

1740198

IFUSP/P-60

MEDIDAS ABSOLUTAS DA VELOCIDADE DO SOM*

A. KERR, I. OPPENHEIM E F.P. MISSELL

Laboratório de Estado Sólido e Baixas Temperaturas
Instituto de Física, Universidade de São Paulo,
C.P. 20516, São Paulo, S.P.,
Brasil.

B.I.F. - USP

* Trabalho realizado com o auxílio da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo e do Conselho Nacional de Pesquisas.

Submetido à Revista Brasileira de Tecnologia.

ABSTRACT

Two methods for absolute measurements of the velocity of sound are described and discussed. Both permit determinations of the sound velocity with an accuracy of better than 0,1% , and are, therefore, suitable for quality control or non-destructive testing.

I. Introdução. Medidas absolutas da velocidade do som em um sólido possibilitam uma determinação das constantes elásticas, que, por sua vez, determinam as propriedades mecânicas do material. A partir das constantes elásticas, pode-se calcular, também, a compressibilidade adiabática e a temperatura de Debye da substância. Estas grandezas são muito importantes na interpretação de certas experiências acústicas. Desta forma, notamos que é desejável medir a velocidade do som com uma precisão de pelo menos 0,1% para que os erros na determinação das constantes elásticas sejam menores do que 1%. Neste artigo queremos descrever os esforços desenvolvidos para medir a velocidade do som com alta precisão no Laboratório de Física do Estado Sólido e Baixas Temperaturas do Instituto de Física da USP.

Apesar de ter sido aplicado, até então, em situações de caráter puramente científico, as técnicas desenvolvidas para medidas precisas da velocidade do som tem uma grande importância para a indústria nacional, principalmente, no setor de controle de qualidade e testes não-destrutivos. Medidas da velocidade do som podem ser utilizadas, por exemplo, para verificar a uniformidade das constantes elásticas de produtos industriais. As constantes elásticas de um produto industrial podem variar por causa de variações na composição, tratamento térmico e mecânico, etc. Por outro lado, um processo industrial deve resultar em um produto uniforme e previsível. Como a velocidade ultrasônica é proporcional a raiz quadrada de um módulo elástico, um produto uniforme de

ve resultar em uma velocidade ultrasônica constante. Os métodos a serem descritos possuem uma sensibilidade suficiente para testes desta natureza.

Neste trabalho queremos descrever dois métodos que permitem uma determinação da separação do tempo Δt entre dois ecos em uma experiência pulso-eco. Posteriormente, a velocidade do som V é calculada fazendo uso da relação $V = \frac{2L}{\Delta t}$, onde L é o comprimento da amostra. No método de McSkimin (1,2), dois ecos são superpostos fisicamente no transdutor. No método de Papadakis (3,4), dois ecos adjacentes são superpostos na tela do osciloscópio. Em ambos, a separação entre ecos Δt está relacionada à taxa de repetição de pulsos que pode ser medida com boa precisão.

II. Método de McSkimin

A. Teoria - Em uma experiência pulso-eco, um pulso de rádio-frequência (rf) é aplicado a um transdutor em bom contato mecânico com uma face plana da amostra e refletido em outra face plana paralela àquela em que está o transdutor. Resulta um trem de ecos que é posteriormente amplificado, detetado e observado na tela do osciloscópio.

Produzindo-se uma sequência de pulsos com separação de T segundos, podemos obter uma superposição dos ecos resultantes quando T é aproximadamente igual a um múltiplo inteiro p do tempo entre dois ecos. De fato, quando T for cuidadosamente ajustado, a amplitude dos ecos superpostos será um máximo. Neste caso, T é uma medida do tempo entre dois ecos e pode ser relacio

nado com a velocidade do som na amostra.

Uma consideração da propagação de um pulso na amostra (Ver Figura 1) indica que, quando um pulso inicial é superpos

Figura 1

to com o primeiro eco do trem de ecos anterior, o tempo T entre pulsos é dado por $T = \frac{2L}{V} + \omega/\gamma$. Nesta equação ω é a frequência angular do som e γ é um ângulo de fase associado com a reflexão do pulso na interface transdutor-amostra. Para uma situação mais geral, onde um pulso inicial é superposto com o p -ésimo eco do trem de ecos anterior, temos $T = 2pL/V + p\gamma/\omega$.

Como, na realidade, o pulso é constituído por ciclos de rf , ainda resta o problema que poderíamos obter uma superposição construtiva com, por exemplo, o primeiro ciclo de rf de um eco superposto ao segundo ciclo de rf do outro eco (Ver Figura 2). Portanto, no caso mais geral, o tempo T que corresponde à

Figura 2

uma superposição construtiva dos ecos é dado por

$$T = \frac{2pL}{V} + \frac{p\gamma}{\omega} + \frac{n}{f} \quad (I)$$

onde f é a frequência do som e n é um número inteiro que pode assumir valores positivos ou negativos. O problema consiste, então, em achar o valor de T que corresponde a $n = 0$, pois, neste caso, é possível determinar o tempo de trânsito do pulso na amostra $\frac{2L}{V}$, uma vez conhecido o ângulo de fase γ .

O cálculo do ângulo γ é feito a partir do coeficiente de reflexão para uma onda incidente na interface entre a amostra e o transdutor (5):

$$R = \frac{Z'_T - Z_A}{Z'_T + Z_A} \quad (\text{II})$$

Na Eq. (II), Z_A é a impedância característica da amostra (5) e Z'_T é a impedância do transdutor e ligante, vista da amostra. Fazendo uma analogia eletro-mecânica (6), obtem-se uma expressão para Z'_T :

$$Z'_T = i Z_G \frac{Z_T \tan\theta_T + Z_G \tan\theta_G}{Z_G - Z_T \tan\theta_G \tan\theta_T} \quad (\text{III})$$

Nesta equação, Z_T e Z_G são, respectivamente, as impedâncias do transdutor e da graxa de ligação. O ângulo θ_T é dado por $\theta_T = 2\pi f l_T / v_T = 2\pi f / f_0$, onde f_0 é a frequência característica do transdutor, l_T é a espessura do transdutor e v_T é a velocidade do som no transdutor. Da mesma maneira, temos $\theta_G = \frac{2\pi f l_G}{v_G}$ onde l_G é a espessura da graxa de ligação e v_G é a velocidade do som nesta graxa.

Usando as Eqs. (II) e (III) e relacionando a onda incidente com a refletida na interface, podemos calcular o ângulo γ :

$$\gamma = 2 \tan^{-1} \left\{ \left(\frac{Z_G}{Z_A} \right) \frac{Z_T \tan\theta_T + Z_G \tan\theta_G}{Z_G - Z_T \tan\theta_G \tan\theta_T} \right\} \quad (\text{IV})$$

Geralmente, porém, é suficiente como primeira aproximação tomar $l_G = 0$. Neste caso, a Eq. (IV) para γ fica bem mais simples. Co

mo trabalhamos com frequências em torno de f_0 , podemos também expandir a Eq. (IV) para $f \approx f_0$, obtendo (6)

$$\gamma = \frac{2\pi K (f - f_0)}{f_0} \quad (V)$$

onde $K = Z_T/Z_A$. Usando a Eq. (V), o tempo T é dado por

$$T = \frac{2pL}{v} + \frac{p K (f - f_0)}{f f_0} + \frac{n}{f} \quad (VI)$$

Mencionamos anteriormente que é necessário determinar T para $n = 0$. Notamos na Eq. (VI) que T depende da frequência do som e este fato pode ser utilizado para determinar o valor de T que corresponde a $n = 0$. A variação em T , necessária para manter os ecos superpostos quando a frequência varia de f_1 até f_2 , é dada por

$$\Delta T = T_{f_1} - T_{f_2} = \frac{p}{2\pi} \frac{(\gamma_1 f_2 - \gamma_2 f_1)}{f_1 f_2} + \frac{n(f_2 - f_1)}{f_1 f_2} \quad (VII)$$

usando a Eq. (I). Usando a Eq. (VI), a grandeza ΔT é dada por

$$\Delta T = \frac{f_2 - f_1}{f_1 f_2} (n - p K) \quad (VIII)$$

Medindo T para duas frequências f_1 e f_2 próximas a f_0 (frequência de ressonância do transdutor) e para vários valores de n , podemos determinar experimentalmente um conjunto de valores para ΔT . O procedimento experimental para se determinar ΔT para vários valores de n está descrito na próxima secção. Comparando então os valores experimentais de ΔT com os obtidos a partir da

Eq. (VII) podemos identificar o valor de ΔT que corresponde a $n = 0$. Em nosso trabalho, verificamos que é sempre uma boa aproximação calcular ΔT a partir da Eq. (VIII) (mesmo para frequências que diferem de f_0 por até 30%), o que simplifica consideravelmente o problema de determinar teoricamente os valores de ΔT . Uma vez determinado o valor de T que corresponde a $n = 0$, usamos a Eq. (VI) para calcular a velocidade do som V . Temos $V = L/\tau$, onde

$$\tau = T/2p - \frac{K (f - f_0)}{2 f f_0} \quad (n = 0) \quad (IX)$$

Na Eq. (I), devemos notar que a grandeza T/p é uma função de n/p e, portanto obtem-se valores idênticos de T/p quando a condição $n = 0$ é satisfeita. Este fato pode ser usado para verificar se a determinação de $n = 0$ foi feita corretamente.

B. Montagem Experimental - Na Figura 3 mostramos um diagrama

Figura 3

da montagem experimental. O gerador de sinal fornece um sinal senoidal que dispara o gerador de pulsos que, por sua vez, serve para disparar o gerador de rf. Este sinal senoidal, que também dispara o osciloscópio, determina a taxa de repetição dos pulsos na amostra e seu período T é medido usando um contador de frequência.

O gerador de rf fornece um pulso de rf com frequência f que é aplicado no transdutor em bom contato mecânico com

a amostra. O pulso e os ecos são posteriormente amplificados e detetados, com suas envoltórias passando então para o osciloscópio.

A experiência consiste em observar na tela do osciloscópio os ecos superpostos e cuidadosamente ajustar o gerador de sinal para maximizar a amplitude dos ecos superpostos. O tempo T é obtido do contador de frequência. Em seguida, a taxa de repetição dos pulsos na amostra é variada, até a amplitude dos ecos atingir outro máximo, e o valor de T correspondendo a este máximo é anotado. Este procedimento continua até se obter um conjunto de valores de T para uma dada frequência f_1 . Para obter um conjunto de valores de T para uma outra frequência f_2 , a frequência do gerador de rf é ajustada gradual e simultaneamente ao gerador de sinal, para manter máxima a amplitude dos ecos superpostos. Apesar da variação em T entre f_1 e f_2 ser menor do que $1/f$, um certo cuidado é necessário neste ponto para manter a correspondência correta entre os valores de T para o mesmo n e frequência diferente. Após variar a frequência do pulso até f_2 , a taxa de repetição é variada, obtendo-se um conjunto de valores de T para esta nova frequência.

C. Exemplo Experimental - Apresentamos, na Tabela I, resultados experimentais, obtidos com o método de McSkimin, como ilustração do procedimento para determinar o valor de T que corresponde a $n = 0$. Os valores experimentais de T foram obtidos em

Tabela I

uma amostra de vidro usando ondas longitudinais com frequências na vizinhança de 10 MHz . Os valores ΔT_{exp} foram calculados a partir dos dados experimentais e são comparados com os valores ΔT_{calc} , obtidos da Eq.(VIII). Para calcular K na Eq.(VIII) usamos $Z_T = 15,3 \times 10^5 \text{ g/cm}^2\text{-seg}$, que é apropriado para um transdutor de quartzo, corte-X (1). A impedância da amostra foi determinada usando a relação $Z = \rho V$, onde ρ e V são, respectivamente, a densidade e a velocidade de ondas longitudinais na amostra. Inicialmente V foi determinada pela separação de tempo entre ecos na tela do osciloscópio. Após identificar $n = 0$ desta maneira, a impedância da amostra Z_A foi recalculada usando o novo valor de V . Usando a Eq.(IX) com $f_0 = 10,0 \text{ MHz}$ obtivemos $\tau = (3,8265 \pm 0,0005) \times 10^{-6} \text{ seg}$. A velocidade de ondas longitudinais $V = \frac{L}{\tau}$ é $V = (5,802 \pm 0,003) \times 10^5 \text{ cm/seg}$. Notamos que a incerteza em τ é da ordem de 1 parte em 10^4 . O erro maior na velocidade vem principalmente da incerteza na determinação do comprimento L da amostra.

D. Comentário sobre o Método - O método de superposição de pulsos de McSkimin, apesar de requerer uma instrumentação relativamente simples, coloca exigências sobre o equipamento experimental que nem sempre são facilmente satisfeitas. O problema principal reside na alta taxa de repetição necessária para superpor os ecos. Mesmo em materiais de baixa atenuação, a sensibilidade do sistema é maior quando os ecos superpostos tem amplitude comparáveis. O uso de $p = 2$ ou 3 garante que os ecos superpostos terão

amplitudes comparáveis mas, por outro lado, exige uma alta taxa de repetição. Dificilmente um gerador comercial de rf fornece altas taxas de repetição e, também, os pulsos largos ($> 1 \mu\text{seg}$) que são necessários para se obter uma boa precisão nas medidas. O gerador Arenberg, usado nestas experiências, permite taxas de repetição de até $\sim 110 \text{ kHz}$. É necessário, porém, manter um pulso estreito ($\sim 0,5 \mu\text{seg}$) para evitar sua sobrecarga e instabilidades no sistema. O uso de um pulso estreito (contendo poucos ciclos de rf) dificulta consideravelmente a determinação experimental do valor de T que corresponde a $n = 0$ e limita, consequentemente, a precisão do método.

Para aplicar este método, tivemos que melhorar consideravelmente a qualidade das ligações entre o transdutor e a amostra. Uma dificuldade frequentemente encontrada no início destas experiências foi a impossibilidade de variar a frequência do pulso na amostra, mesmo variando a frequência do pulso aplicado ao transdutor. O exame de um eco não-retificado indicava que a frequência do pulso aplicado estava sendo "puxada" para a frequência característica do conjunto transdutor-ligante-amostra.

Este problema foi logo resolvido, utilizando um método mais sofisticado de fazer as ligações (7) e usando Salol (salicilato de fenol) como ligante. Foi possível então obter uma boa concordância entre a frequência do pulso aplicado ao transdutor e a frequência da rf nos ecos. Com isso, também, as diferenças do tempo ΔT passaram a ter um comportamento como o previsto pela

Eq. (VIII). Devemos mencionar, no entanto, que os valores de ΔT , obtidos experimentalmente por este método, eram mais sensíveis à qualidade de ligação acústica do que os valores de ΔT obtidos pelo método de Papadakis.

III. Método de Papadakis

A. Teoria e Montagem Experimental - O método de Papadakis está relacionado com o método de superposição de pulsos de McSkimin, diferindo por não fazer uma superposição elástica de trens de ecos. Neste método, tanto o osciloscópio como o gerador de rf são disparados externamente, podendo a taxa de repetição do gerador de rf ser até 1.000 vezes menor do que a do osciloscópio. Com isto, é possível superpor dois ecos dentro do mesmo trem de ecos na tela do osciloscópio, desde que a taxa de repetição integral seja um múltiplo inteiro do tempo entre dois ecos.

Na Figura 4, mostramos a montagem experimental que

Figura 4

utilizamos para realizar o método de Papadakis. O gerador de sinal fornece um sinal senoidal com frequência $\nu (= 1/T)$ que serve para disparar o osciloscópio. Ao mesmo tempo, este sinal passa para um divisor de frequência onde ν está dividida por $j = 10, 100$ ou 1.000 . O sinal com frequência ν/j dispara o gerador de pulsos.

Na Figura 5, mostramos esquematicamente como a superposição de ecos ocorre na tela do osciloscópio. Se o período T do

gerador de sinal é igual ao tempo de separação entre os ecos, o

Figura 5

osciloscópio será disparado no pulso inicial, no primeiro eco, no segundo eco, etc. Como o tempo de separação entre os ecos é pequeno, a tela do osciloscópio permanece fosforescente até que diversos ecos sejam mostrados. Na realidade, a medida é feita, observando a rf dos ecos, e não suas envoltórias como mostramos esquematicamente na Figura 5. Nesta situação, quando os ecos estiverem superpostos pico a pico, o período T do gerador de sinal será relacionado com a velocidade do som na amostra por Eq. (I).

A divisão da taxa de repetição por 10, 100, ou 1.000 permite que um novo pulso seja enviado somente ao tempo de um possível décimo, centésimo ou milésimo eco. Isto diminui a intensidade da imagem na tela do osciloscópio, já que um reforço da fosforescência se dá toda vez que um novo trem de ecos começa a ser traçado. Este fato não dificulta a medida e possibilita que o gerador de rf tenha uma taxa de repetição bem menor, permitindo o uso de pulsos mais largos ou de maior potência. Assim evita-se completamente os problemas associados à alta taxa de repetição que ocorrem com o uso do método de McSkimin. Um problema, entretanto, que pode atrapalhar a medida é o fato de que quando superposmos dois ecos adjacentes, todos os demais aparecem também na tela do osciloscópio tornando-a difusa. Para contornar isto usamos um estroboscópio, mostrado na Figura 4. Este é disparado juntamente

com o gerador de rf e fornece dois pulsos no eixo z do osciloscópio. Estes dois pulsos intensificam as imagens de apenas dois ecos. Durante a medida, a intensidade do osciloscópio é diminuída até estarem visíveis somente as regiões intensificadas. Assim, o uso do estroboscópio facilita a medida, eliminando a confusão que haveria se todos os ecos fossem visíveis.

A possibilidade de utilizar o estroboscópio para intensificar somente os dois ecos de interesse, facilita medidas com $p = 1$. [Notamos que a montagem experimental da Figura 3 não permite o uso de $p = 1$ pois, neste caso, os ecos aparecem nos lugares dos pulsos iniciais. De qualquer forma, o uso do método de McSkimin com $p = 1$ requer uma taxa de repetição duas vezes maior do que para $p = 2$ e isto aumentaria as dificuldades que encontramos com altas taxas de repetição.] Usando o método de Papadakis, não há impedimento à operação com $p = 1$, pois a taxa de repetição do gerador de rf é bastante baixa. Assim podemos aproveitar da alta sensibilidade do método com $p = 1$ e facilmente verificar que $T(n = 0)$ foi determinado corretamente, calculando T/p para vários valores de p .

B. Exemplo Experimental - Na Tabela 2, apresentamos valores experimentais para T , obtidos com ondas transversais de várias frequências, em uma amostra de vidro, a mesma que usamos anteriormente. Os valores ΔT_{exp} foram calculados a partir dos dados experimentais e são comparados com valores ΔT_{calc} , obtidos da Eq. (VIII). Para calcular K na Eq. (VIII), usamos $Z_T = 10,4 \times 10^5$

$\text{g/cm}^2\text{-seg}$, que é apropriado (2) para um transdutor de quartzo, corte-y, e determinamos Z_A como anteriormente.

Tabela 2

Os valores experimentais ΔT_{exp} que apresentamos na Tabela 2 são para a frequência de ressonância ($f_0 = 10 \text{ MHz}$) e uma outra frequência. Notamos que a concordância entre os valores ΔT_{exp} e os valores ΔT_{calc} , obtidos da Eq. (VIII), é excelente. A mesma concordância é obtida também usando valores de T determinados com outras duas frequências. A determinação de valores de T para mais de duas frequências permite a obtenção de vários conjuntos de valores para ΔT_{exp} . Neste caso, onde utilizamos quatro frequências, obtivemos 6 conjuntos de ΔT_{exp} consistentes com a Eq. (VIII), e resultando em uma única determinação do tempo T correspondente a $n = 0$. O uso de várias frequências na determinação experimental de T fornece um teste poderoso da autoconsistência dos dados que permite eliminar qualquer dúvida sobre a determinação de $T(n = 0)$.

Apresentamos na Tabela 2 valores de T obtidos com $p = 1$ e $p = 2$. Observamos que os valores de T/p para cada frequência, são iguais no caso $n = 0$, confirmando nossa determinação de $T(n = 0)$.

Utilizando na Eq. (IX) os valores de $T(n = 0)$ da Tabela 2, calculamos $\tau = \frac{L}{V}$ para ondas transversais na amostra de vidro. Para o valor médio de τ , obtivemos $\tau = (6,4482 \pm$

$\pm 0,0004) \times 10^{-6}$ seg . O desvio padrão neste caso é da ordem de uma parte em 10^4 . Este valor do desvio padrão é comparável com o erro em τ obtido por propagação dos erros experimentais em f , f_0 e K . Obtivemos, para a velocidade de ondas transversais no vidro, $V = (3,443 \pm 0,002) \times 10^5$, onde novamente o maior erro em V vem da incerteza em L .

Em seu trabalho, Papadakis (4) notou que os valores calculados ΔT_{calc} eram sempre mais negativos do que os valores experimentais ΔT_{exp} . Ele atribuiu esta diferença à espessura finita do ligante e determinou o valor de l_G , a espessura do ligante, que resultava em uma concordância entre ΔT_{calc} e ΔT_{exp} . A correção ao valor de τ , que Papadakis obteve devido a l_G , era da ordem de 5 partes em 10^5 . No caso dos dados da Tabela II, observamos que $\Delta T_{\text{calc}} > \Delta T_{\text{exp}}$ para $p = 1$ mas, para $p = 2$, temos $\Delta T_{\text{exp}} > \Delta T_{\text{calc}}$. Como estes dados ($p = 1$ e $p = 2$) foram obtidos com a mesma ligação acústica, concluímos que nenhuma correção para a espessura do ligante poderá ser consistentemente aplicada neste caso. De qualquer forma, o exemplo de Papadakis sugere que a influência da espessura do ligante deve ser pequena.

IV. Conclusões. Na Tabela 3, apresentamos, na primeira coluna, os valores finais que obtivemos para as velocidades de ondas longitudinais (V_l) e transversais (V_t) em uma amostra de vidro. A precisão obtida nas velocidades é melhor do que 0,1%. Apresentamos também, na segunda coluna, valores para as velocidades que foram obtidos, medindo a separação em tempo entre dois ecos na tela

 Tabela 3

do osciloscópio. A maior precisão nas velocidades da primeira coluna é também refletida nos valores do módulo de Young E , razão de Poisson σ e compressibilidade adiabática K_s calculados a partir destas velocidades.

Como teste adicional ao método de Papadakis, determinamos a velocidade de ondas longitudinais propagando ao longo de um eixo $[10\bar{1}0]$ em um monocristal de rhênio. Para $T = 300$ K, obtivemos $V = (5,435 \pm 0,004) \times 10^5$ cm/seg, que pode ser comparado com o valor $V = (5,421 \pm 0,005) \times 10^5$ cm/seg de Testardi e Soden (8). Notamos aqui que em nenhuma dessas medidas as velocidades sofreram correções devido ao desalinhamento entre o eixo $[10\bar{1}0]$ e a direção de propagação do som, sendo que este desalinhamento é suficiente para explicar as diferenças entre os dois valores.

Em conclusão, o sistema por nós construído permite determinações da velocidade do som com uma precisão maior do que 0,1%, tanto pelo método de McSkimin quanto o de Papadakis. O método de Papadakis, por ser menos exigente em termos do gerador de rf e da ligação acústica, oferece a maior facilidade e confiabilidade para medidas absolutas da velocidade. Em nosso laboratório, passamos a utilizar exclusivamente este método para medidas absolutas.

Por outro lado, o método de McSkimin pode ser facil-

mente adaptado para fornecer medidas contínuas e automáticas de pequenas variações na velocidade do som. Em nosso laboratório, conseguimos medir variações na velocidade do som da ordem de uma parte em 10^6 , usando uma modificação do método de McSkimin (9,10).

Finalmente, é interessante notar que, nas suas investigações da velocidade do som em aço, Papadakis (3) observou diferenças na velocidade da ordem de 2% entre amostras cujas microestruturas foram modificadas por tratamentos térmicos. Estas variações na velocidade foram associadas principalmente às variações nos módulos elásticos, as variações na densidade sendo de menor importância. O trabalho de Papadakis sugere que os métodos descritos neste artigo podem desempenhar um papel importante em estudos de materiais.

Agradecimentos. Dois autores (A. Kerr e I. Oppenheim) agradecem à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo pelas bolsas concedidas durante a realização deste trabalho. Agradecemos também ao Grupo de Óptica da FUNBECC pela amostra de vidro e aos Professores Nei F. Oliveira Jr. e J.M.V. Martins pelas discussões proveitosas.

REFERÊNCIAS

1. McSkimin, H.J., J. Acous. Soc. Amer. 33, 12 (1961).
2. McSkimin, H.J. e Andreatch, Jr., J. Appl. Phys. 35, 3312 (1964).
3. Papadakis, E.P., J. Appl. Phys. 35, 1474 (1964).
4. Papadakis, E.P., J. Acous. Soc. Amer. 42, 1045 (1967).
5. Landau, L.D. e Lifshitz, E.M., Theory of Elasticity (London, Pergamon Press, 1959) p. 101.
6. Williams, J. e Lamb, J., J. Acous. Soc. Amer. 30, 308 (1958).
7. Sullivan, P.F., J. Acous. Soc. Amer. 34, 1879 (1962).
8. Testardi, L.R. e Soden, R.R., Phys. Rev. 158, 581 (1967).
9. Martins, J.M.V. e Missell, F.P., Ci. e Cul. 27, Nº 7, 39 (1975).
10. Martins, J.M.V. e Missell, F.P., a ser publicado em J. Phys. E : Sci. Instr. 8 (1975).

LEGENDA DAS FIGURAS

- Figura 1 - Amostra com transdutor de quartzo colado em uma face e acompanhamento da propagação do pulso de rf, com as respectivas defasagens na reflexão entre as faces.
- Figura 2 - Dois trens de ecos com indicação de possíveis taxas de repetição para haver interferência construtiva com $p = 2$.
- Figura 3 - Montagem experimental para o método de McSkimin. Os instrumentos que utilizamos são:
- (1) Hewlett-Packard 606B,
 - (2) Hewlett-Packard 5326B,
 - (3) Tektronik 7503,
 - (4) Hewlett-Packard 214A,
 - (5) Arenberg Ultrasonics Laboratory PG - 650C,
 - (6) Arenberg Ultrasonics Laboratory PA - 620 SN - 656,
 - (7) Arenberg Ultrasonics Laboratory WA - 600 - E.
- Figura 4 - Montagem experimental para o método de Papadakis. Os instrumentos que utilizamos são:
- (1) Hewlett-Packard 606B,
 - (2) Hewlett-Packard 5326B,
 - (3) MATEC 122A,
 - (4) Tektronix 7503,
 - (5) Hewlett-Packard 214A,
 - (6) Arenberg Ultrasonics Laboratory PG - 650C,
 - (7) Arenberg Ultrasonics Laboratory PA - 620 SN - 656,
 - (8) Arenberg Ultrasonics Laboratory WA - 600 - E.
- Figura 5 - Representação esquemática da superposição de pulsos na tela do osciloscópio com o método de Papadakis.

LEGENDA DAS TABELAS

Tabela I - Determinação do valor de T que corresponde a $n=0$. Os valores de T e ΔT são dados em nanosegundos. Os dados experimentais foram obtidos usando o método de McSkimin com $p=3$ e os valores teóricos ΔT_{calc} foram calculados a partir da Eq. (VIII).

Tabela II - Determinação do valor de T que corresponde a $n=0$. Os valores de T e ΔT são dados em nanosegundos. Os dados experimentais foram obtidos usando o método de Papadakis com $p=1$ e $p=2$. Os valores teóricos ΔT_{calc} foram calculados a partir da Eq. (VIII).

Tabela III - Propriedades mecânicas de uma amostra de vidro ($T = 20^\circ\text{C}$). As velocidades da primeira coluna foram obtidas usando os métodos de Papadakis e McSkimin, enquanto as da segunda coluna foram determinadas medindo a separação em tempo entre dois ecos na tela do osciloscópio. A densidade da amostra é $\rho = 2,53 \pm 0,01 \text{ g/cm}^3$ ($T = 20^\circ\text{C}$).

TABELA I

n	$T_1 (f_1 = 10,0 \text{ MHz})$	$T_2 (f_2 = 11,1 \text{ MHz})$	$\Delta T_{\text{exp}} (= T_1 - T_2)$	ΔT_{calc}
4	23355,2	23349,2	6,0	7,7
3	23258,7	23259,7	- 1,0	- 2,4
2	23159,1	23167,6	- 8,5	- 12,5
1	23059,4	23077,9	- 18,5	- 22,6
0	22951,2	22988,9	- 37,7	- 32,7

TABELA II

n	T ₁	T ₂	ΔT _{exp}	ΔT _{calc}	T ₂ / p
(p = 1) f ₁ = 10,0 MHz , f ₂ = 11,0 MHz					
2	13098,1	13092,9	5,2	7,2	13092,9
1	12997,9	13001,3	- 3,4	- 1,9	13001,3
0	12897,7	12909,8	-12,2	- 11,0	12909,8
- 1	12797,0	12818,7	-21,6	- 20,1	12818,7
- 2	12697,5	12717,3	-29,8	- 29,2	12717,3
f ₁ = 10,0 MHz , f ₂ = 12,0 MHz					
2	13098,1	13087,8	10,3	13,2	13087,8
1	12997,9	13003,2	- 5,3	- 3,5	13003,2
0	12897,7	12918,3	-20,6	- 20,2	12918,3
- 1	12797,0	12834,1	-37,1	- 36,8	12834,1
- 2	12697,5	12749,8	-52,3	- 53,5	12749,8
(p = 2) f ₁ = 10,0 MHz , f ₂ = 11,0 MHz					
2	25989,8	25992,9	- 3,1	- 3,8	12996,5
1	25889,7	25901,8	-12,1	- 12,9	12950,9
0	25789,8	25810,6	-20,8	- 22,0	12905,3
- 1	25689,3	25719,4	-30,1	- 31,1	12859,7
- 2	25589,7	25627,9	-38,2	- 40,2	12813,9
(p = 2) f ₁ = 10,0 MHz , f ₂ = 12,0 MHz					
2	25989,8	25996,8	- 7,0	- 7,0	12998,4
1	25889,7	25912,4	-22,7	- 23,6	12956,2
0	25789,8	25828,7	-38,9	- 40,3	12914,3
- 1	25689,3	25743,8	-54,5	- 57,0	12871,9
- 2	25589,7	25660,2	-70,5	- 73,6	12830,1

TABELA III

	McSkimin e Papadakis	Osciloscópio
V_L (10^5 cm/seg)	5,802 \pm 0,003	5,7 \pm 0,1
V_t (10^5 cm/seg)	3,443 \pm 0,002	3,4 \pm 0,1
σ	0,2282 \pm 0,0007	0,22 \pm 0,03
E (10^{11} dina/cm ²)	7,37 \pm 0,03	7,2 \pm 0,4
K_s (10^{-12} cm ² /dina)	2,214 \pm 0,005	2,3 \pm 0,3

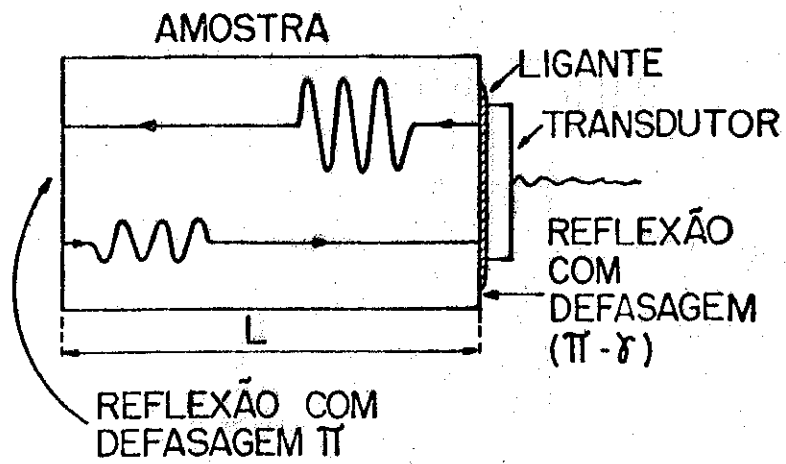


FIG. 1

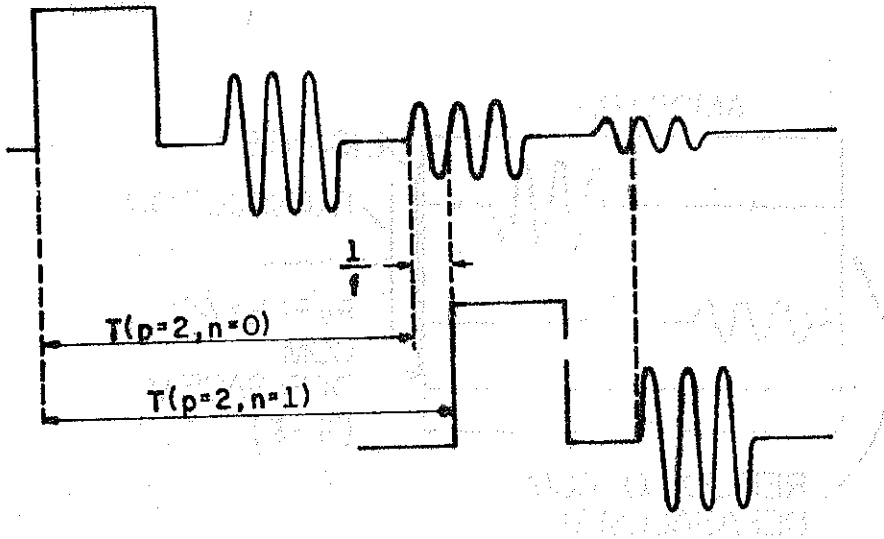


FIG. 2

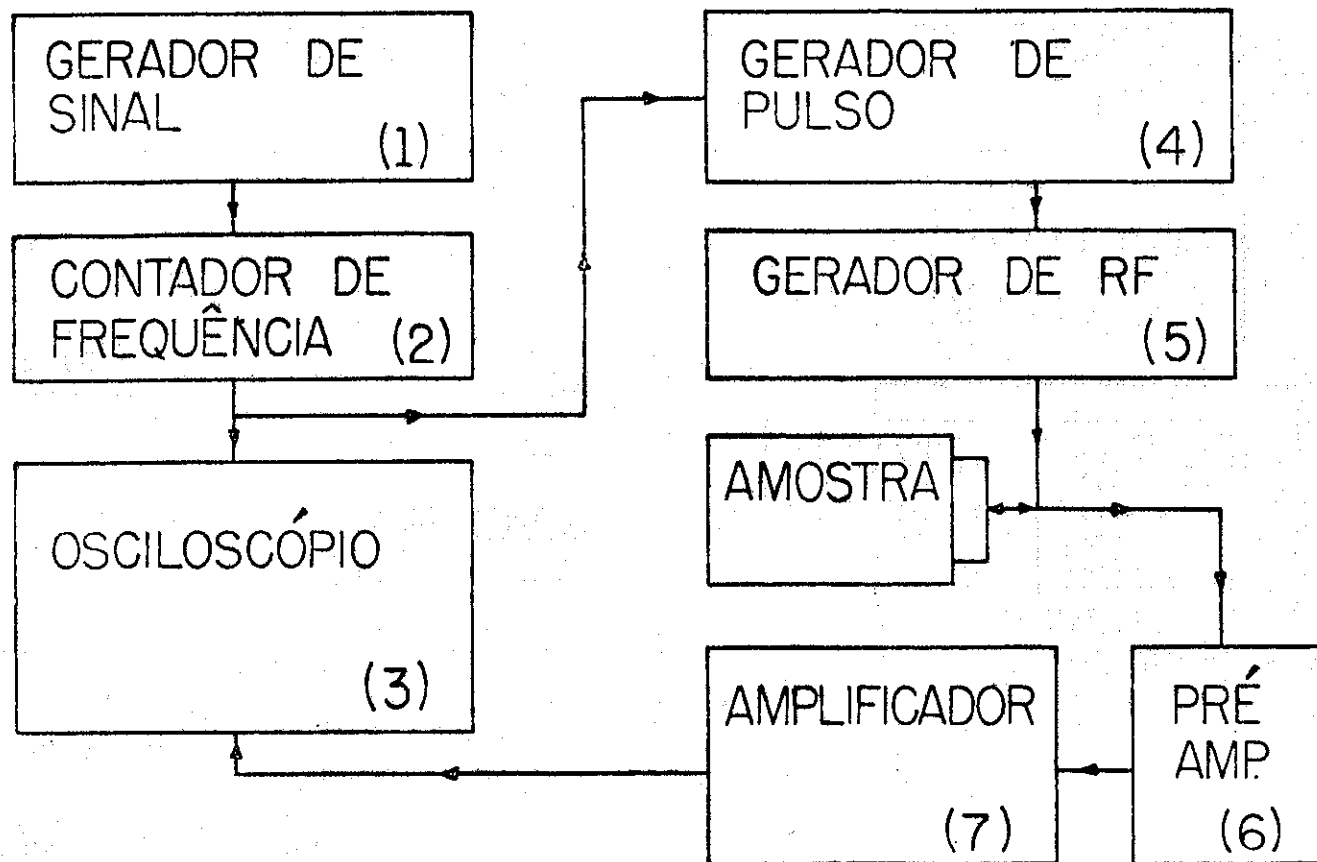


FIG. 3

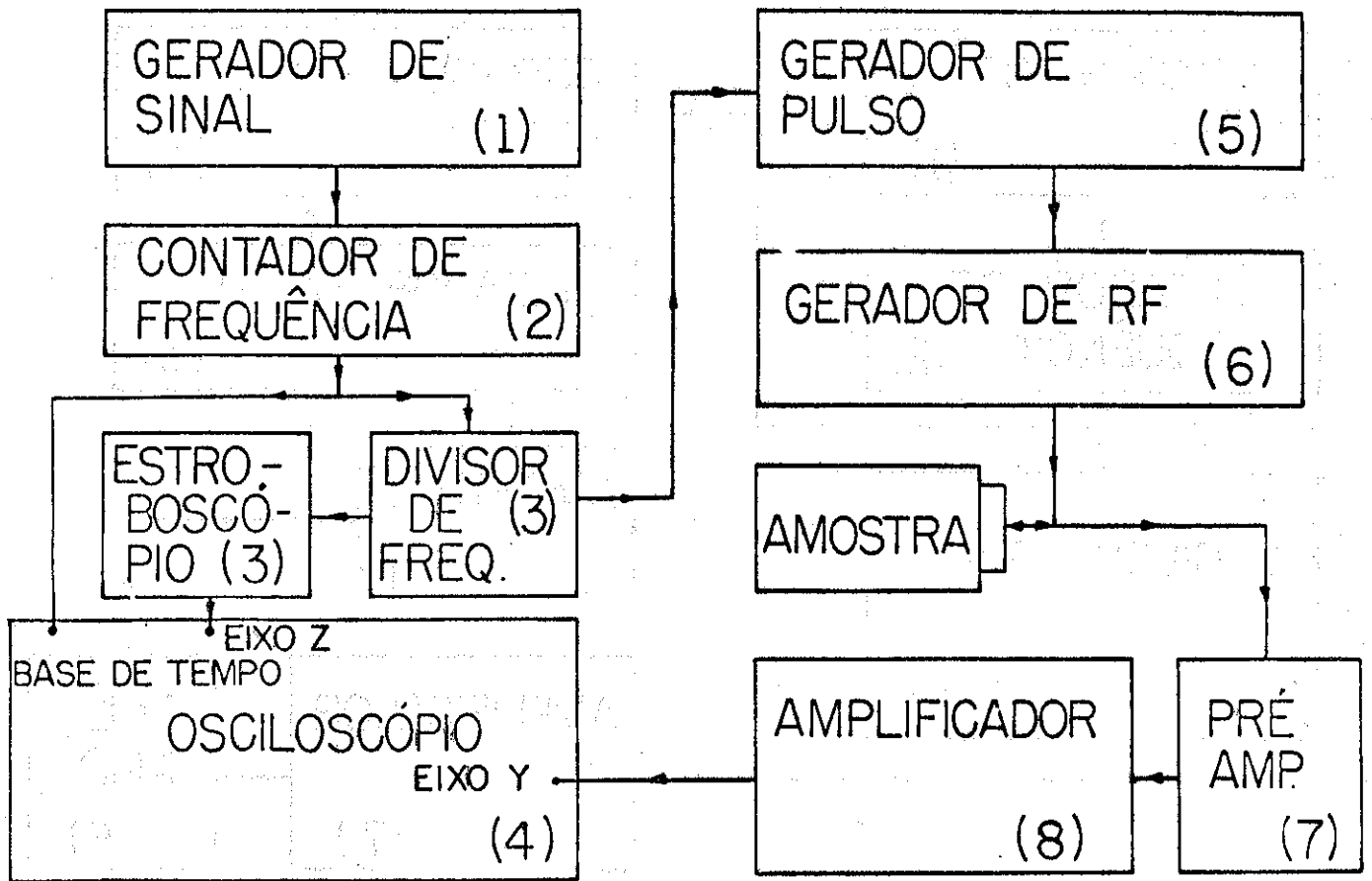


FIG. 4

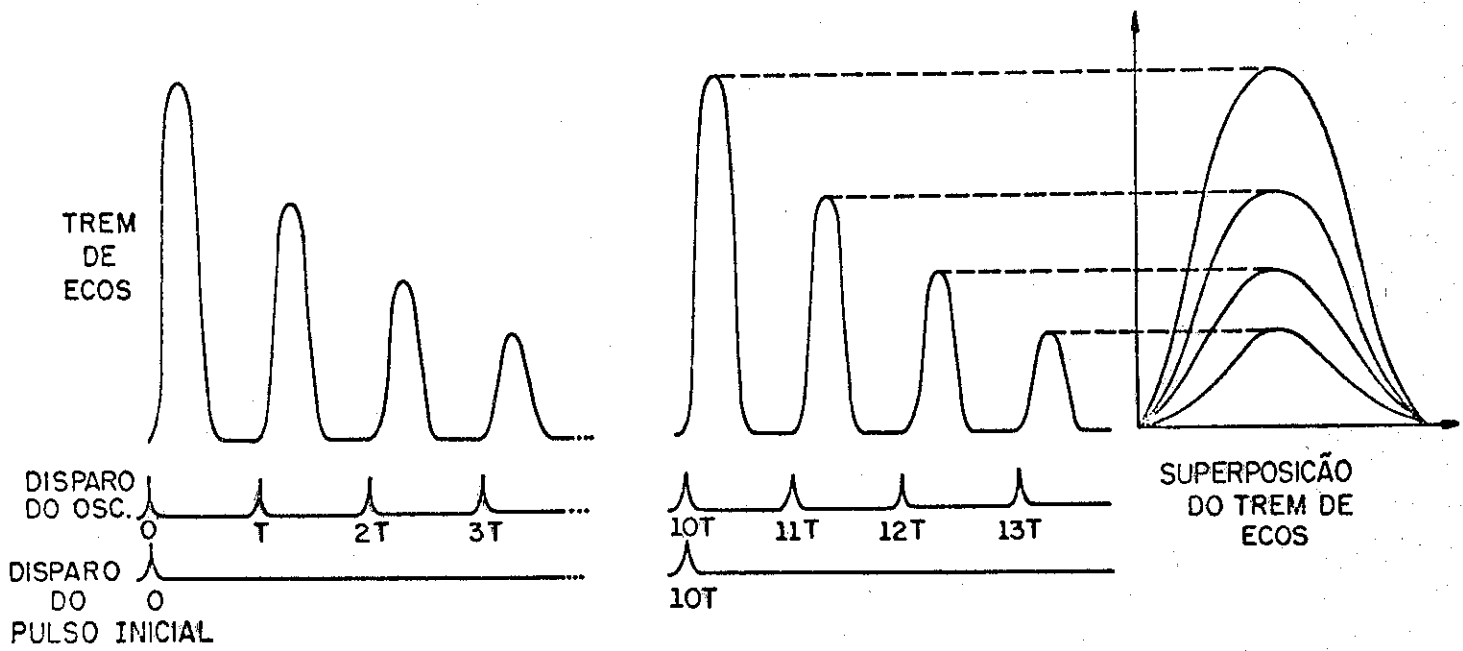


FIG. 5