abaixamento da frequência de operação. Por tal razão a lâmina é feita com os extremos cuneiformes, uma vez que tal construção dá como consequência uma elevação na frequência de oscilação, com pensando as perdas por radiação. A fig. 3.14.e ilustra a construção de um jato comercial à lâmina. Para aumentar a eficiência de tais transdutores, os mesmos são envolvidos por uma câmara ressonante cujas dimensões são ajustáveis por meio de um dos extremos da câmara que se movimenta por um parafuso que permite obter a máxima eficiência com o transdutor em questão.

Há pouco tempo atrás, Bouyoucos e Hunt desenvolveram um transdutor análogo ao oscilador eletrônico comum⁽³⁷⁾, posteriormente aperfeiçoado por Blackburn, Reethof e Shearer⁽³⁸⁾. A fig. 3.15 ilustra esquematicamente tal transdutor do tipo push-pull, que utiliza malhas de realimentação sintonizadas a $\lambda/4$. O líquido é controlado por meio de válvulas que percorrem duas corrediças o que permite à pressão se estabilizar ora num extremo ora no outro, obtendo-se a estabilização em frequência pelo movimento rotacional que é aplicada ao eixo. Nos casos mais modernos, como os citados acima⁽³⁸⁾, as válvulas são acionadas por dispositivos eletromagnéticos e amplificadores mecânicos, que dão origem a sistemas de maior potência e de maior estabilidade.



OSCILADOR DE BOUYOUCOS E HUNT
FIG. 3.15

III.6 - BIBLIOGRAFIA

- 1) - Nepomuceno - Acústica Técnica - ETEGIL, S. Paulo, 1968.
- 2) - Spandöck - Technische Akustik - Notas de aula, Karlsruhe Universität, 1958.
- 3) - Hunt - Electroacoustics - Harvard University Press, Cambridge, 1954.
- 4) - Hueter e Bolt - Sonics - John Wiley e Sons, New York, 1954
- 5) - Spandöck - in Richardson, Technical Aspects of Sound, vol. I, Elsevier, 1954.
- 6) - Foldy - Theory of passive linear transducers with fixed velocity distribution - J.A.S.A. 21, 545/63 - 1949.
- 7) - Hecht - Elektroakustischen Wandler - J. Ambrosius Barth, Leipzig, 1954.
- 8) - Olson - Acoustical Engineering - D. van Nostrand e Co., 1954
- 9) - Petzold - Elektroakustik - Fachbuchverlag, Leipzig, 1952.
- 10) - Trendelenburg - Einführung in der Akustik - Springer Verlag, 1950.
- 11) - Noltingk and Terry - Ultrasonic Transducers - in Technical Aspects of Sound by Richardson, Editor - Elsevier, Amsterdam, 1957.
- 12) - Bergmann - Der Ultraschall und seine Anwendungen in Wissenschaft und Technik - Hirzel, Stuttgart, 1957.
- 13) - Flügge - Handbuch der Physik, Band VII - Kristallphysik - Teilen I und II - Springer, Berlin, 1954/1958.
- 14) - van der Burgt - Low-Porosity Ferrites for High-Intensity Ultrasonic Radiators - 4th International Conference in Acoustics - Copenhagen, 21/28 August 1962.
- 15) - Goljamina - Applications of Ferrites as Ultrasonic Transmitters - Soviet Progress in Applied Ultrasonics - Nozdreva, Editor - Consultants Bureau, New York, 1962.
- 16) - Honda, Matsumoto et al - On the Magnetostriction of Iron-Aluminium Alloys and a New Alloy ALFER - Sci. Report Tohōhu University - RITU A-1 n° 4, 341/47 - 1949.

- 17) - Henckel - Eisen-Aluminium-Legierungen für Magnetostruktiven Wandlern - Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 71, Heft 5, 161/66 - 1962.
- 18) - Kikuchi and Fukushima - The Performance Theory and Design Procedure of the Laminated Magnetostriction Vibrators - RITU Report B-1 n° 1, 141/89 - 1951.
- 19) - Wise - Design of Nickel Magnetostriction Transducers - International Nickel Company - 38 Pp. Pamphlet - 1955.
- 20) - Nøtvedt - Magnetostrictive Vibrating Systems - Norwegian Defense Research Establishments - Repor NDRE Div. A Repor n° 17 - 1957.
- 21) - Kikuchi - Ultrasonic Transducers - The Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University - 1969.
- 22) - Berlincourt, Jaffe, Jaffe and Krüger - Transducer Properties of Lead-Titanate-Zirconate Ceramics - IRE National Convention Records - Part 6, 1959.
- 23) - Baerwald and Berlincourt - Electromechanical Response and Dielectric Loss in Pre-Polarized Barium Titanate and Maintained Electric Bias - Part I, J.A.S.A. 25, 603/710 - 1953.
- 24) - Martner - A Brushed-on Piezoelectric Transducer - Ultrasonics, 7, 234/37 - 1969.
- 25) - Sttig, Warner and Cook - Bonded Piezoelectric Transducers for frequencies Beyond 100 MHz - Ultrasonics 7, 108/12, 1969.
- 26) - Crawford - Lead-Zirconate-Titanate Piezoelectric Ceramics - British Journ. Appl. Phys. 12, 529/39 - 1961.
Crawford - Transducers: The Use of Piezoelectric Ceramics in Special Applications - R and D, 4Pp. August, 1962.
- 27) - Goodman - Ferroelectric Behaviour in Barium Zirconate Metaniobate - Journ. Amer. Ceram. Soc. 43, 105/13 - 1960.
Berlincourt - Transducers Using the Electric Field-Force Antiferroelectric-ferro-electric transition - Ultrasonics, 6, 48/51 - 1968.

- 28) - Godoy - Técnicas de Preparação do Titanato de Bário para Transdutores de Cerâmica - Inst. Pesquisas da Marinha NT-11/63 - 1963.
- 29) - Gray and Herbert - The Preparation of Barium Titanate as a Ceramic Transducer Material - Acustics 6, 229/34, 1956.
- 30) - Ohara - Growing Mechanism of Barium-Meta-Niobate by the Firing Process - RITU Reports 6-B, 117/36 - 1954.
Mitchell - Some New Materials for Ultrasonic Transducers - Ultrasonics 6, 112/16 - 1968.
- 31) - Allen and Rudnick - A Powerfull High Frequency Siren - J. A. S. A. 19, 857/65 - 1947.
- 32) - Noise Unlimited, Inc. - Sommerville, N.J. - Catalogs.
- 33) - Edelman - Studien über die Erzeugung sehr hoher Töne vermittels der Galtonpfeife - Ann. Physik, Laipzig - Band 2, 469/82 - 1900.
Macrosonics Corporation, Rahway, N.J. - Catalogs.
- 34) - Hartmann - Modus Operandi of the Air-Jet Pulsator - Vorträge aus dem Gebiete der Aerodynamik und verwandter Gebiete Springer Verlag, Berlin - 1929.
Hartmann - The Acoustic Air-Jet Generator - Ingeniørvidenskabelige Skrifter n^o 4 - Kopenhagen - 1939.
Boucher and Kreuter - The Electroacoustic Horn - A New High Intensity Sound Source - J.A.S.A. 46, 1406/09 - 1969.
- 35) - Rayleigh - The Theory of Sound - Original 1877 - Re-impressão Dover Publications, 1945 - Pp. 410 et seq. Vol. II.
- 36) - Janovaki und Pohlmann - Schal - und Ultraschallerzeugung in Flüssigkeiten für Industriellezzwecke - Zeits. angewd. Physik - Band I, 222/28 - 1948.
Ultrasonics, Limited - Shipley - Catálogos.
Siemens and Halske Reiniger Werke - Erlangen - Catálogos.
U.S. Sonics Corporation - Metuchen, N.J. - Catálogos.

- 37) - Bouyoucos - Self-Excited Hydrodynamic Oscillators - Ph.
Thesis. Tech. Memo. 36 - Harvard University - 1954.
Ultrasonic Corporation, Cambridge, Mass. Catalogos.
- 38) - Blackburn, Reethoff and Shearer - Fluid Power Control
John Wiley and Sons, N. York, 1960.