

UNESP
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá

CONSTRUÇÃO E
CONFINAMENTO MAGNÉTICO
DE PLASMAS DE HIDROGÊNIO

Guaratinguetá
1999



1110000412



***"Construção e
Confinamento Magnético
de Plasmas de
Hidrogênio"***

MARCELO SCHUBERT DOBROWOLSKY

101

MARCELO SCHUBERT DOBROWOLSKY

**“CONSTRIÇÃO E CONFINAMENTO
MAGNÉTICO DE PLASMAS DE
HIDROGÊNIO”**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-
Graduação da Universidade Estadual Paulista,
Campus de Guaratinguetá, para obtenção do título
de Mestre em Física, na Área de Concentração
em Física Aplicada.

412

Orientador : Prof. Dr. *Milton Eiji Kayama*

FACULDADE DE ENGENHARIA
DE GUARATINGUETA
BIBLIOTECA

412

GUARATINGUETÁ

1999

T 533.9 ... 16 (243)

D634 c

Ficha catalográfica preparada na Seção de Aquisição e tratamento da
Informação da Biblioteca – FEG/UNESP

Dobrowolsky, Marcelo Schubert

D634c

Construção e confinamento magnético em plasmas de
hidrogênio/Marcelo Schubert Dobrowolsky. Guaratinguetá
1999

65p.:il;30cm

Bibliografia:f.48-51

Inclui apêndice

Dissertação e Tese (mestrado) – Universidade Estadual Paulista,
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 1999.

Orientador: Prof. Dr. Milton Eiji Kayama

1. Plasma de alta temperatura, θ -pinch I. Título

CDU 533.9...16

**“CONSTRIÇÃO E CONFINAMENTO MAGNÉTICO DE PLASMAS DE
HIDROGÊNIO”**

MARCELO SCHUBERT DOBROWOLSKY

**ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
“MESTRE EM CIÊNCIAS”**

**ESPECIALIDADE: FÍSICA
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: FÍSICA APLICADA**

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO


Prof. Dr. Maurício Antonio Algatti
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Dr. MILTON EIJI KAYAMA
Orientador / Unesp-Feg


Prof. Dr. EMÍLIA AKEMI ARAMAKI
Unesp-Feg


Prof. Dr. ALVARO VANNUCCI
USP

Fevereiro de 1999

DADOS CURRICULARES

MARCELO SCHUBERT DOBROWOLSKY

NASCIMENTO: 16.03.1963 - Cachoeira Paulista/ SP

FILIAÇÃO: Alfonso Dolbrowolsky

Maria Margarida Schubert Dolbrowolsky

1985/1990: Curso de Graduação em Engenharia Elétrica

Universidade Santa Cecília/Universidade de Taubaté

1998: Curso de Complementação Pedagógica com Licenciatura em Física

Universidade Severino Sombra - Vassouras - RJ

1995/1999: Curso de Pós-Graduação, nível de Mestrado em Física,

Área de Física Aplicada - UNESP - Guaratinguetá-SP



AGRADECIMENTOS

É com muita alegria que termino este trabalho agradecendo primeiramente a Deus e a todos que estiveram do meu lado nestes anos.

Aos meus pais, pelo apoio e incentivo dado para mais uma concretização de minhas metas.

Ao meu orientador Prof. Dr. Milton Hiji Kayama, pela amizade, confiança e apoio.

Dedico este trabalho aos meus pais, que sempre me apoiaram durante toda a minha vida, lutando e rezando pelo meu sucesso. Nunca mediram esforços para que eu fosse feliz e chegasse onde cheguei.

Dedico também ao meu amigo e companheiro Anderson, pelos momentos de dificuldades que enfrentamos juntos.

Dedico igualmente a minha mãe do céu Nossa Senhora Auxiliadora que nunca me abandonou nos momentos mais dolorosos de minha vida.

Aos meus amigos e conhecidos de curso: Thais, Alexandre, Patrícia, Joyce, Regiane, Bruna, Cibele, Fábio e Flávia. Especialmente a Onadir que foi minha amiga em todas as instâncias.

Aos meus amigos de laboratório: Robson, Bortolotto, Cristian, Ana Claudia, Antonio, Geraldo e Tereza.

Aos técnicos do DFO, Sr. Galhardo e Sr^a Flávia Pereira, pela ajuda na montagem do equipamento.

Aos meus amigos de caminhada: Tito, Rogério, Oivaldo e Eduardo, que sempre me apoiaram.

AGRADECIMENTOS

É com muita alegria que termino este trabalho agradecendo primeiramente a Deus e a todos que estiveram do meu lado nestes anos.

Aos meus pais, pelo apoio e incentivo dado para mais uma concretização de minhas metas.

Ao meu orientador Prof. Dr. Milton Eiji Kayama, pela amizade, confiança e apoio.

Ao meu amigo e companheiro Anderson que sempre esteve do meu lado e me incentivou nos momentos de dificuldades.

A minha amiga e companheira de mestrado Deborah que muito colaborou para realização de meu trabalho.

Aos professores Rogério Pinto Mota, Roberto Yzumi Honda e Emília Akemi Aramaki, pela amizade, compreensão e discussões sobre os resultados experimentais.

Aos meus amigos e companheiros de curso: Onadir, Alexandre, Patrícia[†], Joyce, Regiane, Brigitte, Cibele, Flávio e Ricardo. Em especial a Onadir que foi minha amiga em todos os instantes.

Aos meus amigos de laboratório: Robson, Bortoletto, Cristian, Ana Cláudia, Antonio, Geraldo e Teixeira.

Aos técnicos do DFQ, Sr. Galhardo e Sr^a. Fátima Peixoto, pela ajuda na montagem do equipamento.

Aos meus amigos de caminhada: Dito, Rogério, Osvaldo e Eduardo, que sempre me apoiaram.



Ao meu companheiro de caminhada Marquinho que sempre me ensinou a paciência.

Aos amigos Fábio e Ronaldo pelo apoio.

As minhas irmãs: Mônica, Tânia e Márcia que sempre rezam pelo meu sucesso.

À CAPES pelo apoio financeiro.

A todos aqueles que indiretamente me ajudaram.

Não poderia deixar de agradecer a minha mãe do céu, Nossa Senhora com o título de Auxiliadora, que em nenhum momento me abandonou, protegendo, guardando e guiando os meus passos.

Manifesto, assim minha gratidão as pessoas que de forma direta e indireta contribuíram para a realização deste trabalho.

2.1. Circuito equivalente de um sistema 0 - Pinch	04
2.2. Plasmas confinados em sistemas 0 - Pinches	07
2.2.1. Modelo Simples da Dinâmica do 0 - Pinch	07
2.2.2. Impulso do plasma segundo o modelo "Snow Plow"	09
2.3. Sonda Magnética	12

Capítulo 3	
O SISTEMA 0 - PINCH E O DIAGNÓSTICO DE SONDAS MAGNÉTICAS	17
3.1. Descrição geral do sistema	17
3.1.1. Descrição das partes eletro-mecânicas	21
3.1.2. Chave Spark-Gap	24

SUMÁRIO

3.1.3. O sistema de vácuo	28
3.2. Diagnósticos de sondas magnéticas	30
LISTA DE FIGURAS	xi
LISTA DE TABELAS	xiii
RESUMO	xiv
ABSTRACT	xv
ANÁLISE DAS CARACTERÍSTICAS DE CONSTRIÇÃO E CONFINAMENTO ATRAVÉS DE SONDAS MAGNÉTICAS	33
Capítulo 1	33
INTRODUÇÃO	01
4.3. Construção e o confinamento durante o terceiro semi-ciclo	38
4.3.1. Campo Magnético inicial	38
Capítulo 2	39
FUNDAMENTOS DE θ - PINCHES E SONDAS MAGNÉTICAS	04
2.1. Circuito equivalente de um sistema θ - Pinch	04
2.2. Plasmas confinados em sistemas θ - Pinches	07
2.2.1. Modelo Simples da Dinâmica do θ - Pinch	07
2.2.2. Implosão do plasma segundo o modelo "Snow Plow"	09
2.3. Sonda Magnética	12
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	48
Capítulo 3	
O SISTEMA θ - PINCH E O DIAGNÓSTICO DE SONDAS MAGNÉTICAS	17
3.1. Descrição geral do sistema	17
3.1.1. Descrição das partes eletro-mecânicas	21
3.1.2. Chave <i>Spark-Gap</i>	24

3.1.3. O sistema de vácuo	28
3.2. Diagnósticos de sondas magnéticas	30

Capítulo 4

DETERMINAÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS DE CONSTRIÇÃO E CONFINAMENTO ATRAVÉS DE SONDAS MAGNÉTICAS	33
--	----

4.1. Análise dos sinais da sonda magnética	33
4.2. Construção e o confinamento durante a descarga	36
4.3. Construção e o confinamento durante o terceiro semi-ciclo	38
4.3.1. Campo Magnético inicial	38
4.3.2. Dinâmica radial do plasma	39
4.3.3. A Fase de equilíbrio e estimativa da densidade e temperatura do plasma	43

Capítulo 5

CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS	46
-------------------------------	----

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	48
----------------------------	----

Apêndice A

Cálculo dos parâmetros elétricos do Θ - pinch	52
--	----

Apêndice B

Determinação do instante inicial de cada semi-ciclo por sinais de sondas internas	54
---	----

Apêndice C

LISTA DE FIGURAS

Trabalhos publicados e apresentados em Congresso

56

FIGURA 01	Circuito RLC equivalente ao sistema θ -Pinch	05
FIGURA 02	Sistema sub amortecido	06
FIGURA 03	Trajatória dos elétrons num θ -Pinch	08
FIGURA 04	Diagrama da dinâmica de explosão segundo o modelo Snow-plain	09
FIGURA 05	Diagrama de uma sonda indutiva com n espiras	13
FIGURA 06	Esquema elétrico da sonda indutiva, cabo de impedância Z e o integrador	14
FIGURA 07	Foto da sonda interna	16
FIGURA 08	Foto do sistema θ -Pinch: fonte de 25 kV, Injeção de transmissido e sistema de vácuo	18
FIGURA 09	Foto do sistema θ -Pinch: (a) vista geral e (b) vista dos painéis de comando de bombas, chave Spark-gap e carga e descarga	19
FIGURA 10	Oscilograma típico do sinal da sonda	20
FIGURA 11	Circuito da fonte de 25 kV	21
FIGURA 12	Circuito de comando de carga e descarga	22
FIGURA 13	Circuito do painel de alta tensão	23
FIGURA 14	Circuito do indicador de tempo da carga dos capacitores	24
FIGURA 15	Vista em corte da chave Spark-Gap	25
FIGURA 16	Fotos da chave spark-gap: (a) vista interna e (b) vista externa	26
FIGURA 17	Sistema de injeção de ar comprimido para chave spark-gap	27
FIGURA 18	Circuito de comando das bombas	28

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 01	<i>Circuito RLC equivalente ao sistema θ - Pinch</i>	05
FIGURA 02	<i>Sistema sub amortecido</i>	06
FIGURA 03	<i>Trajatória dos elétrons num θ - Pinch</i>	08
FIGURA 04	<i>Diagrama da dinâmica de implosão segundo o modelo Snow plow</i>	09
FIGURA 05	<i>Diagrama de uma sonda indutiva com n espiras</i>	13
FIGURA 06	<i>Esquema elétrico da sonda indutiva, cabo de impedância Z e o integrador</i>	14
FIGURA 07	<i>Foto da sonda interna</i>	16
FIGURA 08	<i>Foto do sistema θ - Pinch: fonte de 25 kV, linhas de transmissão e sistema de vácuo.</i>	18
FIGURA 09	<i>Foto do sistema θ - Pinch: (a) vista geral e (b) vista dos painéis de comando de bombas, chave Spark-gap e carga e descarga.</i>	19
FIGURA 10	<i>Oscilograma típico do sinal da sonda</i>	20
FIGURA 11	<i>Circuito da fonte de 25 kV</i>	21
FIGURA 12	<i>Circuito de comando de carga e descarga</i>	22
FIGURA 13	<i>Circuito do painel de alta tensão</i>	23
FIGURA 14	<i>Circuito do indicador de tensão da carga dos capacitores</i>	24
FIGURA 15	<i>Vista em corte da chave Spark-Gap</i>	25
FIGURA 16	<i>Fotos da chave spark-gap: (a) vista interna e (b) vista externa</i>	26
FIGURA 17	<i>Sistema de injeção de ar comprimido para chave spark-gap</i>	27
FIGURA 18	<i>Circuito de comando das bombas</i>	28

FIGURA 19	<i>Esquema da tubulação e válvula gaveta do sistema de vácuo</i>	29
FIGURA 20	<i>Sistema de injeção de gás e medição de pressão</i>	30
FIGURA 21	<i>Diagrama do circuito da sonda magnética</i>	31
FIGURA 22	<i>Esquema utilizado para aquisição de dados</i>	32
FIGURA 23	<i>Esquema do posicionador na sonda interna e em destaque a linha de par trançado para conexão da sonda ao integrador</i>	32
FIGURA 24	<i>Espectro de frequência do sinal da sonda magnética</i>	35
FIGURA 25	<i>Sinal típico obtido no osciloscópio e do sinal filtrado utilizando Transformada de Fourier Rápida</i>	35
FIGURA 26	<i>Intensidade do campo magnético nas diversas posições de medida para pressões de 45mTorr e 150mTorr</i>	37
FIGURA 27	<i>Intensidade (em módulo) do campo magnético inicial nas pressões estudadas</i>	39
FIGURA 28	<i>Perfil temporal do campo magnético para as posições estudadas nas pressões de 45, 90 e 150 mTorr</i>	40
FIGURA 29	<i>Perfil radial do campo magnético e densidade de corrente nas pressões de 60 mTorr e 150 mTorr nos tempos 0,6; 0,8 e 1,0 μs</i>	42
FIGURA 30	<i>Perfil radial do campo magnético e densidade de partículas na pressão de 90 mTorr nos tempos 1,0 e 1,2 μs</i>	45
FIGURA 31	<i>Temperatura do plasma ($T = T_e + T_i$) para diversas pressões iniciais do hidrogênio</i>	45
FIGURA 32	<i>Extrapolação de uma função senoidal para a definição do instante $t = 0$ do semi-ciclo seguinte</i>	55

DOBROWOLSKY, **LISTA DE TABELAS** *dinâmica de plasma de hidrogênio. Guaratinguetá, 1999, 65p. Tese (mestrado) - Faculdade de Engenharia, Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista.*

RESUMO

Um theta-pinch foi construído para investigar plasmas quentes e densos em um sistema com tempo de subida lento. As principais características do sistema foram: um quarto de período de 3,5 μ s; banco de capacitores de 2,0 kJ;

TABELA 1 - *Características mecânicas do θ -Pinch* em de diâmetro e 20

TABELA 2 - *Características elétricas do θ -Pinch* plasmas de Hidrog 20

foram investigadas por uma sonda magnética interna para pressões entre 45 e 150 mTorr. A forma de onda da corrente foi do tipo de senoidal amortecida. A reconstrução do plasma foi observado ocorreu depois do terceiro semi-ciclo da forma de onda. Um campo inicial na faixa de 1,0 a 1,5 kG aparece congelado ao plasma no início do terceiro semi-ciclo. Análises durante este ciclo mostraram um perfil de corrente de plasma difuso, durante a fase de implosão. Na fase de equilíbrio foi observado um plasma com 4,0 cm de diâmetro com configuração de campos reversos. O tempo de vida do plasma nesta fase variou entre 0,4 a 0,8 μ s. A densidade estimada de elétrons foi de $\sim 10^{22}$ cm^{-3} e a temperatura do plasma no intervalo de 10 a 100 eV.

PALAVRAS-CHAVES: Plasmas de alta temperatura, dinâmica, θ -pinch

DOBROWOLSKY, M. S. *Constrição e confinamento magnético de plasma de hidrogênio*. Guaratinguetá, 1999. 65p. Tese (mestrado) – Faculdade de Engenharia, Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulistas.

RESUMO

Um theta-pinch foi construído para investigar plasmas quentes e densos em um sistema com tempo de subida lento. As principais características do sistema foram: um quarto de período de 3,5 μ s; banco de capacitores de 2,0 kJ; campo magnético máximo de 12 kG e uma bobina de 9,0 cm de diâmetro e 20,0 cm de comprimento. A dinâmica e o confinamento de plasmas de Hidrogênio foram investigadas por uma sonda magnética interna para pressões entre 45 a 150 mTorr. A forma de onda da corrente foi do tipo de senoidal amortecida. A constrição do plasma foi observado ocorrer depois do terceiro semi-ciclo da forma de onda. Um campo inicial na faixa de 1,0 a 1,5 kG aparece congelado ao plasma no início do terceiro semi-ciclo. Análises durante este ciclo mostraram um perfil de correntes de plasma difuso, durante a fase de implosão. Na fase de equilíbrio foi observado um plasma com 4,0 cm de diâmetro com configuração de campos reversos. O tempo de vida do plasma nesta fase variou entre 0,4 a 0,8 μ s. A densidade estimada de elétrons foi de $\sim 10^{22} \text{ m}^{-3}$ e a temperatura do plasma na intervalo de 10 a 100 eV.

PALAVRAS-CHAVES: Plasmas de alta temperatura, dinâmica, θ -pinch



DOBROWOLSKY, M. S. *Hydrogen plasmas magnetic pinch and confinement.*

Guaratinguetá, 1999. 65p. Tese (mestrado) – Faculdade de Engenharia , Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulistas.

ABSTRACT

A theta-pinch was build up in order to investigate dense and hot plasma in slow rising current systems. The major characteristics of the system were: $3.5\mu\text{s}$ quarter period, 2.0kJ capacitor bank, 12.0kG maximum magnetic field, 9.0 cm coil diameter and 20.0 cm coil length. The dynamic and confinement of hydrogen plasmas were investigated by internal magnetic probe for gas pressure in the range of 45 up to 150mTorr. The current waveform of the system was ringing type. The plasma pinch was observed to occur after the third half-cycle of this waveform. A initial bias field in the range of 1.0 up to 1.5 kG was found frozen to the plasma at beginning of the third half-cycle. Analysis during this cycle showed a diffused current sheath profile during the implosion phase. In the equilibrium phase a plasma with 4.0 cm diameter with reversed field configuration characteristics was observed. The plasma lifetime in this phase varies between 0.4 and 0.8 μs . The estimated electron density was $\sim 10^{22} \text{ m}^{-3}$ and plasma temperature in the range of 10 to 100 eV.

KEYWORDS: High temperature plasmas, dynamic, θ -pinch



Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Uma das grandes preocupações da humanidade no final de século XX, é a concepção de um dispositivo capaz de suprir sua crescente demanda de energia.

Uma das alternativas para obtenção de energia é através da fusão de núcleos leves em plasmas confinados por campos magnéticos. Dentre esses dispositivos de fusão destacam-se os tokamaks, onde os resultados mais promissores têm sido obtidos. Devido ao alto custo destes dispositivos e à complexidade na sua engenharia, outros dispositivos vêm sendo pesquisados como toróides compactos [1]. Os toróides compactos são obtidos normalmente em dispositivos do tipo θ -pinch, cuja física vem sendo estudada desde a década de 60 [2-3-4].

O mecanismo principal de aquecimento num θ -pinch é a compressão radial; portanto é geralmente utilizado um sistema de aumento rápido na corrente, da ordem de até $1\mu s$. Os campos magnéticos são tipicamente na ordem de 5 a 10 kG . Em sistemas com bobinas de até 20 cm de diâmetro,



obtêm-se plasmas com temperaturas de até 200 eV, densidades típicas da ordem 10^{17} cm^{-3} e tempo de confinamento das partículas de até 100 μs [5]. É observado um comportamento anômalo na resistividade devido a diversas instabilidades, principalmente durante a fase da implosão radial. Essas instabilidades são provocadas por gradientes radiais de corrente e campo magnético durante esta fase. Uma vez que em θ -pinches o tempo de subida da corrente é lento, os perfis radiais dessas grandezas são mais suaves, é esperado que este comportamento anômalo da resistividade seja reduzido.

O presente trabalho compreende a construção de um θ -pinch com um tempo de subida da corrente relativamente elevado e a caracterização de um plasma, através de sondas magnéticas.

Nesta dissertação é descrito os fundamentos da física nestes dispositivos, através da descrição de partículas isoladas e do modelo *snow-plow*. Neste modelo, a dinâmica radial do plasma é descrita através da dinâmica de uma camada de corrente onde ocorre um acúmulo crescente de massa devido ao pistão magnético.

É descrito também a sonda magnética, diagnóstico utilizado para a medida da intensidade magnética no interior do plasma. O sistema θ -pinch construído com a descrição das suas diversas partes, está no capítulo 3. Através de um laborioso e extensivo trabalho de coleta e análise de dados, a dinâmica radial e a fase de equilíbrio puderam ser investigados. Parâmetros como velocidade de implosão, período em que o plasma permanece confinado, densidade e temperatura, puderam ser determinados através da medida do campo magnético no plasma.



Neste trabalho utilizamos o sistema SI, embora em algumas partes o campo magnético esteja expresso em Gauss e as dimensões físicas dos sistema estejam em centímetros.



Capítulo 2

FUNDAMENTOS DE θ - PINCHES E SONDAS MAGNÉTICAS

Neste capítulo será apresentado uma descrição teórica do circuito equivalente de um sistema θ - Pinch, uma descrição simplificada através do movimento de partículas isoladas e da dinâmica da implosão de um plasma, tratada pelo modelo *Snow Plow*. A seguir são dados os fundamentos teóricos e da aplicação de sondas magnéticas.

2.1. Circuito equivalente de um sistema θ - Pinch

O circuito equivalente a um θ - Pinch é um circuito RLC, ou seja, uma resistência, uma indutância e uma capacitância, ligadas em série, como mostrado na figura 1. No sistema, a capacitância C é do banco de capacitores. A resistência R é essencialmente do arco na *spark-gap* e a indutância L é composta pela contribuição da indutância do *spark-gap*, da linha de transmissão, capacitores e da bobina de espira única.



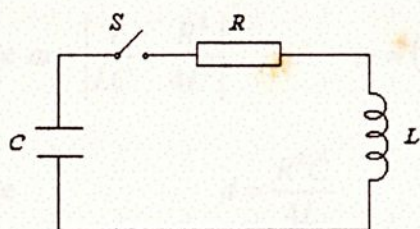


FIGURA 1 – Circuito RLC equivalente ao sistema θ - Pinch

Uma vez carregado o banco de capacitores C com uma tensão V_0 , fecha-se a chave S . A partir deste momento, passará a fluir no circuito uma corrente I que é descrita pela equação:

$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{1}{C} \int I dt = V_0, \quad (2.1)$$

onde L é a indutância total, R é a resistência total e C é a capacitância total do circuito.

Considerando a indutância L , bem como a resistência e a capacitância, independentes do tempo, teremos :

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = 0 \quad (2.2)$$

A solução desta equação, com a condição de contorno $I = 0$ e o capacitor carregado à tensão V_0 , no instante inicial $t = 0$, será no caso subamortecido:

$$I = \frac{V_0}{L\omega} e^{-Rt/2L} \text{sen}(\omega t), \quad (2.3)$$

$$\text{onde } \omega = \left| \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \right|^{\frac{1}{2}} \quad \text{ou} \quad \omega = (LC)^{-\frac{1}{2}} (1-d)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

$$\text{onde} \quad d = \frac{R^2 C}{4L} \quad (2.5)$$

é denominada constante de amortecimento.

Em termos desta constante d , teremos três regimes distintos, ou seja, $d < 1$, $d = 1$ e $d > 1$. Para $d < 1$ (subamortecido), teremos uma corrente maior que para os outros casos. Num θ -pinch utiliza-se este regime, e o perfil da corrente é semelhante ao da figura 2.

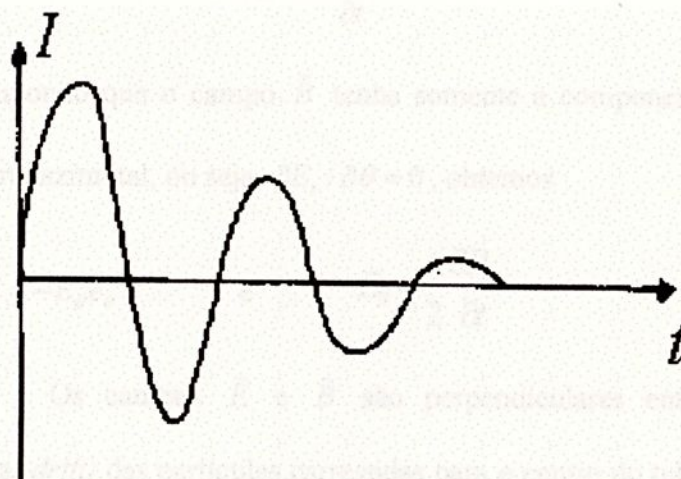


FIGURA 2 – Sistema sub amortecido

2.2. Plasmas confinados em sistemas θ - Pinches

2.2.1. Modelo Simples da Dinâmica do θ - Pinch

O caminho mais simples de visualizar o movimento dos íons e elétrons constituintes do plasma formado no sistema, é considerar o movimento dos centros guias de tais partículas [6].

Quando passamos uma corrente na bobina, produzimos um campo magnético $\vec{B} = B_z \hat{e}_z$. Se este campo variar no tempo é induzido um campo elétrico $\vec{E} = E_\theta \hat{e}_\theta$.

Da forma diferencial da Equação de Maxwell temos:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.6)$$

Supondo que o campo $\vec{B}$ tenha somente a componente B_z , e supondo uma simetria azimutal, ou seja, $\partial E_r / \partial \theta = 0$, obtemos :

$$\vec{E} = -E_\theta \hat{e}_\theta \quad \text{e} \quad E_\theta = \frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial t} \quad (2.7)$$

Os campos $\vec{E}$ e $\vec{B}$ são perpendiculares entre si. A velocidade de deriva (*drift*) das partículas carregadas para o centro do tubo é dada por:

$$V_d = -\frac{E_\theta \hat{e}_\theta \times B_z \hat{e}_z}{B_z^2} = \frac{E_r}{B_z} (-\hat{e}_r) \quad (2.8)$$

$$\text{ou} \quad V_d = -V_r \hat{e}_r \quad (2.9)$$

Como os elétrons respondem muito mais rapidamente a ação dos campos, haverá uma separação de cargas dando origem a um campo elétrico radial

$\vec{E} = -E_r \hat{e}_r$. Teremos aqui um movimento dos íons, forçado pelo movimento dos elétrons. A trajetória dos elétrons pode ser visualizada na figura 3.

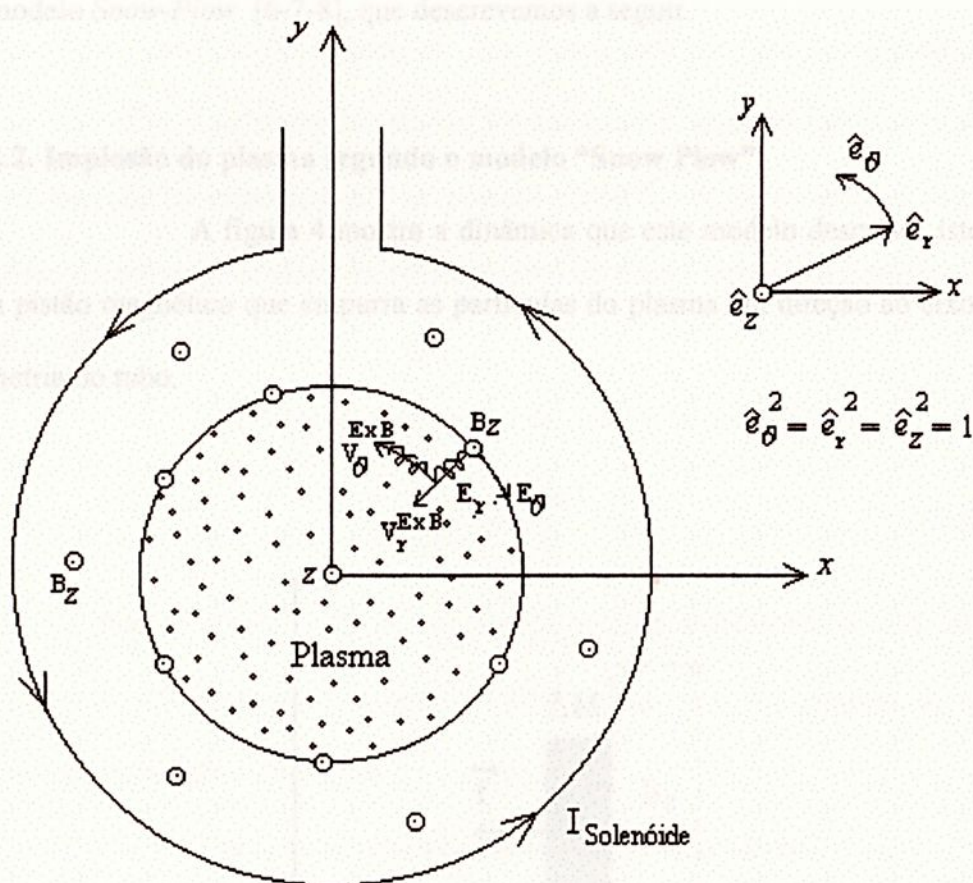


FIGURA 3 – Trajetória dos elétrons num θ -Pinch

Com o surgimento deste campo elétrico radial E_r , haverá uma nova deriva:

$$\frac{E_r \hat{e}_r \times B_z \cdot \hat{e}_z}{B_z^2} = \frac{E_\theta}{B_z} \hat{e}_\theta \quad (2.10)$$

Esta análise simplificada não possibilita a precisão de toda a dinâmica, uma vez que os efeitos de colisão entre as partículas não são considerados.

Um modelo clássico que permite uma descrição do theta-pinch é o modelo *Snow-Plow* [6-7-8], que descrevemos a seguir.

2.2.2. Implosão do plasma segundo o modelo “Snow Plow”

A figura 4 mostra a dinâmica que este modelo descreve, isto é, um pistão magnético que empurra as partículas do plasma em direção ao eixo de simetria do tubo.

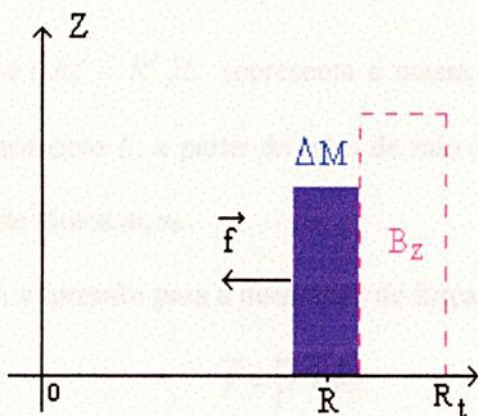


FIGURA 4 – Diagrama da dinâmica de implosão segundo o modelo *Snow plow*.

Considere um solenóide dentro do qual está localizado um plasma num tubo de raio R_t . Quando uma corrente I começa a fluir pelo solenóide, um campo magnético vai ser gerado, entre o solenóide e o plasma. No instante em que a pressão magnética atinge um valor igual, ou maior, que a pressão total no plasma, isto é, pressão cinética mais pressão magnética interna, o plasma começa a ser constringido por uma força radial: $F_r = \int J_\theta B_z dV$, onde J_θ é a densidade de corrente na superfície do plasma, B_z é a componente do campo magnético na direção z e dV é o elemento de volume. Vamos admitir que esta corrente se situe numa camada de espessura ΔR na posição radial R . A massa no seu interior provém da massa acumulada na região frontal ao pistão magnético à medida que este avança.

A equação de movimento da camada de corrente é:

$$\frac{d}{dt} \left(\Delta M \frac{dR}{dt} \right) = F_r, \quad (2.11)$$

onde $\Delta M = m_i n_0 \pi (R_t^2 - R^2) L$ representa a massa total coletada pelo pistão cilíndrico de comprimento L , a partir do tubo de raio R_t e raio genérico R , num plasma de densidade iônica $m_i n_0$.

A expressão para a densidade de força é dada por :

$$\vec{f} = |\vec{J} \times \vec{B}|, \quad (2.12)$$

cuja componente radial é :

$$f_r = J_\theta B_z = -\frac{B_z}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} B_z = -\frac{\partial}{\partial r} \frac{B_z^2}{2\mu_0} \quad (2.13)$$

Integrando-se esta equação sobre o volume atuante

$V = 2\pi R l \Delta R$, temos a força total aplicada:

$$F_r = -\frac{\pi R l}{\mu_0} B_z^2 \quad (2.14)$$

Substituindo (2.15) em (2.12), obtém-se a relação:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[m_i n_0 (R_i^2 - R^2) \frac{\partial R}{\partial t} \right] = -\frac{R B_z^2}{\mu_0} \quad (2.15)$$

Admitindo-se que o campo magnético axial varie na forma,

$B_z = B_0 \sin \omega t$, podemos escrever para $t \cong 0$:

$$B_z|_{t \cong 0} = \dot{B}_z t|_{t \cong 0} = B_0 \omega t \quad (2.16)$$

e definido-se as variáveis adimensionais:

$$x = R/R_i \quad \text{e} \quad \tau = t/t_1 \quad (2.17)$$

onde t_1 é o tempo característico dado por:

$$t_1 = \sqrt[4]{\frac{\mu_0 n_0 m_i R_i^2}{\dot{B}_z^2}} \quad (2.18)$$

a equação de movimento (2.12) é reescrita como:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[(1 - x^2) \frac{\partial x}{\partial \tau} \right] = -x \tau^2 \quad (2.19)$$

Admitindo-se a solução $x(\tau)$ desta equação pode ser expressa

numa série:

$$x(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n \tau^n, \quad (2.20)$$

com as condições iniciais $x(0) = 1$ e $\dot{x}(0) = 0$.

Substituindo (2.21) em (2.20), e igualando as potências de mesma ordem, obtemos:

$$x(\tau) = 1 - \frac{\tau^2}{12^{1/2}} + \frac{\tau^4}{360} - \dots \quad (2.21)$$

Tomando-se os dois primeiros termos em (2.22), a solução é determinada aproximadamente como:

$$x(\tau) \cong 1 - \frac{\tau^2}{12^{1/2}} \quad (2.22)$$

Logo, o tempo necessário para o pistão magnético atingir o centro é $\tau_c = 12^{1/4}$. Assim o tempo explícito passa a ser :

$$t_c = 12^{1/4} t_1 \quad (2.23)$$

Este é o tempo em que o plasma sofre a sua primeira constrição máxima, denominado de tempo de implosão.

2.3. Sonda Magnética

Para a percepção e/ou determinação de campos magnéticos em sistemas pulsados, a sonda magnética [9-10] é a mais comumente utilizada devido a sua fácil construção e fácil calibração. Ela é capaz de fornecer sinais de alta razão/ruído, alta resolução temporal e causar pequena perturbação no plasma. Para descrever sua utilização, abordaremos de forma sucinta sua teoria.

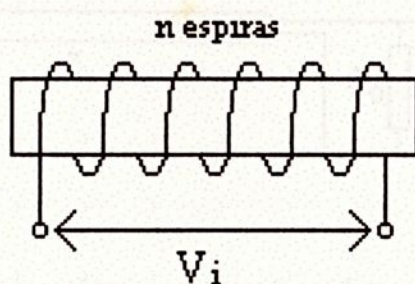


FIGURA 5 – Diagrama de uma sonda indutiva com n espiras

Ao se construir uma sonda na forma de um pequeno solenóide de camada única com n espiras, mostrado na figura 5, surge uma tensão induzida V_i gerada por um campo magnético $B(t)$ perpendicular e uniforme, quando o mesmo atravessa a sua área de seção efetiva nA . Esta tensão induzida é dada por:

$$V_i = -nA \frac{dB}{dt}, \quad (2.24)$$

onde A é a área do solenóide, dB/dt é a taxa de variação do campo magnético no tempo e n o número de espiras.

Num típico arranjo experimental, apresentado na figura 6, a equação circuital, sem integrador, é dada por:

$$V_i = L_p \frac{dI}{dt} + I(Z + R_p), \quad (2.25)$$

onde L_p , R_p , I e Z são respectivamente a indutância, a resistência, a corrente induzida na sonda e Z a impedância característica do cabo.

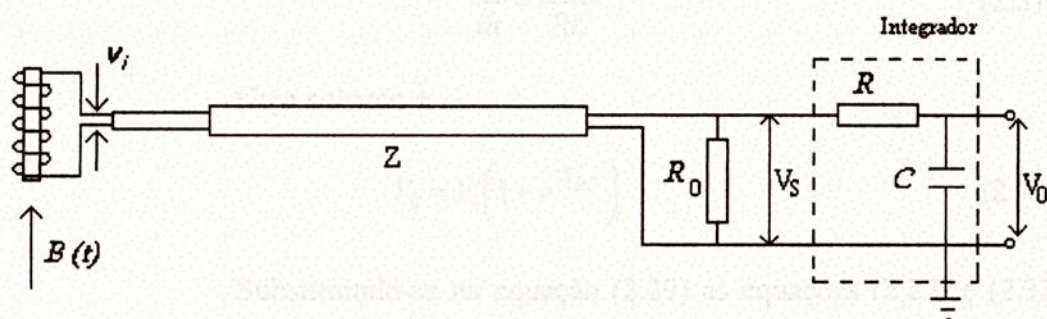


FIGURA 6 – Esquema elétrico da sonda indutiva mostrando a sonda, o cabo de impedância Z e o integrador

Como $V_s = ZI$, onde V_s é a tensão de saída da sonda e admitindo-se que:

$$\frac{L_p}{ZV_i} \frac{dV_s}{dt} \ll 1 \quad (2.26)$$

e $Z \gg R_p$, obtém-se: $V_s = V_i = -nA \frac{dB}{dt}$ (2.27)

A tensão na saída no integrador é dada por:

$$V_0 = \frac{1}{C} \int_0^t I dt \quad (2.28)$$

Para nosso caso, temos que:

$$RI = V_s - V_0 \quad (2.29)$$

Tem-se então:

$$V_0 = \frac{V_s}{RC} \int_0^t \left(1 - \frac{V_0}{V_s} \right) dt \quad (2.30)$$

Introduzindo-se a variável $x = V_0 / V_s$ e diferenciado, reduz-se a equação (2.30) a forma:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1-x}{RC} \quad (2.31)$$

Cuja solução é:

$$V_0 = V_s \left(1 - e^{-t/RC} \right) \quad (2.32)$$

Substituindo-se na equação (2.29) as equações (2.27) e (2.32),
obtem-se:

$$V_0 = \frac{1}{RC} \int_0^t V_s e^{-t/RC} dt \quad \text{ou} \quad V_0 = \frac{-nA}{RC} \int_0^t \frac{\partial B}{\partial t} e^{-t/RC} dt \quad (2.33)$$

Se nos restringirmos a uma região onde $t \ll RC$, isto é, num tempo muito menor que o tempo de integração do circuito, a equação (2.33) se torna:

$$V_0 = \frac{-nA}{RC} B(t), \quad (2.34)$$

que pode ser reescrita na forma :

$$\frac{B(t)}{V} = -10^4 \frac{RC}{nA}, \quad (2.35)$$

sendo sua unidade em Gauss / Volt .

O tempo de resposta τ da sonda é dada por :

$$\tau = \frac{L_p}{R_o} \quad (2.36)$$

onde L_p é a indutância de um solenóide de comprimento l e diâmetro d com n espiras. Calculado de uma forma prática é dado pela expressão:

$$L_p = n^2 d F \left(\frac{d}{l} \right) \text{ [nH]} \quad (2.37)$$

onde o fator $F (d / l)$ é crescente com d / l . Na referência 9 pode-se encontrar vários valores assumidos por ele.

Se desejarmos, por exemplo, um sinal com alta razão sinal/ruído, a sonda deve possuir um grande número de espiras e/ou diâmetro, o que reduz sua resolução espacial e ocasiona uma maior perturbação no plasma. Por outro lado, se desejarmos minimizar esta perturbação, deve-se reduzir as dimensões da sonda, o que pode vir a diminuir a razão sinal/ruído. Logo, um conveniente ajuste entre estes parâmetros, razão sinal/ruído, tempo de resposta, dimensão e indutância, deve ser efetuada para cada situação experimental. Na figura 7 é mostrada a foto da sonda interna, utilizada neste trabalho.

3.1. Descrição geral do sistema

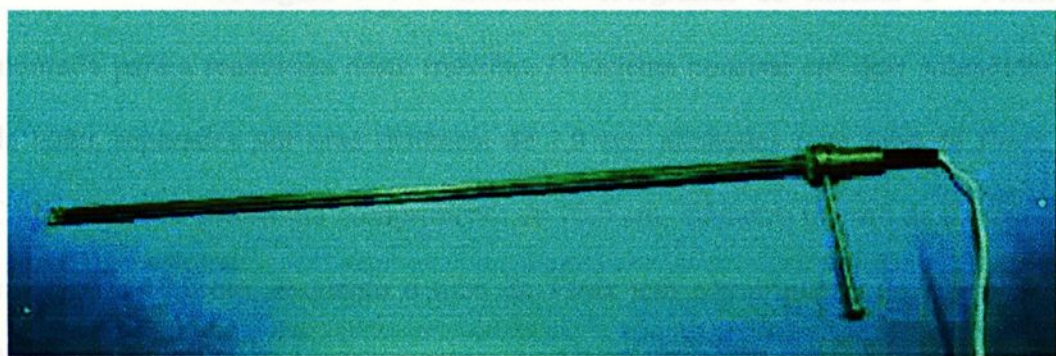


FIGURA 7 – Foto da sonda interna.

Capítulo 3

O SISTEMA θ -PINCH E O DIAGNÓSTICO DE SONDAS MAGNÉTICAS

3.1. Descrição geral do sistema

A figura 8 e 9 mostram fotografias do sistema θ - Pinch montado para a realização deste trabalho. O sistema consiste em dois solenóides de latão, separados por uma distância de 1,0 cm, alinhados num tubo de *Pirex*. Cada solenóide possui um comprimento de 10,0 cm, diâmetro interno de 9,4 cm e externo de 12,0 cm, enquanto o tubo de *Pirex* tem comprimento de 100,0 cm, diâmetro interno de 7,4 cm e externo de 8,0 cm. O tubo de *Pirex* possui duas janelas transversais, utilizadas para diagnosticar o plasma. Os solenóides são conectados a um banco de capacitores por uma linha de transmissão do tipo placas paralelas (baixa indutância) e feitas de alumínio. O banco de capacitores possui 4 capacitores de 12,5 μF cada, ligados em paralelo. O banco possui baixa indutância e opera a altas tensões. O sistema é chaveado por uma *spark-gap* de baixas indutância. Nas extremidades do tubo de descarga estão montados câmaras

de aço inoxidável com acoplamento para entrada da bomba de vácuo, medidor de pressão, sistema de injeção de gás e diagnóstico do plasma.

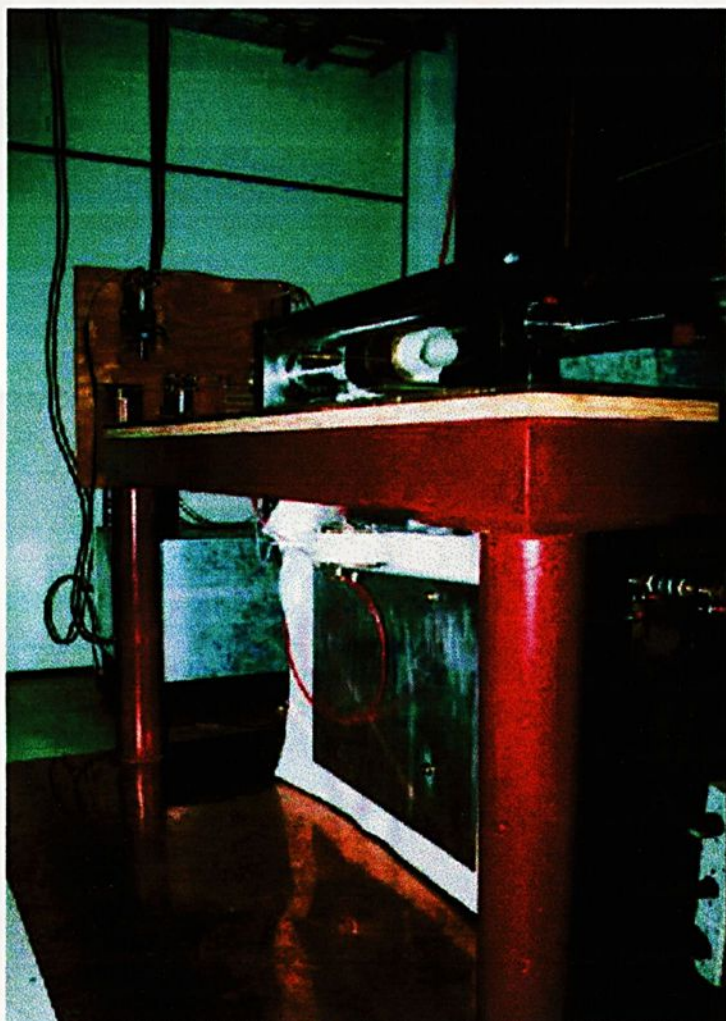
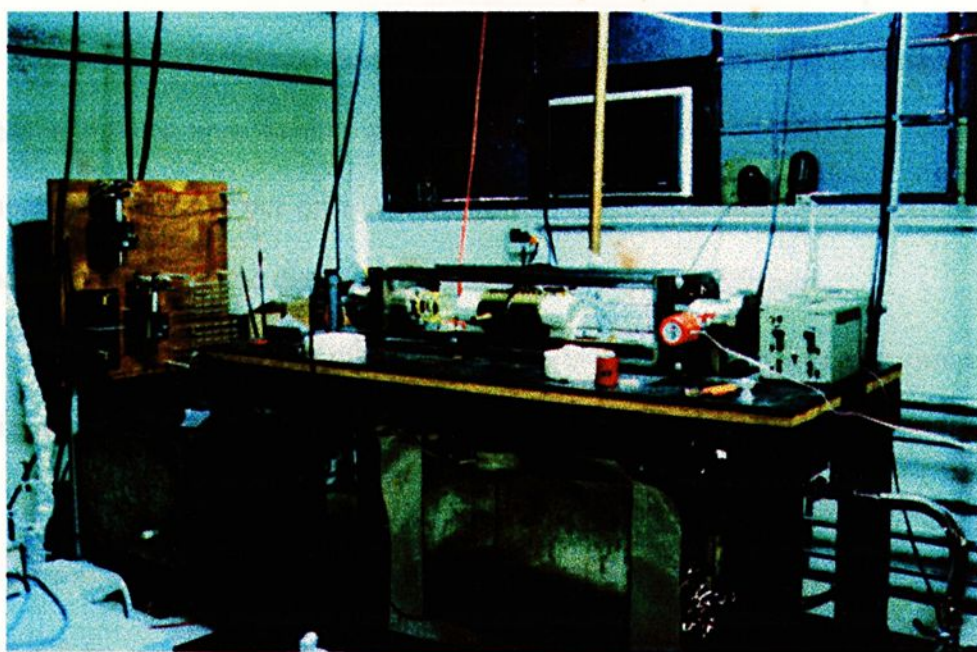
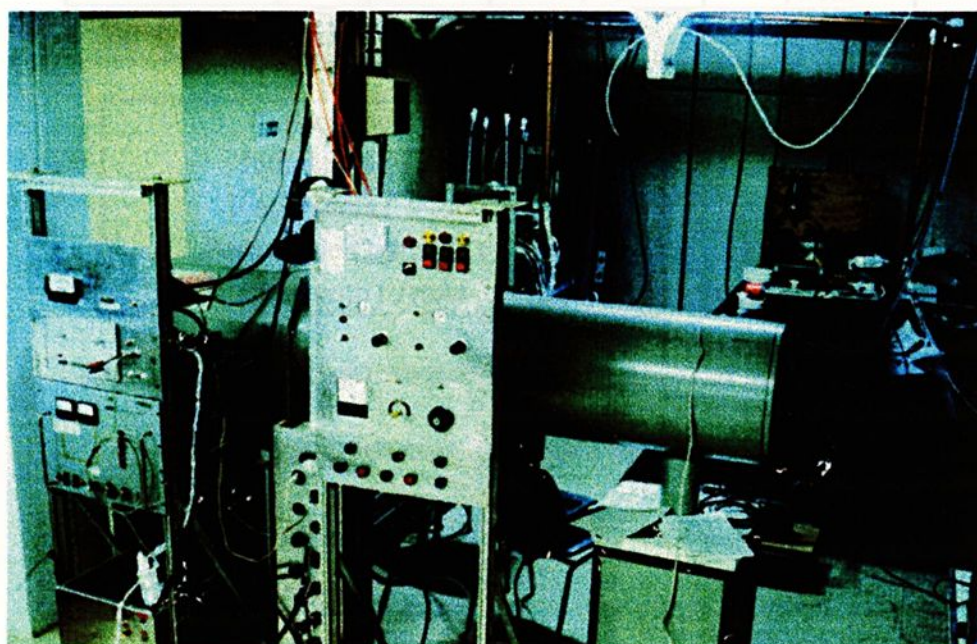


FIGURA 8 – Foto do sistema θ -Pinch: fonte de 25 kV, linhas de transmissão e sistema de vácuo.



(a)



(b)

FIGURA 9 – Foto do sistema θ - Pinch: vista geral (a) e vista dos painéis de comando de bombas, da chave Spark-gap e carga e descarga (b).

FIGURA 10 Oscilograma típico de sinal da sonda

O sistema de vácuo é constituído por uma bomba mecânica de duplo estágio e uma bomba difusora, refrigerada a ar. A bomba difusora é conectada ao sistema por uma válvula gaveta. A conexão da bomba mecânica se subdivide numa ligação direta ao sistema e outra à bomba difusora.

Dentro do tubo de *Pirex* é injetado o gás de interesse que após ionizado constituirá o plasma a ser estudado.

As características eletro-mecânicas do sistema, são apresentadas nas tabelas 1 e 2. Os cálculos da indutância, resistência e corrente é mostrado no apêndice A.

	Comprimento	Diâmetro ext.	Diâmetro int.
Bobinas	21,0 cm	12,0 cm	9,4 cm
Tubo de Pirex	100,0 cm	8,0 cm	7,4 cm

Capacitância (C)	50 μF
Indutância (L total)	111 nH
Resistência (R total)	9 m Ω
Período de Descarga (T)	15 μs
Corrente (I máx)	183 kA

TABELA 1 e 2 – Características eletro-mecânicas do θ - Pinch

O sinal típico de uma descarga é mostrado na figura 10.

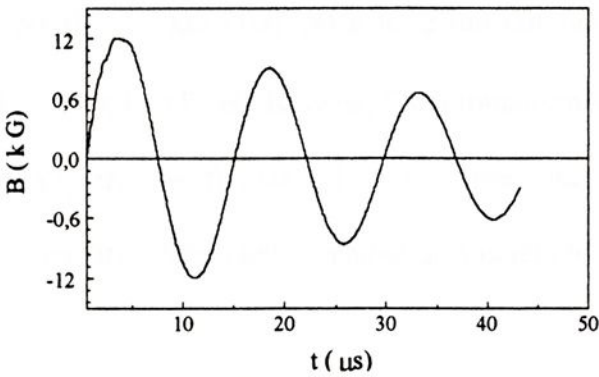


FIGURA 10 – Oscilograma típico do sinal da sonda

3.1.1. Descrição das partes eletro-mecânicas

Para carregar o banco de capacitores ($4 \times 12,5 \mu\text{F}$) do sistema, foi construída uma fonte de tensão de 25 kV, cujo circuito é apresentado na figura 11.

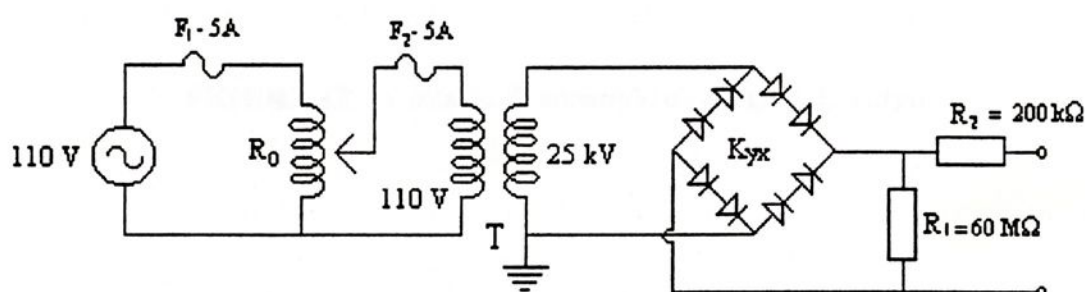


FIGURA 11 – Circuito da fonte de 25 kV

A operação do sistema foi feita a 10 kV, regulada pelo variac R_0 . K_{yx} é uma ponte feita com diodo de alta tensão (15 kV); R_1 é um conjunto em série de 40 resistores de 150 k Ω (100 W) e R_2 é um conjunto em série de 10 resistores de 20 k Ω (3 W); F_1 e F_2 são fusíveis; T é o transformador.

A seguir, nas figuras 12 e 13, apresentamos o circuito de comando de carga e descarga, bem como o painel de alta tensão utilizado.

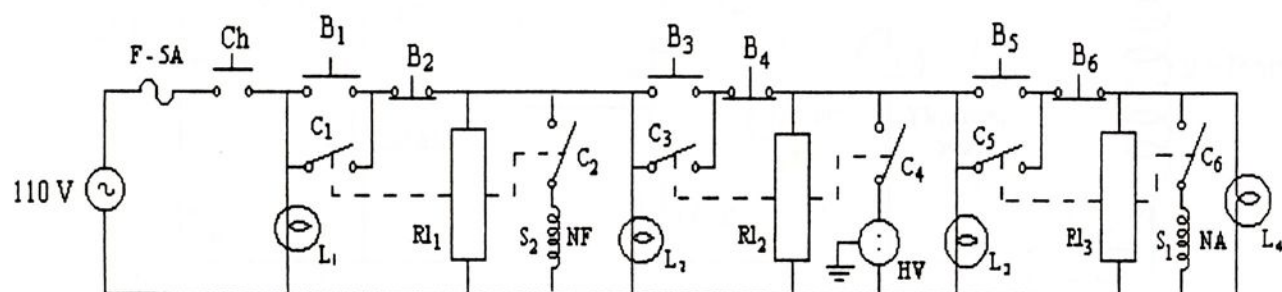


FIGURA 12 – *Circuito de comando de carga e descarga*

No circuito da figura 12, a chave Ch é a chave geral do sistema; RL₁ é o relê que aciona as bobinas da chave S₂ (figura 13), de alta tensão, de contato normalmente fechado (NF), utilizada para descarga de tensões residuais no banco de capacitores; RL₂ é o relê que libera a tensão de alimentação através da tomada HV para a fonte de 25 kV; e RL₃ é o relê que aciona as bobinas da chave S₁ (figura 13) de alta tensão, de contato normalmente aberto (NA), utilizada para carregar o banco de capacitores; L₁, L₂, L₃ e L₄ são lâmpadas de indicação; B₁, B₃ e B₅ são botoeiras – liga; B₂, B₄ e B₆ são botoeiras – desliga.

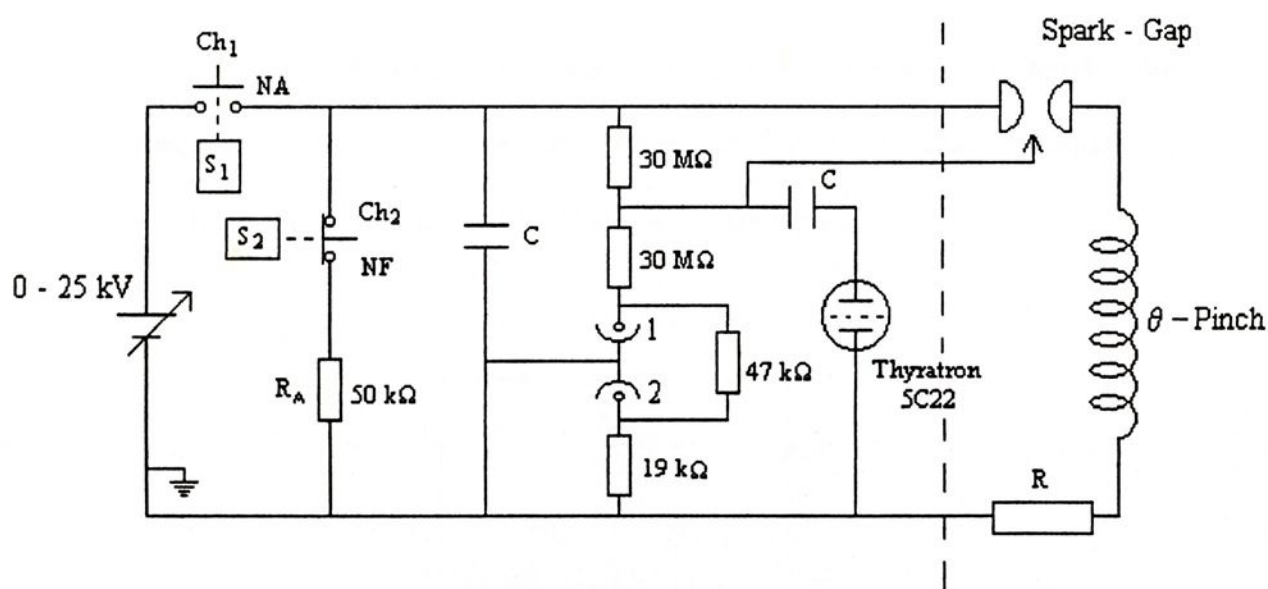


FIGURA 13 – Circuito do painel de alta tensão

No circuito da figura 13, o lado esquerdo da linha pontilhada representa o painel de alta tensão. Ch₂ é uma chave solenóide de alta tensão com contato NF, que atua como chave de segurança. Com a chave Ch₂ aberta, o banco é carregado acionando-se a chave Ch₁ (NA). Ao atingir esta tensão de carga, a chave Ch₁ é desligada (aberta). O banco é descarregado através da chave *Spark-gap* de alta tensão e baixa indutância. Seus eletrodos serão curto-circuitados por um processo de avalanche, após a excitação inicial, por um pulso rápido, gerado por um sistema de válvula *Thyratron*. R_A é o resistor de água utilizado para aterrar a descarga no banco de capacitores, quando a descarga é feita através de Ch₂, normalmente quando ocorre alguma falha no sistema. Os cabos utilizados para as ligações do circuito são cabos coaxiais de alta tensão. Os pontos 1 e 2 são cabos coaxiais de 50 ohms de impedância, utilizados no circuito de medição, onde o cabo 1 envia sinais de corrente, como aparece na figura 13, enquanto 2 está inoperante.

A figura 14 mostra o circuito indicador de tensão nos capacitores, onde o amperímetro indica uma corrente cuja intensidade é proporcional a tensão de carga do banco dos capacitores.

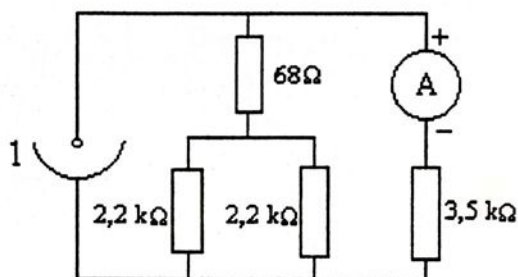


FIGURA 14 – *Circuito do indicador da tensão da tensão de carga dos capacitores*

3.1.2. Chave *Spark – Gap*

Esta chave é um dos dispositivos utilizados para se fazer o chaveamento em circuitos rápidos que envolvem alta potência. O tipo de *Spark – gap* [11-12] funciona através da ionização do gás entre os eletrodos, que são curto circuitados por um processo de avalanche. A curva típica de operação desta chave é obtida através da curva de Pashen.

Para se fazer a excitação inicial da *Spark – gap* foi utilizado um sistema de válvulas *Thyratron* de 15 kV, que produzem pulsos com tempo de subida curto. Na figura 15 é mostrada, em corte, a vista dos detalhes mecânicos da chave. Na figura 16 têm-se a vista externa e interna da chave *Spark – gap*.

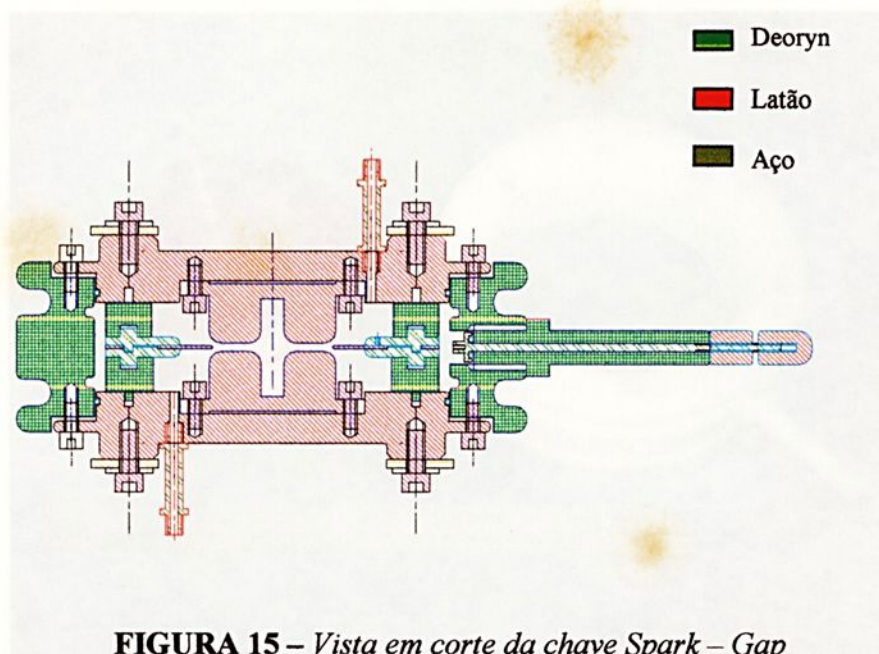


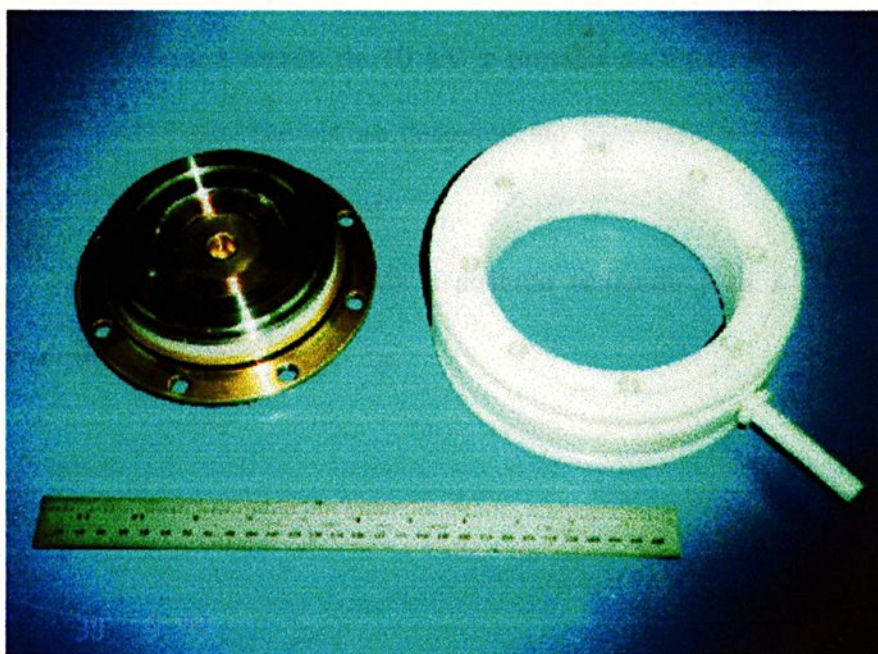
FIGURA 15 – Vista em corte da chave Spark – Gap

Os materiais utilizados na montagem da chave foram: aço inox, latão e *Deoryn*. Opera em alta pressão de ar a seco e sua pressão de trabalho situa-se entre 0 a 5 psi.

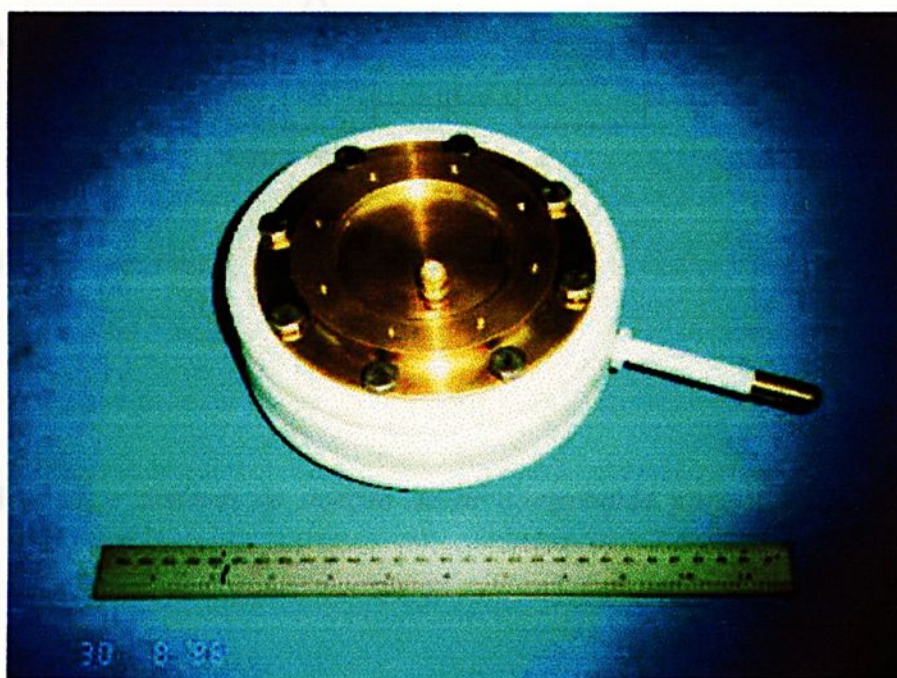
Os eletrodos são cilíndricos, feitos de latão, seguindo o perfil de Rogoswski, estando afastados por 3 mm. O pino externo do *trigger*, de aço inoxidável, é ligado ao eletrodo central, feito de latão. Este último está colocado no meio plano dos eletrodos principais. Toda a isolamento interna dos eletrodos de disparos é feita em *Deoryn*. O disparo da chave é realizado por um pulso de 15 kV produzido por um gerador de pulsos chaveado com válvula *Thyratron*.

O eletrodo central (disparo) opera numa tensão intermediária a dos eletrodos principais.

FIGURA 16 – Fotos da chave Spark – Gap: vista interna (a) e vista externa (b).



(a)



(b)

FIGURA 16 – Fotos da chave Spark – Gap: vista interna (a) e vista externa (b).

Para a tensão de 10 kV a pressão de operação da chave é de aproximadamente 5 psi. Devido ao desgastes do eletrodo, este era substituído após aproximadamente 600 disparos.

A figura 17 mostra o sistema utilizado para a injeção de ar comprimido na chave *Spark-gap*.

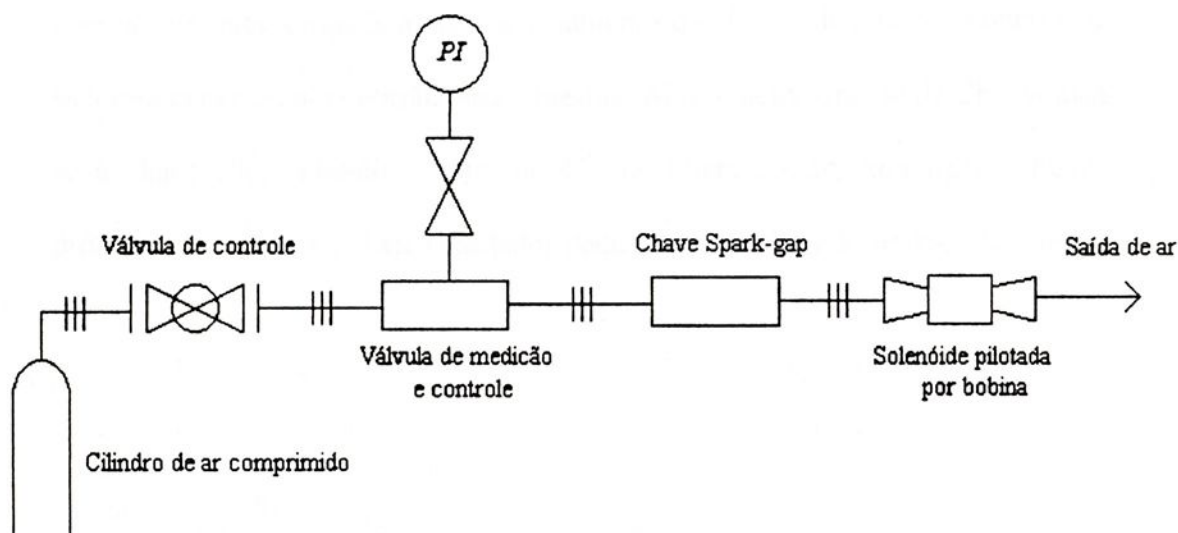


FIGURA 17 – Sistema de injeção de ar comprimido para chave *spark-gap*.

3.1.3. O sistema de vácuo

O evacuação e operações do sistema é feito por um conjunto de bomba mecânica *Edwards* modelo E2M8, de dois estágios e velocidade de bombeamento de 200 l/min, gerando uma pressão mínima de 10 mTorr no sistema, aproximadamente. A pressão atinge valores menores (10^{-6} Torr) com o auxílio de uma bomba difusora (*Varian* modelo A031). Durante a operação do sistema, utiliza-se apenas a bomba rotativa.

A figura 18 mostra o circuito de comando das bombas, onde a bomba mecânica é ligada após o acionamento da chave Ch_1 , pois o contator K_1 sela esta chave e libera tensão para a mesma. Após o acionamento de Ch_1 , aciona-se a chave Ch_3 , selando o contator K_2 que libera tensão para ligar a bomba difusora e o ventilador. Este ventilador pode ser acionado independente da bomba

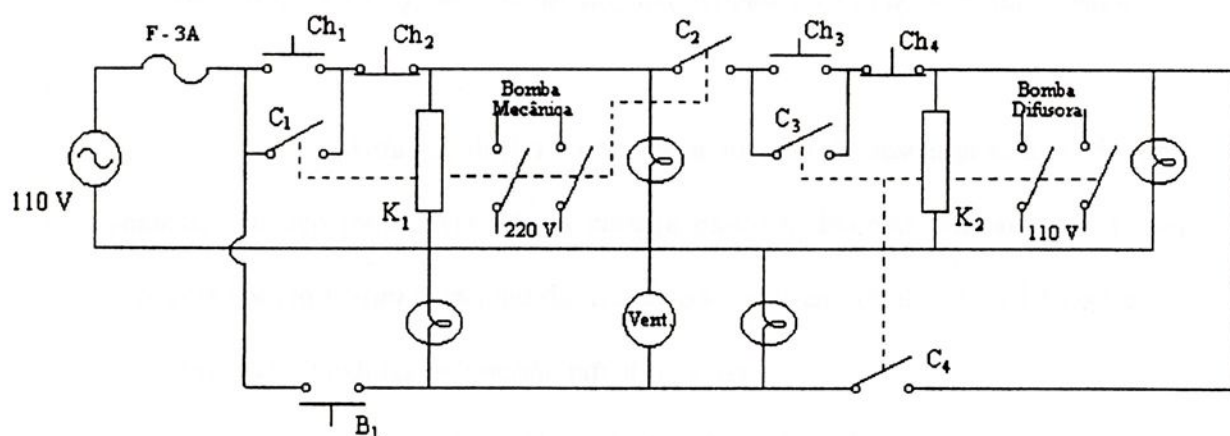


FIGURA 18 – Circuito de comando das bombas.

A figura 19 mostra o sistema de tubulação que é conectada ao sistema .

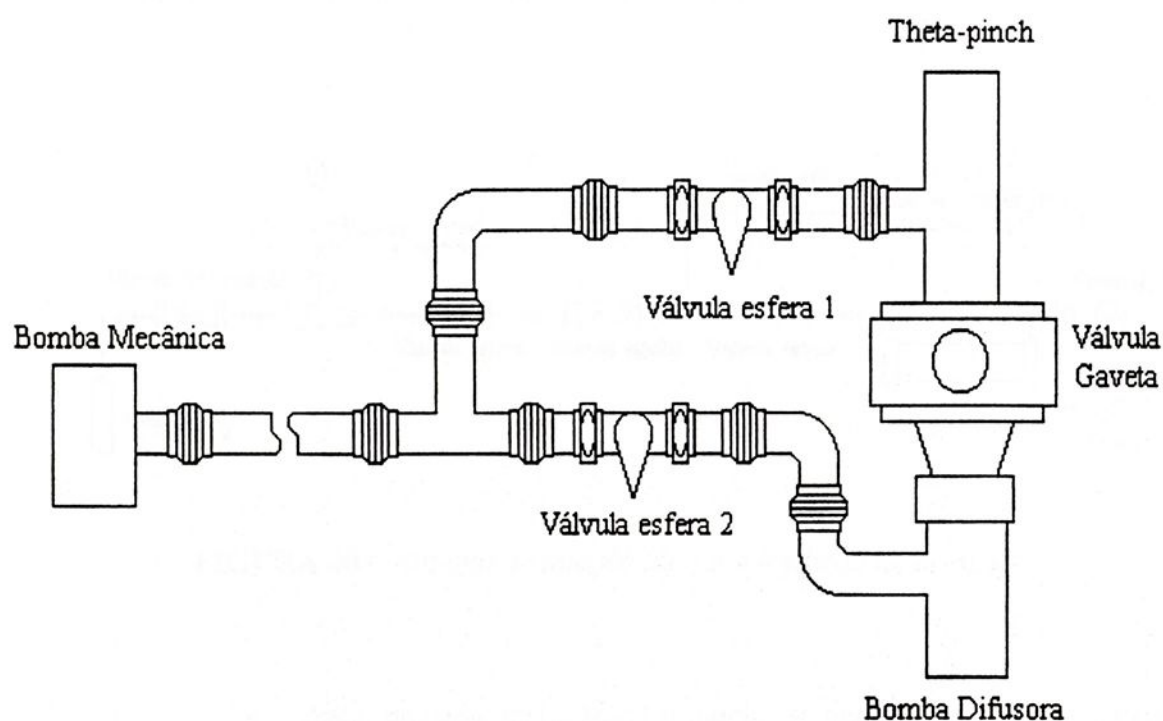


FIGURA 19 – Esquema da tubulação e válvula gaveta do sistema de vácuo

Esta tubulação é conectada ao tubo de descarga através de uma câmara em aço inoxidável. Nesta câmara existem diversas janelas onde foram conectados um *Pirani* para medidas de pressão no intervalo de 10^{-1} a 10 Torr e um *Penning* para medidas de pressão em alto vácuo.

A extremidade oposta do tubo de descarga encontra-se conectado a uma segunda câmara em aço inoxidável. Através desta, é realizado a injeção dos gases no sistema. A tubulação para a injeção dos gases é feita de mangueiras plásticas de $\frac{1}{4}$ " conectadas a diversas válvulas agulhas. Uma dessas

válvulas é utilizada para o ajuste fino da vazão dos gases (e consequentemente da pressão do gás no sistema) e é do tipo agulha *Edwards LV5*. A figura 20 ilustra o sistema de gás e os medidores de pressão do sistema.

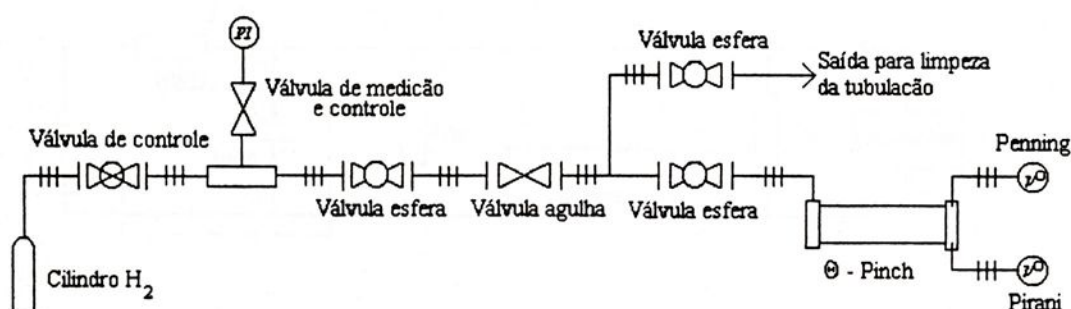


FIGURA 20 – Sistema de injeção de gás e medição de pressão.

Antes de cada operação do θ -pinch, era realizado a limpeza com um único vácuo a uma pressão da ordem de 10^{-6} Torr durante aproximadamente 6 horas. Uma limpeza adicional ao tubo era realizada por 10 disparos com plasma de hidrogênio a pressões de gás entre 50 a 200 mTorr.

3.2. Diagnósticos de sondas magnéticas

Na janela transversal do tubo de *Pirex* foi colocada a sonda magnética (sonda interna), utilizada para fazer a medida do campo magnético. Entre as linhas de transmissão também foi colocada uma sonda semelhante, para monitorar a descarga.

A sonda interna possui diâmetro de 3 mm, comprimento de 4 mm, e feita com 10 espiras de fios esmaltados.

Na figura 21 é mostrado o esquema elétrico do circuito, incluindo o integrador, utilizado na tomada de dados.

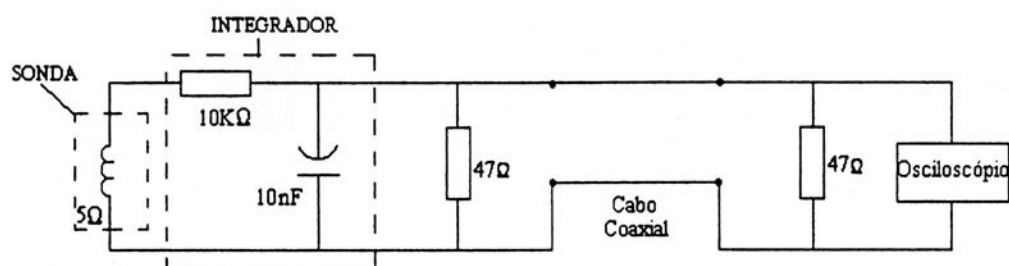


FIGURA 21 – Diagrama do circuito da sonda magnética.

O arranjo para a coleta dos dados é mostrado na figura 22. Dentro da Gaiola de Faraday a aquisição é feita por um osciloscópio digital, Tektronix TDS-320, com 2 canais. Estes canais são ligados nas sondas por cabos coaxiais de impedância $50\ \Omega$ com conectores BNC. Os cabos foram cobertos com papel alumínio nas suas extremidades para minimizar os ruídos de natureza eletromagnética. Entre o experimento e a gaiola, todos os cabos coaxiais foram conduzidos no interior de tubos de cobre. Os dados são transferidos ao microcomputador por um programa específico. Na região do tubo de descarga um suporte de latão, fixo num tubo transversal do tubo de descarga, prende a sonda magnética interna e possibilita seu deslocamento radial. O esquema do posicionador da sonda é mostrado na figura 23.

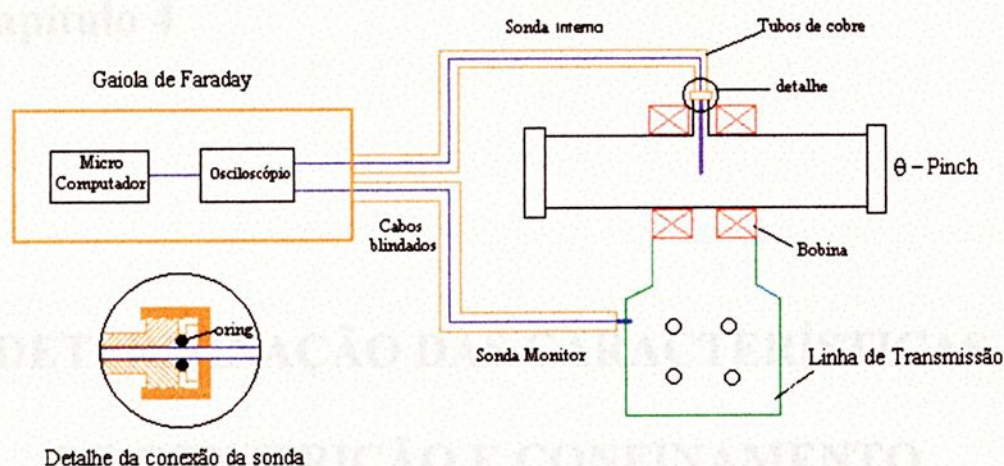


FIGURA 22 – Esquema utilizado para aquisição de dados.

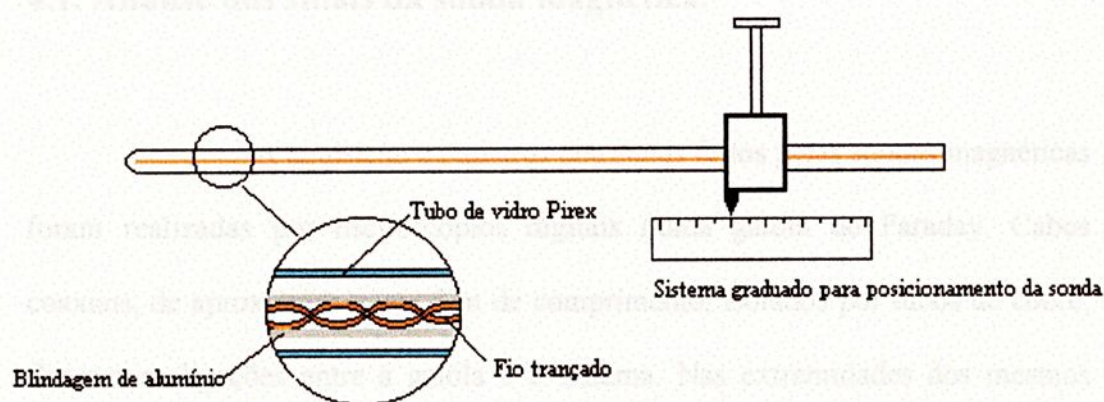


FIGURA 23 – Esquema do posicionador na sonda interna, em destaque a linha de par trançado para conexão da sonda ao integrador

Capítulo 4

DETERMINAÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS DE CONSTRIÇÃO E CONFINAMENTO, ATRAVÉS DE SONDAS MAGNÉTICAS.

4.1. Análise dos sinais da sonda magnética.

A aquisição e registros dos sinais feitos pelas sondas magnéticas foram realizadas por osciloscópios digitais numa gaiola de Faraday. Cabos coaxiais, de aproximadamente 8 m de comprimento, isolados por tubos de cobre, fizeram as ligações entre a gaiola e o sistema. Nas extremidades dos mesmos foram colocados conectores BNC devidamente blindados por diversas camadas de papel alumínio. Otimizando a conexão da malha dos cabos, eliminando *loops* de terra, aterrando as conexões alternadamente da linha de alimentação da gaiola e adicionando blindagens nestas linhas, o nível de ruído nos sinais pode ser reduzido significativamente.

Os sinais de cada descarga foram registrados separadamente apresentando pequenas flutuações entre si na amplitude e no tempo. O primeiro é



causado pela imprecisão na leitura do mostrador analógico da tensão de carga do capacitor e o segundo devido ao disparo da varredura do osciloscópio por pré - pulsos da descarga. Apesar de todos os cuidados utilizados para reduzir o nível de ruído destes sinais, a maioria deles mostrou uma modulação com um sinal de alta frequência. Para os objetivos deste trabalho, que consiste em estudar a constrição e o confinamento do plasma, estes sinais de alta frequência foram desconsiderados.

O espectro de frequência de um sinal de sonda onde a componente de alta frequência aparece em alta intensidade é mostrado na figura 24. A região de baixa frequência corresponde ao sinal típico da descarga. A componente em 6 MHz aparece predominantemente nas regiões próximas ao eixo em regime de altas pressões, e sua natureza ainda não está claramente identificada. Para realização deste trabalho estas componentes de alta frequência foram eliminados através de filtros de Transformada de Fourier Rápida. A figura 25 mostra o resultado deste tipo de processamento.

Para cada posição da sonda dentro do tubo, foram utilizados três sinais obtidos numa mesma condição. Tanto a amplitude como o tempo foram corrigidos usando como referência as características do primeiro semi-ciclo, visto que neste semi-ciclo o sinal não apresenta nenhuma distorção comparado com uma descarga no vácuo.

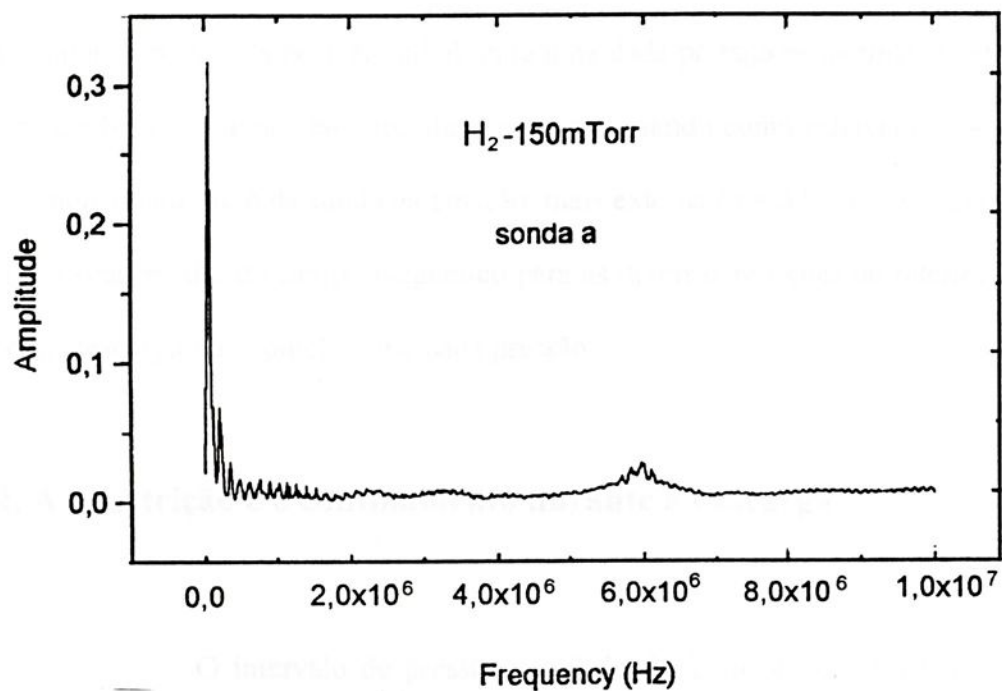


FIGURA 24 – *Espectro de frequência do sinal*

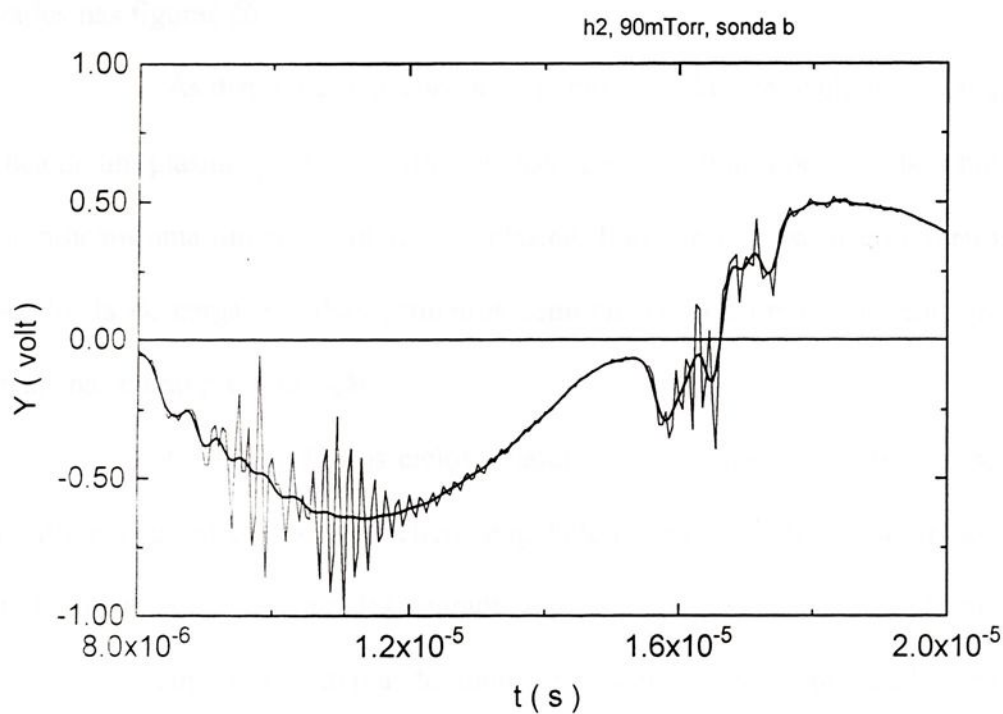


FIGURA 25 – *Sinal típico obtido no osciloscópio e do sinal filtrado utilizando Transformada de Fourier Rápida.*

Os valores médios e o desvio padrão em função do tempo foram então obtidos para cada posição radial. Para uma dada pressão esses sinais médios foram também corrigidos em amplitude e tempo, usando como referência o sinal do primeiro semi-ciclo da sonda na posição mais externa ($r = 3,0 \text{ cm}$). Obteve-se assim o sinal médio do campo magnético para as diversas posições no interior do tubo de descarga do Θ -pinch numa dada pressão.

4.2. A constrição e o confinamento durante a descarga

O intervalo de pressão estudado foi entre 45 a 150mTorr. Os sinais da intensidade do campo magnético durante toda a descarga do Θ -pinch são mostrados nas figuras 26

As distorções nas curvas no início de cada semi-ciclo denotam a presença de um plasma quente. As grandes distorções mostradas pela sonda sobre o eixo indicam uma dinâmica intensa no plasma. Isso ocorre a partir do terceiro semi-ciclo da descarga. Os dois primeiros semi-ciclos da corrente da descarga atuam apenas como pré-ionização.

Na transição dos ciclos, quando o campo magnético externo se torna nulo, existe um campo magnético congelado ao plasma. Isto foi observado para todas as pressões investigadas. Durante a transição dos semi-ciclos o plasma interage com a superfície interna do tubo de descarga. Isso pode resultar na liberação de espécies químicas que serão agregadas ao plasma inicial. Uma a

análise mais detalhada foi feita apenas para o terceiro semi-ciclo, pois a presença de impurezas no plasma é certamente menor que nos semi-ciclos subsequentes.

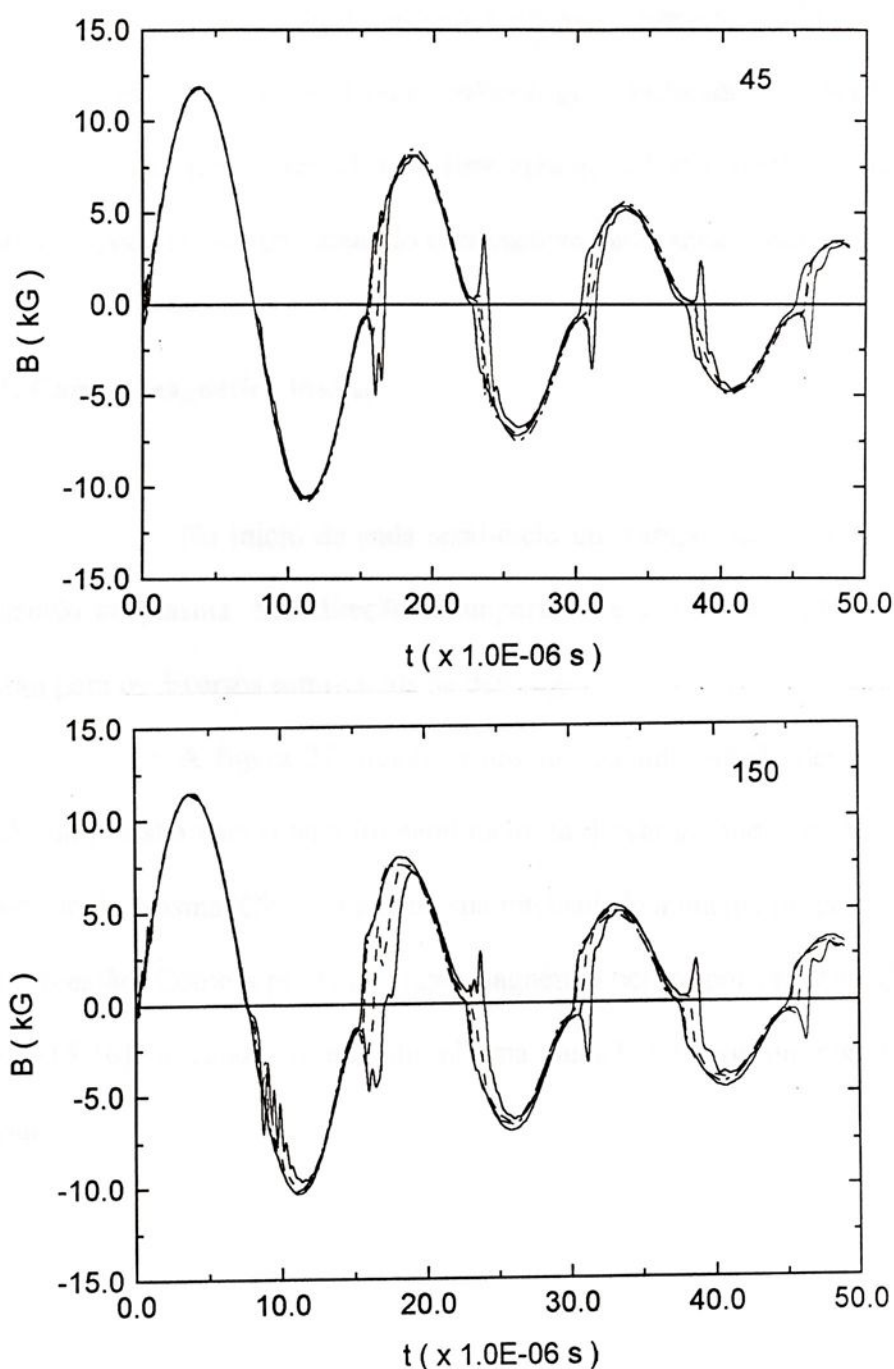


FIGURA 26 – Intensidade do campo magnético nas diversas posições de medida para pressões de 45mTorr e 150mTorr.

4.3. Constrição e confinamento durante o terceiro semi-ciclo

A definição do instante $t = 0$ para o terceiro semi-ciclo foi obtida através da sonda monitor. Um outro método que verificado e fornece o mesmo resultado é mostrado no apêndice B. Este método utiliza o sinal da sonda interna e portanto, pode liberar um canal do osciloscópio para outras medidas.

4.3.1. Campo magnético inicial

No início de cada semi-ciclo um campo magnético encontra-se congelado ao plasma. Sua direção é antiparalela e sua intensidade varia com a pressão para os diversos semi-ciclos da descarga.

A figura 27 mostra o módulo da intensidade deste campo em função da pressão para o terceiro semi-ciclo da descarga, onde ocorre a primeira constrição do plasma. Observa-se que sua intensidade aumenta proporcionalmente com a pressão. Como a perda do fluxo magnético ocorre por processo de difusão [13-14-15-16], a condutividade do plasma inicial é maior no regime de alta pressão.



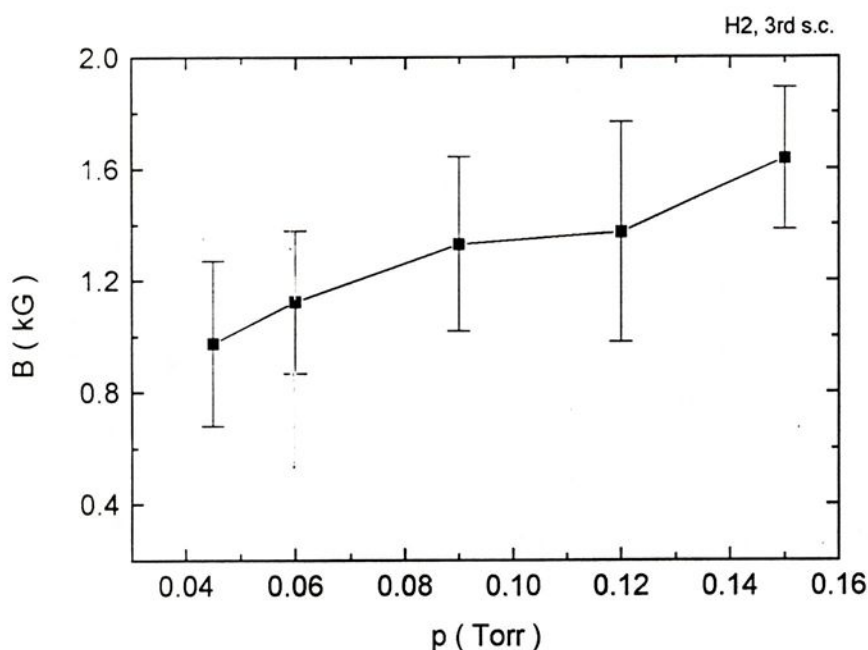


FIGURA 27 – *Intensidade(em módulo) do campo magnético inicial nas pressões estudadas.*

4.3.2. Dinâmica radial do plasma

A dinâmica radial é governada por efeitos de resistividade anômala [17]. A figura 28 mostra a intensidade do campo magnético no interior do tubo de descarga em diversas posições radiais durante o terceiro semi-ciclo. As duas curvas em linha cheia representam as intensidades do campo na borda do plasma (linha cheia superior) e ao longo do eixo do sistema (linha cheia inferior). O sinal na borda apresenta uma distorção de uma curva senoidal no intervalo entre $t = 0$ e $t = 1,0 \mu s$. Aproximadamente durante este intervalo de tempo, ocorre a formação da camada de corrente e a implosão radial. Já o resultado do primeiro pico de mínimo da sonda no eixo (linha cheia inferior) representa o instante final da compressão radial, ou o fim da fase de implosão. Depois deste instante temos a fase de equilíbrio que a sonda posicionada no eixo indica pela permanência do sinal em valores negativos ($B < 0$). Depois temos a perda do confinamento com a difusão do campo magnético.

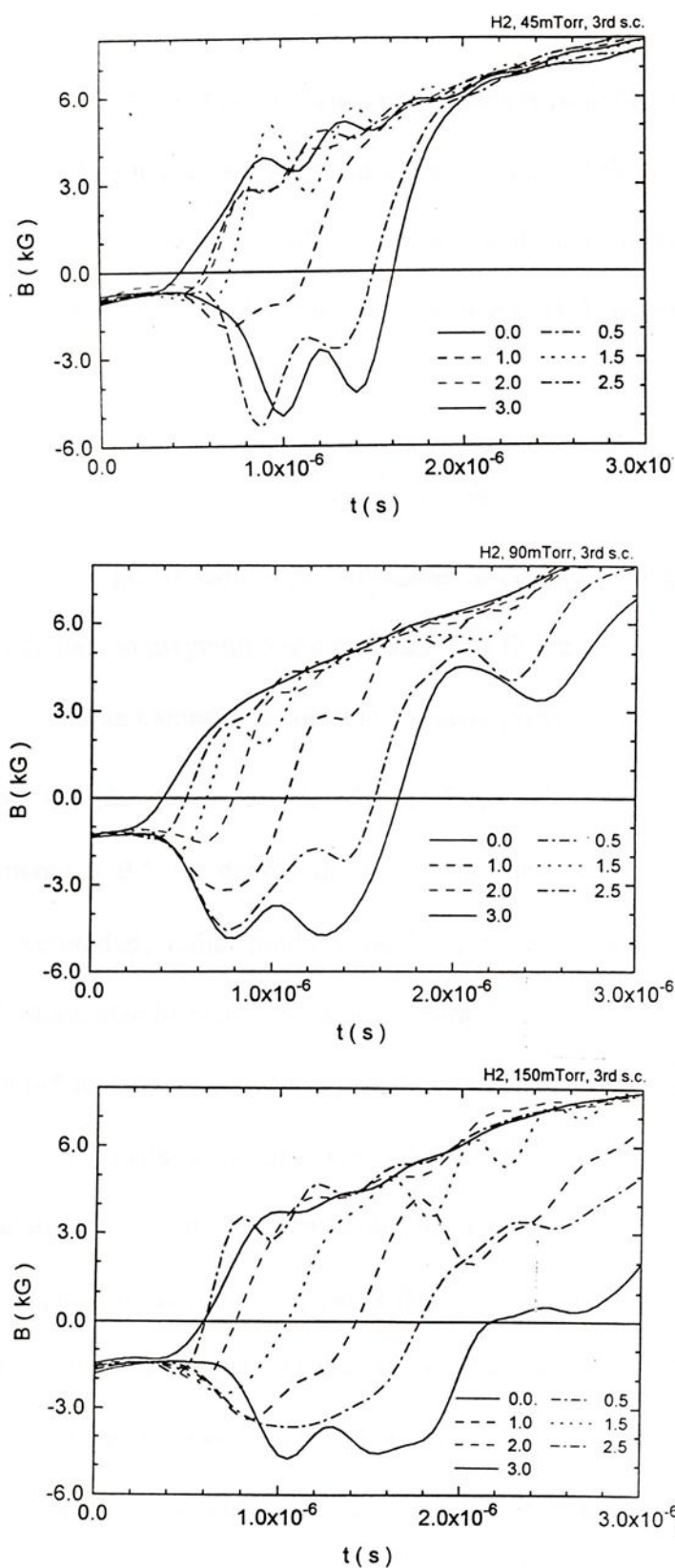


FIGURA 28 – Perfil temporal do campo magnético para as posições estudadas nas pressões de 45, 90 e 150 mTorr.

Da intensidade do campo em diversas posições radiais podemos determinar o perfil radial do campo magnético no interior do tubo de descarga, para diversos instantes do semi-ciclo. A dinâmica do plasma pode ser melhor analisada utilizando o perfil da densidade de corrente [18]. Temos pela equação de Ampère:

$$J_{\theta}(r) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (4.1)$$

Os perfis radiais da densidade de corrente, obtidos a partir dos perfis radiais do campo magnético são mostrados na figura 29.

Uma camada de corrente formada próximo a região das paredes move-se em direção ao eixo devido a força $\vec{J} \times \vec{B}$. Isto inicia-se aproximadamente a 0,5 μ s depois do início da subida do campo magnético externo. A velocidade radial média é de 2,5 cm/s em regime de alta pressão (150 mTorr), aumentando progressivamente para $5,0 \times 10^6$ cm/s em regime de baixa pressão (45 mTorr), para o intervalo de pressão estudado.

No instante em que o pico da camada de corrente atinge um raio de aproximadamente 1,5 cm, a intensidade do campo magnético no eixo atinge um máximo. A partir deste instante temos a fase de equilíbrio, com um plasma em geometria de campo magnético reverso confinado no interior do tubo.

Este processo dinâmico da implosão foi observado ser similar para todas as pressões estudadas sem significativas variações. O raio final do plasma foi de aproximadamente 2,0 cm independente da pressão

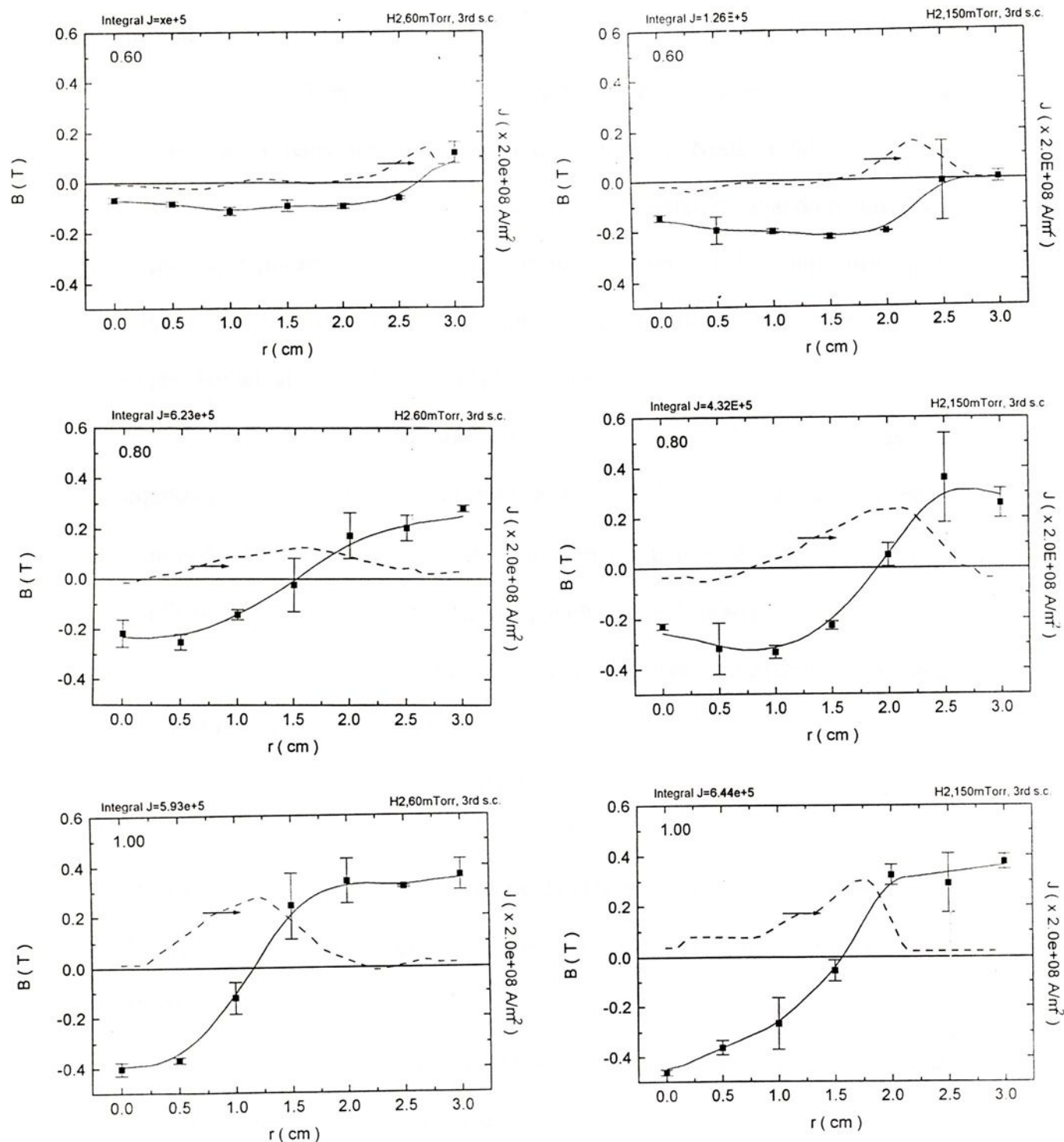


FIGURA 29 – Perfil radial do campo magnético e densidade de corrente nas pressões de 60 mTorr e 150 mTorr nos tempos 0,6; 0,8 e 1,0 μ s.

4.3.3. A fase de equilíbrio e estimativa da densidade e temperatura do plasma.

Tomamos o início da fase de equilíbrio, como aquela em que a camada de corrente sofre a primeira desaceleração. Neste instante a pressão interna do plasma é elevada. Isso leva a uma leve expansão radial do plasma, mas o plasma é novamente comprimido devido ao aumento do campo magnético externo. No sinal da sonda isso se traduz por uma diminuição (em módulo) e depois por um aumento da intensidade do sinal.

Para as pressões estudadas o intervalo de tempo da fase de equilíbrio varia de aproximadamente de 0.4 a 0.8 μs . O plasma se mantém confinado com a configuração de campo magnético reverso [19-20-21] e o confinamento é gradativamente perdido por efeitos de difusão [22].

A estimativa da densidade e da temperatura podem ser obtidos a partir da relação de equilíbrio [23]:

$$p + \frac{B^2(r)}{2\mu_0} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \quad (4.2)$$

onde $p = n_e k T$, sendo n_e a densidade de elétrons, k a constante de Boltzman, $T = T_e + T_i$ a temperatura total do plasma, e B_0 a intensidade do campo magnético externo.

Supondo que a perda de partículas seja desprezível, temos pela conservação do número de partículas:

$$\int n_e r dr = \frac{n_0 a^2}{2} \quad (4.3)$$

onde n_0 é a densidade inicial de partículas neutras e a o raio do tubo.

A análise foi realizada para as diversas pressões de operação, supondo um perfil radial constante da temperatura. Um resultado típico desta análise é mostrado na figura 30.

O plasma é portanto confinado na região central com um “buraco” ao longo do eixo. A figura 30 é semelhante para outras pressões analisadas. A densidade de elétrons obtidos foi de aproximadamente 10^{22} m^{-3} , aumentando sensivelmente com a pressão do gás. A temperatura estimada que chega a aproximadamente de 100 eV, é mostrado na figura 31, para as diversas pressões estudadas. Os valores mostrados, apresentam boa concordância com os resultados de simulação obtido por um código numérico híbrido [24-25].



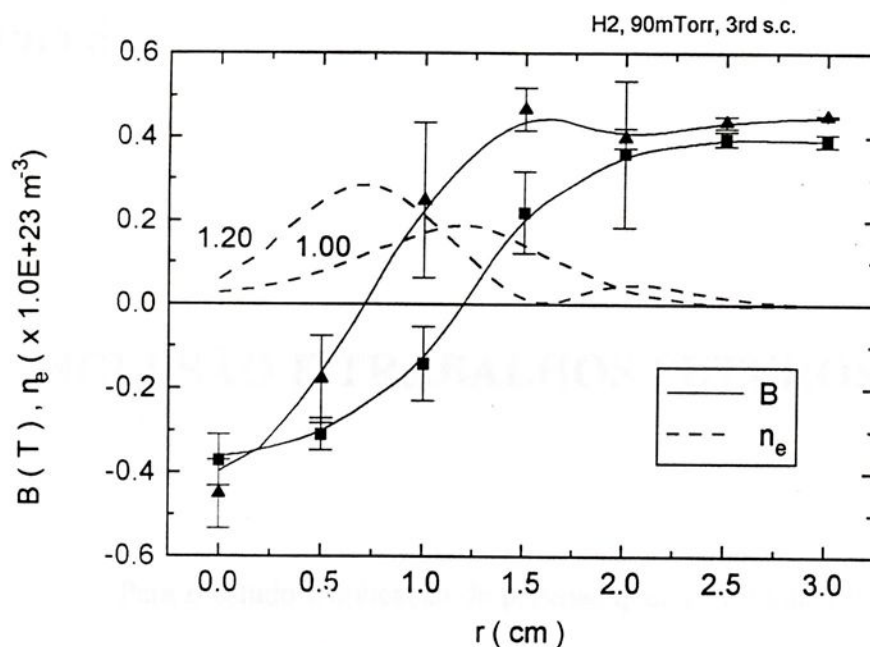


FIGURA 30 – Perfil radial do campo magnético e densidade de partículas na pressão de 90 mTorr nos tempos 1,0 e 1,2 μs .

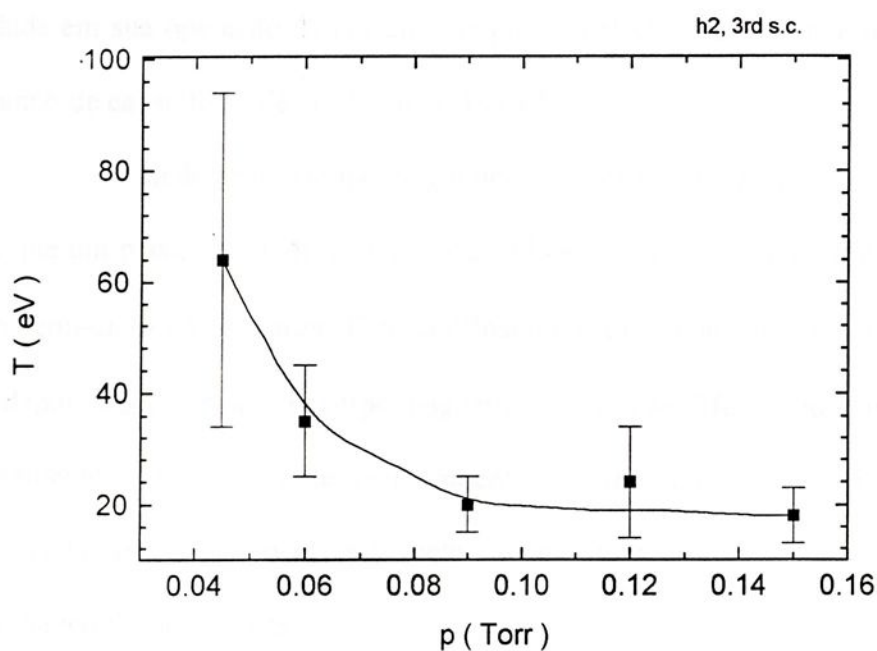


FIGURA 31 – Temperatura do plasma ($T = T_e + T_i$) para as diversas pressões iniciais do hidrogênio.

Capítulo 5

CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

Para o estudo e aplicação de plasmas quentes foi construído um sistema de geração e confinamento de plasma do tipo θ -pinch. O estudo do seu plasma foi realizado utilizando a técnica de sondas magnéticas.

O sistema montado mostrou alto grau de repetitividade e confiabilidade em sua operação. A corrente de pico no sistema, com a tensão de carga no banco de capacitores de 10kV foi de 183 kA.

As medidas do campo magnético no interior do tubo de descarga mostraram que um plasma de hidrogênio é aquecido e confinado no tubo a partir do terceiro semi-ciclo da descarga. Este confinamento dura entre 0,4 a 0,8 μ s, sendo que depois deste período o campo magnético externo se difunde no plasma e o confinamento é perdido. Este confinamento ocorre durante a subida da corrente de cada semi-ciclo, ocorrendo pelo menos cinco vezes durante uma descarga do banco de capacitores.

Em todos os inícios de semi-ciclos, foi observado a presença de um campo magnético antiparalelo congelado no plasma. Isto produz no final da implosão radial um plasma confinado na geometria de um cilindro vazado. O raio

típico do plasma é de 2,0 cm com pouca variação para o intervalo de pressão estudado.

A dinâmica radial foi observada através do perfil radial da densidade de corrente azimutal no plasma. A velocidade radial de implosão do plasma variou entre $2,5$ a $5,0 \times 10^6$ cm/s, apresentando uma dinâmica semelhante ao descrito pelo modelo "snow-plow". A temperatura e a densidade foi calculada através da relação de equilíbrio dando uma estimativa de densidade de aproximadamente 10^{22} m^{-3} e temperatura entre 15 a 100eV.

Uma análise semelhante a que foi feita neste trabalho, durante o terceiro semi-ciclo da descarga, pode ser realizada para os semi-ciclos subseqüentes. Cabe ainda realizar um estudo das oscilações de alta frequência, usando uma técnica não intrusiva, como espectroscopia óptica.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [01] - OKADA, S. et al., *FIX-FRC experiment, Wokshop on Physics of high-beta a fusion plasmas*, University of Washington, p.14-18,1998.
- [02] - JONES, W. B. et al., *Energy and particle loss from a short Theta-Pinch*, Physics of Fluids, 13(3): 800-809, 1970.
- [03] - LINS, G. A. W., *Anomalous heat conduction at the ends of a Theta-Pinch*, Physics of Fluids, 24(11): 2090-2097, 1981.
- [04] - MIRZA, A. M., HMAD, I. and YU, M. Y., *Dynamics of high-density Theta-Pinch plasma driven by a spinning gas-puff plasma annulus*, Physics of Fluids 7(4): 393, 1998.
- [05] - HOFFMAN, A. L. and SLOUGH J. T., *Flux, energy, and particle lifetime measurements for well formed field reversed configurations*, Nuclear Fusion, 26(12): 1693-1702, 1986.
- [06] - BITTENCOURT, J. A., *The pinch effect*. In: Fundamentals of plasma physics. Pergamon Press, 1 ed. Oxford. Chap. 13, p. 339-365, 1986.
- [07] - FREIDBERG, J. P., *Ideal magnetohydrodynamics*, Cambridge University Press, 1 ed. Massachusetts, p.489, 1987.

- [08] - SHIGUEOKA, Y., *Dinâmica de compressão e mecanismos de aquecimento de plasmas no θ - Pinch*. Campinas. Tese (Mestrado em Física) – Instituto de Física, Universidade Estadual de Campinas, p.64, 1979.
- [10] - LOVBERG, R. H., *Magnetic Probes*. HUDDLESTONE, R. H. and STANLEY, L. L., *Plasma diagnostic techniques*. Academic Press: New York. Chap.3, p.80-110, 1965.
- [11] - LAFFERTY, J. M., *Triggered vacuum gaps*. Proceedings of the IEEE, p. 23-32, 1966.
- [12] - KAYAMA, M. E., *Diagnósticos básicos e espalhamento Thomson num θ - pinch*. Campinas. Tese (Mestrado em Física) – Instituto de Física, Universidade Estadual de Campinas, p.110, 1981.
- [13] - STEINHAUER, L. C., *Magnetic flux trapping during field reversal in the formation of field reversed configuration*, Physics of Fluids, 28(11): 3333-3340, 1985.
- [14] - KAYAMA, M. E., et al., *Dinâmica do plasma configurado magneticamente no Theta-pinch Tupã*, Rev. Brasil. Aplic. Vac., 5(1,2):352-362, 1985.
- [15] - KAYAMA, M. E. & BOCKELMANN, H. K., *Estudo de instabilidades durante a implosão no Theta-pinch Tupã*, Rev. Brasil. Aplic. Vac., 6(1,2):187-194, 1986.



- [16] - SPITZER JR., L., *Physics of fully ionized gases*. John Wiley, 1 ed. New York, p.120-143, 1962.
- [17] - LIWER, P. C. and KRALL, N. A., *Self-consistent approach to anomalous resistivity applied to Theta-Pinch experiments*, *Physics of Fluids*, 16(11): 1953 – 1963, 1973.
- [18] - KAYAMA, M. E., DOBROWOLSKY, M. S., et al., *Induced plasma current profiles in rising high current discharges*, *Proceedings do 5º Encontro Brasileiro de Física de Plasma, Águas de Lindóia, SP, Brazil*, p.85-88 , 1998.
- [19] - ARAMAKI, E. A., *Estudos experimentais em configuração a campo reverso no T.C.I. São Paulo*. Tese (Doutoramento em Ciências) – Instituto de Física da Universidade de São Paulo. p.154 , 1992.
- [20] - ARAMAKI, E. A., et al., *Optimization of the implosion phase on TCI-UNICAMP by light emission analysis*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics. Research*, North Holland, A280, p597, 1989.
- [21] - HONDA, R. Y., *Efeito da pressão na formação da C.C.R. no TCI-UNICAMP*, *Rev. Brasil. Aplic. Vac.* 2(2):76-79, 1990.
- [22] - DRAKE, J. F. and GLADD, N. T., HUBA, J., D., *Magnetic field diffusion and dissipation in reversed-field plasmas*, *Physics of Fluids*, 24(1): 71-87, 1981.
- [23] - BATEMAN, G., *MHD Equilibrium*. In *MHD Instabilities*, Cambridge University Press, 1 ed. Massachusetts. Chap. 4, p.59-86, 1978.



- [24] - KAYAMA, M. E., DOBROWOLSKY, M. S., et al., *Plasma resistivity in a slow rising current Theta-Pinch device*, Anais do 5º Encontro Brasileiro de Física de Plasma, Águas de Lindóia, SP, Brazil, p.89-92, 1998.
- [25] - SGRO, G. A. and NIELSON, C. W., *Hybrid model studies of ion dynamics and magnetic field diffusion during pinch implosions*, Physics of Fluids, 19(1): 126, 1976.



Apêndice A

Cálculo dos parâmetros elétricos do Θ - pinch

Os dados experimentais apresentam uma corrente cujo perfil temporal segue a equação (2.3). Então para obtermos a constante de amortecimento γ , basta fazermos:

$$\frac{f_1(t_1)}{f_2(t_2)} = \frac{\kappa \text{sen}(\omega t_1)}{\kappa \text{sen}(\omega t_2)} e^{-\gamma(t_1-t_2)} \quad (\text{A.1})$$

Se $t_1 - t_2 = nT$, onde T é o período da senóide e n é um número racional, temos que:

$$\frac{f_1}{f_2} = e^{-\gamma nT}$$

e portanto

$$\gamma = \frac{1}{nT} \ln \frac{f_1}{f_2} \quad (\text{A.2})$$

Do oscilograma da figura 10, obtemos que o período do sistema é $T = 15 \mu\text{s}$, portanto $\omega = 4,2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ e que valores de $f_1(t) = 1$ e $f_2(t) = 0,60$.

A partir da equação (A.1) obtemos que $\gamma = 34$.

Da equação (A.3) temos que $\gamma = R / 2L$, e lembrando que $\omega = (1/LC - R^2/4L^2)^{1/2}$, temos então que a indutância total L , será :

$$L_{total} = \frac{1}{(\omega^2 + \gamma^2)C} \quad (A.3)$$

Sabendo que a capacitância do sistema é de 50 μF , desprezando as capacitâncias das linhas de transmissão, podemos calcular a indutância total do θ - Pinch: $L_{total} = 111 \text{ nH}$.

Como $\gamma = R / 2L$, determinamos então a resistência do sistema, cujo valor é $R = 9 \text{ m}\Omega$.

Finalmente, se a constante de amortecimento é dada por $d = R^2 C / 4L$, encontramos que $d = 9,1 \times 10^{-3}$.

Assim, podemos determinar a corrente máxima do sistema através da equação (A.3), encontrando que $I_m = 183 \text{ kA}$.

Sabendo-se a corrente máxima, podemos determinar o campo B , pela Lei de Ampère, $\int B \cdot dl = \mu_0 I$:

$$B = \mu_0 I / l \quad (A.4)$$

Onde o comprimento do solenóide é $l = 20 \times 10^{-2} \text{ m}$. Portanto $B_{\text{máx}} = 1,1 \text{ Wb/m}^2$ ou $B_{\text{máx}} = 12 \text{ kG}$.

Apêndice B

Determinação do instante inicial de cada semi-ciclo por sinais de sondas internas

Para definição do instante inicial de cada semi-ciclo do sinal da descarga, podemos utilizar sinais das sondas em posições próximas às paredes do tubo do sistema montado. Estes sinais apresentam perfeita sobreposição a partir da chegada ao máximo da corrente na bobina até o instante próximo ao zero. Existe apenas um plasma tênue resultante do confinamento inicial do início do terceiro semi-ciclo, que encontra-se distribuído em todo interior do tubo de descarga. Desta forma, mesmo quando o campo magnético externo vai a zero e um campo magnético residual permanece congelado a este plasma. Utilizando os pontos entre o máximo da corrente durante sua queda, até próximo ao zero, podemos ajusta-los a uma função senoidal. Extrapolando assim a função, até este chegar a zero, temos o instante que define o final do semi-ciclo em questão. Naturalmente este instante é o instante inicial do próximo semi-ciclo.

A figura 32 ilustra este método.

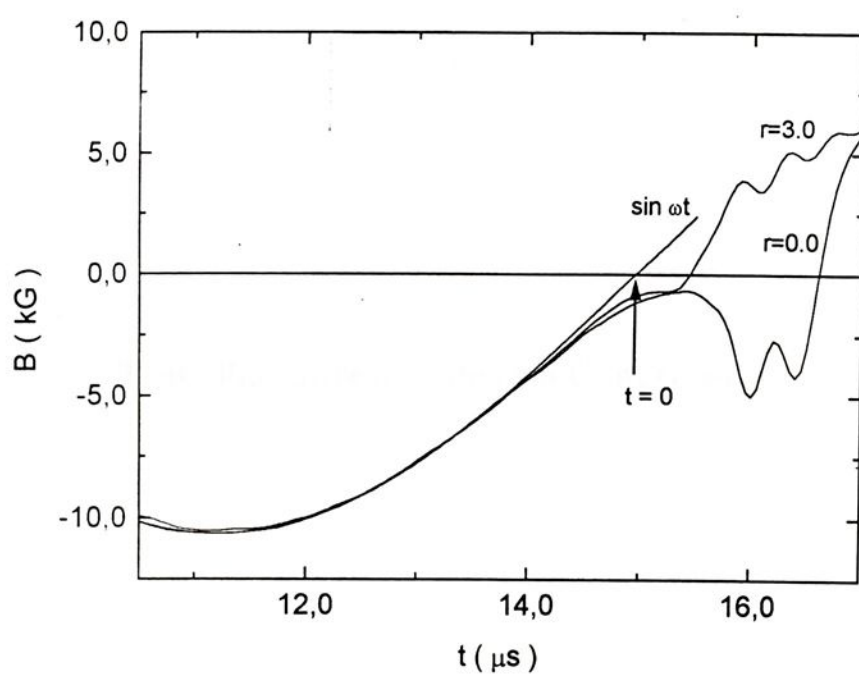


FIGURA 32 – *Extrapolação de uma função senoidal para a definição do instante $t = 0$ do semi-ciclo seguinte.*

Apêndice C

Trabalhos apresentados em Congressos

Trabalhos apresentados no 5º ENCONTRO BRASILEIRO DE FÍSICA DOS PLASMAS, Águas de Lindóia, SP, Brasil, 1998.

“Plasma Resistivity in a slow rising current theta-pinch device”

por M. E. Kayama, M. S. Dobrowolsky, R. Y. Honda, E. A. Aramaki e M. A. Algatti.

“Induced Plasma current profiles in ringing high current discharges” por M. E. Kayama, M. S. Dobrowolsky, R. Y. Honda, E. A. Aramaki, M. A. Algatti e R. P. Mota.



PLASMA RESISTIVITY IN A SLOW RISING CURRENT THETA-PINCH DEVICE

Milton Eiji Kayama*, Marcelo Shubert Dobrowolsky, Roberto Yzumi Honda
Emília Akemi Aramaki, and Mauricio Antonio Algatti

Laboratório de Plasmas e Aplicações - Departamento de Física e Química
UNESP-Campus de Guaratinguetá, 12500-000 Guaratinguetá, SP, Brazil

(*) Corresponding Author: e-mail: kayama@feg.unesp.br
phone: (+55 12)5252800-101, Fax: (+55 12)5252466

Abstract: Anomalous behavior of plasma resistivity was observed in a theta-pinch plasma. A comparative analysis was performed with a hybrid numerical code where the Chodura's resistivity algorithm is included. Good agreement was found in the radial plasma dynamic description. The experimental value of resistivity at null field point was found to be one order of magnitude greater than the theoretical prediction.

1- INTRODUCTION

During the radial implosion of theta-pinch plasmas an anomalous enhancement of plasma resistivity was observed in several experiments. Several micro-instabilities are present during this turbulent phase. Notably Bunemann, ion acoustic and lower-hybrid drift instabilities are considered in numerical theoretical approaches of this phase[1]. Recent studies in reversed field configuration in theta pinch devices show that the experimental values of plasma resistivity are still higher than the predicted by lower-hybrid drift instability. The identification of a new instability to explain the experimental results is still an opened question. In numerical simulation of MHD equations a good approach for the anomalous collision frequency in theta-pinch plasmas is given by Chodura's equation [2]. It has successfully been applied in MHD codes to explain plasma dynamics during the implosion phase and to explain the spontaneous generated toroidal magnetic field component during the early phase of field reversed theta-pinches. However effects like magnetic flux enhancement during the implosion is not explained using this algorithm [3]. On the experimental point of view, measurements during the implosion phase are quite difficult since a well resolved spatial and time technique is required. Therefore only a few diagnostics can be used for studying such non-equilibrium plasmas. In this work we report the plasma resistivity obtained in a hydrogen theta-pinch discharge. The plasma resistivity was calculated from magnetic field measurements during the implosion phase of a theta-pinch. A comparison with the Chodura's resistivity is done taking into account the similarity of experimental and theoretical magnetic field profile obtained through a numerical hybrid code.

2- EXPERIMENTAL CONDITIONS AND THEORETICAL APPROACH

The magnetic field measurements were performed in a hydrogen plasma produced in a theta-pinch machine [4] at a filling pressure of 45 mTorr. The plasma pinch occurs during the third and later half-cycles of external ringing current. An initial bias field of -1kG is found at the beginning of the cycle. The external current in the coil had an oscillating damped characteristic with 3.2 μ s quarter period. The third half-cycle was used in present analysis. The time $t=0$ is defined at the beginning of this half-cycle.

The plasma resistivity value was obtained from an approximate relation of Ohm's law, i.e., $\eta \approx E_\theta/J_\theta$ where E_θ and J_θ are the azimuthal component of electric field and current density respectively, given by $E_\theta(R) = -1/R \, d\phi/dt$ and $J_\theta(r) = -1/\mu_0 \, dB_z/dr$. Since $\phi = \int_0^R B_z r dr$ only the measurement of the axial magnetic field B_z is required.

The numerical simulation was performed in a 1-D MHD code [5] where the ion behavior is described by Vlasov's equation and the electrons are treated as a mass-less fluid. The Vlasov's equation is solved by particle-in-cell technique. The plasma resistivity given by $\eta = m_e v / ne^2$ uses a generalized algorithm of Chodura's collision frequency in the form:

$$v_{P,L} = C_{P,L} \omega_{pi} [1 - \exp(-|V_d|_{P,L} / f_{P,L} V_s)] \quad (1)$$

where $V_s = (\gamma k T_e / m_i)^{1/2}$ is the ion acoustic speed, V_d is the electron drift velocity, ω_{pi} is the ion plasma frequency and $C_{P,L}$ and $f_{P,L}$ are adjusting parameters. The sub-index P and L refer to the perpendicular and parallel components respectively. Usually a satisfactory agreement is found with $C_P = C_L = 1.0$ and $f_P = f_L = 3.0$. In the simulation the resistivity is not permitted to fall below the classical value. An ionization model considering one excitation level for hydrogen is also included.

3- RESULTS AND DISCUSSIONS

The following values were taken as initial conditions: electron temperature $T_e = 3\text{eV}$, ion temperature $T_i = 1.4\text{eV}$, bias field $B_b = -1.2\text{kG}$ and degree of ionization $I = 0.3$. With 1ns step in the simulation the magnetic field profile during the implosion phase showed good agreement with the experimental values. Figure 1 shows the results at different times. The resistivity parameters used in equation (1) were $C_P = 0.15$, $C_L = 2.0$, $f_P = 0.5$ and $f_L = 1.0$. Plasma current sheath starts to move toward the axis at time $t = 0.2\mu\text{sec}$ and plasma implosion takes approximately $0.3\mu\text{sec}$. When the current sheath crosses the major axis it continues in radial expansion due inertial effects. Therefore the plasma column suffers a slight radial expansion. A second radial compression starts when the fast species are stopped by the magnetic piston. The maximum electron density at null field point is about $8.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The electron and ion temperatures during the second compression is about 5eV and 200eV respectively. The simulation time was stopped at $t = 0.8\mu\text{sec}$. Experimentally the plasma column remains on the axis with continuous diffusion of reversed magnetic field.

An anomalous value of plasma resistivity was found at null field point. For example, at $t = 0.5\mu\text{sec}$ (end of implosion phase) we had $\eta_{\text{exp}} \approx 1.6 \times 10^{-13} \text{ sec}^{-1}$ and $\eta_{\text{theory}} = 6.25 \times 10^{-15} \text{ sec}^{-1}$. Therefore $\eta_{\text{exp}}/\eta_{\text{theory}} \approx 25$, which is approximately the same ratio observed right after and before the implosion. The anomalous resistivity at different times of plasma confinement is showed in figure 2 in comparison with the classical value.

4- CONCLUSIONS

An anomalous value of plasma resistivity was observed during plasma confinement in a slow rising theta-pinch device. These values are about 25 times greater than the value predicted by Chodura's resistivity formula. However a good agreement was found between the experimental and theoretical profiles of magnetic field during implosion phase.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) and CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) for the financial support and José Benedito Galhardo for technical assistance.

REFERENCES

- [1]Davidson, R.C. and Gladd, N.T.,The Phys.of Fluids, vol.18, n.10, p.1327, (1975);
- [2]Chodura, R. Nuclear Fusion vol.15, p.55, (1975);
- [3]Kayama, M.E., Bockelmann,H.K., Sakanaka,P.H., Machida,M., Fusion Energy and Plasma Physics, ed. P.H. Sakanaka, World Scientific,p.498-503, (1988);
- [4]Kayama et al. Anais do IV Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, p. 56-59, (1996);
- [5]Sgro, A.G. and Nielson, C.W., The Phys. of Fluids, vol.19, no.1, p.126, 1976

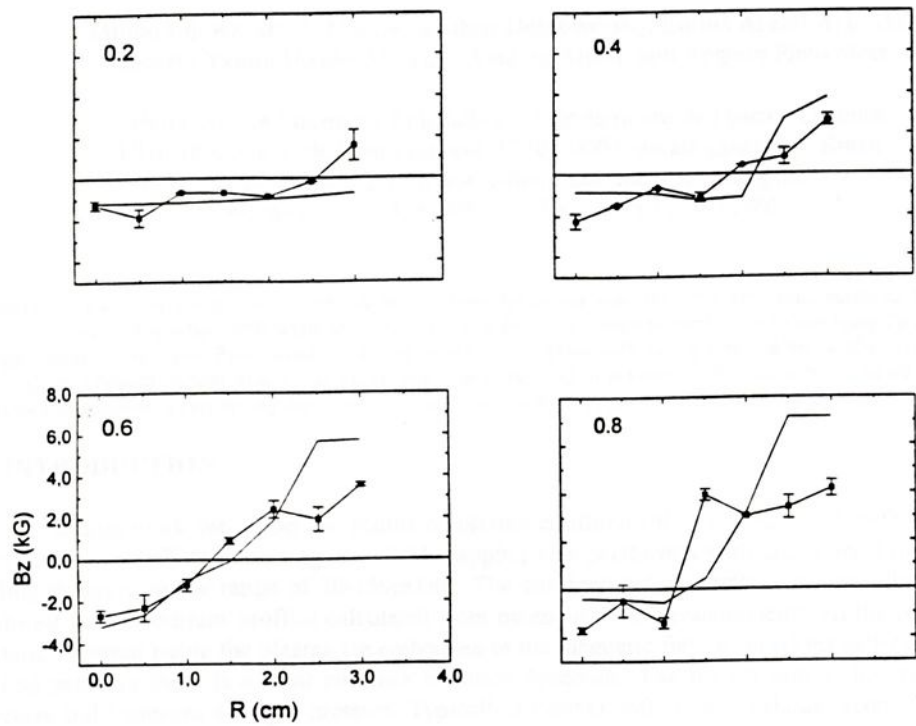


Figure 1- Theoretical and experimental magnetic field profile at different times of implosion phase. The indicated time in each diagram is in microseconds.

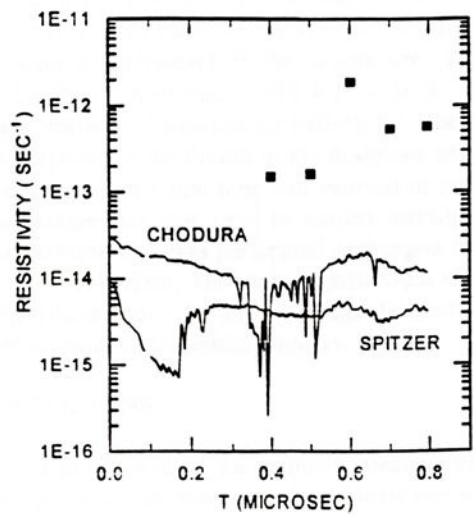


Figure 2- Experimental plasma resistivity value in comparison with Chodura and classical (Spitzer) resistivity values.

INDUCED PLASMA CURRENT PROFILES IN RINGING HIGH CURRENT DISCHARGES

Milton Eiji Kayama*, Marcelo Shubert Dobrowolsky, Emília Akemi Aramaki,
Roberto Yzumi Honda, Mauricio Antonio Algatti and Rogério Pinto Mota

Laboratório de Plasmas e Aplicações - Departamento de Física e Química
UNESP-Campus de Guaratinguetá, 12500-000 Guaratinguetá, SP, Brazil

(*) Corresponding Author: e-mail: kayama@feg.unesp.br
phone:(+55 12)5252800-101, Fax: (+55 12)5252466

Abstract: Plasma current profile in induced high current discharges was obtained from axial magnetic field profiles measurements in discharges with argon and hydrogen. The discharges were performed in a slow rising theta-pinch with ringing current waveform. Pinch dynamic was observed in both gases with filling pressure below 40mTorr. During the early phase of radial compression a residual reversed magnetic field of previous half-cycle is frozen to the plasma. The plasma confinement occurs during the external current rising with a typical external radius of 2cm.

1- INTRODUCTION

In this work we report the results of plasma confinement in a theta-pinch with slow rising external current. Extensive magnetic field mapping was performed with argon and hydrogen with filling pressure in the range of 30-150mTorr. The confinement characteristics were obtained from induced plasma current profiles calculated from magnetic field measurements. At the beginning of external current rising the plasma are embedded in the magnetic field of previous half-cycle. At low filling pressure there is a clear evidence of pinch dynamics. The lift off time is higher for heavy species and increases with gas pressure. Typically a plasma with hollow cylinder geometry is found after pinch. The plasma radius of argon plasma are slightly greater than the hydrogen plasma.

2- EXPERIMENTAL SET-UP

The experiment was performed in the theta-pinch machine of UNESP [1]. The compression coil is 40cm long and the discharge tube has 8.0 cm i.d.. A typical external current waveform is showed in figure 1. Electrical parameters of the system are: $T/4=3.2 \mu\text{sec}$ (T is the period of discharge), $L=111 \text{ nH}$, $C=50 \mu\text{F}$, $R=9 \text{ m}\Omega$, $V=10 \text{ kV}$ (V is the charging voltage) and $B_0=11\text{kG}$ (maximum magnetic field intensity of first current half-cycle). The magnetic field in the plasma was measured with a single magnetic probe placed at the midplane of the system (figure 2). The probe was a multi-turn 1mm diameter and 2 mm long coil evolved in Pyrex® jacket. A uniform magnetic field of a parallel transmission line was used to correct misalignment of the probe axis during assembling. A extensive measurement was performed with argon and hydrogen with filling pressure running in the range of 60 to 150mTorr. The probe signals were very reproducible and at least three shots were considered in data analysis. An external magnetic probe placed on the transmission line was used as monitor during the data acquisition process.

3- RESULTS AND DISCUSSIONS

The initial gas ionization with a cw radio-frequency power supply was not enough to generate a current sheath to collect all mass on axis. At least one or two current half-cycle of main bank current was necessary for good pre-ionization. In the pressure range investigated, between 30-150 mTorr, one and two half-cycle was required respectively for argon and hydrogen to generate a high conductivity plasma sheath. In the following discussion $t=0$ was taken at the beginning of each half-cycle. Since a negligible radial and azimuthal components of the magnetic field are present at midplane of theta-pinch devices, the azimuthal current density can be calculated from the equation $J_\theta(r)=-1/\mu_0 \text{ dB}_z/\text{dr}$. The axis-symmetry was not observed during the whole period of the discharge.



The magnetic field profile indicates radial displacement of plasma column, similar to the expected with the evolution of $m=0, 1$ instability modes [2].

It is observed that hydrogen plasma needs at least two half-cycles of the external current to form current sheath. After that, i.e., during the third half-cycle, the plasma implodes rapidly. The reversed field in the plasma is about 1kG in the investigated range of gas pressure. This frozen field diffuses until that the internal plasma pressure becomes low enough to allow radial compression. The lift off time is higher at high pressure in the range of 0.4-0.8 μsec . Figure 3 shows the radial magnetic field profile and plasma current during the third half-cycle of the external current at 90 mTorr. The implosion time is about 0,5 μsec . At the maximum compression plasma is concentrated near the major axis. The external diameter of plasma column at this moment is about 3 cm.

Argon plasma is rapidly formed during the first half-cycle of external current. The reversed magnetic field frozen to the plasma at the beginning of the second half-cycle is about -4kG ($p=40\text{mTorr}$) up to -6kG ($p=150\text{mTorr}$). Since collisional ionization is more effective at high pressure regime the plasma conductivity and the frozen field are higher as well. Figure 3 shows the magnetic field and plasma current at 90mTorr. The time required for plasma lift off the wall is about 2.0 μsec . The maximum confinement occurs at $t=2.4 \mu\text{sec}$ with plasma distributed in the discharge vessel with maximum current around $r=0.7\text{cm}$. At time $t=2.8 \mu\text{sec}$ (time of maximum external current) the reversed magnetic field is totally diffused in the plasma and plasma remains concentrated at $r=0$ until the end of the half-cycle. The mechanism is similar at higher gas pressure until 150mTorr and lower pressure until 60mTorr. Plasma radial implosion similar to snow plow model is observed at pressures lower than 40mTorr. When pinch occurs a diffusion process similar to high gas pressure regime is observed.

4- CONCLUSIONS

The plasma confinement in a slow rising external current theta-pinch was investigated through extensive magnetic field mapping. The external current had an oscillatory waveform and therefore radial confinement process tends to repeat during each half-cycle. Effective confinement is observed only during after the second and the third half-cycles for argon and hydrogen, respectively. At time of each zero crossing of current a magnetic field is frozen to the plasma. Classical picture of pinch dynamics is observed in both gases at low pressure regime. The maximum compression occurs during the rising of external current forming a reversed field topology. The plasma column for hydrogen is concentrated near the major axis but it tends to a diffuse profile in argon plasma.

REFERENCES

- [1] Kayama, M. E. et al, Anais do IV Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, p. 56-59, (1996).
- [2] Bodin, H.A.B. et al, Nuclear Fusion Supplement Part II, 521, (1962).
- [3] Kayama, M.E., Bockelmann, H.K., Sakanaka, P.H., Machida, M., Fusion Energy and Plasma Physics, ed. P. H. Sakanaka, World Scientific, p.498-503, (1988).

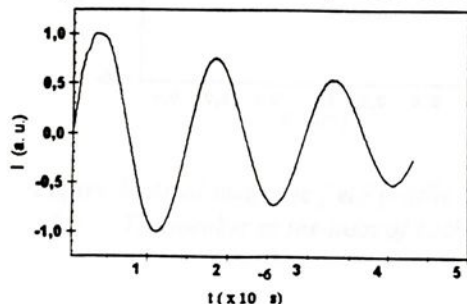


Figure 1- Waveform of the current at the theta-pinch external coil.

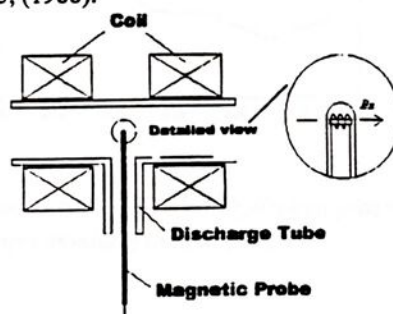


Figure 2- Schematic diagram of the experimental set-up showing the magnetic probe placed into the coil region of the theta-pinch machine.

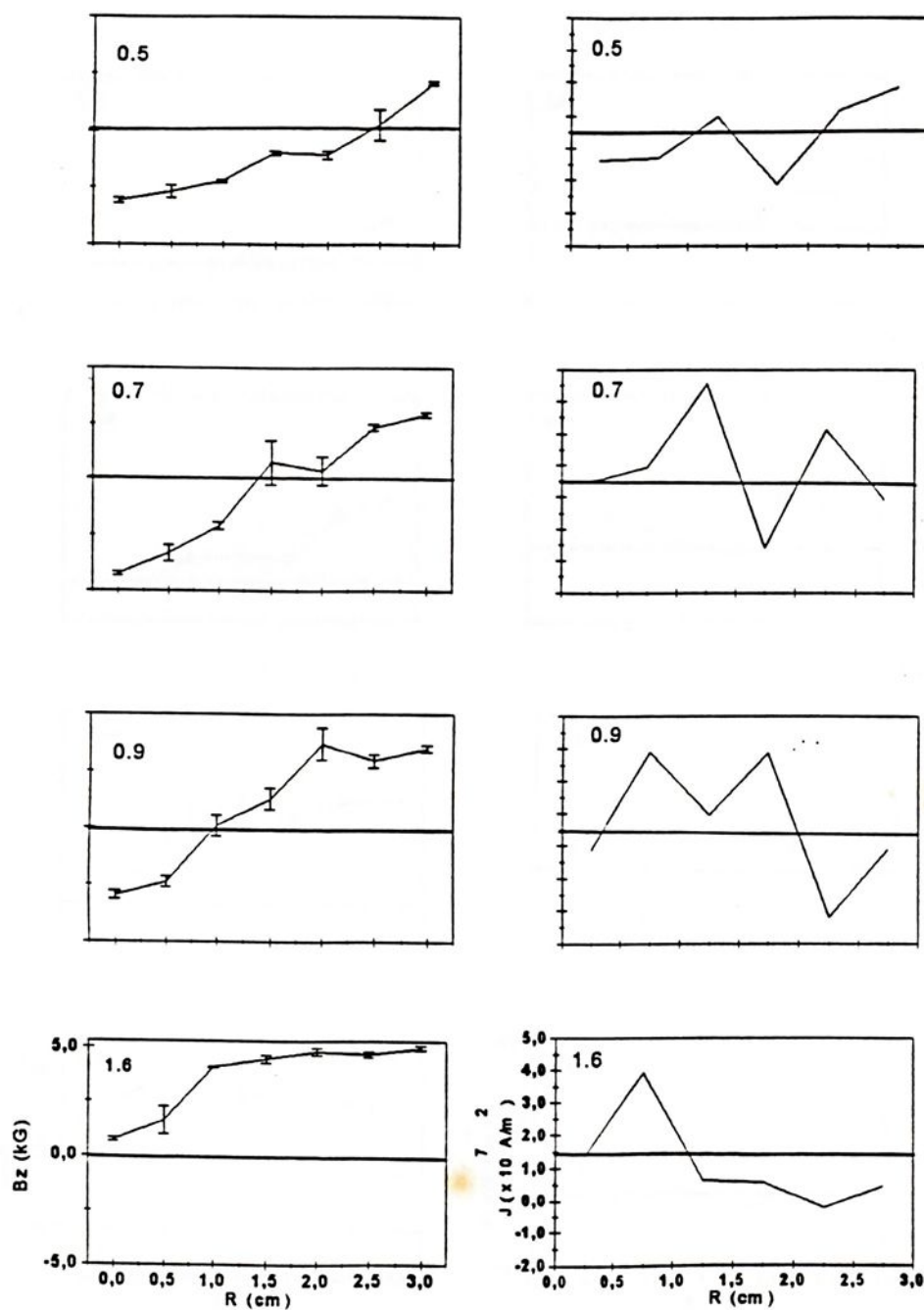


Figure 3- Axial magnetic field profile (left) and plasma current (right) in hydrogen plasma ($p=90$ mTorr). The number at the inset of each graph is the corresponding time in μsec .

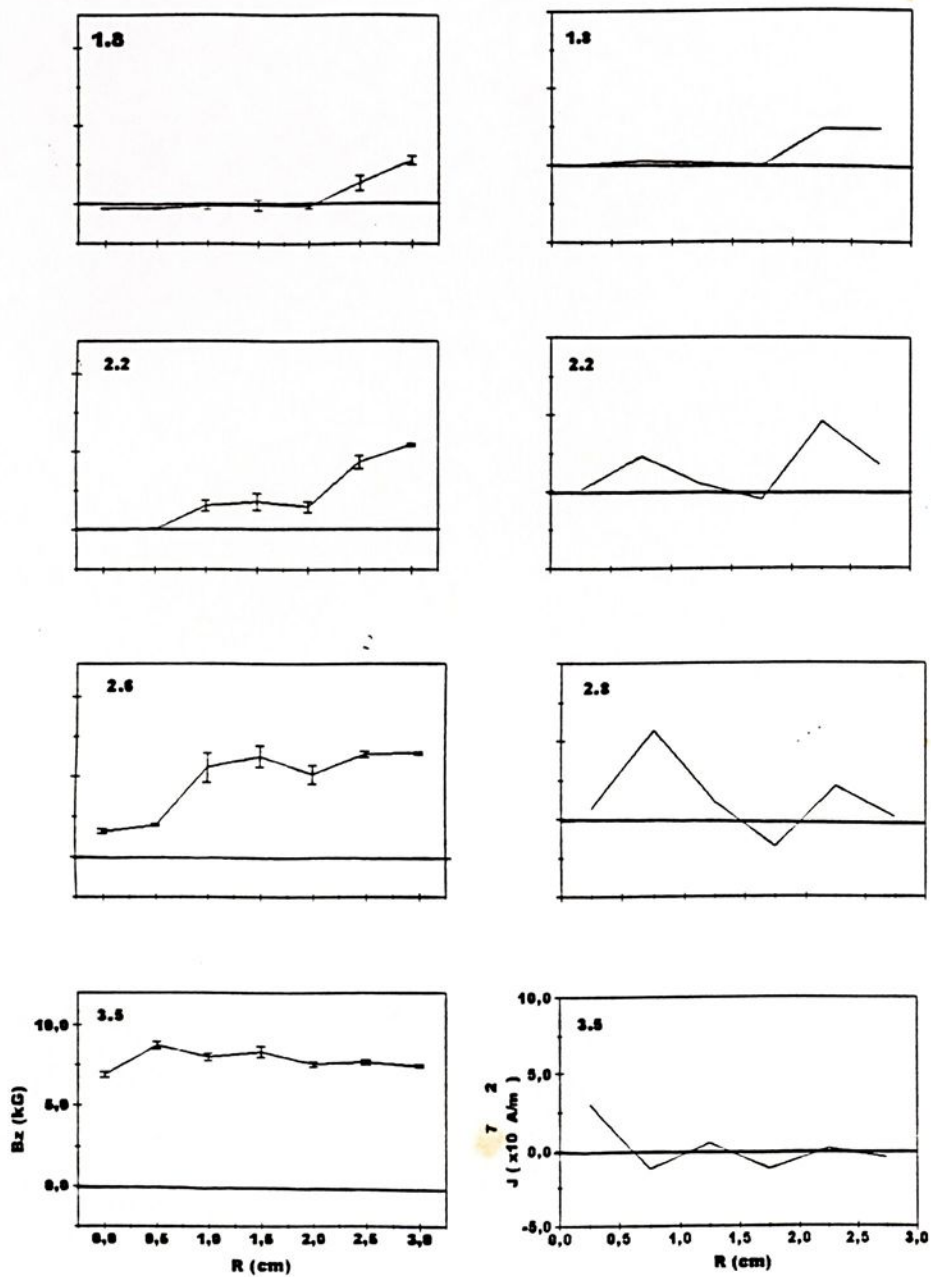


Figure 4- Axial magnetic field profile (left) and plasma current (right) in argon plasma ($p=90$ mTorr). The number at the inset of each graph is the corresponding time in μsec .

