

CONSTRUÇÃO E UTILIZAÇÃO DE UMA SONDA DE PRESSÃO EM PLASMA

Magno Pinto Collares

Orientador - Prof. Dr. Munemasa Machida

Este exemplar corresponde
a redação final da Tese
defendida pelo aluno Magno
Pinto Collares e aprovada
pela comissão julgadora

Campinas 25/abril/1986
Munemasa Machida

Tese apresentada no Instituto
de Física "Gleb Wataghin" da
Universidade Estadual de
Campinas para obtenção do
título de "Mestre em Ciências"

Campinas, abril de 1986.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof.Dr. Munemasa Machida pela orientação , amizade e incentivo , que possibilitaram a realização deste trabalho.

Ao Prof.Dr. Helmut K. Böckelmann pelos incentivos dados durante todo o trabalho .

Ao Prof.Dr. Paulo H. Sakanaka e ao Prof.Dr. J. Busnardo Neto , pelo apoio e ajuda na parte financeira e burocrática .

Ao Prof.Dr. Aruy Marotta e ao Prof.Dr. Candido C. Raposo , pela amizade .

Ao Prof.Dr. Dick Siemon e ao Prof.Dr. Ken McKenna , pelo empréstimo de equipamentos e o fornecimento dos PZTs utilizados neste trabalho .

Ao Roberto Y. Honda e ao Milton E. Kayama , pela amizade , sugestões e ajuda na execução deste trabalho .

Ao Delton O. Campos e ao Vladimir H. B. Scheid , pela amizade , coleguismo e mineirismo .

Ao Hector R. T. Silva pelas conversas altamente proveitosas .

A Ana , Vicente , Braga e Alfredo , pela amizade e bom convívio existente na nossa sala de estudos .

Aos colegas Newton , Conrado , Balloni , Vicene , Emília , Hisataki , Yoshiyuki , pela amizade sempre presente .

Ao Thebano pelo empréstimo da tinta prata condutora ,

que foi muito importante para a realização deste trabalho .

Ao Newton e Susana , amigos sempre prontos para ajudar a todo instante .

Aos técnicos , Maurício , Douglas e Sanclair , que além da amizade , a ajuda foi de fundamental importância para a elaboração deste trabalho .

Ao pessoal da secretaria do Grupo de Plasma , Augusto , Bill (Val) , Dina e Cristina , pelas brincadeiras , amizade e a ajuda sempre imediata nos momentos de mais necessidade .

Ao pessoal da secretaria de pós-graduação e a todos aqueles que contribuíram de forma direta ou indireta para a execução deste trabalho .

Ao meu pai - José Carlos (in memoriam)

à minha mãe - Nair

aos meus irmãos - José Carlos , Nelsinho

, Luizinho , Cleuminha ,

Cleurian , Xikuta e

Eltinho

à Dora

e à minha filhinha , Bárbara .

ABSTRACT

Have been constructed pressure probes using piezoelectrics ceramics as a tool for the plasma diagnostics on the pulsed machines .

A shock tube has been used for the method of calibration and determination of relationship between the applied pressure and the voltage generated by the piezoelectric .

The rise time of the signal and theoretical calculations estimated the response time of the probe in ~ 1 μ seg .

As the preliminary test , the probe has been coupled to the Tupã I , linear Theta-Pinch machine at Unicamp , and the results obtained compared with theoretical calculations showed a good agreement .

RESUMO

Foram montadas sondas de pressão , utilizando cerâmicas piezoelétricas , como uma forma de diagnóstico de plasma em máquinas pulsadas .

O método usado para a calibração da sonda de pressão foi com o tubo de onda de choque , o qual além de determinar a relação entre a pressão aplicada e a tensão gerada no piezoelétrico , possibilitou a determinação da resolução temporal da sonda de pressão , que é de aproximadamente 1 μ seg .

Os resultados que foram obtidos com a medição de fugas de partículas pelas extremidade da máquina linear de confinamento magnético de plasma (Tupã I) , utilizando a sonda de pressão , foram comparados com os valores teóricos e apresentaram uma boa concordância entre eles .

Trabalho realizado com o suporte financeiro do , CNPq , CNEN , FINEP , FAPESP , CAPES .

INDICE

I	-	INTRODUÇÃO	1
II	-	SONDA DE PRESSÃO	3
		II.a - Piezoelétricos	3
		II.b - Montagens das Sondas	4
		II.b.1 - Protótipo de Sonda de Pressão	5
		II.b.2 - Sonda de pressão 1	7
		II.b.3 - Sonda de pressão 2	10
		II.c - Características das Sondas	13
		II.c.1 - Lei de Hooke (elasticidade)	14
		II.c.2 - Características e Propriedades	15
III	-	TUBOS DE ONDA DE CHOQUE	21
		III.a - Descrição da Onda de Choque	21
		III.b - Equações da Onda de Choque	22
		III.c - Montagens dos Tubos de Onda de Choque	27
IV	-	CALIBRAÇÃO DA SONDA DE PRESSÃO	34
		IV.a - Sinais das Sondas 1 e 2	34
		IV.b - Determinação da Pressão P_e e a curva de calibração	37
		IV.c - Teste por Impacto com Esferas	40
V	-	UTILIZAÇÃO DA SONDA DE PRESSÃO EM PLASMAS	44

V.a - Características do Sistema Theta-Pinch Type I	44
V.b - Análise dos Dados	46
VI - CONCLUSÃO E PRÓXIMOS TRABALHOS	52
REFERÊNCIAS	54

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Na busca de se conseguir um reator de fusão termonuclear controlada, foram idealizados e montados no mundo todo várias máquinas com diversas configurações de plasma, entre elas estão os Theta-Pinches e os Theta-Pinches de campo reverso com configuração toroidal. Estes são sistemas lineares de confinamento magnético de plasmas [16].

Existe no laboratório de física de plasma da UNICAMP, um Theta-Pinch denominado Tupã I [14], e um Theta-Pinch de campo reverso com configuração toroidal denominado Toróide Compacto I, ou simplesmente T.C. I [1].

O T.C. I encontra-se em fase final de construção e testes, e o Tupã I está em operação.

O sistema de funcionamento de um Theta-Pinch é basicamente um circuito RLC, como é o caso do Tupã I (ver capítulo V).

Agora, no circuito do T.C. I, foi introduzido uma chave elétrica chamada "Crow Bar", que tem a função de retirar do circuito o banco de capacitores assim que a corrente elétrica, e conseqüentemente o campo magnético, atingirem os seus máximos no primeiro semi-ciclo [1].

A partir daí, a corrente decai de forma exponencial, fazendo com que a vida do plasma seja prolongada.

É esperado um tempo de vida do plasma no T.C. 1 , da ordem de 30 μ seg , que é muito maior do que o do Tupã I , que é em torno de 1 μ seg .

Por serem estes sistemas abertos nas extremidades , a principal forma de perda de energia é devido a fugas de partículas nos extremos do solenóide .

O entendimento destes processos de fuga axial de partículas é importante para que possam ser desenvolvidas técnicas e métodos de prevenir e evitar estas perdas .

Com o objetivo de medir estas fugas , foram montadas sondas de pressão utilizando cerâmicas piezoelétricas .

Todo o processo de montagem e suas características estão descritas no capítulo II .

O método de calibração escolhido , foi com um tubo de onda de choque . Com este intuito , foram feitos estudos do método de produção e do comportamento da onda de choque , como veremos no capítulo III .

A calibração propriamente dita , está descrita no capítulo IV , onde também fazemos uma comparação com o método de teste por impacto com esferas .

No capítulo V serão mostradas as características do Tupã I , e também serão discutidos e analisados os dados colhidos com a sonda de pressão na extremidade do solenóide .

O sistema de unidades usado é o c.g.s. , com exceção da parte final do capítulo II onde usamos o m.k.s. , e na parte de calibração do capítulo IV usamos a atmosfera como unidade de pressão .

CAPÍTULO II

SONDA DE PRESSÃO

II.a) PIEZOELÉTRICOS

Certos cristais dielétricos , como por exemplo quartzo e turmalina , podem se polarizar não somente quando um campo elétrico externo é aplicado , mas também quando sujeitos a uma compressão mecânica . A polarização de um dielétrico sob a influência de uma compressão , é conhecida como efeito piezoelétrico , onde prezo é uma palavra Grega que quer dizer pressão . Isto significa que eletricidade é gerada quando uma pressão é aplicada em um destes cristais .

A piezoeletricidade foi descoberta pelos irmãos , Pierre e Jacques Curie em 1880 [2] .

Atualmente , os materiais piezoelétricos mais usados são os chamados PZT , que são soluções sólidas de titanato de chumbo ($Pb Ti O_3$) , ou zirconato de chumbo ($Pb Zr O_3$) . Estes cerâmicos são normalmente materiais isotrópicos , e não possuem propriedades piezoelétricas .

Para tornar um PZT em um material com propriedades piezoelétricas , é necessário fazer um tratamento , isto é , o PZT é submetido a um campo elétrico de polarização da ordem de 4 MV/m , a uma temperatura em torno de 200 °C , por um tempo de mais ou menos 1 hora [3] .

Muitas das propriedades das cerâmicas piezoelétricas (PZT) mudam gradualmente com o

tempo de uso , mas estas mudanças tendem a ser logarítmicas depois da polarização original . Este processo é chamado de envelhecimento .

O envelhecimento se dá aproximadamente em torno de 1% por década de tempo .

Para cada tipo de PZT , existe uma temperatura característica acima da qual ele perde completamente e permanentemente as propriedades piezoelétricas . Esta temperatura é chamada de ponto de Curie [3] .

O piezoelétrico usado para a sonda de pressão , foi do tipo cerâmico , como veremos a seguir .

II.b) MONTAGENS DAS SONDAS

A sonda de pressão é basicamente formada por duas barras condutoras acústicas e um PZT colocado entre elas .

O objetivo da barra colocada na frente , é atrasar o sinal a ser medido pelo PZT , para evitar ruídos elétricos externos no momento em que o pulso de compressão estiver passando pelo PZT . Este atraso depende do comprimento e do material da barra .

A barra colocada atrás é para evitar reflexões do pulso de compressão no PZT . Assim o pulso vindo pela barra da frente passa pelo PZT , e continua se propagando até o final da barra atrás .

O tempo gasto pelo sinal para ir do PZT até o final da barra atrás e voltar ao PZT , define o tempo útil para medição com a sonda de pressão .

11.b.1) Protótipo de Sonda de Pressão

No intuito de observarmos o comportamento do piezoelétrico, foi montado inicialmente um protótipo de sonda de pressão onde o piezoelétrico era colocado na extremidade de uma barra de pìrex.

A figura abaixo mostra um desenho esquemático do protótipo de sonda, e as duas principais situações de teste.

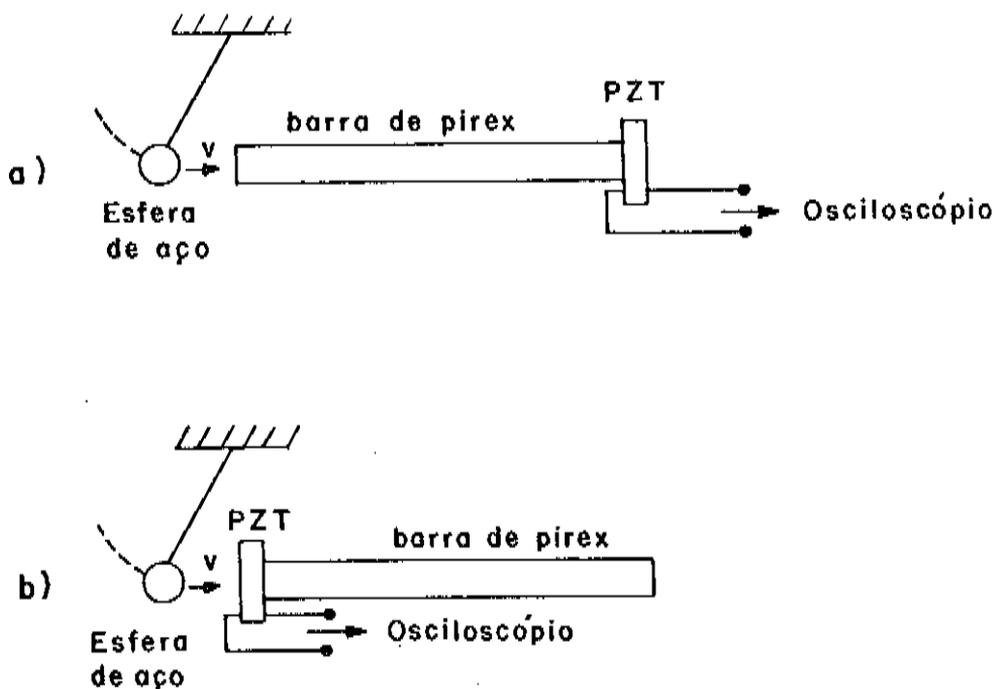


figura 1 - Protótipo de sonda de pressão e as principais situações de teste.

A figura 2 mostra o sinal do piezoelétrico para a situação a) da figura 1, na qual uma esfera de metal é lançada sobre a barra de pìrex na extremidade contrária a que estava colocado o piezoelétrico. É um sinal com muitas oscilações devido a reflexões do pulso de compressão na barra de pìrex.

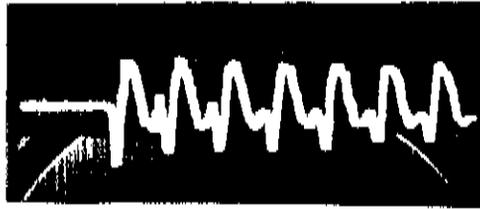


figura 2 - Sinal do protótipo de sonda , para situação a) da figura 1 - $t = 0,1$ mseg/div , $v = 0,01$ volt/div .

Na figura 3 , temos o sinal do piezoelétrico para a situação b) da figura 1 , onde o impacto da esfera era direto sobre o piezoelétrico . Vemos o sinal de compressão no PZT , e em seguida as reflexões na barra de pirex . Podemos notar que as reflexões do pulso original são atenuadas pela barra de pirex colocada atrás do PZT .

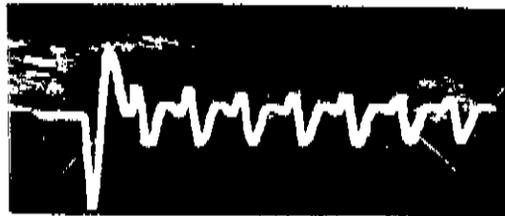


figura 3 - Sinal do protótipo de sonda , para a situação b) da figura 1 - $t = 0,1$ mseg/div , $v = 0,02$ volt/div .

Na figura 2 , a existência das reflexões na barra de pirex é devido principalmente a dois fatores . Primeiro , é

por que quando o pulso de compressão chega ao PZT ele não tem mais para onde ir e é refletido , voltando pela barra colocada na frente e assim sucessivamente .

Segundo , é que parte das reflexões é devido também a problemas de casamento de impedância acústica entre a barra de pìrex e o PZT .

Agora , no caso da figura 3 , vemos que parte do pulso original é absorvido pela barra de pìrex , e as reflexões são devido , provavelmente , aos mesmos motivos do caso anterior .

Porém , nota-se que em ambos os casos o período das oscilações é o mesmo , o que justifica a dependência do período , somente com variáveis geométricas e do tipo de material .

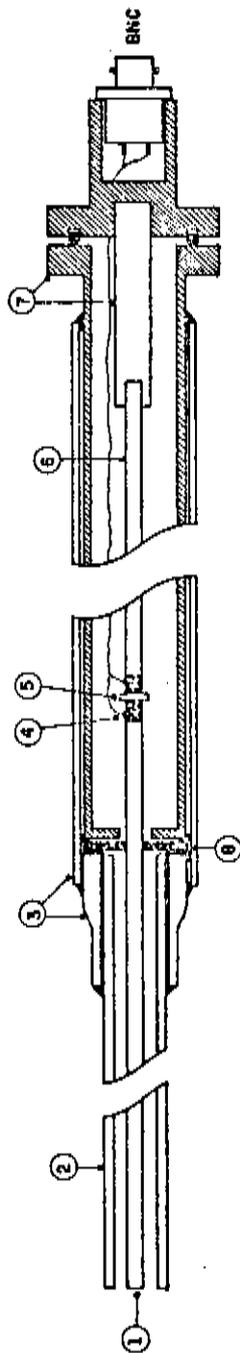
Portanto , colocando duas barras , uma na frente e outra atrás do PZT , com um bom casamento de impedância entre eles , podemos conseguir um sinal puro e sem reflexões durante um intervalo de tempo necessário para medições em nossos experimentos .

Isto nos motivou a montar a primeira sonda de pressão , e a figura 4 mostra um desenho esquemático da sonda 1 .

II.b.2) Sonda de Pressão 1

A primeira preocupação na montagem da sonda 1 , foi com a interface entre o PZT e as duas barras condutoras acústicas .

SONDA PIEZOELÉTRICA



1- BARRA DE QUARTZO $\varnothing = 0.3 \text{ cm}$ $L = 30 \text{ cm}$

2- ALUMINA $\varnothing = 1 \text{ cm}$ $L = 23 \text{ cm}$

3- PIREX $\varnothing = 2.2 \text{ cm}$ $L = 23 \text{ cm}$

4- TINTA CONDUTORA

5- PZT-5 $\varnothing = 0.4 \text{ cm}$ $L = 0.09 \text{ cm}$

6- BARRA DE QUARTZO $\varnothing = 0.3 \text{ cm}$ $L = 10 \text{ cm}$

7- LATÃO

8- BORRACHA

figura 4 - Desenho esquemático da sonda de pressão 1.

Por isso foram feitos polimentos nas extremidades das barras , com o objetivo de minimizar ao máximo possível a quantidade de cola nas junções , e também evitar a formação de bolhas de ar que seria muito prejudicial à propagação do pulso de compressão .

Uma junção mal feita prejudicaria sensivelmente a propagação do pulso de compressão através da sonda 1 , e conseqüentemente o sinal elétrico gerado pelo PZT .

A preocupação seguinte era fazer uma colagem entre o PZT e as barras , que tivesse uma resistência mecânica boa e permitisse uma conexão ôhmica com as faces do PZT .

Tentamos inicialmente usar um epoxy condutor (Epo-tek H20E da Epoxy Technology Inc.) , mas este não tinha resistência mecânica suficiente para manter as barras ligadas ao PZT .

A melhor forma encontrada para fazermos as colagens foi usando uma tinta prata condutora para fazer a conexão ôhmica , e depois aplicamos "super bond" somente na parte externa da junção para obter a resistência mecânica necessária , como mostra a figura abaixo .

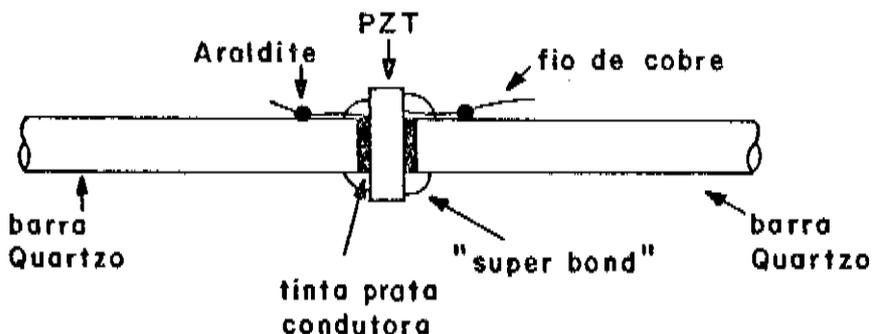


figura 5 - Desenho da interface entre PZT e barras condutoras acústica .

Outra preocupação foi com o alinhamento das duas barras e o PZT . Para isso fizemos em uma base de acrílico um canal retangular de 3 mm,de largura e 1,5 mm de profundidade para colocar as barras , e outro canal perpendicular ao primeiro com 1 mm de largura e 2 mm de profundidade para ser colocado o PZT .

A colagem das barras com o PZT foi feita nesta base de acrílico , e foi conseguido um bom alinhamento .

A carcaça da sonda de pressão era feita de latão , não só pela resistência física do material , mas também como uma forma de blindagem do PZT contra ruídos elétricos externos.

O problema maior na montagem da sonda 1 , foi transportar o conjunto barras/PZT com a colagem feita , para dentro da carcaça de latão .

Quando isso era tentado , em geral uma das barras soltava do PZT .

Para conseguirmos montar a sonda 1 , foi necessário um cuidado muito grande .

Depois de colocada a sonda 1 dentro da carcaça , ainda tivemos problemas de alinhamento com a parte detrás da montagem .

Afinal a sonda 1 foi montada , e alguns sinais característicos dela serão visto mais tarde neste trabalho .

11.b.3) Sonda de Pressão 2

Todas as dificuldades enfrentadas na montagem da son-

da 1 e as distorções dos sinais, nos forçaram a idealizar, projetar e montar uma segunda sonda de pressão, que chamaremos de sonda 2.

O desenho esquemático da sonda 2 pode ser visto na figura 6.

A carcaça metálica da sonda 2 é formada por seções encaixáveis que facilitam muito a montagem, e permitem que a colagem de uma das barras ao PZT seja feita dentro dela mesma, garantindo também o alinhamento.

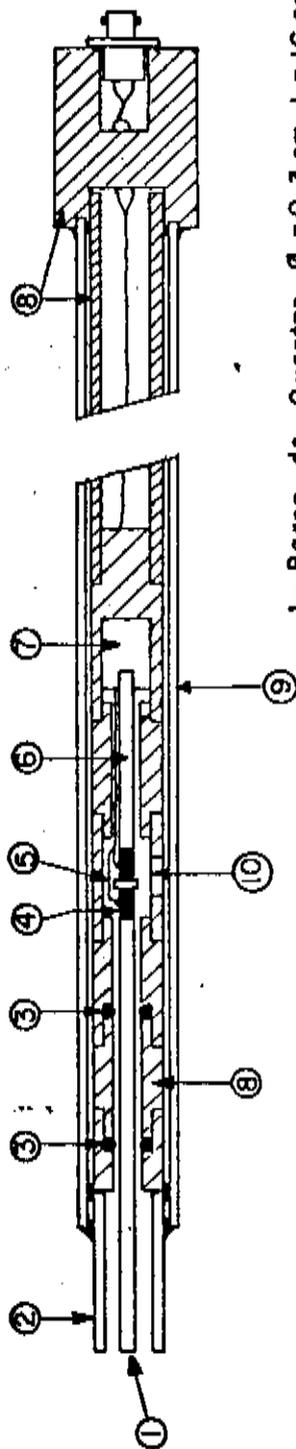
Inicialmente o PZT era colado na barra detrás da sonda 2 (esta colagem era feita na base de acrílico), em seguida era montada na carcaça metálica junto com a barra da frente sem cola.

A barra da frente era colada no PZT através de uma janela feita na peça da carcaça que ficava em torno das junções PZT/quartzo.

O modo de colar as barras no PZT, era o mesmo feito na sonda 1, onde primeiro fazíamos a conexão ôhmica com a tinta prata condutora, depois era aplicado "super bond" na parte externa da junção.

Com este sistema de montagem da sonda 2, nós conseguimos reduzir significativamente o diâmetro externo da sonda. Passamos de 2,2 cm de diâmetro externo da sonda 1, para 1,2 cm da sonda 2. Isso facilita o seu uso em sistemas lineares de confinamento magnético de plasma, e diminui a perturbação causada ao próprio plasma.

SONDA PIEZOELETRICA



1- Barra de Quartzo $\varnothing = 0,3 \text{ cm}$ $L = 16 \text{ cm}$

2- Alumina $\varnothing = 1 \text{ cm}$ $L = 7 \text{ cm}$

3- Anéis de borracha $\varnothing_1 = 0,29 \text{ cm}$ $\varnothing_E = 0,64 \text{ cm}$

4- Tinta condutora

5- PzT-5A $\varnothing = 0,4 \text{ cm}$ $L = 0,09$

6- Barra de Quartzo $\varnothing = 0,3 \text{ cm}$ $L = 15 \text{ cm}$

7- Nylon

8- Latão

9- Pirex $\varnothing = 1,2 \text{ cm}$ $L = 127 \text{ cm}$

10- Janela de Acesso

figura 6 - Desenho esquemático da sonda de pressão 2.

A estrutura da sonda como um todo tem um comprimento de 130 cm , com o objetivo de ser usada em vários sistemas e alcançar se necessário , pontos mais internos das colunas de plasma .

Um tubo de alumina é colocado na ponta da sonda 2 para proteger a lateral da barra condutora acústica contra possíveis impactos laterais , ou mesmo oblíquos , garantindo assim que todo sinal gerado no PZT tem a procedência da face dianteira da barra da frente .

A carcaça da sonda 2 só entra em contato com as barras condutoras acústicas em três pontos . Dois pontos na barra da frente , através de anéis de barracha para amortecer qualquer pulso de compressão que venha pela carcaça , e na barra detrás , por uma peça de nylon que serve de apoio e anteparo de recuo (ver figura 6) .

11.c) CARACTERÍSTICAS DAS SONDAS

No processo de propagação de um pulso de compressão em materiais com propriedades mecânicas isotrópicas , dois fatores são importantes . Um , o qual relaciona a pressão exercida no material com a variação do comprimento , chamado módulo de Young , e outro que relaciona a variação do comprimento com a constrição radial , chamado raio de Poisson .

Estas propriedades estão relacionadas na lei de Hooke , como veremos a seguir .

II.c.1) Lei de Hooke (elasticidade)

Para o estudo das propriedades elásticas das partes que compõem a sonda , é necessário uma pequena revisão da lei de Hooke [4] .

Para um grande número de materiais , a lei de Hooke diz que a força aplicada sobre eles é proporcional à variação do comprimento , se esta for suficientemente pequena para que não provoque danos no material . Portanto ,

$$F \propto \Delta L$$

onde ΔL irá depender do comprimento L do material . Assim foi escolhida a razão $\Delta L/L$, que é um número mais característico de cada material .

A força também é proporcional a área A da secção reta , assim podemos escrever a lei de Hooke como ,

$$F = Y A \Delta L/L$$

ou

(1)

$$F/A = Y \Delta L/L$$

onde Y é o coeficiente de proporcionalidade , que só depende das propriedades do material , e é conhecido como módulo de Young .

Outro fenômeno relacionado com a lei de Hooke , é que quando alguma variação de comprimento é imposta sobre o material , ocorre também uma variação nas dimensões perpendicular-

res ao comprimento . Esta variação é proporcional tanto a $\Delta L/L$, como também ao diâmetro d do material .

$$\Delta d/d = - \nu \Delta L/L \quad (2)$$

onde ν é outra constante que também só depende das propriedades do material , e relaciona a variação do comprimento da barra com a variação do diâmetro , e é conhecida como raio de Poisson .

Estas constantes são importantes para a análise das características das sondas de pressão , como veremos a seguir.

11.c.2) Características e Propriedades

O piezoelétrico usado na sonda de pressão foi um PZT-5A da "Clevite Corporation , Cleveland ,Ohio", do qual a composição química não é fornecida pelo fabricante . E as barras condutoras acústicas foram de quartzo fundido .

A tabela 1 abaixo mostra algumas propriedades elásticas.

TABELA 1

material	$Y(\text{dina/cm}^2)$	ν	$\rho(\text{gr/cm}^3)$
PZT-5A	10.6×10^{11}	0.29	7.75
QUARTZO	7.2×10^{11}	0.16	2.20

ρ - densidade

O ponto de Curie do PZT-5A é 365°C , e o ponto de fusão para o quartzo é 1800°C .

O atraso imposto pela barra de quartzo colocada na frente do PZT , sobre o pulso de compressão , é dado por:

$$t = L/c \quad e \quad c = (Y/\rho)^{1/2} \quad (3)$$

onde

t - Atraso na barra condutora acústica

c - Velocidade de propagação do pulso de compressão

Este atraso é útil quando a sonda é usada para diagnóstico em sistemas de produção de plasma pulsado de alta voltagem , onde o nível de ruído elétrico , nos primeiros microssegundos , é muito alto , como é o caso do Tupã I e o T.C.I .

Devido ao atraso da barra da frente , quando o pulso de compressão chega ao PZT , o nível de ruído elétrico externo já caiu a um valor desprezível , obtendo assim um sinal elétrico livre dos efeitos indesejáveis para as medições .

Para o quartzo o atraso é de 1,75 μ seg/cm . Portanto , na sonda 2 , t = 28 μ seg .

O tempo útil da sonda 2 para tomada de medida , que é definido como o tempo para que o pulso de compressão vá do PZT até ao final da barra detrás e volte ao PZT , é de t' = 49 μ seg.

Uma estimativa da resolução temporal da sonda 2 (tempo τ de subida do sinal de 10% até 90% do valor final) é dado por [5] :

$$\tau = 1,96 v^{2/3} (L/a)^{1/3} (a/c) \quad (4)$$

onde , a é o raio da barra condutora acústica .

Edwards et al [6] traçam uma curva experimental que mostra a dependência de τ com $L^{1/3}$, onde a validade está dentro do limite de ,

$$0,125 < L/2a < 65$$

O que no nosso caso dá , $L/2a = 51,5$, o que está dentro do limite de validade .

Da equação 4 , vemos que quanto menor o ralo de Poisson e maior o módulo de Young , melhor será a resposta do pulso de compressão na barra condutora acústica . E estas condições são bem atendidas pelo quartzo (ver tabela II) .

Para a sonda 2 , seria esperado um tempo de resposta $\tau = 0,74 \mu\text{seg}$, sem considerar a cola e a tinta condutora nas junções , o que deve prejudicar um pouco este resultado .

O tempo de resposta do PZT , que só depende das suas dimensões , pode ser calculado pela equação 3 , e dá $\tau = 0,24 \mu\text{seg}$. Vemos assim que o tempo de resposta do PZT é muito menor do que o da barra de quartzo da sonda 2 , o que mostra que , a resolução temporal da sonda 2 é a da barra de quartzo .

Outra coisa que pode prejudicar as características da sonda 2 , é a relação entre a compressão em uma direção axial (P_L) e a constricção lateral , o que induziria oscilações radiais no sinal do PZT [7] . Ou seja ,

$$\Delta d/d = - (v/Y) P_L \quad (5)$$

supondo uma incidência normal .

A tabela II abaixo mostra , a velocidade acústica c , a impedância acústica Z e a razão (v/Y) , para vários materiais.

TABELA II

material	$c=(Y/\rho)^{1/2}$ (cm/seg)	$Z=(Y.\rho)^{1/2}$ (gr/cm ² .seg)	(v/Y) (cm ² /dina)
LATXO	3.5×10^5	3.1×10^6	3.0×10^{13}
ESTANHO	2.4×10^5	1.8×10^6	7.7×10^{13}
QUARTZO	5.7×10^5	1.3×10^6	2.2×10^{13}
1) PZT-5A	2.6×10^5	2.0×10^6	5.6×10^{13}
2) PZT-5A	3.7×10^5	2.8×10^6	2.8×10^{13}

1) com as faces curto-circuitada , 2) com as faces livres (não curto-circuitada).

Como podemos ver na tabela II , o quartzo apesar de não ser o material com impedância acústica Z mais próxima do PZT-5A , é o que deverá induzir menos oscilações radiais .

Por isso o quartzo foi escolhido como condutor acústico da sonda de pressão .

Para a incidência normal do pulso de compressão na interface do quartzo e o PZT , a razão entre a compressão refletida (P_r) e a incidente (P_i) é [7] ,

$$\frac{P_r}{P_i} = \frac{(r - 1)}{(r + 1)}$$

onde

(6)

$$r = \frac{Z_2}{Z_1}$$

o índice 1 é para a barra de quartzo da frente e o 2 do PZT.

Dos dados da tabela II vemos que , $P_{1r}/P_{1i} = 0,4$, isto significa que só 60% do pulso de compressão será transmitido para o PZT .

Outro ponto importante a ser considerado , é que quando um pulso de compressão atinge o PZT , ele se polariza e cargas elétricas são acumuladas nas suas faces , fazendo com que ele vire um capacitor .

Como o PZT estará ligado a um medidor de voltagem , no caso um osciloscópio , este por maior que for a impedância de entrada , ela será finita . Haverá portanto um tempo de decaimento da tensão , característico do circuito RC , que poderá afetar nas medidas [8] .

Por isso calculamos o tempo de decaimento da carga gerada no PZT-5A usando a capacitância dele mais a dos 15 metros de cabo coaxial usados no circuito , e 10^6 ohms de impedância de entrada do osciloscópio "Tektronix 556".

A constante dielétrica do PZT-5A é (dado do fabricante) $\epsilon = 1,5 \times 10^8$ farad/m , onde a capacitância é dada por ,

$$C = \epsilon A/L$$

onde ,

A - área do PZT-5A

L - comprimento do PZT-5A

Para o nosso caso , $A = 1,3 \times 10^5 \text{ m}^2$ e $L = 0,9 \times 10^3 \text{ m}$, e a capacitância $C = 2,17 \times 10^{-10} \text{ farad}$.

Para os 15 metros de cabo coaxial , a capacitância será de $C = 1,4 \times 10^{-9} \text{ farad}$.

Portanto a capacitância total é $C_t = 1,6 \times 10^{-9} \text{ farad}$.

Com isso , o tempo de decaimento RC é $t = 1,6 \text{ mseg}$.

Isto nos garante que , para um tempo de medida da ordem de 50 useg , nenhum efeito envolvendo a constante RC será significativo .

Para a utilização da sonda de pressão em diagnósticos de plasmas , é necessário que ela seja calibrada , e testada nas condições mais próximas das nossas máquinas pulsadas .

Escolhemos portanto , o método de calibração utilizando um tubo de onda de choque , pois uma onda de choque produz variações abruptas de pressão no meio onde está propagando , e depois de refletir na parede final do tubo em que foi produzida , deixa uma pressão constante e relativamente fácil de ser determinada .

Estas duas propriedades da onda de choque poderiam ser usadas para determinar a resolução temporal da sonda , e a relação entre a pressão aplicada com a tensão gerada no PZT .

Por isso foram montados tubos de onda de choque , que veremos no capítulo seguinte .

TUPO DE ONDA DE CHOQUE

III. a) DESCRIÇÃO DA ONDA DE CHOQUE

Para chegarmos à idéia do que seria uma onda de choque, vamos primeiro imaginar uma onda viajando em um meio compressivo com uma velocidade c , que é a velocidade do som no meio, e é dada por $\sqrt{P/\rho} = \sqrt{\gamma RT}$, onde γ é a razão dos calores específicos, P é a pressão, R é a constante universal dos gases e T é a temperatura. No lugar onde esta onda estiver passando, a pressão será um pouco maior do que na região ainda não perturbada, de acordo com a teoria de propagação acústica em um meio compressivo [9]. Porém se fizermos uma outra onda viajar logo atrás da frente da primeira, esta onda estará viajando em uma região de maior pressão portanto, com uma velocidade c_1 maior que c . Agora, fazendo outra onda atrás da segunda, e depois outra, e assim sucessivamente, onde $c < c_1 < c_2 < c_3 \dots$ e ainda, se considerarmos algum fluxo de partículas, com o passar do tempo uma frente de onda vai alcançando a outra até formar uma onda que terá uma velocidade de grupo maior que a do som no meio. Esta onda é chamada, onda de choque [10] (ver fig. 7).

Na passagem da frente de uma onda de choque o meio sofre uma variação abrupta na pressão, densidade e temperatura.

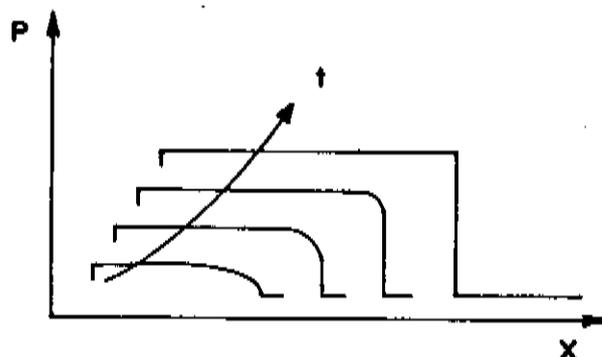


figura 7 - Variação da pressão com o tempo , no processo de formação da onda de choque .

Estas variações são feitas em alguns poucos livres caminhos médios. Uma teoria mais detalhada mostra que em condições ideais , a frente da onda de choque não muda sua forma com o passar do tempo.

III.b) EQUAÇÕES DA ONDA DE CHOQUE

As equações que descrevem a onda de choque foram deduzidas das relações de Rankine e Hugoniot , que são [9]

$$\frac{P_1}{P_0} = \omega_1 = M^2 (1 + \mu) + \mu \quad (7)$$

$$\frac{u}{c_0} = \frac{(1 - \mu) (\omega_1 - 1)}{\sqrt{(1 - \mu) (\omega_1 + \mu)}} \quad (8)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{\omega_1 (1 + \mu \omega_1)}{\mu + \omega_1} \quad (9)$$

$$\mu = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$$

- Onde
- P1 - Pressão atrás da onda de choque.
 - Po - Pressão do meio não perturbado.
 - u - Velocidade do fluxo atrás da onda de choque.
 - co - Velocidade do som no meio não perturbado.
 - T1 - Temperatura atrás da onda de choque.
 - To - Temperatura do meio não perturbado.
 - U - Velocidade da onda de choque.
 - M - Número de MACH , $M=U/co$.

Um dos métodos de produzir uma onda de choque experimentalmente é por meio de um tubo de onda de choque.

O tubo de onda de choque consiste basicamente de um cilindro rígido dividido em duas partes por meio de um diafragma colocado perpendicularmente ao eixo.

Uma diferença de pressão é aplicada nas duas partes do tubo, onde a região de alta pressão e a de baixa pressão são conhecidas como câmaras de compressão e expansão respectivamente.

Quando o diafragma estoura , a pressão tende a se igualar nas duas câmaras por meio de uma onda de choque viajando para dentro da câmara de expansão , e uma onda de rarefação viajando para dentro da câmara de compressão. Se as condições forem ideais e o diâmetro interno do tubo for constante em toda sua extensão , a onda de choque não terá atenuação com a distância e a pressão e a velocidade das par-

tículas serão constantes numa certa região atrás de onda de choque , como mostram as figuras abaixo .

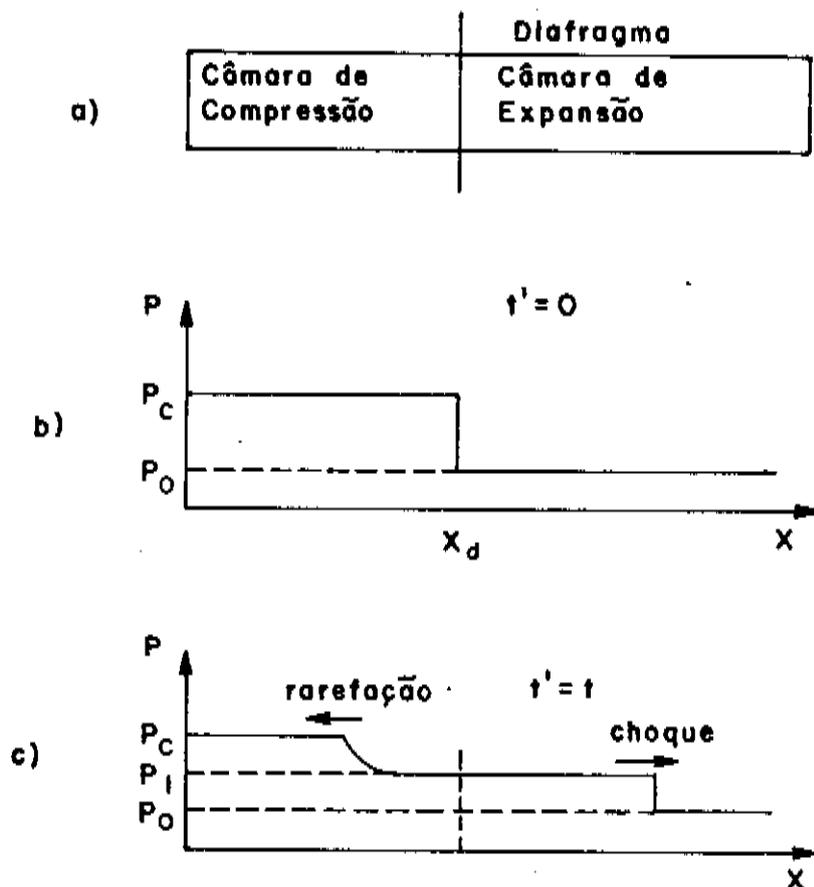


figura 8 - a) mostra um esquema de um tubo de onda de choque , b) a distribuição de pressão antes do diafragma estourar , c) a distribuição de pressão logo depois de estourado o diafragma .

Para um tubo de onda de choque com as duas extremidades fechadas , teremos reflexão no final das câmaras , tanto da onda de rarefação como da onda de choque ,

como é mostrado no diagrama do plano $x-t$ (posição-tempo) figura 9.

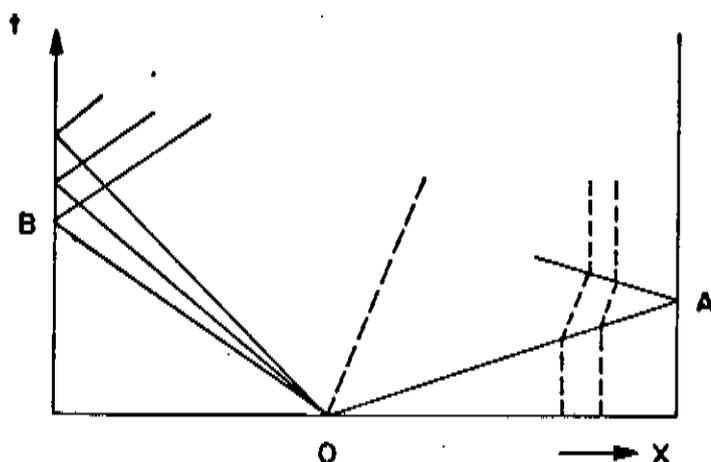


figura 9 - Diagrama $x-t$ mostrando as reflexões das ondas de rarefação e de choque nos extremos do tubo .

OA - Trajetória da onda de choque $dt/dx=1/U$

OB - Trajetória da onda de rarefação

Linhas tracejadas representam o fluxo de partículas $dt/dx=1/u$

Para a reflexão da onda de choque , não se pode aplicar as leis elementares da ótica e acústica , por causa do seu comportamento não linear. Teremos neste caso um novo tipo de reflexão chamada , Reflexão de MACH [9] .

A figura 10 abaixo mostra uma onda de choque viajando da esquerda para a direita com uma razão de pressão igual a $\omega_1 = \frac{P_1}{P_0}$. Depois de refletida a onda passa a viajar da direita para a esquerda , agora com uma razão de pressão $\omega_2 = \frac{P_2}{P_1}$. Onde P_2 é a pressão total atrás da onda refletida.

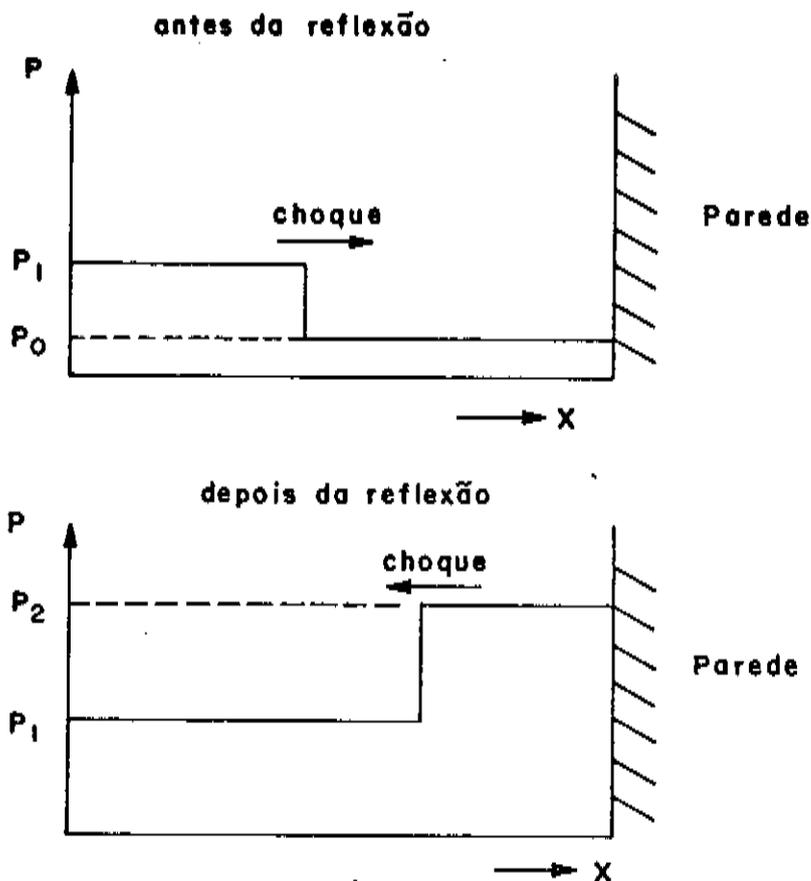


figura 10 - A reflexão da onda de choque no final da câmara de expansão .

As equações da onda incidente são dadas por (7) , (8) e (9) .

A velocidade do fluxo de partículas atrás da onda refletida é dado imediatamente utilizando a equação (8) , como:

$$\frac{u_r}{c_1} = \frac{(1 - \mu) (\omega_2 - 1)}{\sqrt{(1 - \mu) (\omega_2 + \mu)}} \quad (10)$$

Para uma parede rígida nós temos que as magnitudes das velocidades dos fluxos de partículas das ondas incidentes

e refletidas são iguais , assim teremos :

$$|u| = |u_r| \quad (11)$$

Tomando as equações (7) , (8) , (9) , (10) e (11)

temos :

$$\frac{P_2}{P_1} = \omega_2 = \frac{(2\mu + 1)\omega_1 - \mu}{\mu\omega_1 + 1} \quad (12)$$

Da equação (12) , nós podemos determinar o excesso de pressão refletida , que é :

$$P_r = P_2 - P_0 = \frac{(2\mu + 1) P_1 - \mu P_0}{\mu P_1 - P_0} P_1 - P_0 \quad (13)$$

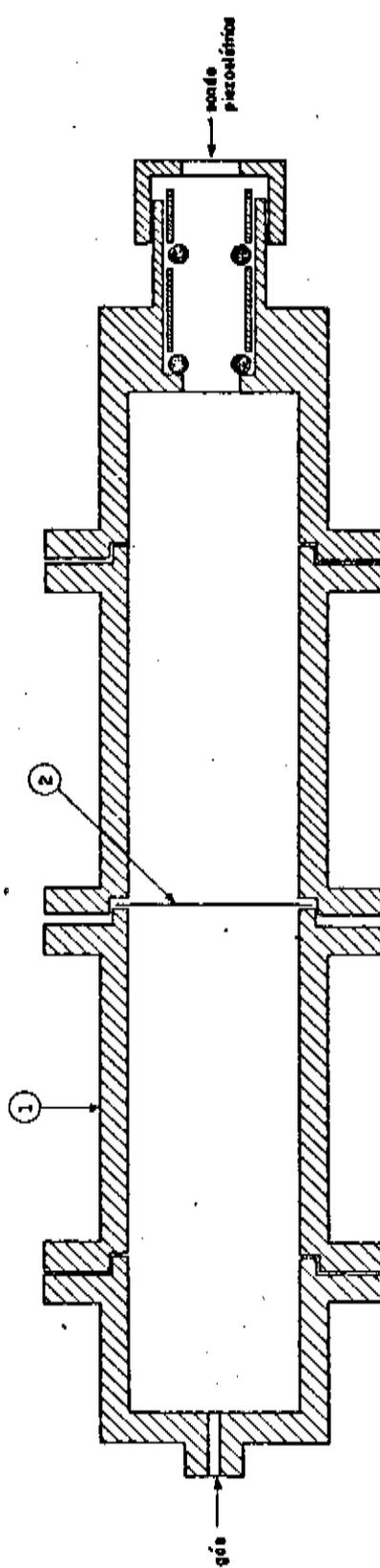
onde P_1 é dado pela equação (7).

Com a determinação da velocidade da onda de choque nós teremos M e conseqüentemente P_1 que é dado pela equação 7. Assim podemos determinar o excesso de pressão deixada pela onda de choque refletida no final do tubo , o que será usado para a calibração da sonda piezoelétrica , como veremos mais adiante neste trabalho .

III.c) MONTAGENS DOS TUBOS DE ONDA DE CHOQUE

O primeiro tubo de onda de choque foi feito em segmentos de alumínio com um diâmetro interno de 5 cm , e um comprimento interno de 20 cm para cada câmara , como mostra o desenho esquemático da figura 11 .

Tubo de onda de choque



1- ALUMÍNIO

2- DIAFRAGMA

\varnothing interno = 5 cm

L interno = 40 cm

figura 11 - Desenho esquemático do primeiro tubo de onda de choque .

O sistema de injeção de gás foi feito através de um orifício de 1 mm de diâmetro existente na parede final da câmara de compressão . O gás utilizado para a experiência foi o ar , fornecido por um cilindro de ar comprimido.

Como diafragma foram testadas várias folhas de alumínio com diversas espessuras , e combinações destas folhas . Elas eram presas por meio de anéis de borracha de vedação , colocados nas flanges de conexão entre as câmaras de compressão e expansão .

A câmara de expansão era deixada à pressão atmosférica .

As sondas piezoelétricas eram introduzidas na extremidade da câmara de expansão , e a ponta da sonda era colocada rente com a parede interna do tubo .

O sinal que se esperava ver no osciloscópio , era tipo um degrau com um tempo de subida muito rápido , já que a onda de choque muda rapidamente as condições de pressão , e depois de refletida deixa uma pressão P_2 estagnada por algum tempo no final da câmara de expansão , como foi mostrado no desenho ilustrativo da figura 10 .

Inicialmente foram testadas como diafragma folhas de alumínio com 15 μm de espessura. Foram usadas de uma a 10 folhas com a pressão de ruptura variando entre 0,3 atm a 3,7 atm , sem que nenhuma forma de sinal característico da onda de choque fosse observada no osciloscópio .

Usando uma única folha de alumínio de 80 μm , que estourava a uma pressão de 3,3 atm acima da pressão atmosférica

rica , passamos a observar um sinal característico da onda de choque , como pode ser visto na fotografia da figura 12 .

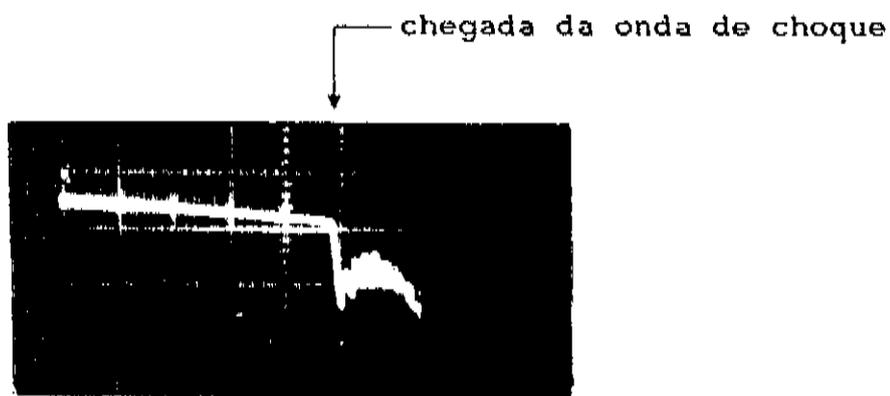


figura 12 - Sinal da onda de choque detectada pela sonda 1 , $t = 10 \mu\text{seg/div}$, $v = 1 \text{ volt/div}$.

Uma explicação para este fato é que quando a folha de alumínio estourava , soltava pequenos pedaços que viajavam para dentro da câmara de expansão prejudicando a formação , e o perfil da onda de choque. É que , a energia necessária para acelerar os pedaços de alumínio era retirada da velocidade do fluxo de gás [9] .

Muito mais crítico era para o caso com 10 folhas de $15 \mu\text{m}$ de espessura cada , onde a quantidade de pedaços era enorme. O que justifica o fato de que apesar das 10 folhas de alumínio de $15 \mu\text{m}$ conseguirem uma diferença de pressão grande , não era observada nenhuma forma de onda de choque .

Assim a onda pode viajar por alguns metros dentro da câmara de expansão sem que uma onda de choque bem definida seja formada.

Outro problema que dificulta na formação da onda de choque , é que quando a pressão está sendo aumentada na câmara

de compressão , o diafragma estufa formando uma calota para dentro da câmara de expansão , como mostra o desenho da figura 13 .

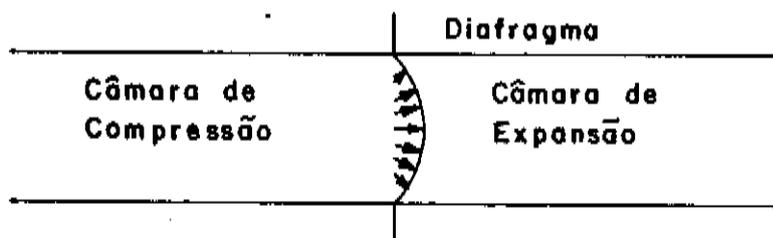


figura 13 - Deformação do diafragma durante o aumento da pressão na câmara de compressão .

Destruindo assim a unidimensionalidade da onda de choque , e prejudicando a formação e o perfil da onda .

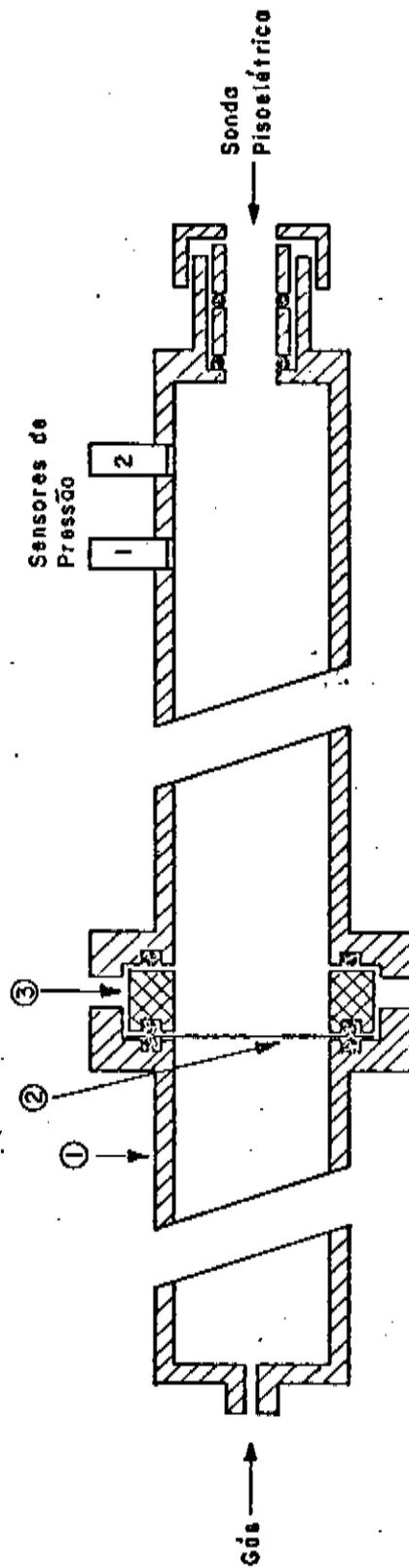
Para uma mesma diferença de pressão entre a câmara de compressão e a de expansão , variando somente o comprimento da câmara de expansão , foi observado que a onda de choque necessita de uma distância x_f mínima sobre a qual ela é formada e acelerada .

Esta distância foi em torno de quatro diâmetros , o que confirma os dados do trabalho de "I.I.Glass et al"[11] .

Depois de 12 diâmetros tínhamos um sinal mais bem definido , mas mesmo assim as emendas das secções do tubo , prejudicavam o perfil da onda de choque .

Então montamos o segundo tubo de onda de choque , que pode ser visto no desenho esquemático da figura 14 .

TUBO DE ONDA DE CHOQUE



- 1 - Alumínio
- 2 - Diagrama de Alumínio
- 3 - Nylon
- $\phi_{\text{interno}} = 5,6 \text{ cm}$
- L = 90 cm

figura 14 - Desenho esquemático do segundo tubo de onda de choque .

A câmara de expansão tem um comprimento interno de 68 cm sem nenhuma emenda , e um diâmetro interno de 5,6 cm .

Outra novidade introduzida neste tubo foi o sistema de detecção da onda de choque feito através de dois sensores de pressão colocados perpendicularmente na extremidade da câmara de expansão .

Os sensores de pressão 1 e 2 colocados lateralmente , detectam a passagem da onda de choque em tempos diferentes. Conhecendo a distância entre 1 e 2 ,podemos determinar a velocidade da onda de choque.

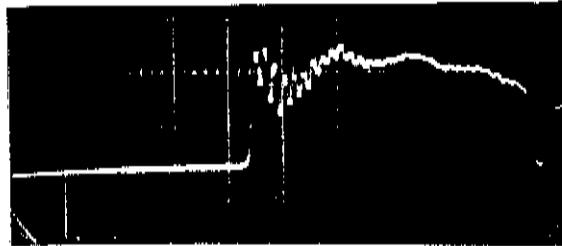
O sensor 1 , também é usado para disparar a base de tempo do osciloscópio.

Com esta montagem foi possível calibrar a sonda 2 , como veremos a seguir .

CALIBRAÇÃO DA Sonda DE PRESSÃO

IV.a) SINAIS DAS SONDAS 1 E 2

O sinal da sonda de pressão característico da onda de choque , pode ser visto na figura abaixo .



↑ chegada da onda de choque

figura 15 - sinal da sonda 2 tirada no segundo tubo de onda de choque , $t=10 \text{ } \mu\text{seg/div}$, $v=0,2 \text{ volt/div}$.

As oscilações de alta frequência presentes no sinal da sonda 2 , são devido a modos radiais de oscilações do pulso de compressão na barra de quartzo [12] .

E a modulação destas oscilações são provavelmente devido às características da nossa onda de choque .

O tempo útil para tomada de medida da sonda de pressão , como foi definido no capítulo II , pode ser observado e medido na fotografia da figura 15 , e é confirmado o tempo previsto de $t' = 50 \text{ } \mu\text{seg}$.

A resolução temporal da sonda 2 , pode ser medida pelo tempo de subida do sinal , como é mostrado na figura 16 .

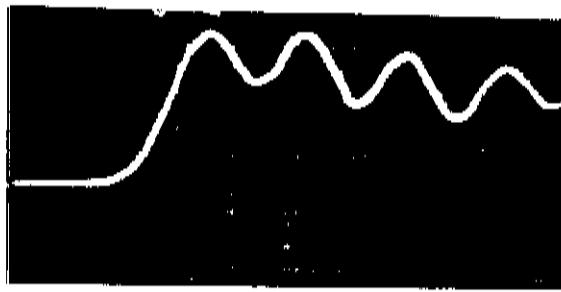


figura 16 - tempo de resposta da sonda 2 ,

$$t = 1 \mu\text{seg/div} , v = 0,05 \text{ volt/div} .$$

O previsto para este tempo τ , dado pela equação 4 era de $\tau = 0,74 \mu\text{seg}$. Portanto , menor do que o observado na figura 16 , que é de $\tau = 1 \mu\text{seg}$, este tempo é mais ou menos o esperado , considerando os problemas de junção como por exemplo , cola e casamento de impedância .

O sinal da sonda 1 é mostrado na figura 17 , onde podemos notar , pela má característica do sinal , que a sonda 1 tinha sérios problemas de montagem .

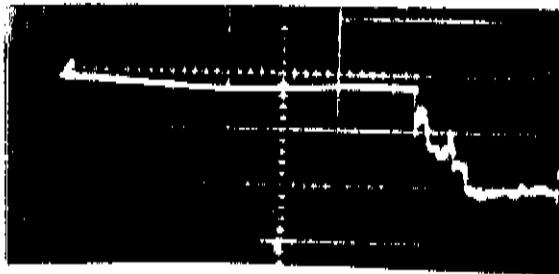


figura 17 - Sinal da sonda 1 tirado no primeiro tubo de onda de choque $t = 50 \mu\text{seg/div}$, $v = 2 \text{ volt/div}$.

No processo de montagem das sondas de pressão , as junções entre o PZT e as barras de quartzo , era o mais crítico para se obter uma boa característica do sinal .

Na figura 18 podemos ver um mau sinal , devido prin-

principalmente ao excesso de cola nas junções .

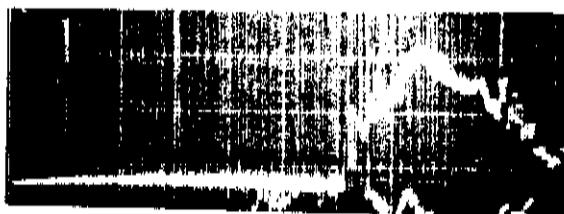


figura 18 - Sinal da sonda 2 com excesso de cola nas junções PZT/barras , tirado no segundo tubo de onda de choque $t = 2 \mu\text{seg/div}$, $v = 0,5 \text{ volt/div}$.

Dentro do processo de se fazer as junções , o procedimento usual foi de tentativa e erro , até conseguir o melhor sinal .

A determinação da velocidade da onda de choque , era feita através da diferença de tempo de chegada dos sinais dos sensores 1 e 2 no osciloscópio .

A figura 19 mostra os sinais dos dois sensores de pressão colocados no segundo tubo de onda de choque .

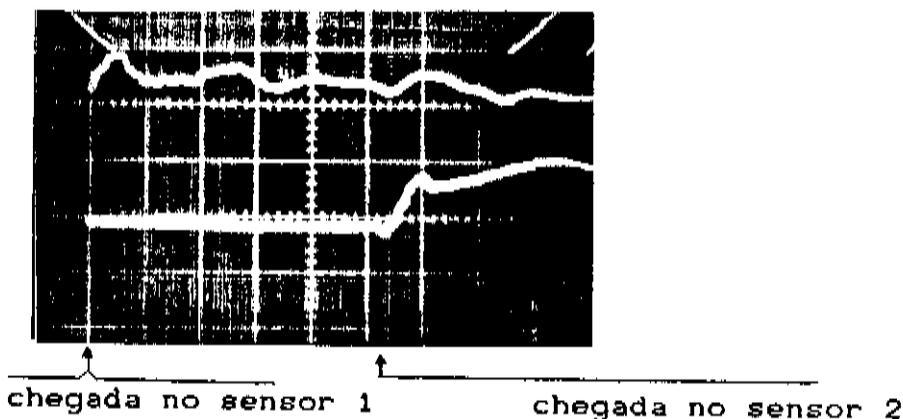


figura 19 - sinais dos sensores de pressão . sinal superior é do sensor 1 , inferior do sensor 2 , $t = 10 \mu\text{seg/div}$, $v = 0,2 \text{ volt/div}$.

O traço superior da figura 19 mostra a chegada da onda de choque para um tempo zero . O traço inferior mostra o tempo gasto pela onda de choque para ir do sensor 1 até o sensor 2 . Com este tempo podemos determinar a velocidade da onda de choque , e conseqüentemente a pressão deixada pela onda de choque refletida no final da câmara de expansão que será usado para a calibração , como veremos a seguir .

IV.b) DETERMINAÇÃO DA PRESSÃO P_e E A CURVA DE CALIBRAÇÃO

Foram selecionadas como diafragmas folhas de alumínio , e combinações destas , que estouravam em sete pressões distintas , e eram produzidas ondas de choque com velocidades diferentes .

A distância entre os sensores 1 e 2 , é de 3 cm , e o diâmetro de cada sensor é de 0,4 cm .

Para a determinação da pressão $P_r = P_2 - P_0$, nós substituímos P_1 da equação 13 pela equação 7 e , $P_0 = 1 \text{ atm}$, para o ar $\gamma = 1,4$ e $\mu = 0,17$, então ,

$$P_r = P_2 - P_0 = \frac{1,80 M^4 - 0,74 M^2 + 0,07}{0,20 M^2 + 0,97} - 1 \quad (14)$$

Portanto , para cada velocidade da onda de choque era calculada uma pressão P_r , e também era registrada no osciloscópio uma amplitude diferente do sinal da sonda 2 .

Todos estes dados estão relacionados , com seus respectivos erros , na tabela III .

TABELA III

Nº	pressão		nºMach		pressão		sinal	
	Pc(atm)	erro Pc(%)	M	erro M(%)	Pr(atm)	erro Pr(%)	V(volt)	erro V(%)
1	1.4	7	1.36	4	2.7	19	0.12	8
2	2.18	2	1.42	1	3.4	6	0.19	5
3	3.3	3	1.48	3	4.2	17	0.25	8
4	4.20	2	1.58	3	5.6	11	0.32	6
5	4.56	2	1.61	2	6.1	10	0.35	3
6	5.1	4	1.64	2	6.6	9	0.38	5
7	6.81	1	1.67	2	7.1	10	0.48	2

A figura 20 mostra a curva de calibração traçada a partir dos dados da tabela III .

Para o cálculo do erro da inclinação da reta traçada , foi usado o método dos mínimos quadrados .

A equação da reta ,na qual os pontos tem uma correlação igual a 0,98 , pode ser escrita da seguinte forma :

$$P = a V + b \quad (15)$$

onde

$$a = (14 \pm 1) \text{ atm/volt}$$

$$b = (1,0 \pm 0,3) \text{ atm}$$

Assim nós vemos que , para a região inferior da curva de calibração , teremos um erro em torno de 20% e na parte superior um erro de 10% .

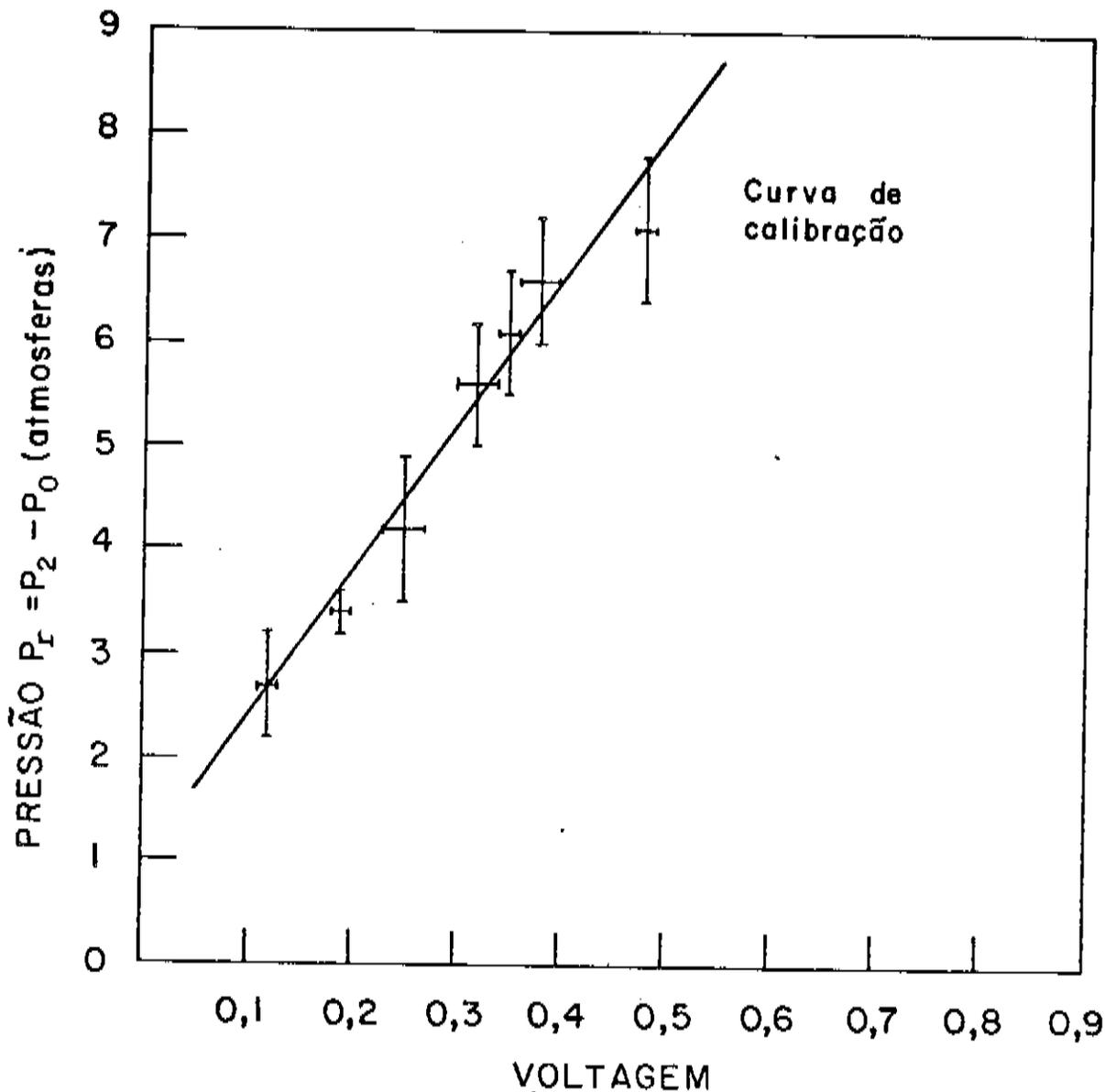


figura 20 - Curva de calibração da sonda 2

Toda calibração foi feita ao lado do Tupã 1 , onde foi usada a sonda 2 . Com o objetivo de garantir que toda medida feita pela sonda 2 tenha sido registrada nas mesmas condições da calibração .

Os dados tirados nestas condições , e suas análises ,

serão vistos no capítulo seguinte .

IV.c) TESTE POR IMPACTO COM ESFERAS [13]

Tentamos fazer uma comparação entre o método de calibração usando tubo de onda de choque e o teste por impacto com esferas .

Para isto , foi montado um pêndulo com um fio fino e uma esfera , a qual chocava-se com a face dianteira da barra de quartzo da sonda 2 . Uma situação semelhante à da figura 1-a .

Ao variar o ângulo de onde a esfera do pêndulo era solta , tínhamos uma variação na velocidade V_0 , com que ela se chocava com a sonda 2 , e conseqüentemente variava também a amplitude do sinal registrado no osciloscópio , ver figura 21.

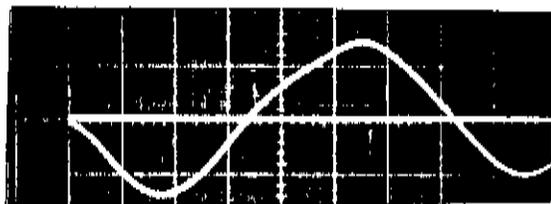


figura 21 - Sinal da sonda 2 gerado pelo impacto de uma esfera , $t = 20 \mu\text{seg/div}$, $v = 0,5 \text{ volt/div}$.

Para analisar estes dados , usamos a teoria de impacto de Hertz , onde a variação da força na barra de quartzo com o tempo , é dado por [13] :

$$F(t) = K a^{3/2}(t) \quad (16)$$

onde ,

$$K = \frac{4}{3} r^{1/2} \frac{Y_1 Y_2}{Y_1 (1 - \nu_2^2) + (1 - \nu_1^2)}$$

em que , $a(t)$ - é a constrição axial da barra de quartzo .
 r - é o raio da esfera .

1 - referente a barra de quartzo .

2 - referente a esfera .

Para achar $a(t)$, é necessário resolver numericamente a equação abaixo :

$$\frac{d^2 a(t)}{dt^2} + \frac{K}{\rho C_0 A} \frac{da^{3/2}(t)}{dt} + \frac{K a^{3/2}(t)}{m} = 0 \quad (17)$$

A - é a área da secção reta da barra de quartzo ,
 que é igual a $7,5 \times 10^6 \text{ m}^2$.

C_0 - é a velocidade do pulso de compressão na barra de quartzo dado pela equação 3 .

m - massa da esfera .

ρ - densidade do material da barra .

onde as condições iniciais eram , para $t = 0 \Rightarrow a(0) = 0$, e $da(t)/dt = V_0$, e V_0 é dado por :

$$V_0 = \sqrt{2gL(1-\cos \theta)} \quad (18)$$

g - aceleração da gravidade .

L - comprimento do pêndulo .

θ - ângulo de onde a esfera era solta .

A figura 22 mostra a solução numérica da equação 17 ,

e o resultado é dado usando a equação 16 , para as mesmas condições da figura 21 , onde $m = 8,35 \text{ gr}$ e um ângulo de 4 graus.

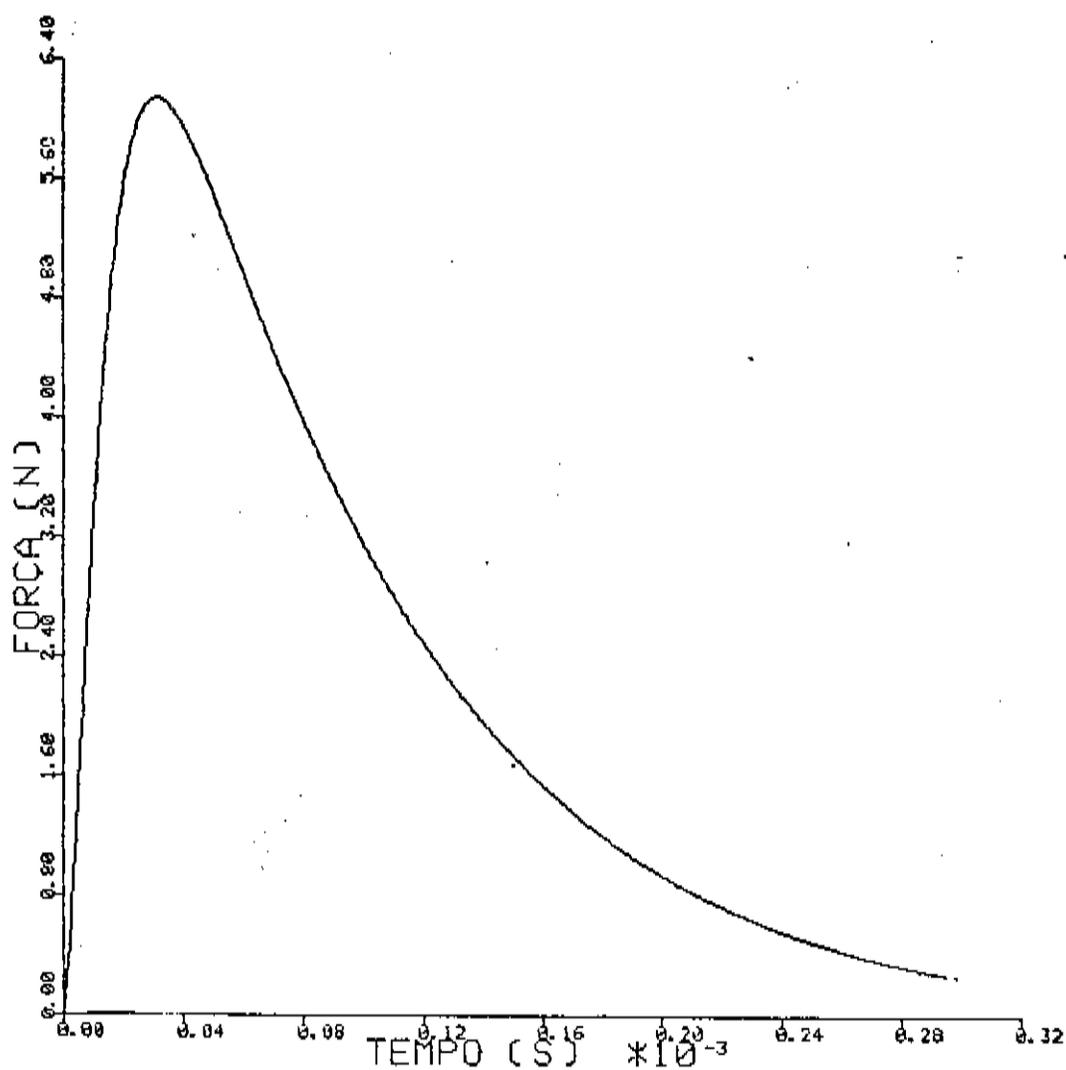


figura 22 - Solução numérica da equação 17

O valor de pico da tensão gerada no PZT (ver figura 21) , era colocado na equação 15 da curva de calibração usando o tubo de onda de choque , para obtermos o valor experimental da pressão , e conseqüentemente da força exercida pela esfera sobre a sonda 2 . Este valor era de $P_{ex} = 8,6 \text{ atm} \Rightarrow F_{ex} =$

6,52 N .

Para o cálculo teórico , este valor de pico foi de $F_t = 6,15 \text{ N}$, portanto , $F_{ex}/F_t = 1,06$.

No entanto , esta razão vai aumentando seu valor à medida que o ângulo do pêndulo , ou seja , a velocidade de impacto da esfera sobre a sonda 2 também aumenta . Chegando a um valor igual a $F_{ex}/F_t = 2$, para um ângulo de 10 graus .

Para ângulos pequenos , o valor da força experimental calculada pela equação 15 , se aproxima do valor teórico calculado pelas equações 16 e 17 . Mas o erro na determinação experimental do ângulo era grande .

Agora , para ângulos grandes , a precisão na determinação do ângulo era boa , mas aumentava a discrepância entre os valores das forças teórica e experimental .

Outro problema encontrado é que , para ângulos pequenos como por exemplo 4 graus , a pressão aplicada sobre a sonda 2 já estava fora da região calibrada pela onda de choque . Então a equação 15 já não podia ser usada para os cálculos do valor experimental da força .

Portanto , a região de pressão que o teste por impacto com esferas abrange , é acima daquele calibrado com o tubo de onda de choque .

Tendo em vista que a sonda 2 seria usada no Tupã I , e a região de pressão esperada nas medidas iria se encontrar na parte inferior da curva de calibração de figura 20 , como veremos no capítulo V , o método de impacto com esferas não iria servir aos nossos propósitos atuais .

UTILIZAÇÃO DA SONDA DE PRESSÃO EM PLASMAS

V.a) CARACTERÍSTICAS DO SISTEMA THETA-PINCH TUPX I

O Tupã I é um sistema de confinamento magnético de plasmas pulsados do tipo Theta-Pinch existente na UNICAMP , com 55 Kj de energia máxima armazenada no banco principal de capacitores [14] .

O gás usado para a produção de plasmas foi o hélio ultra puro , num regime de fluxo contínuo a uma pressão $P_0 = 10$ mtorr e $\rho = 2,5 \times 10^{-14}$ cm³ , em uma pressão de base de $P_b = 10^{-6}$ torr .

O solenóide de espira única tem um comprimento de 100 cm , com um tubo de pirex com diâmetro interno de 15 cm .

Para a pré-ionização do gás He , foi usado uma fonte de RF com $f = 17$ MHz e $P = 30$ W .

O pré-aquecimento era feito por um banco de capacitores a uma tensão de $V = 45$ Kvolts , e um período de $T = 4,0$ μ seg .

Foi usado também um banco de capacitores de polarização de campo reverso , com $V = 8$ Kvolts e um período de $T = 28,0$ μ seg , e o banco principal de capacitores com $V = 50$ Kvolts e $T = 4,0$ μ seg .

A sequência de disparo dos bancos de capacitores , pode ser vista na figura 23 abaixo .

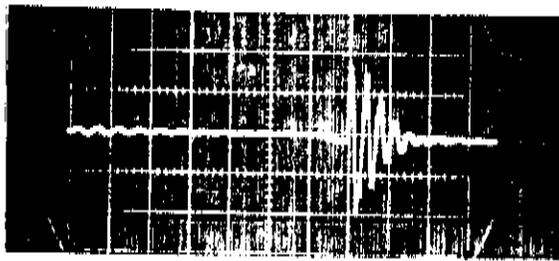


figura 23 - seqüência dos bancos de capacitores , 1ª pré-aquecimento , 2ª polarização , 3ª principal - $t = 10 \mu\text{seg/div}$, $v = 1 \text{ volt/div}$.

Esta seqüência de sinais dos bancos de capacitores foram conseguidos por uma sonda magnética colocada na linha de transmissão do solenóide do Tupã I .

Uma estimativa feita pelo Prof.Dr.Paulo H.Sakanaka e Milton E.Kayama [15] , da descarga do banco principal resulta em um pistão magnético que parte da parede do tubo de pirex em um tempo $t = 0$, com uma velocidade de $v = 1,8 \times 10^7 \text{ cm/s}$ em direção ao eixo , e com um tempo da primeira compressão em torno de $0,6 \mu\text{seg}$.

Disto resulta um plasma que é comprimido por um pistão magnético , que arrasta as partículas com uma velocidade de $v = 8,6 \times 10^6 \text{ cm/s}$.

Supondo uma termalização rápida temos ao final da implosão uma temperatura situada entre , $1/2 m v^2 < KT < 1/2 m (2v)^2$, onde m é a massa do íon de He igual a $6,6 \times 10^{-24} \text{ gr}$ e K é a constante de Boltzmann .

Portanto uma temperatura entre $153 \text{ eV} < T < 610 \text{ eV}$.

O valor calculado para a densidade é de $\rho = 2,8 \times 10^{15}$

cm^3 , em bom acordo com a conservação de partículas , para um raio de plasma estimado em $r = 2,5 \text{ cm}$, que é de $\rho = 2,25 \times 10^{15} \text{ cm}^3$.

Uma outra maneira de estimar a temperatura é baseado nos cálculos do trabalho de "Feldberg et al"[16] , ou seja , a temperatura do íon produzido por uma implosão de um plasma sem campo magnético interno e de borda abrupta , é dado por:

$$T_s(\text{KeV}) = 1,18 E_0(\text{Kv/m}) [A_i/P_0(\text{mtorr})] \quad (19)$$

onde ,

E_0 - campo elétrico gerado na implosão .

A_i - massa atômica do íon .

P_0 - pressão inicial de operação .

Usando os nossos parâmetros , temos $T_s = 360 \text{ eV}$.

A comparação destes dados com os valores medidos com a sonda 2 , será visto na secção seguinte .

V.b) ANÁLISE DOS DADOS

A sonda 2 foi inserida axialmente na câmara de expansão do Tupã I , onde a posição $Z = 0$ é para a borda do solenóide , e Z cresce positivamente para fora .

A flange por onde foi inserida a sonda 2 no Tupã I , tinha um sistema que possibilitava o deslocamento radial da sonda 2 dentro do tubo de pirex .

A figura 24 abaixo mostra o ruído elétrico gerado na sonda 2 pelas chaves de descarga elétrica do banco principal .

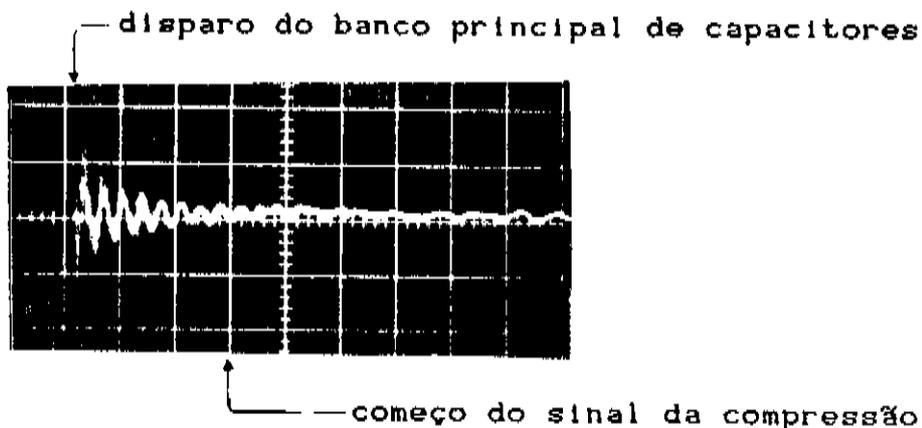


figura 24 - Ruído elétrico gerado no PZT devido a descarga do banco principal de capacitores $t = 10 \mu\text{seg/div}$, $v = 0,05 \text{ volt/div}$.

A fotografia acima foi tirada em uma condição de vácuo (sem plasma) .

Devido ao atraso do pulso de compressão causado pela barra de quartzo , o sinal do plasma deverá aparecer em $t = 28 \mu\text{seg}$ depois de disparado o banco principal . Para este tempo podemos ver que o nível de ruído já é mínimo .

A figura 25 mostra um sinal típico da sonda 2 em uma condição com plasma .

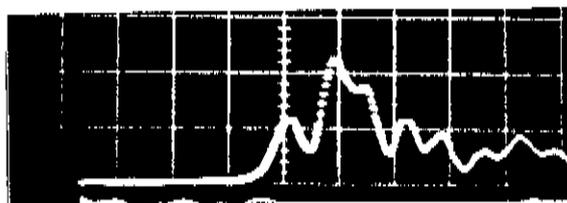


figura 25 - $t = 2 \mu\text{seg/div}$, $v = 0,05 \text{ volt/div}$.

Para cada semiperíodo de oscilação do banco principal

(ver figura 23) , nós teremos produção de plasma e em consequência , fugas de partículas pelas extremidades , as quais são detectadas pela sonda 2 . Cada pico do sinal da sonda 2 é devido a um semiperíodo de confinamento magnético .

Quando o campo magnético vai a zero entre o 1º e o 2º semiperíodo , o plasma bate nas paredes e arranca muitas partículas pesadas , talvez por isso , e também pelo fato do plasma estar mais ionizado , o segundo pico é mais alto do que o primeiro . Nos períodos subsequentes o campo magnético de confinamento decai e fica pouco intenso para obter altas densidades de plasma , fazendo com que o sinal da sonda 2 também decaia .

Para o estudo no TUPX 1 , somente o 1º semiperíodo é importante , porque o grau de impureza ainda é pequeno .

Os dados tirados com a sonda 2 , e suas respectivas posições , estão listados na tabela IV abaixo .

TABELA IV.

POSICAO	R(cm)	Z(cm)	SINAL(volts)	Ps(atm)	Ps(Mdina/cm ²)
1	0	0	0.12	2.68	2.71
2	3	0	0.06	1.84	1.90
3	0	10	0.12	2.68	2.71
4	3	10	0.14	2.96	3.00

R - posição radial , Z - posição axial , sinal - valor de pico do sinal da sonda 2 , Ps - pressão calculada pela equação 15 da curva de calibração .

A pressão medida pela sonda 2 é dada por [17]:

$$P_s = \rho K(T_i + T_e) + \rho m v^2 \quad (20)$$

O primeiro termo da equação 20 , é devido a pressão térmica P_e do plasma e também pode ser dado por :

$$\beta = \frac{\rho K(T_i + T_e)}{B_g^2 / 8\pi} \quad (21)$$

onde ,

β - é a razão da pressão estática e a pressão magnética .

B_g - é o campo magnético local dado em gauss .

O segundo termo é devido ao momento do fluxo de plasma .

Pelas características do Tupã 1 , o plasma gerado deve ter um alto β [15] , mas como ainda não foi possível determinar , vamos usar dois valores típicos de β para os nossos cálculos . Estes valores são $\beta = 1$ e $\beta = 0,5$.

O campo magnético medido para posição 1 é de $B_g = 2,5$ Kgauss , e para a posição 2 é de $B_g = 7$ Kgauss .

Com estes dados podemos determinar a pressão térmica P_e , e usando a equação 20 obtemos a velocidade média das partículas .

A tabela V abaixo mostra a relação das pressões P_s , P_e e $P_s - P_e$, a velocidade média e a temperatura dos ions , para $\beta = 1$ e $\beta = 0,5$, nas posições 1 e 2 .

TABELA V

$\beta = 1$	P_B	P_e	$P_B - P_e$	v	$1/2 m v^2$
POSICÃO	(Mdina/cm ²)	(Mdina/cm ²)	(Mdina/cm ²)	(Mcm/s)	T (eV)
1	2,71	0,25	2,46	11,5	275
2	1,90	1,90	-	-	-
$\beta = 0,5$					
POSICÃO					
1	2,71	0,13	2,59	11,8	289
2	1,90	0,95	0,95	7,1	106

posição 1 - $R=0$ e $Z=0$, posição 2 - $R=3$ cm e $Z=0$.

Como podemos ver , para a posição 1 não há uma variação muito grande na temperatura quando o β varia de 1 a 0,5 . E a temperatura calculada concorda muito bem com a estimada .

Para a posição 2 , temos um indicativo de que o raio do plasma na extremidade do solenóide ($Z=0$) , para o tempo $t = 1$ μ seg após a descarga do banco principal de capacitores , é de aproximadamente 3 cm ou menor .

Dos quatro pontos em que foram tirados dados do Tupã 1 , o de maior intensidade foi o quarto (ver tabela IV) .

Uma explicação para isso talvez seja que , depois de deixar o solenóide o plasma continue concentrado em forma de filamento em direção à parede de vidro (para $Z=10$ cm) , porém será necessário um número maior de medidas para se obter uma informação mais confiável deste fenômeno .

Com estes dados e com ajuda de outros diagnósticos (sondas magnéticas , espectroscopia , etc) podemos obter

informações importantes das características do plasma como por exemplo , velocidade média dos ions , temperatura dos ions , dinâmica da fuga de partículas pelas extremidades do solenóide e determinação do raio do plasma em várias posições .

CONCLUSÃO

Na montagem da sonda de pressão , o sistema de carcaça composta por secções se mostrou prático no manuseio , e para efetuar as colagens das barras de quartzo no PZT .

Possibilitou também a redução das dimensões finais da sonda 2.

Vimos também a importância de uma boa colagem do sistema PZT/barras , para se obter um sinal com um tempo de resposta rápido .

A utilização do tubo de onda de choque , possibilitou que a calibração fosse feita na mesma região de pressão que a sonda 2 foi usada , o que não foi conseguido com o teste por impacto com esferas .

Outro ponto importante foi a colocação dos sensores 1 e 2 para a determinação da velocidade , o que foi conseguido com boa precisão .

Como sugestão para melhorar a curva de calibração , poderíamos inicialmente alongar a câmara de expansão na tentativa de minimizar as oscilações de baixa frequência presentes nos sinais da sonda 2 (ver figura 15) .

Em seguida , diminuir a área dos sensores de pressão 1 e 2 , para melhorar a precisão na determinação da velocidade das ondas de choque . E com isso conseguir uma maior exatidão na curva de calibração .

O atraso no pulso de compressão dado pela barra da frente , foi o suficiente para evitar o ruído elétrico gerado no PZT pelas chaves do banco principal , possibilitando um sistema de diagnóstico livre de distorções externas .

O tempo útil da sonda 2, definido pelo comprimento da barra de quartzo colocada atrás do PZT , foi muito maior do que os pulsos medidos no Tupã I .

Apesar do longo tempo de resposta da sonda 2 , em comparação com o tempo da primeira compressão magnética do plasma , ela se mostrou útil não só como mais uma forma de estimar a temperatura dos ions , mas também para a determinação da dinâmica de fuga de partículas e o raio da coluna de plasma .

Como trabalhos futuros , a sonda 2 deverá ser introduzida no T.C. I , que é uma máquina mais apropriada ao seu uso , já que o campo magnético não tem oscilações e o tempo de vida do plasma é bem mais longo do que 1 useg do Tupã I .

Outra vantagem do T.C. I para o uso da sonda 2 é que o tempo esperado de subida do campo magnético , é de aproximadamente de 3 useg , que é maior do que a resolução temporal da sonda 2 .

Com o uso da sonda 2 no T.C. I , poderão ser determinados não somente os parâmetros já determinados no Tupã I , mas também o tempo de confinamento de plasma .

REFERÊNCIAS:

- [1] M.Machida , M.P.Collares , R.Y.Honda , P.H. Sakanaka ,V.H.B.Sheld - IV Japan-Brazil Symposion on Science and Technology , vol.III - Energy - Nuclear Fusion (Academia de ciência do do Estado de São Paulo) BRASIL (1984) .
- [2] W.P.Mason - "Piezoelectric Crystals and Their Application to Ultrasonics"
- [3] B.M.Tareev , N.V.Korotkova , V.M.Petrov , A.A. Preobrazhensky - "Electrical and Radio Engineering Materials" - Mir Publishers - Moscow - 1978 .
- [4] R.P.Feynman , R.B.Leighton and M.Sands - "Lectures on Physics"- vol II , 7sed (1972)
- [5] I.R.Jones - Rev.Sci.Instrum. , vol 37 No 8 August 1966 .
- [6] D.H.Edwards , L.Davies and T.R.Laprence - J. Sci.Instrum. , vol 41 p. 609 (1964) .
- [7] T.M.York - .Rev.Sci.Instrum. , vol 41 No 4 (1970).
- [8] K.W.Ragland and R.E.Cullen - Rev.Sci.Instrum. , vol 38 No 6 June 1967 .
- [9] J.K.Wright - "Shock Tubes" , John Wiley & Sons Inc (1961)
- [10] R.H.Sabersky , A.J.Acosta and E.G.Hauptmann - "Fluid Flow" - Macmillan Publishing Co. Inc.

- (1971) 2^o ed .
- [11] I.I.Glass and W.A.Martin - J.Appl.Phys., vol 26
No 1 , January (1955) .
- [12] R.Folk , G.Fox , C.A.Shook and C.W.Curtis - J.
Acoust.Sci.Am. , vol 30 , No 6 , June (1958) .
- [13] I.R.Jones - "A Review of the Pressure Bar
Technique for Measuring Transient Pressures"
Aerospace Corporation , Contract No.AF04(647)-
594 , 30 June 1961 .
- [14] H.K.Bockelmann , J.Busnardo Neto , R.Y.Honda ,
M.E.Kayama M.Machida , S.Aihara and , P.H.Saka-
naka - IV Japan-Brazil Symposion on Science and
Technology , vol.III - Energy - Nuclear Fusion
(Academia de ciência do Estado de São Paulo)
BRASIL (1984) . . .
- [15] Comunicado oral , P.H.Sakanaka e M.E.Kayama .
- [16] J.P.Freidberg , R.L.Morse and F.L.Ribe -"Techno-
logy of Controlled Thermonuclear Fusion Experi-
ments and the Engineering Aspects of Fusion
Reactors", United States Atomic Commision Report
No CONF-721111(1972) , p.812 .
- [17] K.F.McKenna and T.M.York - Phys.Fluids , vol.20,
No.9 , September 1977 .