

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE
IMEF - INSTITUTO DE MATEMÁTICA, ESTATÍSTICA E FÍSICA
CURSO DE BACHARELADO EM FÍSICA

ISRAEL JOSÉ PEREIRA MODZELEWSKI

**TOKAMAK NOVA-FURG: CARACTERIZAÇÃO DO SISTEMA E
DETERMINAÇÃO DA EVOLUÇÃO TEMPORAL DA COLUNA DE
PLASMA**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

RIO GRANDE
2019

ISRAEL JOSÉ PEREIRA MODZELEWSKI

**TOKAMAK NOVA-FURG: CARACTERIZAÇÃO DO SISTEMA E
DETERMINAÇÃO DA EVOLUÇÃO TEMPORAL DA COLUNA DE
PLASMA**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Curso de Bacharelado em Física da Universidade Federal do Rio Grande, como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharelado.

Orientador: Prof. Dr. Magno Pinto Collares
Universidade Federal de Rio Grande

RIO GRANDE
2019

À minha querida mãe.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Magno Pinto Collares, pela orientação e amizade desde os tempos de iniciação científica.

Ao Prof. Dr. Munemasa Machida (Unicamp), pela doação do tokamak NOVA e pelo apoio dado diversas vezes aos trabalhos desenvolvidos no NOVA.

Ao Prof. José Helder Severo, pelo constante interesse no desenvolvimento do laboratório.

Aos professores Otávio Socolowski Jr. (FURG), Matheus Lazo (FURG), Joel Pavan (UFPEL), Jorge Luiz Pimentel Jr. (FURG), pelas aulas, conselhos e sugestões, fundamentais para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus colegas de graduação, principalmente Luan Sodré, Fábio Lunelli e Matheus Colmenero.

À Laudemir Gaio pelo incentivo e pela sua confiança.

Aos meus pais e irmã, pelo constante apoio.

À Jessica Gehlen pela companhia durante esses anos.

RESUMO

Modzelewski, Israel. TOKAMAK NOVA-FURG: CARACTERIZAÇÃO DO SISTEMA E DETERMINAÇÃO DA EVOLUÇÃO TEMPORAL DA COLUNA DE PLASMA. 2019. 37 f. Trabalho de Conclusão de Curso – Curso de Bacharelado em Física, Universidade Federal do Rio Grande. Rio Grande, 2019.

A posição do plasma na câmara de um tokamak é a primeira preocupação quando falamos sobre confinamento e estabilidade da coluna de plasma. A medida que o plasma surge no tokamak, ele tende a expandir devido a Força de Lorentz e pela pressão no interior da coluna de plasma ser maior que na sua região externa. Assim se ele estiver deslocado do centro da câmara ou se deslocar durante seu tempo de vida, ele estará mais próximo da parede da câmara propiciando contato. Se isto acontecer, o plasma irá esfriar e a descarga terminará, além de outras instabilidades que acontecem em função do deslocamento da coluna. Nesse trabalho, será apresentado o funcionamento de um tokamak, e em detalhes os parâmetros do tokamak NOVA-FURG. Além disso, também será desenvolvido um método para obtenção de deslocamentos radiais da coluna de plasma, a partir de sinais obtidos por sondas magnéticas colocadas em volta da câmara de vácuo.

Palavras-chave: Tokamak. Sonda Eletromagnética. Plasma. Fusão Nuclear.

ABSTRACT

Modzelewski, Israel. NOVA-FURG TOKAMAK: CHARACTERIZATION OF THE SYSTEM AND DETERMINATION OF PLASMA COLUMN DISPLACEMENTS. 2019. 37 f. Trabalho de Conclusão de Curso – Curso de Bacharelado em Física, Universidade Federal do Rio Grande. Rio Grande, 2019.

The plasma position in the vacuum chamber of a tokamak is the first concern when we talk about confinement and stability. As the plasma appears in the tokamak it tends to expand due to the Lorentz's Force and the fact that the pressure inside of the plasma column is higher than the outside. So if it is moved from the center of the chamber or moves during its life time, it will be closer to the chamber wall providing contact. If this happens the plasma will cool down and the discharge may end, as well as other instabilities that happen due to the displacement of the column. In this work will be presented the operation of a tokamak, and details of the parameters of the tokamak NOVA-FURG. In addition, a method will also be developed for obtaining radial displacements of the plasma column from signals obtained by magnetic probes placed around the vacuum chamber.

Keywords: Tokamak. Eletromagnetic Probe. Plasma. Nuclear Fusion.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Processo de fusão à esquerda (<i>NUCLEAR...</i> , 2019), e reações de isótopos de hidrogênio à direita (<i>BITTENCOURT</i> , 2004)	1
Figura 2 – Esquema básico de um tokamak (<i>DALTRINI</i> , 1999)	5
Figura 3 – (a) superfícies magnéticas em corte; (b) linha de campo em vista toroidal para $q=2$; (<i>WESSON</i> , 2004)	7
Figura 4 – Bomba de Rotação (<i>VACAERO</i> , 2019)	8
Figura 5 – Esquema da bomba turbomolecular	9
Figura 6 – (a) Perfil de tensão de descarga; (b) Sinal da sonda de enlace	10
Figura 7 – Esquema dos capacitores do banco Joule e sistema Crowbar (<i>DALTRINI</i> , 1999)	11
Figura 8 – Bobina toroidal e câmara de vácuo	11
Figura 9 – Diagrama temporal de disparo (<i>DALTRINI</i> , 1999)	13
Figura 10 – Elemento $d\vec{l}$	15
Figura 11 – Diagrama da seção poloidal do tokamak NOVA e diagrama das sondas magnéticas	16
Figura 12 – Sinal da Sonda Rogowski	17
Figura 13 – Esquema de posição das sondas.	18
Figura 14 – À direita sonda 3. À esquerda montagem para calibração.	21
Figura 15 – Verificação do tempo de resposta das sondas.	22
Figura 16 – Circuito de Calibração.	23
Figura 17 – Curvas de calibração para as quatro sondas.	25
Figura 18 – Aquisição de dados.	26
Figura 19 – Filtro de sinal.	27
Figura 20 – Faixas limite dos sinais.	28
Figura 21 – Sinais das quatro sondas filtrados.	28
Figura 22 – Bloco de comandos para obtenção da corrente de plasma e perfil obtido.	29
Figura 23 – Obtenção da constante C	29
Figura 24 – Equações 27 e 28 aplicadas no algoritmo.	30
Figura 25 – Bloco de comandos para o limite de validade do modelo.	30
Figura 26 – Sinais no osciloscópio	32
Figura 27 – Deslocamentos horizontais (Δx) e verticais (Δy).	32
Figura 28 – A cima deslocamento horizontal. A baixo deslocamento vertical.	33
Figura 29 – Deslocamento da coluna de plasma no plano transversal a câmara.	34

LISTA DE SÍMBOLOS

Ω	Ohm
μ F	Microfarad
K	Kelvin
R	Resistência Elétrica
\vec{E}	Campo Elétrico
\vec{B}	Campo Magnético Induzido
∇P	Gradiente de Pressão
\vec{J}	Densidade de Corrente Elétrica
μ_0	Permeabilidade Magnética do Vácuo
I_p	Corrente de Plasma
Φ	Fluxo Magnético
S_i	Sinal da Sonda i

SUMÁRIO

1 – INTRODUÇÃO	1
2 – OBJETIVOS	3
2.1 OBJETIVOS GERAIS	3
2.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS	3
3 – JUSTIFICATIVA	4
4 – SISTEMA TOKAMAK	5
4.1 TOKAMAK NOVA-FURG	7
4.1.1 SISTEMA DE VÁCUO	8
4.1.2 BANCOS DE CAPACITORES E FONTES	9
4.1.3 SISTEMA ELETROMAGNÉTICO E TORÓIDE	10
4.2 PROCEDIMENTO DE DISPARO	12
5 – METODOLOGIA	14
5.1 SONDA ROGOWSKI	14
5.2 SONDAS MAGNÉTICAS DISCRETAS	15
5.3 APROXIMAÇÃO DO CRESCIMENTO DA CORRENTE PARA O SISTEMA TOKAMAK	17
5.3.1 MODELO DO FILAMENTO TOROIDAL (QUIN, 1993)	18
5.4 METODOLOGIA DE OBTENÇÃO DA EVOLUÇÃO TEMPORAL	18
6 – CONSTRUÇÃO DAS SONDAS MAGNÉTICAS	21
6.1 CALIBRAÇÃO DAS SONDAS	22
7 – IMPLEMENTAÇÃO DO ALGORITMO	26
8 – RESULTADOS	31
9 – CONCLUSÃO	35
Referências	37

1 INTRODUÇÃO

A demanda de energia mundial deve aumentar em 30% até 2040, isto acontecerá devido ao crescimento da economia global à uma taxa média de 3,4% ao ano. E um processo de urbanização que aumenta em 25% a população mundial (DIAS, 2018). E com o inevitável esgotamento de combustíveis fósseis, a pesquisa em busca de fontes alternativas de energia mostra-se de extrema importância atualmente. Entre estas fontes está a fusão termonuclear controlada, ela é muito mais limpa e tem maior rendimento do que a fissão nuclear.

Na fusão termonuclear controlada, dois átomos são fundidos em um átomo mais pesado liberando uma grande quantidade de energia. Esta energia surge devido a diferença de massa entre os núcleos pais e o núcleo filho, respeitando a famosa equação de Einstein $\Delta E = (\Delta m)c^2$. A figura 1 mostra o desenho esquemático do processo de fusão nuclear e as principais reações de isótopos de hidrogênio.

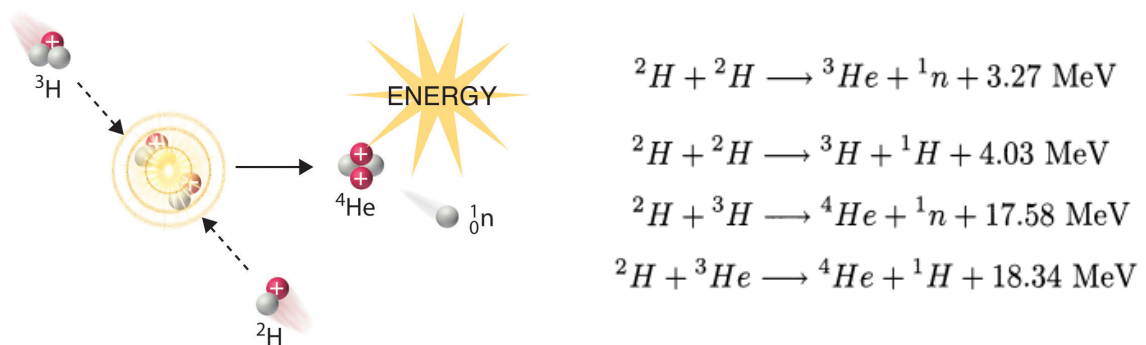


Figura 1 – Processo de fusão à esquerda (NUCLEAR..., 2019), e reações de isótopos de hidrogênio à direita (BITTENCOURT, 2004)

No entanto, para que isso ocorra os núcleos devem ter energia suficiente para vencer as forças coulombianas repulsivas entre eles. A maneira mais fácil de se fazer isto é aumentando a energia cinética das partículas, através de seu aquecimento, para que ocasionalmente duas partículas tenham energia suficiente para se fundir. O sistema eletromagnético utilizado para confinar e aquecer o plasma, que atualmente apresenta o melhor desempenho, é o tokamak. Ele é composto de uma câmara toroidal que, a partir de um conjunto de bobinas, pode aquecer e confinar plasma à altas temperaturas para promover a fusão termonuclear controlada.

Em 2016, a Universidade Federal do Rio Grande (FURG), recebeu através de uma doação da Universidade Estadual de Campinas (Unicamp), um tokamak de pequeno porte, o tokamak NOVA-FURG. Ele possui a mesma geometria e princípios de funcionamento de um reator grande, mas dado seu tamanho, ele não consegue atingir temperaturas para que haja a fusão nuclear. Assim, o objetivo de trabalhar em máquinas desse porte é desenvolver novos métodos de diagnósticos, contribuir para a construção de leis de escala, estudar instabilidades magnéticas e formar profissionais para essa área.

No próximo capítulo serão mostrados os objetivos desse trabalho. Nos capítulos três e quatro serão mostrados a motivação deste trabalho e detalhes do funcionamento de um sistema tokamak, além dos parâmetros e dos procedimentos de funcionamento do NOVA-FURG. No capítulo cinco, são mostrados detalhes dos métodos matemáticos usados no trabalho. No capítulo seis as etapas para a construção e calibração das sondas magnéticas usadas nesse trabalho são apresentadas. No capítulo sete é exposto o desenvolvimento do algoritmo computacional usado na aplicação do método exibido no capítulo cinco. Por fim, no capítulo oito e nove os resultados finais são apresentados e analisados sendo a conclusão desse trabalho expresso no capítulo nove.

2 OBJETIVOS

Este trabalho busca determinar os parâmetros e características do tokamak NOVA, descrever o comportamento dos bancos de capacitores, indutores, o sistema de vácuo e afins. Além de obter a evolução temporal da posição da coluna de plasma em uma seção de corte do torus da câmara do NOVA.

Para isso, se faz necessária a implementação de um método para inferir a posição e os deslocamentos da coluna de plasma. Nas seções seguintes são listados os objetivos de forma geral deste trabalho bem como os mais específicos.

2.1 OBJETIVOS GERAIS

Através de sondas magnéticas colocadas em volta da câmara de vácuo do tokamak, o objetivo é determinar a posição da coluna de plasma na seção reta do torus e o seus deslocamentos durante o crescimento da intensidade da corrente, usando o modelo do filamento toroidal. Este consiste em considerar o plasma como um fio fino dentro da câmara, onde a corrente que passa por ele é a igual a corrente de plasma. Este modelo será descrito com mais detalhes na seção 5.3.1.

2.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Neste trabalho serão realizados os seguintes objetivos:

- Montar e calibrar as sondas magnéticas discretas;
- Obter e implementar um algoritmo computacional para obter a posição da corrente de plasma;
- Medir os deslocamentos da coluna de plasma do tokamak NOVA-FURG;

3 JUSTIFICATIVA

O tokamak NOVA foi doado ao laboratório de Plasma e Fusão Nuclear (IMEF/FURG) em 2016, e após ser remontado todo o seu sistema precisou ser verificado, pois, além de ser exposto à atmosfera, danos devido à possíveis choques mecânicos podem causar problemas e instabilidades no plasma do tokamak. Assim, a primeira preocupação para iniciar o trabalho com o equipamento é determinar o correto funcionamento do sistema e o início do processo de vácuo.

Depois de verificar o funcionamento dos sistemas elétricos e com vácuo estabelecido, foi necessário estabelecer parâmetros estáveis para as descargas no tokamak. Como a corrente de plasma é naturalmente instável, a configuração de disparos deve ser ajustada de forma a amenizar isso.

Ao ser estabelecida, a coluna de plasma tende a se mover horizontalmente e/ou verticalmente devido à gradientes de pressão e as forças de repulsão entre os elementos infinitesimais que constituem um anel de corrente. Este problema pode ser resolvido adicionando um campo magnético para o equilíbrio, ele gera uma força magnética de forma a amenizar e equilibrar a expansão da coluna, evitando principalmente seu contato com a parede da câmara.

O balanço entre as forças produzidas pelos campos magnéticos, força de Lorentz e a força devido a pressão cinética, são critério fundamental para a estabilidade da coluna. Portanto, para determinar a magnitude apropriada dos campos é necessário conhecer a posição da coluna de plasma e seus deslocamentos.

O desenvolvimento do método para obtenção dos deslocamentos da coluna de plasma e a determinação dos mesmos via experimentação, são a proposta desse trabalho de conclusão de curso.

4 SISTEMA TOKAMAK

Nesta seção será apresentado o funcionamento de um sistema tokamak, seus componentes e mais especificamente as características e parâmetros do tokamak NOVA-FURG. Tokamak é um sistema toroidal de bobinas usado para gerar e confinar plasmas de altas temperaturas através de campos magnéticos. O objetivo desta montagem é conseguir a geração sustentável de energia elétrica por meio da fusão de isótopos do hidrogênio. Ele funciona como um grande transformador, onde o enrolamento secundário é o próprio plasma gerado em sua câmara de vácuo. A figura 2 mostra o esquema básico de um tokamak (DALTRINI, 1999).

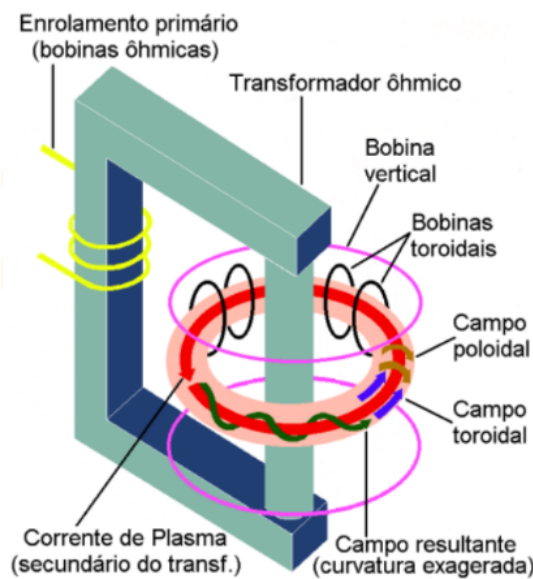


Figura 2 – Esquema básico de um tokamak (DALTRINI, 1999)

Para que o plasma possa ser gerado dentro da câmara de vácuo, primeiramente se faz passar uma corrente pelas bobinas que irão gerar o campo magnético toroidal. Quando este campo atinge sua fase quase estacionária, faz-se passar uma corrente pela bobina de aquecimento ôhmico que, por indução irá produzir um campo elétrico no interior da câmara. Este campo elétrico irá acelerar alguns elétrons que se encontrem livres na câmara e, através de sucessivas colisões deles com os átomos de hidrogênio, o gás será totalmente ionizado por um processo de avalanche.

Quando a corrente de plasma começa a surgir, liga-se as bobinas do campo vertical que são responsáveis pelo equilíbrio da coluna de plasma. Devido a presença do gradiente ($1/R$) do campo magnético toroidal, as cargas positivas e negativas irão se separar produzindo um campo elétrico na direção vertical. Este campo elétrico, na presença do campo magnético, fará com que as partículas sofram uma deriva ($\vec{E} \times \vec{B}$) na direção radial. Este problema é atenuado pela presença do campo poloidal, induzido pela própria corrente de plasma que circula na direção toroidal. Este campo, junto com o campo toroidal, produz um campo com geometria

helicoidal. As partículas que se movem neste campo, ora estão na parte superior do torus, ora estão na parte inferior fazendo com que o campo elétrico mude de direção constantemente e em média seja nulo.

A coluna de plasma, devido a Força de Lorentz e a ocorrência da pressão cinética ser maior na parte interna do torus, tende a aumentar seu raio maior R , a menos que um campo vertical seja aplicado sobre a coluna de plasma. Este campo é produzido por bobinas com simetria toroidal, dispostas acima e abaixo da câmara de vácuo, ajudando também a reduzir deslocamentos verticais da coluna de plasma adicionando componentes horizontais à ela. O campo vertical necessário para o equilíbrio do plasma é obtido através das funções de fluxo chamadas equações de Grad-Shafranov. As equações partem do princípio de que a pressão magnética exercida sobre o plasma deve ser igual ao gradiente de pressão gerado por ele, tal que $\vec{J} \times \vec{B} = \nabla P$ (WESSON, 2004). Estas funções resultam no campo magnético vertical necessário para que haja equilíbrio. Ele é dado por (DALTRINI, 1999):

$$B_V = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left[\ln(8R/a) + \beta_\theta + \frac{l_1 - 3}{2} \right] \quad (1)$$

onde:

- R é o raio maior da câmara;
- a é o raio do plasma;
- I_p é a corrente de plasma;
- $l_1 = \bar{B}_\theta^2 / B_\theta^2$ é a indutância do plasma;

O parâmetro β_θ (WESSON, 2004) representa a razão entre a pressão cinética do plasma e a pressão magnética poloidal a qual ele é submetido. Com densidade n e temperaturas de elétrons T_e e temperatura de íons T_i . Ele determina a eficiência do confinamento magnético do plasma. Ele é dado por:

$$\beta_\theta = nk \frac{(T_e + T_i)}{B_\theta^2 / 2\mu_0} \quad (2)$$

Outro fator importante para o equilíbrio do plasma, é o chamado fator de segurança q (WESSON, 2004). As linhas de campo magnético em um tokamak irão girar em torno do toróide em suas respectivas superfícies magnéticas ($\vec{B} \cdot \hat{n} = 0$), e em algum ângulo toroidal ϕ . Essa linha terá uma posição no plano poloidal e retornará para esta posição depois de uma mudança $\Delta\phi$. Assim, pode-se definir o valor q como um “período angular” da linha de campo, de forma que o valor de q seja definido por:

$$q = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \quad (3)$$

Então, se uma destas linhas voltar exatamente para sua posição inicial após uma volta completa no toróide, q terá valor 1. Um valor alto de q implica que ela (a linha de campo) se move mais lentamente na direção poloidal. A figura 3 mostra as superfícies de fluxo e uma linha de campo numa superfície $q=2$.

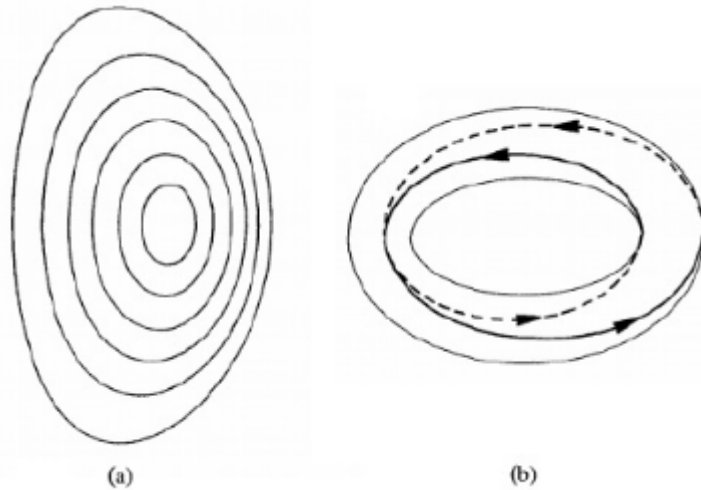


Figura 3 – (a) superfícies magnéticas em corte; (b) linha de campo em vista toroidal para $q=2$; (WESSON, 2004)

Relacionando os campos poloidal e toroidal é obtido o valor de q , tal que:

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 B_\phi}{\mu_0 I(r) R} \quad (4)$$

Onde $I(r) = 2\pi \int_0^r J(r') r' dr'$ é a corrente total numa distância r .

Assim, após confinado, o plasma deve ser aquecido. A maneira mais simples e, em geral a única possível para máquinas de pequeno porte, é o aquecimento devido ao efeito Joule. Ele é resultado da corrente de plasma atuando sobre sua própria resistência. Com este método, entretanto, só é possível chegar a temperaturas de aproximadamente 10^7 K, pois à medida que o plasma é aquecido sua resistividade diminui, reduzindo em consequência a efetividade do aquecimento joule.

4.1 TOKAMAK NOVA-FURG

O NOVA é um tokamak de pequeno porte que foi doado à Universidade Federal do Rio Grande-FURG em 2016 pela Universidade Estadual de Campinas-Unicamp. O plasma gerado nele chega a temperaturas de ordem de 10^6 K (DALTRINI, 1999), o que não é suficiente para que haja fusão de íons. Assim, o objetivo de estudos em máquinas como esta é de desenvolver diagnósticos e pesquisar características gerais do sistema, que podem ser implementadas e testadas de forma mais fácil e barata do que numa máquina de grande porte.

O sistema Tokamak pode ser dividido em três partes principais, sendo elas: o sistema de vácuo, os bancos de capacitores e suas fontes de alimentação, o sistema eletromagnético e injeção de gás. Abaixo serão apresentados em maiores detalhes cada uma destas partes do sistema.

4.1.1 SISTEMA DE VÁCUO

O sistema de vácuo do tokamak NOVA é composto por duas bombas de vácuo ligadas em série. A primeira chamada bomba de rotação, inicia o processo de vácuo podendo atingir pressões da ordem de 10^{-3} Torr (VACAERO, 2019), bombeando 3.5 litros por minuto. Ela é formada por um rotor descentralizado ao eixo da câmara, nele existem lâminas próximas à parede da câmara (aproximadamente 0.025 mm) que acompanham o movimento do rotor de forma a sempre manter sua proximidade à parede. Por fim, para aumentar o confinamento do gás, este espaço entre as lâminas e a parede é preenchido com o óleo lubrificante da bomba. A figura 4 mostra o desenho esquemático de uma bomba de rotação.

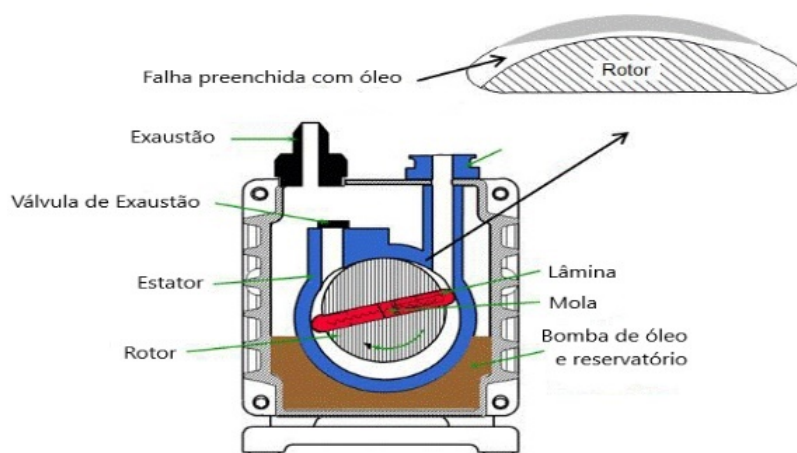


Figura 4 – Bomba de Rotação (VACAERO, 2019)

Existem quatro estágios típicos para a operação da bomba:

- **Inserção:** o primeiro giro de 180° do rotor introduz o gás na câmara de bombeamento, que ocupa todo o seu volume diminuindo sua pressão;
- **Isolamento:** a lâmina superior do rotor passa a porta de entrada selando-a do gás a ser bombeado;
- **Compressão:** a lâmina que estava na parte superior agora está na parte baixa da câmara, ela comprime o gás reduzindo seu volume;
- **Exaustão:** A lâmina continua a rotacionar aumentando a pressão na válvula de exaustão ao ponto de haver força suficiente para abri-la, liberando o gás para a atmosfera.

A segunda parte do sistema de vácuo do NOVA é uma bomba de vácuo turbomolecular. Ela é composta por pares de lâminas que giram em sentidos opostos e em alta velocidade. As partículas dentro da câmara à ser bombeada se deslocam de forma aleatória e eventualmente chegam as lâminas. A partir da colisão das partículas com as lâminas elas são aceleradas em direção a saída da bomba turbomolecular. A figura 5 mostra o esquema de uma bomba turbomolecular. Ela bombeia a câmara à uma taxa de 500 litros por segundo, podendo chegar a pressões de até 10^{-7} Torr.

Além disto, o processo de evacuação e limpeza da câmara também conta com os chamados disparos de limpeza (MANUAL... ,). Eles consistem em disparos de baixa energia

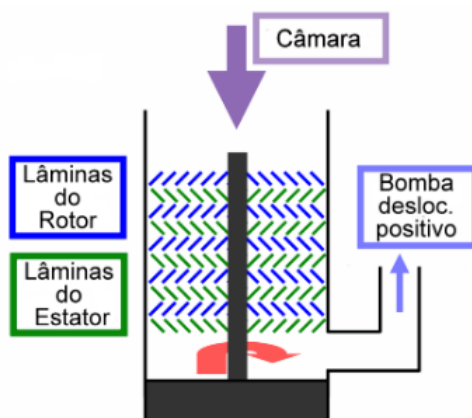


Figura 5 – Esquema da bomba turbomolecular

sem o confinamento vertical. Dessa maneira ao se expandir, o plasma colidirá com as paredes da câmara arrancando impurezas e aumentando a energia das partículas que por ali viajam, facilitando sua chegada a bomba turbomolecular. Por fim, para haver manutenção do vácuo na câmara do NOVA, é necessária evacuação contínua. Assim o sistema de vácuo deve estar sempre ligado.

4.1.2 BANCOS DE CAPACITORES E FONTES

Cada um dos campos magnéticos gerados pelo NOVA são alimentados devido à um banco de capacitores. Estes bancos são carregados individualmente por fontes de potência antes de cada disparo, e as tensões de entrada são ajustadas no painel de controle. Para os campos magnéticos vertical e de aquecimento Joule do plasma, existem bancos respectivos. Ambos consistem em capacitores de descarga rápida (capacitores a óleo) e capacitores lentos (eletrolíticos) ligados em paralelo. Sua chave de disparo é um ignitron Mitsubishi MI-3100 e tem seu “crowbar” feito de forma automática por diodos. O “crowbar” é a abertura do circuito quando a tensão no indutor chega a zero. Como se trata de uma ligação capacitor-indutor, se o circuito não fosse aberto após a descarga completa dos bancos, ele entraria em oscilação eletromagnética.

Na figura 6 é exposto o perfil de tensão de descarga do banco de capacitores para o aquecimento Joule. Ele foi calculado com base em um circuito RLC sem levar em conta a impedância do circuito como um todo (Fig. 6a), e ao ser comparado com o tempo de sinal de uma sonda de enlace (Fig. 6b) pode-se notar sua proximidade ao valor real do tempo de descarga.

Ainda na figura 6a, podemos notar como o “crowbar” atua no circuito. No momento em que a tensão no indutor, devido primeiramente apenas aos capacitores rápidos, se torna menor que a tensão dos capacitores lentos, o primeiro diodo se torna condutivo e a tensão passa depender de ambos os bancos capacitores. E, após a tensão no indutor ser menor que a tensão nos capacitores lentos, um segundo diodo se torna condutivo e o circuito é *crowbarred*,

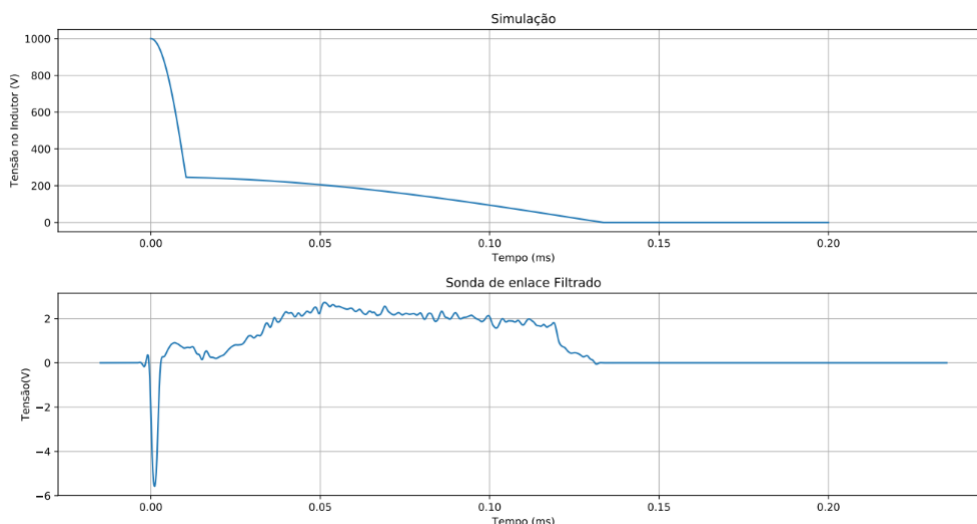


Figura 6 – (a) Perfil de tensão de descarga; (b) Sinal da sonda de enlace

como pode ser visto na figura 7.

As fontes para os bancos vertical e de aquecimento são similares, o banco vertical conta, atualmente, com apenas 4 capacitores eletrolíticos de $6800 \mu F$. E o banco de aquecimento, com 43 capacitores, sendo que 38 são capacitores eletrolíticos. Onde 29 deles tem capacitância de $1000 \mu F$, e os outros 9 tem $1200 \mu F$. Os capacitores restantes, à óleo, são divididos em 4 com $42,8 \mu F$ e 1 de $200 \mu F$. Além disso, a fonte de aquecimento conta com um terceiro conjunto de capacitores e um terceiro diodo, que são usados para a desmagnetização do núcleo à cada disparo. A figura 7 mostra o esquema simplificado do banco de capacitores joule, onde C1 representa os capacitores rápidos, à óleo e C2 os capacitores eletrolíticos lentos.

O campo magnético toroidal é alimentado pelo chamado banco de capacitores principal. Este banco é o mais robusto de todo o sistema, contando com 60 capacitores rápidos de $200 \mu F$ conectados em paralelo. Por segurança, cada capacitor é ligado ao terminal do outro, para prevenir que a energia seja armazenada em apenas um capacitor quando uma grande corrente passar pelo circuito. A chave de fechamento do circuito é um metal condutor em vácuo acionado por um solenóide. Essa chave tem tempo de resposta de 100 ms e é o início das descargas de todos os bancos. Nele existe também um resistor de $1 K\Omega$ para descarregar os capacitores através de um solenóide contator.

4.1.3 SISTEMA ELETROMAGNÉTICO E TORÓIDE

O núcleo do tokamak NOVA-FURG é feito de uma liga metálica de Níquel-Ferrita, sendo seu formato cilíndrico com área de seção reta de $0.045 m^2$ e altura de 86 cm. Em sua volta são colocados os indutores que geram o campo de aquecimento Joule. São quatro indutores ligados em série com 10 enrolamentos cada e resistência total de $19,2 m\Omega$.

A câmara de vácuo é feita de aço inox, possui raio maior de 30 cm e raio menor de 7,3 cm, com 2 mm de espessura. Sua montagem é feita utilizando quatro seções ligadas com

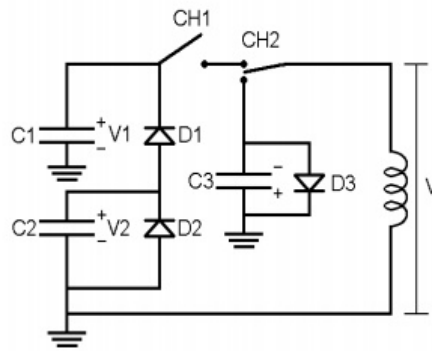


Figura 7 – Esquema dos capacitores do banco Joule e sistema Crowbar (DALTRINI, 1999)

flanges de teflon entre si para isolamento elétrica. A câmara também está envolta por uma carcaça de alumínio que possui raio menor de 7,8 cm e uma espessura média de 10 mm.

Dentro da câmara existe um anel metálico chamado de limitador. Sua função é de impedir que, ao se expandir, o plasma toque na parede da câmara de vácuo. Pois, com este contato o plasma arrancaria impurezas da câmara e isto impediria que fosse devidamente aquecido. Além de que, o contato excessivo do plasma com a câmara danificaria de forma a inviabilizar seu uso. O limitador possui raio menor de 60 mm e espessura de 10 mm. Com o seu uso o raio do plasma fica restrito, e as impurezas injetadas nele são reduzidas.

Envolto na carcaça da câmara estão as bobinas do campo toroidal. São 24 bobinas com 20 enrolamentos cada, possuindo raio maior igual à 32 cm, raio menor de 12 cm e alimentadas pelo banco de capacitores principal. A figura 8 mostra o desenho esquemático da bobina toroidal.

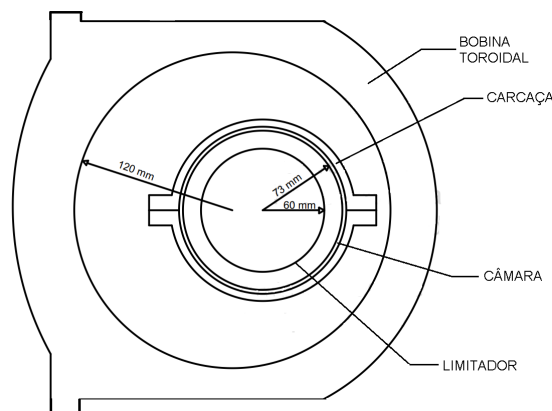


Figura 8 – Bobina toroidal e câmara de vácuo

O campo vertical é gerado por um par de bobinas com 52 cm de raio e 10 enrolamentos cada, colocadas acima e abaixo da câmara. Ainda há um par de bobinas verticais de raio menor que tem por finalidade cancelar o acoplamento com as bobinas de aquecimento.

Por fim, existem dois pares de bobinas para compensar os campos verticais, de forma

que não haja separação das linhas de campo vertical nas extremidades superior e inferior da câmara, chamadas bobinas de compensação. Um dos pares com raio de 39 cm e um outro par, menor, com raio de 17 cm, portam um enrolamento cada. O par de bobinas horizontais são conectadas de forma a evitar acoplamento com o núcleo do transformador, enquanto que as verticais são conectadas para evitar acoplamento com as bobinas de aquecimento.

Para alimentar as bobinas de compensação pode-se desviar parte da carga do banco principal através de resistores de desvio colocados na parede lateral do tokamak. Eles são feitos de tiras de nicromo com contatos deslizantes, assim ajustando-se a altura dos contatos a corrente nas bobinas de compensação é alterada.

A injeção de gás é feita através de uma válvula piezoelétrica com tensão máxima de 100 V. O gás é injetado de forma contínua, de modo a manter uma pressão de trabalho em torno de 10^{-4} Torr.

4.2 PROCEDIMENTO DE DISPARO

O procedimento para o disparo de plasma se inicia com a descarga dos capacitores extras do banco de aquecimento para desmagnetização do núcleo. Após isto, é necessário pré-ionizar a câmara para que o plasma possa ser aquecido por efeito Joule. Para isso, é ligado um filamento de tungstênio dentro da câmara de vácuo para emissão de elétrons. Depois da pré-ionização, é disparado o banco principal e é enviado um sinal para o gerador de pulsos no painel de controle. Este gerador de pulsos envia sinais para as fontes do campo de aquecimento e vertical, e eles são disparados com atrasos de microsegundos (MANUAL... ,). A figura 9 mostra um esquema temporal da sequência de descarga no tokamak NOVA.

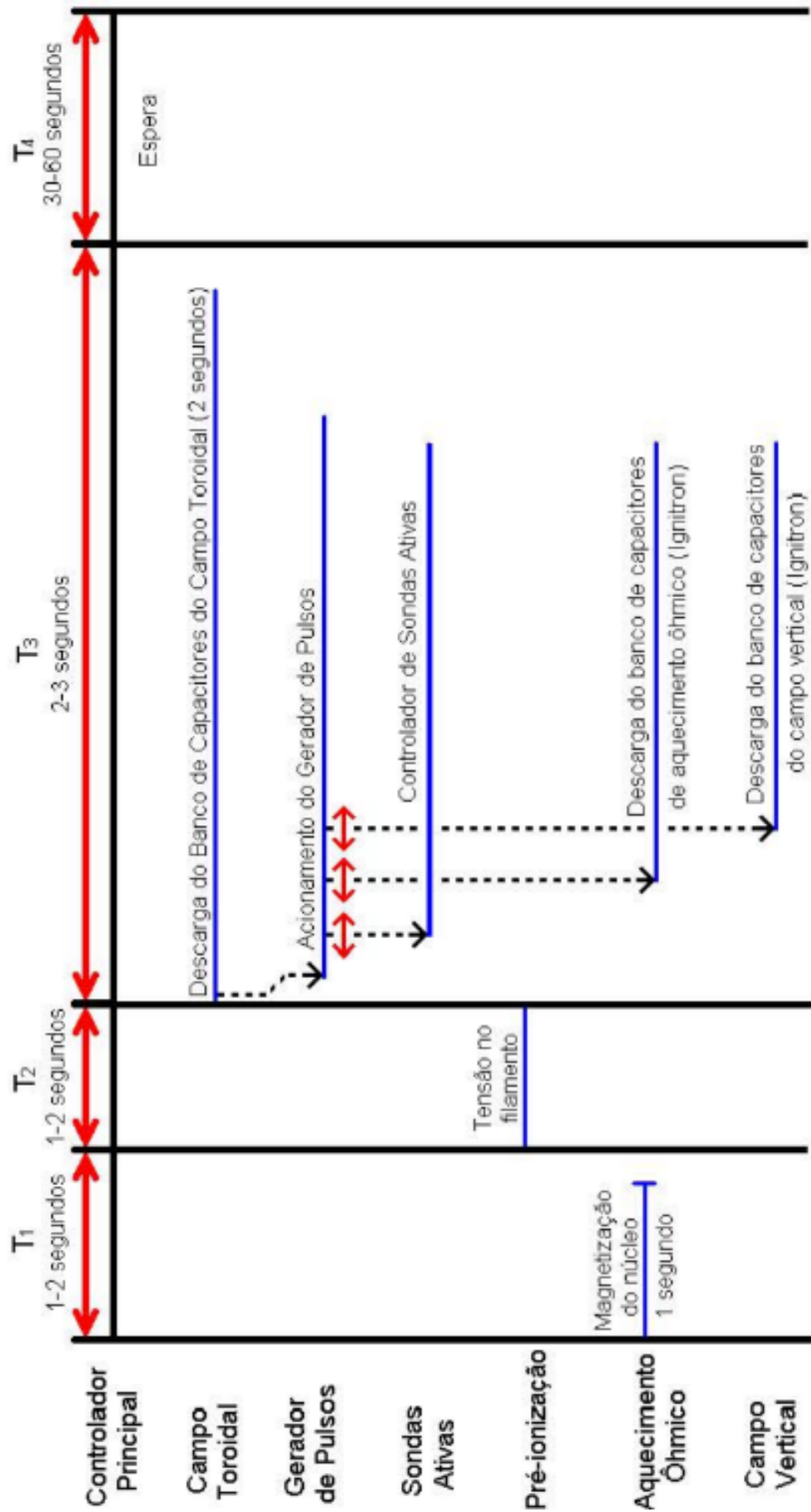


Figura 9 – Diagrama temporal de disparo (DALTRINI, 1999)

5 METODOLOGIA

A lei de Ampère, permite calcular a partir de uma densidade de corrente elétrica o campo magnético associado à ela, sendo esta corrente independente do tempo. Do mesmo modo, conhecendo o campo magnético pode-se associar à ele um valor de corrente, onde ambos irão depender apenas da posição radial. Assim, conhecendo tanto a corrente elétrica, quanto o campo magnético associado à ela, pode-se resolver a Lei de Ampère para a posição radial, determinando a posição da corrente que gerou este campo.

No tokamak NOVA-FURG, será medida a corrente elétrica no plasma (corrente de plasma ou corrente toroidal) através de uma sonda Rogowski posicionada em torno da câmara. Ela dará o perfil temporal da corrente de plasma e seu valor absoluto.

Com o intuito de localizar a posição radial do centro da corrente de plasma, devemos conhecer o campo magnético gerado por essa corrente. Para tal, serão usadas um conjunto de sondas magnéticas discretas posicionadas em torno do plasma. Estas sondas seguem o mesmo princípio da sonda Rogowski, com a diferença de que elas apenas obtêm parte do valor total do campo. Enquanto que a Rogowski, por envolver a corrente, obtém o valor total do campo magnético induzido pela corrente de plasma.

5.1 SONDA ROGOWSKI

A sonda Rogowski é construída enrolando-se um fio condutor de maneira que se forme um solenóide. Onde a extremidade final do fio volta por dentro do enrolamento, a fim de evitar a detecção de qualquer fluxo magnético paralelo à corrente.

A sonda de Rogowski é colocada em torno da corrente que se pretende medir. Ela funciona relacionando as Leis de Ampère e Faraday. Da lei de Faraday é conhecido que se houver campo magnético oscilante passando por uma espirra, nela surgirá uma tensão induzida que será proporcional à variação deste fluxo magnético na espirra (WESSON, 2004). Seja Φ o fluxo magnético através da sonda, então:

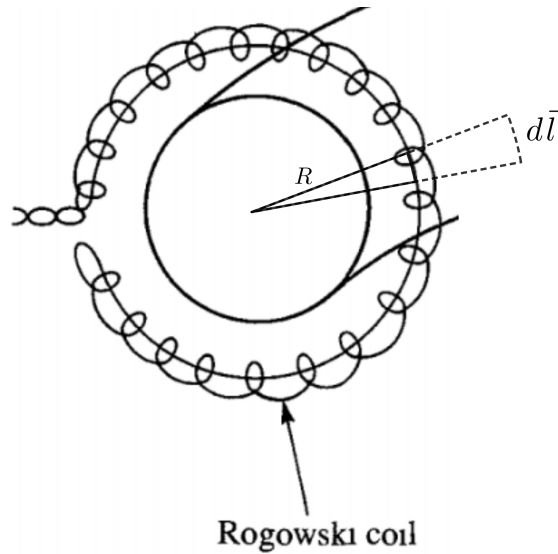
$$\Phi = - \int_{t_0}^t V(t') dt' \quad (5)$$

E o campo magnético \vec{B} é proporcional ao fluxo tal que:

$$d\Phi = nA\vec{B} \cdot d\vec{l} \quad (6)$$

Onde n é a densidade de enrolamentos por unidade de comprimento, A é a área média dos enrolamentos individuais e $d\vec{l}$ é um elemento de comprimento do *loop*.

Se os enrolamentos individuais são pequenos em comparação com o comprimento total da sonda, então \vec{B} varia apenas na direção da sonda. Assim, o fluxo medido por unidade

Figura 10 – Elemento $d\vec{l}$.

de comprimento será:

$$\Phi = nA \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad (7)$$

ou

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \frac{\Phi}{nA} \quad (8)$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = -\frac{1}{nA} \int_{t_0}^t V(t') dt' \quad (9)$$

Substituindo a equação 9 na Lei de Ampère, é obtido:

$$I = -\frac{1}{nA\mu_0} \int_{t_0}^t V(t') dt' \quad (10)$$

A equação 10 resulta no valor da corrente de plasma, onde $V(t')$ é o sinal obtido da sonda.

No tokamak NOVA-FURG está instalada uma sonda Rogowski, com 65 centímetros de comprimento e densidade de enrolamentos de 40 *voltas/cm* (aproximadamente 2600 voltas) e área média da seção reta A de 0.1735 cm^2 .

5.2 SONDAS MAGNÉTICAS DISCRETAS

As sondas magnéticas discretas funcionam seguindo o mesmo princípio da sonda Rogowski. Sua diferença é que a sonda discreta não irá somar o campo magnético envolvendo a corrente, e sim terá apenas valores locais do campo.

Para determinar a posição da coluna de plasma é necessário conhecer valores do campo magnético em posições bem definidas. Desta forma, podemos inferir a que distância está a

corrente que o gerou. Mas, apenas esta informação não é suficiente para determinar a posição da coluna de plasma, para isso, devem ser colocadas pelo menos duas sondas diametralmente opostas para cada direção. O desenho esquemático da posição das sondas discretas em volta da câmara é mostrado na figura 11. A fim de que a diferença entre os sinais resulte na determinação da posição da corrente de plasma.

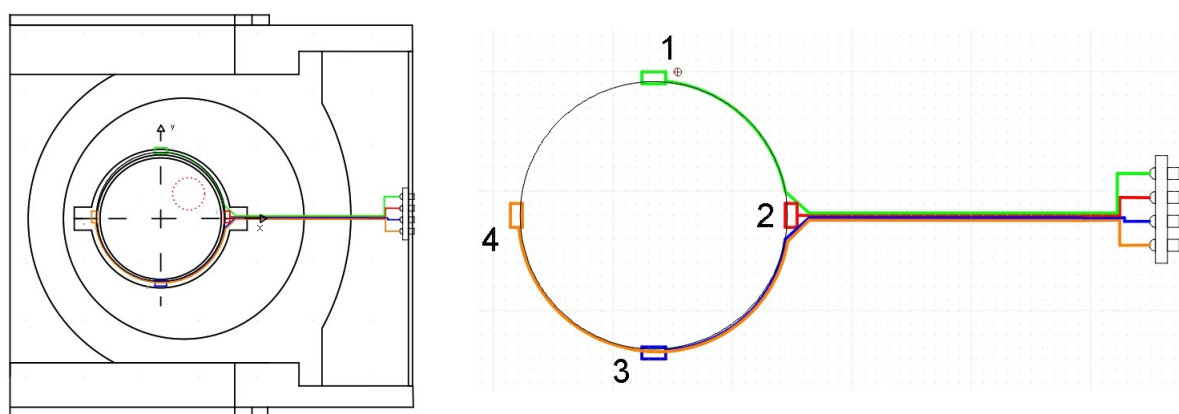


Figura 11 – Diagrama da seção poloidal do tokamak NOVA e diagrama das sondas magnéticas

Para a montagem destas sondas será usado um fio de cobre esmaltado com 0,3 mm de diâmetro que será enrolado sobre um suporte isolante. Este, por fim, será fixado na parte externa da câmara de vácuo do tokamak. As sondas serão idênticas e montadas em dois pares, um deles para a direção paralela ao raio do toróide e uma para a direção perpendicular ao mesmo. Elas devem ser suficientemente pequenas para que:

- O campo magnético no seu interior possa ser considerado uniforme;
- Tenham área efetiva grande o suficiente para que a intensidade do sinal possa ser medida;

Além disto, elas devem ter o tempo de resposta suficientemente baixo para que possam responder com velocidade ao campo gerado pela corrente de plasma. Este tempo de resposta é dado pela razão da indutância da sonda com a resistência do fio. Seja L a indutância da sonda temos que (BUNKER,):

$$L = \mu_0 l n^2 A K \quad (11)$$

Onde:

- $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Tm/A}$ é a permeabilidade magnética do vácuo;
- $l = 4 \text{ mm}$ é o comprimento da sonda;
- $A = \pi r_0^2$ é área da seção reta da sonda, com $r_0 = 3 \text{ mm}$
- $n = \frac{N}{l}$ é a densidade de voltas por unidade de comprimento, com $N=14$;
- $K=0,94$ é o coeficiente de Nagaoka (BUNKER,), que leva em consideração os efeitos de borda no solenóide;

Para estas dimensões da sonda foi obtido uma indutância de $L = 1,635 \times 10^{-7} \text{ H}$. Definindo o tempo de resposta da sonda como $\tau = \frac{L}{R}$. Onde R é a resistência do fio. Foram

obtidos para as quatro sondas os valores apresentados na tabela 1. O tempo de resposta das sondas é da ordem de 10^{-7} s, que é muito menor que o tempo de subida do sinal da corrente de plasma, que é da ordem de 10^{-6} s. Portanto, para esta geometria das sondas, além de ter tempo de resposta suficientemente rápido, produziram sinal com intensidade da ordem de 300 mV que pode ser lido pelo osciloscópio.

Sonda	Resistência [Ω]	Tempo de Resposta [s]
1	0,292	$5,6 \times 10^{-7}$
2	0,228	$7,17 \times 10^{-7}$
3	0,292	$5,6 \times 10^{-7}$
4	0,354	$4,62 \times 10^{-7}$

Tabela 1 – Tempo de resposta e resistência das sondas calculados.

5.3 APROXIMAÇÃO DO CRESCIMENTO DA CORRENTE PARA O SISTEMA TOKAMAK

A corrente de plasma gerada no tokamak tem um tempo de vida finito (possui dependência temporal). Assim, o campo magnético gerado por ela pode ter uma representação matemática complicada. Para contornar este problema, foi considerado apenas os primeiros momentos de vida do plasma.

Quando o plasma surge, o aumento na corrente é rápido e tem comportamento aproximadamente linear, dessa maneira, pode-se supor que neste momento o campo magnético também terá dependência linear no tempo. Este comportamento é mostrado na figura 12, para a corrente de plasma medida através da sonda Rogowski.

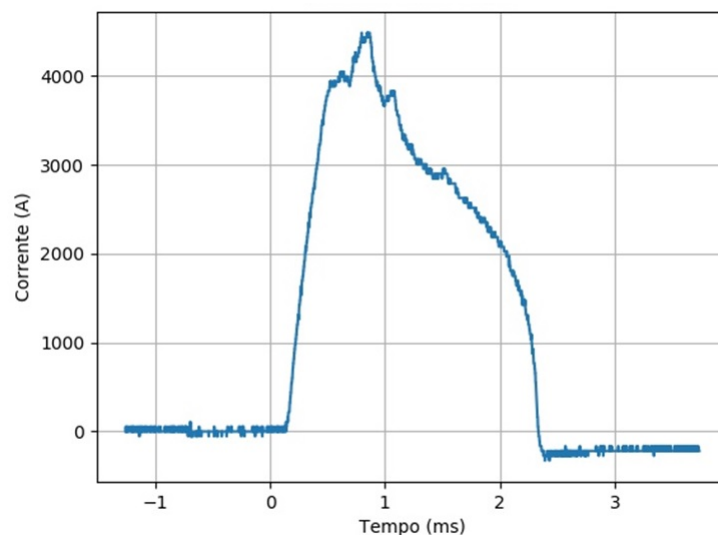


Figura 12 – Sinal da Sonda Rogowski

Assim o fluxo magnético calculado com a lei de Faraday terá apenas dependência radial e o modelo do fio toroidal poderá ser aplicado de forma simples. Note, que a linearidade da corrente de plasma acontece em um tempo muito curto, por volta de 0,6 ms, e mesmo

assim, as sondas magnéticas ainda tem resolução temporal para o sinal, com seu tempo de resposta da ordem de 10^{-7} s como mostrado na tabela 1.

5.3.1 MODELO DO FILAMENTO TOROIDAL (QUIN, 1993)

Um fio toroidal que carrega uma corrente elétrica igual à corrente de plasma é a aproximação mais simples para um plasma de Tokamak. Ele apenas não considera os efeitos do perfil de densidade de corrente de plasma. Desta forma, assumimos que esse fio terá os mesmos deslocamentos relativos ao centro da câmara de vácuo que a coluna de plasma.

5.4 METODOLOGIA DE OBTENÇÃO DA EVOLUÇÃO TEMPORAL

Primeiro, é considerado que o plasma está em uma posição \vec{r} dentro da câmara e possui uma corrente elétrica I_p .

Ao redor da câmara são colocadas quatro sondas magnéticas, diametralmente opostas. As posições destas sondas são: $(x_1, y_1) = (0, +R)$; $(x_2, y_2) = (+R, 0)$; $(x_3, y_3) = (0, -R)$; $(x_4, y_4) = (-R, 0)$. Onde R é o raio maior da câmara. A figura 13 mostra o desenho esquemático para os campos induzidos nas sondas 1, 2, 3, 4.

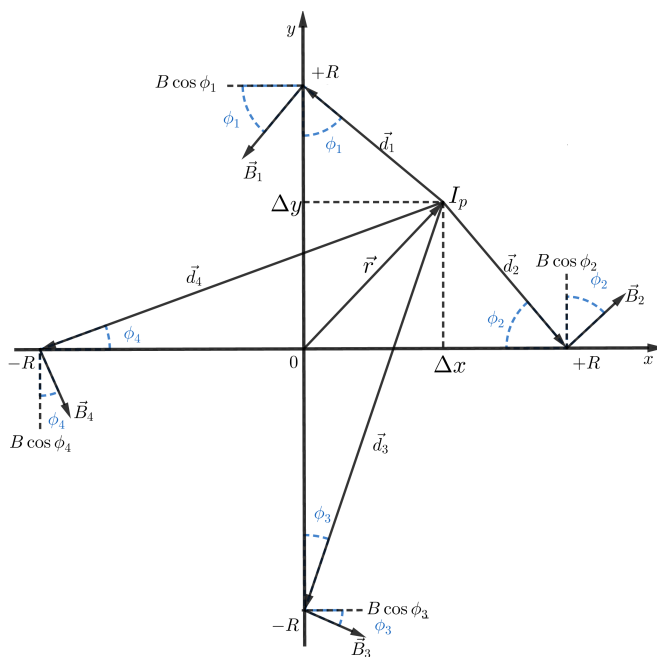


Figura 13 – Esquema de posição das sondas.

Por considerar a corrente de plasma como um fio condutor com corrente I_p , o campo magnético induzido \vec{B} por esta corrente, à uma distância \vec{d} qualquer, será ortogonal ao vetor distância. Ou seja, para o campo induzido na sonda 1, $\vec{B}_1 \cdot \vec{d}_1 = 0$. Portanto, o campo magnético induzido que será sentido pela sonda é apenas uma projeção do campo real.

Os cossenos das projeções dos campos magnéticos poloidais gerados nas sondas pela corrente de plasma são dados por (ver figura 13):

$$\cos(\phi_1) = \frac{R - \Delta y}{d_1}, \quad \cos(\phi_2) = \frac{R - \Delta x}{d_2} \quad (12)$$

$$\cos(\phi_3) = \frac{R + \Delta y}{d_3}, \quad \cos(\phi_4) = \frac{R + \Delta x}{d_4} \quad (13)$$

O sinal na sonda i é calculado pela Lei de Faraday. Como \vec{B} é uniforme na sonda, o fluxo magnético pode ser escrito como:

$$S_i = -\vec{A}_{eff} \cdot \frac{d\vec{B}_i}{dt} \quad (14)$$

Para determinar o valor de \vec{B} , usa-se o método de separação de variáveis. Supõe-se que $\vec{B}(\vec{r}, t) = R(\vec{r})I_P(t)$. Como a corrente de plasma cresce de forma linear pode-se usar $I_P(t) = Ct$, onde C é a constante referente à inclinação da curva de subida da corrente. Por fim, para $R(\vec{r})$ usamos a relação conhecida do campo magnético do fio condutor infinito. Substituindo estes valores, a equação 14 fica:

$$S_i = -\vec{A}_{eff} \cdot \frac{d}{dt} \left[\frac{\mu_0 Ct}{2\pi d_i} \right] \quad (15)$$

Onde $\vec{A}_{eff} = N\pi r_0^2 \hat{n}$ é a área efetiva da sonda. Assim para a sonda i obtemos:

$$S_i = -r_0^2 N \frac{\mu_0 C}{2d_i} \cos(\phi_i), \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (16)$$

As distâncias d_i podem ser obtidas através do teorema de Pitágoras. Para as quatro sondas temos:

$$d_1^2 = (\Delta x)^2 + (R - \Delta y)^2, \quad d_2^2 = (R - \Delta x)^2 + (\Delta y)^2 \quad (17)$$

$$d_3^2 = (\Delta x)^2 + (R + \Delta y)^2, \quad d_4^2 = (R + \Delta x)^2 + (\Delta y)^2 \quad (18)$$

Definindo $K = -\frac{r_0^2 N \mu_0 C}{2}$, e substituindo as equações 12, 13, 17 e 18 na equação 16, os sinais das quatro sondas podem ser escritos como:

$$S_1 = K \frac{\cos(\phi_1)}{d_1} = K \left[\frac{R - \Delta y}{(\Delta x)^2 + (R - \Delta y)^2} \right] \quad (19)$$

$$S_2 = K \frac{\cos(\phi_2)}{d_2} = K \left[\frac{R - \Delta x}{(R - \Delta x)^2 + (\Delta y)^2} \right] \quad (20)$$

$$S_3 = K \frac{\cos(\phi_3)}{d_3} = K \left[\frac{R + \Delta y}{(\Delta x)^2 + (R + \Delta y)^2} \right] \quad (21)$$

$$S_4 = K \frac{\cos(\phi_4)}{d_4} = K \left[\frac{R + \Delta x}{(R + \Delta x)^2 + (\Delta y)^2} \right] \quad (22)$$

Agora para determinar o deslocamento Δy , serão usados os sinais 1 e 3. Podemos reescrever a equação 19 tal que:

$$(\Delta x)^2 = \frac{K}{S_1}(R - \Delta y) - (R - \Delta y)^2 \quad (23)$$

Agora substituindo a equação 23 na equação 21 podemos obter o deslocamento vertical em função dos dois sinais, assim temos:

$$S_3(R + \Delta y)^2 + S_3(\Delta x)^2 = K(R + \Delta y) \quad (24)$$

$$S_3(R + \Delta y)^2 + S_3 \left[\frac{K}{S_1}(R - \Delta y) - (R - \Delta y)^2 \right] = K(R + \Delta y) \quad (25)$$

Abrindo os termos quadráticos é obtido:

$$4S_3R\Delta y - \frac{S_3K\Delta y}{S_1} - K\Delta y = KR - \frac{S_3KR}{S_1} \quad (26)$$

E, por fim, isolando Δy , temos:

$$\Delta y = \frac{S_3 - S_1}{\frac{4S_1S_3}{K} - \frac{1}{R}(S_1 + S_3)} \quad (27)$$

Os mesmos procedimentos podem ser realizados para obter o deslocamento horizontal. Para Δx temos:

$$\Delta x = \frac{S_2 - S_4}{\frac{1}{R}(S_2 + S_4) - \frac{4S_2S_4}{K}} \quad (28)$$

Onde o valor da inclinação da corrente de plasma C necessária em K, pode ser obtida através da sonda Rogowski instalada no tokamak NOVA-FURG. Pode-se notar que os valores dos deslocamentos irão se tornar nulos quando os pares de sinais forem iguais. Isto é esperado, pois, caso o deslocamento seja nulo, a distância da corrente de plasma às sondas é a mesma, produzindo sinais de mesma intensidade.

6 CONSTRUÇÃO DAS SONDAS MAGNÉTICAS

Para a construção das sondas foi utilizado um segmento de barbante de 48,65 cm de comprimento e aproximadamente 1,5 mm de diâmetro. Sobre ele, foram colados quatro suportes de plástico de 5 mm de comprimento com a seção transversal aberta, de forma que ao serem colocados no barbante haja uma pequena fenda entre as bordas do suporte. Eles são posicionados no barbante de forma a ficarem posicionadas no tokamak como mostrado na figura 11.

Sobre os suportes foi enrolado um fio fino de cobre em um total de 14 voltas. Após a última volta, o fio foi passado pela fenda do suporte no interior da sonda, desta forma é evitada a contribuição de campos indesejados no sinal da sonda.

Por fim, as duas extremidades do fio de cada sonda foram ligadas à conexões BNC e todo o comprimento do fio foi encapado com papel alumínio para blindar a sonda de ruídos elétricos. A figura abaixo mostra a montagem para a calibração das sondas e uma sonda em detalhe montada.

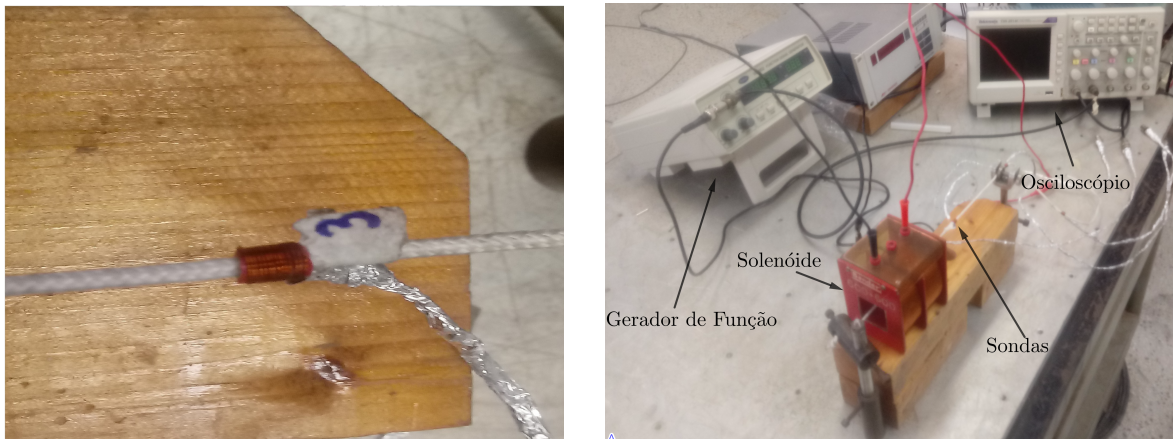


Figura 14 – À direita sonda 3. À esquerda montagem para calibração.

Com a montagem das sondas pronta, é necessária realizar a calibração das mesmas em tempo de resposta e intensidade. Assim, obtêm-se seu comportamento ao serem imersas em um campo magnético.

6.1 CALIBRAÇÃO DAS SONDAS

A calibração das sondas magnéticas, consiste em coloca-las em um campo magnético conhecido e assim obter as relações de campo por tensão induzida e valores de tempo de subida do sinal. Primeiramente, para a verificação do tempo de resposta das sondas, um gerador de função foi ligado à um solenóide tal que nele seja gerado um campo magnético \vec{B} oscilante. Posteriormente as sondas foram colocadas uma de cada vez no interior do solenóide para obter a tensão induzida pelo campo medidos através de um osciloscópio Tektronix TDS 2014C.

O gerador de função usado nessa calibração foi um VC2002 da Politerm, capaz de gerar pulsos com frequências de até 2 MHz com tensão máxima de pico-a-pico de $9,6\text{ V}$. O solenóide usado foi fabricado com um fio de cobre enrolado em um suporte plástico, tendo 69 cm de comprimento, $1,65\text{ cm}$ de raio e indutância de $4,38\text{ mH}$.

Os resultados obtidos na verificação foram:

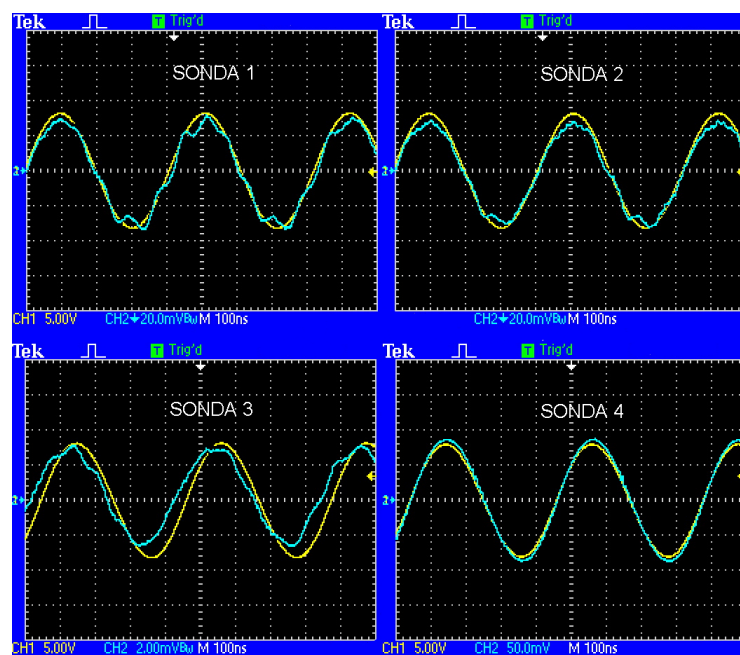


Figura 15 – Verificação do tempo de resposta das sondas.

Na figura 15 é possível notar que o sinal da sonda (curva em azul) acompanha o sinal do gerador de função (curva em amarelo). O seu tempo de subida é em média 417 ns , com este valor é possível que a sonda obtenha todo o sinal no intervalo de tempo proposto no capítulo 5.

Para a calibração da intensidade do sinal da sonda, foi introduzido entre o solenóide e o gerador de função um resistor *shunt*, com resistência desprezível, para inferir o valor da corrente elétrica passando pelo circuito. A corrente é necessária para se conhecer o campo magnético gerado pelo solenóide, pois tendo esta informação podemos estimar qual será o valor da tensão induzida nas sondas. Assim, foi montado o circuito mostrado na figura abaixo.

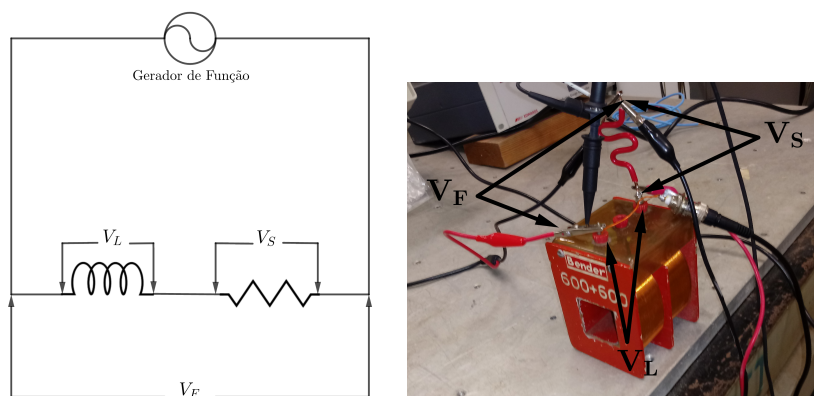


Figura 16 – Circuito de Calibração.

Onde V_L é a tensão nas extremidades do indutor, V_S é a tensão nas extremidades do *shunt* e V_F é a tensão gerada pelo gerador de função. Usando a Lei de Malhas obtêm-se o seguinte sistema:

$$\begin{cases} V_S = IR_S \\ V_F = I(X_L + R_S) \\ V_L = X_L I \end{cases} \quad (29)$$

Onde R_S é a resistência do *shunt*, $X_L = 2\pi fL$ é a impedância do solenóide, f é a frequência de oscilação da tensão e I é a corrente elétrica passando no circuito. Relacionando estas equações pode-se escrever R_S em termos das tensões e da impedância. Obtendo-se a seguinte expressão para a corrente no circuito:

$$I = \frac{V_F}{2\pi fL} \left(\frac{V_L}{V_L + V_S} \right) \quad (30)$$

As tensões foram medidas através do osciloscópio junto a tensão induzida na sonda. Para o controle de cada tensão do gerador de função, foi usado o próprio *display* de tensão pico-a-pico do gerador. Foram obtidos os seguintes valores para as tensões e suas respectivas correntes elétricas:

Tabela 2 – Valores de tensão para calibração em intensidade.

T_{p-a-p}	9,5V	8,2V	6,4V	3,0V	1,4V
V_F	3,25V	2,75V	2,22V	1,09V	1,03V
V_S	174mV	147mV	119mV	59,5mV	56,4mV
V_L	2,72V	2,3V	1,86V	915mV	862mV
f	2,395MHz	2,35MHz	2,356MHz	2,37MHz	2,336MHz
I	46,34μA	39,96μA	32,2μA	15,7μA	15,03μA

Onde os valores apresentados são as raízes quadráticas médias de cada tensão. Com os valores de corrente, utiliza-se a equação do campo magnético em um solenóide finito (LIMA,) para obter o campo no interior do solenóide.

$$B(y) = \frac{\mu_0 I n}{2} \left(\frac{l/2 - y}{\sqrt{(l/2 - y)^2 + R^2}} + \frac{l/2 + y}{\sqrt{(l/2 + y)^2 + R^2}} \right) \quad (31)$$

Onde y é a posição no interior do solenóide na direção do seu comprimento, l é o comprimento do solenóide, R é o seu raio e n é sua densidade de enrolamentos. Como as sondas foram posicionadas no centro do solenóide para aferir as tensões, a equação 31 pode ser reduzida para:

$$B(0) = \frac{\mu_0 I n l}{2\sqrt{(l/2)^2 + R^2}} \quad (32)$$

Para $n = 17,39 \times 10^3 m^{-1}$, $l = 6,9cm$, $R = 1,65cm$, foram obtidos os seguintes valores para o campo B do solenóide.

Tabela 3 – Valores de campo B do solenóide.

T_{p-a-p}	9,5V	8,2V	6,4V	3,0V	1,4V
I	46,34 μA	39,96 μA	32,2 μA	15,7 μA	15,03 μA
B	926,88nT	799,2nT	643,6nT	313,83nT	300,75nT

Onde os valores apresentados, assim como na tabela 2, são as raízes quadráticas médias (efetiva) de cada tensão. Com os valores de B pode-se inferir a tensão induzida em cada sonda. O campo B tem a forma:

$$B(t) = B_{max} \cos(\omega t) \quad (33)$$

Através da Lei de Faraday a tensão induzida na sonda pode ser escrita como:

$$V = -A_{eff} \frac{dB}{dt} = A_{eff} \sqrt{2} B_{max} \omega \sin \omega t \quad (34)$$

Escolhendo um valor para t tal que $\sin \omega t = 1$, temos:

$$V_{max} = A_{eff} \sqrt{2} B_{max} \omega = 2\pi f A_{eff} B_{max} \quad (35)$$

Assim, para $A_{eff} = 0,176 \times 10^{-3} m^2$, foram calculadas teoricamente as tensões V_T nas sondas.

A tabela 4 apresenta os valores de V_T junto aos valores de tensão medidos V_M nas 4 sondas:

Tabela 4 – Valores de tensão induzida nas sondas.

T_{p-a-p}	9,5V	8,2V	6,4V	3,0V	1,4V
V_T	2,455mV	2,077mV	1,677mV	822,5 μ V	766,9 μ V
Sonda 1	2,42mV	2,1mV	1,7mV	854 μ V	449 μ V
Sonda 2	800 μ V	715 μ V	580 μ V	395 μ V	320 μ V
Sonda 3	2,16mV	1,83mV	1,47mV	772 μ V	511 μ V
Sonda 4	1,45mV	1,3mV	1,04mV	608 μ V	508 μ V

Com os valores das tesões nas sondas apresentados na tabela 4 e com os valores de B da tabela 3, foram traçadas curvas de calibração para cada sonda. Que podem ser vistas na figura 17:

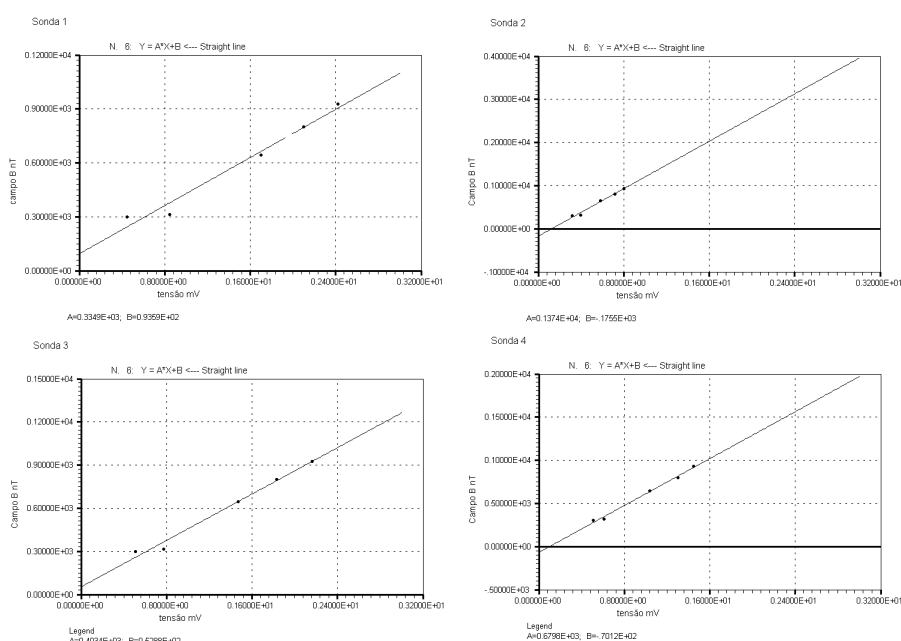


Figura 17 – Curvas de calibração para as quatro sondas.

Com estas curvas de calibração, é possível inferir valores intermediários de campo magnético passando pelas sondas. Com isto, pode-se inferir o valor aproximado da corrente que o gerou, já que o campo magnético total B na sonda é dado através da relação $B' = B \cos(\theta)$. Onde B' é o campo detectado pela sonda e apresentado nas curvas de calibração.

Estas curvas não foram utilizadas para o cálculo dos deslocamentos, já que as equações definidas na seção 5.4 relacionam os deslocamentos da coluna de plasma diretamente com os sinais obtidos nas sondas.

Por fim, as sondas foram instaladas na parede da câmara do tokamak NOVA entre as partes do *shell* de alumínio. E assim pode-se iniciar o procedimento de obtenção dos sinais das sondas discretas e da sonda Rogowski.

7 IMPLEMENTAÇÃO DO ALGORITMO

O algoritmo foi implementado utilizando a linguagem *python*. Ela foi escolhida devido a facilidade de escrita do código, bibliotecas completas e pela proximidade de sua sintaxe com nossa linguagem.

Com isso em mente, inicialmente define-se quais bibliotecas serão necessárias. Para este algoritmo foram usadas as bibliotecas *numpy* que contém todas as funções matemáticas necessárias e a *pyplot* usada para gerar os gráficos com os resultados. Além das bibliotecas *pandas* e *scipy*, usadas para importar os dados do osciloscópio e filtrar ruídos do sinal respectivamente. O primeiro bloco do algoritmo, mostrado na figura 18, utiliza-se da função *read_csv* da biblioteca *pandas* para importar as tabelas geradas pelo osciloscópio e colocá-las em vetores de uma única dimensão no código.

```
#Aquisição
s1i = -(np.asarray(read_csv('24_10_19\SINAL\TEK0017.csv'))[:, 4])
t1 = (np.asarray(read_csv('24_10_19\SINAL\TEK0017.csv'))[:, 3])

s2i = (np.asarray(read_csv('24_10_19\SINAL\TEK0018.csv'))[:, 4])
t2 = (np.asarray(read_csv('24_10_19\SINAL\TEK0018.csv'))[:, 3])

s3i = -(np.asarray(read_csv('24_10_19\SINAL\TEK0019.csv'))[:, 4])
t3 = (np.asarray(read_csv('24_10_19\SINAL\TEK0019.csv'))[:, 3])

s4i = (np.asarray(read_csv('24_10_19\SINAL\TEK0020.csv'))[:, 4]) #Sondas
t4 = (np.asarray(read_csv('24_10_19\SINAL\TEK0020.csv'))[:, 3])

sI = (np.asarray(read_csv('24_10_19\Rogowski_Tokamak.csv'))[:, 4]) #Rogowski
tI = (np.asarray(read_csv('24_10_19\Rogowski_Tokamak.csv'))[:, 3])

vert2 = (np.asarray(read_csv('24_10_19\VERT\TEK0000.csv'))[:, 4]) #Banco Vertical
vert4 = (np.asarray(read_csv('24_10_19\VERT\TEK0001.csv'))[:, 4])

N=len(s1i) #Contador
```

Figura 18 – Aquisição de dados.

Portanto para cada uma das sondas é criado um vetor unidimensional para seus valores no eixo horizontal e vertical, com os valores de tensão do sinal e tempo, respectivamente. Pode-se notar que os sinais das sondas 1 e 3 tem um sinal negativo que inverte o sinal, isto é necessário já que durante a calibração estas sondas estiveram em fase com sinal do gerador de função, mas tendo em vista que devido a impedância indutiva do solenóide a tensão na sonda deve ter um atraso de π radianos em relação ao sinal original. Isto acontece devido a diferença na ligação do circuito da sonda e pode ser resolvido tornando o sinal oposto ao adquirido. Já o atraso de um sinal em relação ao original é corrigido com o vetores de tempo individuais, a partir deles isolamos o intervalo de tempo para que este contenha apenas o sinal, deixando assim todos em fase.

Além dos valores das sondas individuais, também são adquiridos os valores da sonda Rogowski e das sondas 2 e 4 para um disparo dos campos magnéticos, na configuração de disparo Tokamak, apenas sem a pré-ionização da câmara. Esta informação é necessária para remover a contribuição do campo magnético vertical do sinal das sondas. Por fim, é criado um contador N com o valor do tamanho do vetor de um sinal para ser utilizado nas funções de *loop*.

A segunda parte do algoritmo é a filtragem dos sinais. Nele utiliza-se da transformada de Fourier para eliminar altas frequências e limpar o sinal. A figura 19 mostra as linhas de comando para a filtragem do sinal 1 e um exemplo de sinal filtrado.

```

for i in range(N):
    s1f=np.fft.ifft(s1fft)
    if t1[i]>-0.0015:
        s1fft[i]=0
    s2f=np.fft.ifft(s2fft)
    s3f=np.fft.ifft(s3fft)
    s4f=np.fft.ifft(s4fft)

for i in range(N):
    if t1[i]>-0.0014:
        vert2f=np.fft.ifft(vert2fft)
        vert4f=np.fft.ifft(vert4fft)
        s2fft[i]=0
        s3fft[i]=0
        s4fft[i]=0
        sIf=np.fft.ifft(sIfft)

        vert2fft[i]=0
        vert4fft[i]=0

        sIfft[i]=0

```

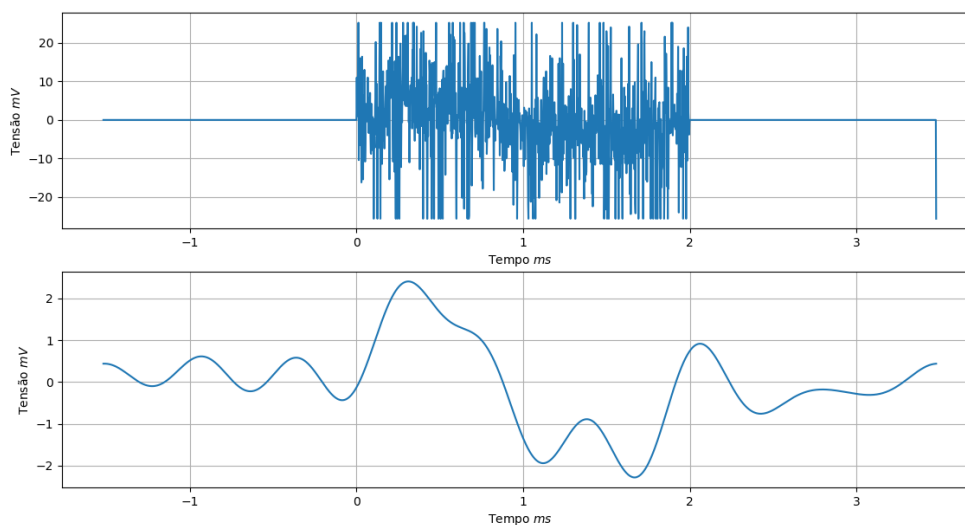


Figura 19 – Filtro de sinal.

Na figura 19 é possível notar como o sinal da sonda 1 é afetado pelo ruídos elétricos. Para contornar este problema nos sinais referêntes a sonda 1, o filtro eliminou mais frequências que nas demais sondas. Com este aumento na eliminação de informação parte dos dados é perdida, entretanto os efeitos do ruído no sinal são muito grandes então é melhor perder parte da informação, do que permitir que os ruídos influenciem no resultado final.

Com os sinais filtrados, deve-se agora subtrair a contribuição do campo vertical. Isto é feito utilizando-se de um *loop* e subtraindo as contribuições ponto a ponto. Após isto é definida a faixa limite do sinal, este passo é necessário para que os sinais fiquem em fase. Para isso, observa-se a faixa de tempo onde o sinal esta e os valores anteriores e posteriores à esta faixa

são tornados nulos. Na sequência verifica-se os pontos onde os sinais deixam de ser nulos e onde voltam a ser nulos para serem definidos como limites.

Com os valores limites, cria-se novos vetores para os sinais com tamanho suficiente para serem preenchidos completamente pelo sinal, sem valores nulos. E com a ajuda de um contador externo e uma função *loop*, os valores do sinal são transferidos para os novos vetores. A figura 20 mostra as linhas de comando para este bloco do algoritmo.

```
#Limite do sinal
for i in range (N-1):
    if t1[i]<=0 or t1[i]>=0.002:
        |   s1f[i]=0
          |   s2f[i]=0
          |   s3f[i]=0
          |   s4f[i]=0
        |
        |   if t1[i]==0:
        |       li=i   #Limite inicial
        |   elif t1[i]==0.002:
        |       lf=i   #Limite final
        |
        |   len=lf-li   #Tamanho de vetor sinal
        |
        |   s1=np.zeros (len)
        |   s2=np.zeros (len)
        |   s3=np.zeros (len)
        |   s4=np.zeros (len)
        |
        |   t=np.zeros (len)
        |
        |   j=0   #Contador
        |
        |   for i in range (li,lf):
        |       s1[j]=s1f[i]
        |       s2[j]=s2f[i]
        |       s3[j]=s3f[i]
        |       s4[j]=s4f[i]
        |
        |       t[j]=t1[i]
        |
        |       j=j+1
        |
        |   for i in range (N-1):
        |       if tI[i]<=3.7*10**(-4) or tI[i]>=1.93*10**(-3):
        |           sIf[i]=0
```

Figura 20 – Faixas limite dos sinais.

Entretanto, o limite definido neste bloco não é o limite do método citado na seção 5.3, ele apenas determina o vetor sinal para que contenha apenas seu próprio valor. Com isso, os sinais filtrados ficam como apresentados na figura 21.

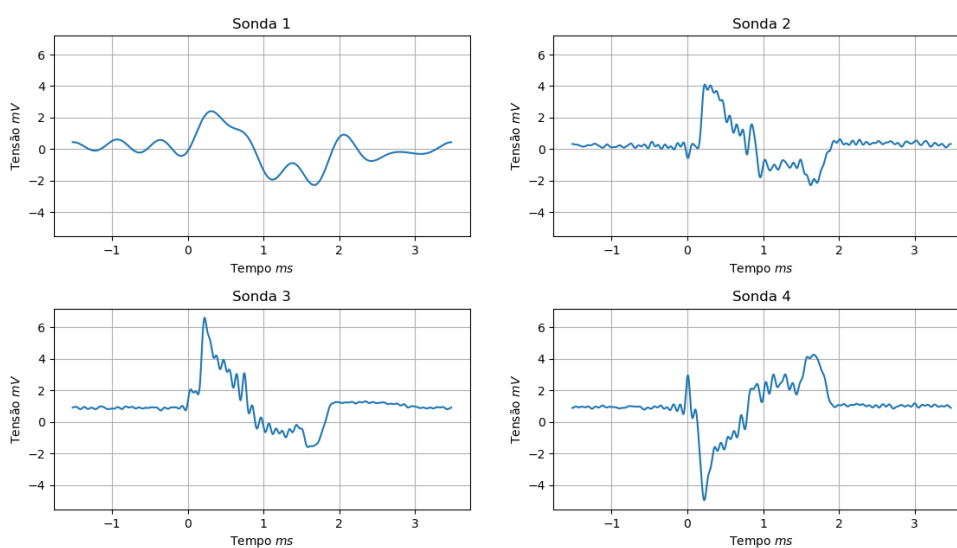


Figura 21 – Sinais das quatro sondas filtrados.

Com os sinais prontos para uso, necessita-se agora do valor da constante C definida na seção 5.4. Neste momento é necessário conhecer o perfil de corrente de plasma, ele é obtido integrando o sinal dado pela sonda Rogowski respeitando a equação 10. A figura a baixo mostra o bloco de comandos para o cálculo da corrente de plasma e o resultado obtido.

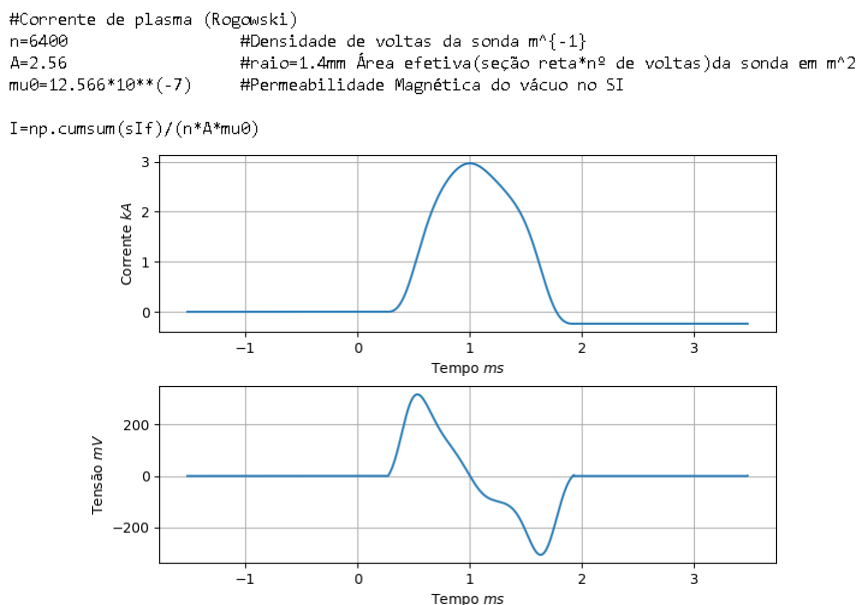


Figura 22 – Bloco de comandos para obtenção da corrente de plasma e perfil obtido.

Com este resultado pode-se definir a constante C . Primeiro é necessário conhecer o valor máximo do perfil de corrente de plasma, isto é facilmente obtido usando o comando `numpy.amax()`, pois ele retorna o maior valor armazenado no vetor. Com este valor conhecido define-se a posição dele dentro do vetor e usamos isto para obter o momento no tempo o qual a corrente de plasma obteve este valor. Conhecendo estas duas informações pode-se inferir a inclinação na subida da corrente de plasma. Além disto, os pontos iniciais e finais usados são armazenados para que o limite de validade do modelo seja definido. A figura 24 mostra o bloco de comandos que executa estas tarefas.

```
#Constante C
C=np.amax(I) #Retorna o valor máximo do vetor

for i in range(N-1):
    if I[i]==C:
        tf=tI[i] #limite final
        i2=i
        C=C/tI[i]
        break
    else:
        continue

for i in range(N-1):
    if sIf[i]>0:
        ti=tI[i] #limite inicial
        i1=i
        break
```

Figura 23 – Obtenção da constante C .

Com todos os parâmetros determinados, basta aplicar as equações 27 e 28 utilizando-se de uma função loop ponto à ponto. A figura 26 mostra o bloco de comandos para os deslocamentos verticais e horizontais.

```
#Deslocamento em y
deltaY=np.zeros(len)

K=- (3.52*10**(-11))*C

for i in range(len-1):
    if s1[i]!=0 or s3[i]!=0:
        deltaY[i]=(s1[i]-s3[i])/((4/K)*(s1[i]*s3[i])-(1/R)*(s1[i]+s3[i]))
#-----
#Deslocamento em x
deltaX=np.zeros(len)

K=- (3.52*10**(-11))*C

for i in range(len-1):
    if s2[i]!=0 or s4[i]!=0:
        deltaX[i]=(s4[i]-s2[i])/((1/R)*(s2[i]+s4[i])-(4/K)*(s2[i]*s4[i]))
```

Figura 24 – Equações 27 e 28 aplicadas no algoritmo.

Por fim, os resultados que passam da faixa limite de validade do modelo são descartadas transferindo os pontos, dentro do limite, para novos vetores. Na figura 25 está o bloco de comandos que realiza esta função.

```
#Deslocamento dentro da Faixa limite
deltax=np.zeros(i2-i1)
deltay=np.zeros(i2-i1)
td=np.zeros(i2-i1)

k=0 #Contador

for i in range(len-1):
    if t[i]>=ti and t[i]<=tf:
        if k==(i2-i1-1):
            break

        deltax[k]=deltaX[i]
        deltax[k]=deltaY[i]

        td[k]=t[i]

        k=k+1
```

Figura 25 – Bloco de comandos para o limite de validade do modelo.

Com todos os resultados armazenados em vetores, usa-se a biblioteca *pyplot* para montar os gráficos dos deslocamentos.

8 RESULTADOS

Com as sondas instaladas no NOVA, foram realizados dois dias de obtenção de dados, com 467 disparos no total. Contudo em cada dia antes da obtenção dos sinais, a câmara foi limpa utilizando-se de disparos de limpeza (100 no primeiro dia e 150 no segundo). Eles são necessários para diminuir o nível de impurezas na câmara e facilitar o processo de evacuação. Isto pode ser verificado utilizando-se um espectrômetro de massa, este aparato obtêm as pressões parciais de diversas moléculas através da diferença de massa entre elas.

As pressões parciais foram verificadas nos dois dias de obtenção de dados, a tabela a baixo mostra os valores das pressões obtidas em *torr*. Pode-se notar que com o uso de disparos de limpeza as pressões de gases mais pesados diminuiu, e portanto, o vácuo do NOVA melhorou chegando a pressão de $4,2 \times 10^{-6}$ *torr*.

Tabela 5 – Pressões parciais dos gases no câmara do NOVA.

P(<i>torr</i>)	15/10/19	21/10/19
H_2	$4,05 \times 10^{-10}$	$1,07 \times 10^{-10}$
He	$3,17 \times 10^{-10}$	$2,79 \times 10^{-10}$
CH_4	$1,37 \times 10^{-9}$	$2,35 \times 10^{-9}$
H_2O	$1,45 \times 10^{-8}$	$1,81 \times 10^{-8}$
N_2	$4,36 \times 10^{-7}$	$1,09 \times 10^{-7}$
CO	$3,77 \times 10^{-9}$	$3,4 \times 10^{-9}$
O_2	$1,47 \times 10^{-7}$	$1,0 \times 10^{-7}$
Ar	$4,86 \times 10^{-9}$	$1,64 \times 10^{-9}$
CO_2	$1,43 \times 10^{-9}$	$1,07 \times 10^{-9}$

Com a limpeza pronta foi estabelecida a pressão de trabalho de $3,2 \times 10^{-5}$ *Torr*, introduzindo-se hidrogênio na câmara. Este valor foi escolhido respeitando o limite de pressão de trabalho da bomba de vácuo turbomolecular.

Nesta descarga, foram estabelecidos para os bancos Joule e vertical alto a tensão de 1,1 *kV*, para os bancos Joule e vertical baixo a tensão de 200 *V* e para o banco toroidal a tensão de 1 *kV*. A figura 26 mostra um dos sinais obtidos para três, das quatro sondas.

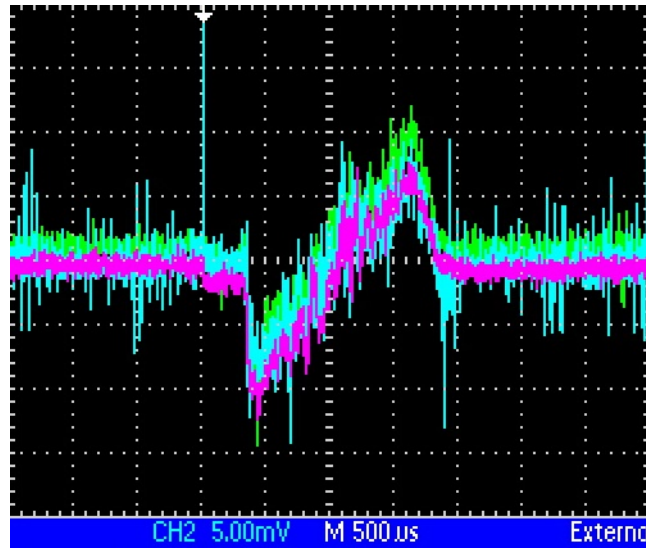
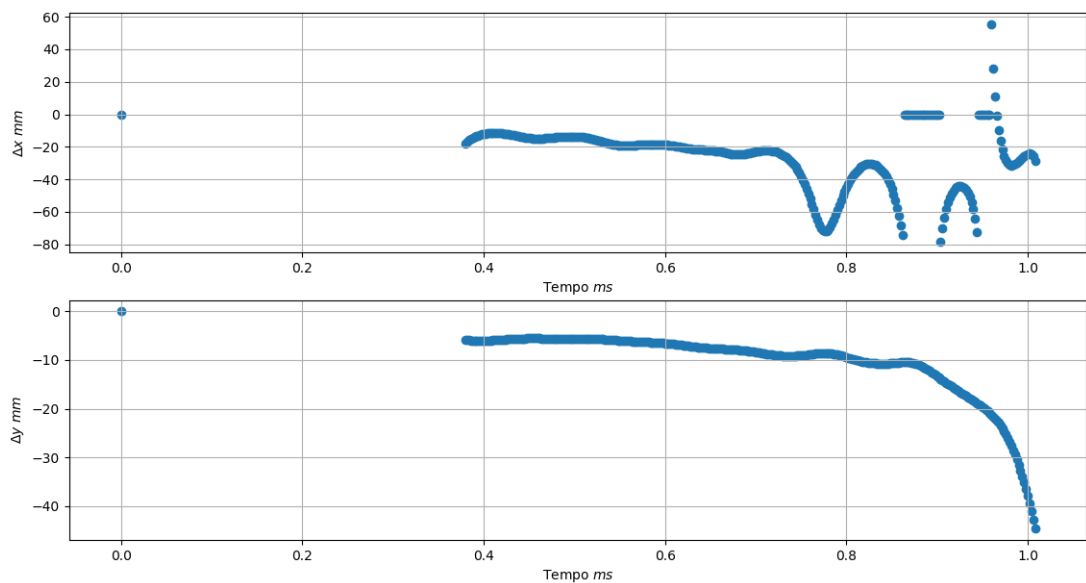


Figura 26 – Sinais no osciloscópio

Foram obtidos quinze sinais das quatro sondas nesta configuração de disparo. Mas, apenas cinco destes puderam ser usados, pois o ruído elétrico nos demais sinais tinham amplitudes maiores que o próprio sinal.

Nesta configuração de descarga foi obtida corrente de plasma com valor máximo de aproximadamente 3 kA , como mostrado na figura 22. A figura 27 apresenta os deslocamentos médios obtidos dos 5 disparos calculados utilizando as equações 27 e 28.

Figura 27 – Deslocamentos horizontais (Δx) e verticais (Δy).

Nessa figura, é possível notar os deslocamentos da coluna de plasma. O deslocamento horizontal se move na direção negativa do eixo x no plano transversal da câmara do tokamak NOVA, com uma certa oscilação nos valores. Já na direção vertical, a coluna de plasma se desloca consideravelmente na direção negativa do eixo y , ou seja, indo em direção à parte inferior da câmara.

No entanto, estas oscilações do deslocamento no eixo x não significam necessariamente que a coluna de plasma está oscilando na câmara. Ao se estabelecer o campo elétrico de aquecimento, e assim se iniciar a formação da coluna de plasma, haverá oscilações de intensidade da corrente. Estas oscilações farão com que os sinais tenham crescimentos súbitos e eles representaram os pontos mais distantes dos eixos no resultado final. Isso está relacionado com as flutuações do sinal e numéricas.

Assim, para cada deslocamento determina-se regiões no eixo temporal e toma-se a média dos deslocamentos nestas regiões. Com isso, é possível obter o deslocamento efetivo da coluna de plasma. A figura a baixo mostra o comportamento efetivo dos deslocamentos verticais e horizontais da coluna de plasma no período aferido.

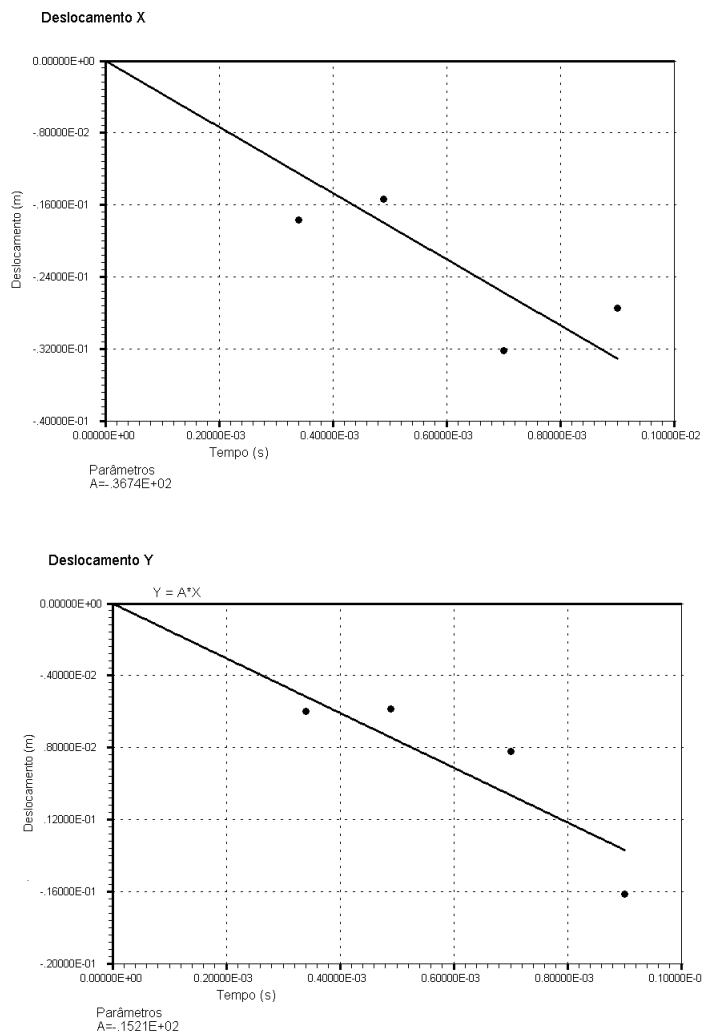


Figura 28 – A cima deslocamento horizontal. A baixo deslocamento vertical.

A partir da figura 28, pode-se notar que a coluna de plasma, no seu período de crescimento, tende a se deslocar no quadrante negativo do plano transversal da câmara do tokamak NOVA. Ou seja, a coluna se desloca em direção à região interna do tokamak na direção horizontal e do centro para baixo na direção vertical.

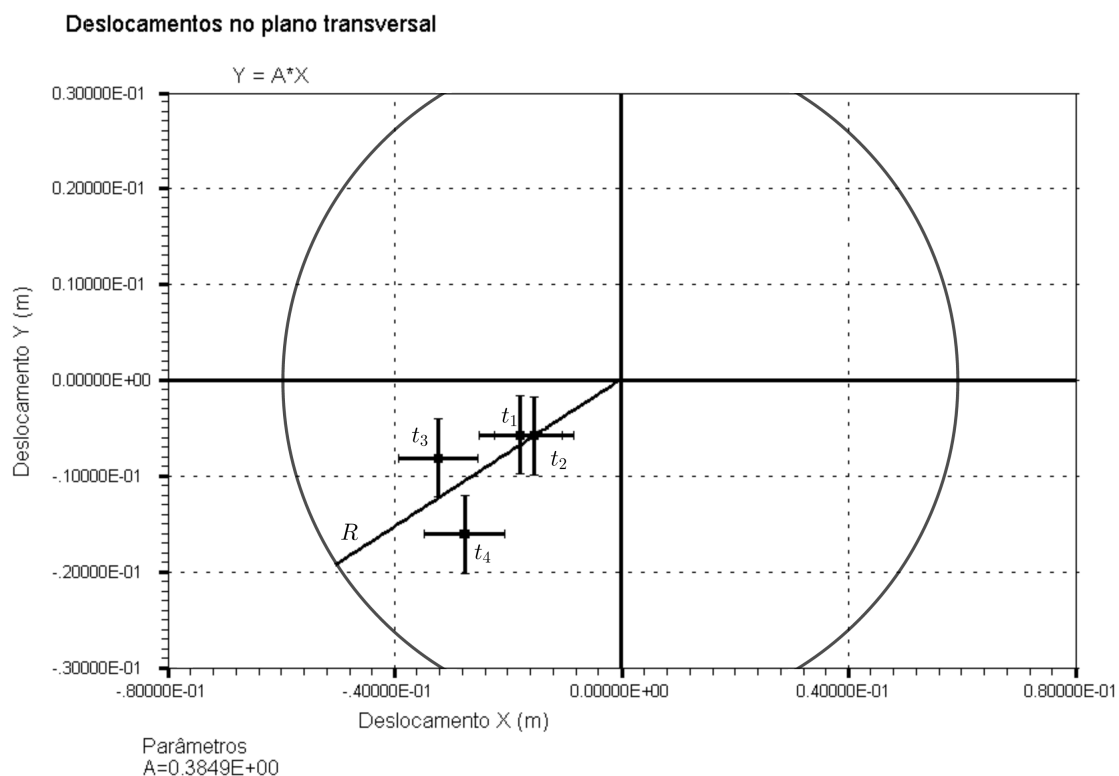


Figura 29 – Deslocamento da coluna de plasma no plano transversal a câmara.

Na figura 29, é mostrado o deslocamento da coluna de plasma no passar do tempo, onde os valores de t mostrados se referem as regiões determinados no eixo temporal. Na figura fica visível o comportamento da coluna de plasma, ela surge próximo a origem logo a baixo do eixo x . Com o passar do tempo ela se desloca para uma região mais interna do torus se mantendo ainda próximo a origem. Este resultado é reforçado com o fato de que sondas próximas à corrente de plasma terão um valor maior em intensidade do sinal. Isto pode ser visto na figura 21, onde os sinais das sondas 3 e 4 são mais intensos que os demais.

Com estes resultados pode-se fazer, se necessário, o ajuste dos campos magnéticos de compensação utilizando-se dos resistores *shunt* do NOVA. Eles são capazes de desviar parte da corrente do banco principal para as bobinas de compensação vertical e horizontal.

Portanto, para realizar este ajuste de forma a diminuir os deslocamentos da coluna de plasma, os resistores *shunt* devem ser ajustados e novos dados retirados para se comparar os deslocamentos e obter uma relação entre o ajuste dos resistores e os deslocamentos da coluna de plasma.

9 CONCLUSÃO

O sistema tokamak é o dispositivo mais promissor para obtenção de energia limpa, e máquinas como o tokamak NOVA-FURG podem contribuir no desenvolvimento desse feito.

Obter métodos de diagnósticos em plasma, se torna fundamental para conhecer o que acontece dentro de um tokamak. Estes diagnósticos tem como principal função identificar instabilidades destrutivas no plasma e aumentar sua eficiência. Como foi citado na seção 4, a instabilidade mais fundametal é devido à posição da coluna de plasma na câmara. Portanto, a posição da coluna, bem como seus deslocamentos, devem ser conhecidos a priori, antes de que outro trabalho possa ser realizado.

A melhor maneira para conhecer estes deslocamentos é através dos métodos de sondas magnéticas. Eles são muito utilizados na área devido a facilidade de construção das sondas e de instalação no sistema, além de que sua medida não interfere no plasma.

Considerando que o sistema se comporte seguindo o modelo do filamento toroidal, pode-se estudar de forma mais simplificada o comportamento do campo magnético poloidal nas sondas magnéticas. Com este modelo, o campo magnético poloidal tem sua dependência radial conhecida, dada pela equação do campo mangnético de um fio infinito, e para determinar a sua dependência temporal observa-se o comportamento da corrente de plasma no período de crescimento da corrente.

A partir da medida da sonda Rogowski, pode-se notar o comportamento aproximadamente linear do crescimento da corrente de plasma durante sua formação. Assim, pode-se escrever a dependência temporal da corrente de plasma como uma função linear, e por fim o campo magnético será o produto das partes radial e temporal do campo.

Com o aparato matemático e o algoritmo em mãos, as sondas discretas foram construídas, após isso, elas foram calibradas. Este passo é muito importante para que sejam garantidos os parâmetros definidos na seção 5.2. Para isto, é necessário conhecer o comportamento das sondas em intensidade de sinal e tempo de resposta. Ambas as calibrações foram feitas utilizando o mesmo circuito, formado por um solenóide e um gerador de função. Os perfis temporais do gerador de função e dos sinais gerados nas sondas foram medidos no osciloscópio e apresentaram comportamento similiar, com isto pode-se garantir que as sondas iriam responder ao sinal gerado pela corrente de plasma.

Já para a intensidade, foram comparados os valores obtidos de tensão nas sondas com os valores calculados teóricamente para o campo magnético do solenóide de calibração. Mas esta calibração não foi utilizada diretamente nos resultados, já que os deslocamentos estão diretamente relacionados com os sinais das sondas como definido na seção 5.4 pelas equações 27 e 28.

Com estes resultados em mãos, pode-se implementar o algoritmo que determinou os deslocamentos a partir dos sinais obtidos. Essa tarefa foi facilmente realizada com a utilização

da linguagem *python*. Isto pois, o *python* tem todas as funções necessárias prontas para a utilização em suas bibliotecas, desde tratamento de dados, funções matemáticas e tratamento de sinais. Além disto, sua sintaxe é muito próxima da nossa linguagem tornando a escrita do código muito mais rápida.

Finalmente, foram realizados os disparos em configuração tokamak, obtendo os sinais mostrados na seção 7. Com estes sinais e o algoritmo em mãos pode-se inferir os deslocamentos da coluna de plasma. Foi verificado que a coluna de plasma surge próximo a origem dos eixos, logo a baixo do eixo x . Com o passar do tempo, a coluna se desloca em direção ao terceiro quadrante do plano transversal da câmara do NOVA.

Embora, os resultados apresentados neste trabalho indiquem os deslocamentos sofridos pela coluna, os modelos adotados para inferir os deslocamentos da coluna de plasma não levam em consideração o seu volume e anomalias dos campos magnéticos. Essas propriedades e efeitos interferem de forma considerável no movimento da coluna de plasma. Além disso, a consideração da linearidade no crescimento da corrente de plasma, não leva em conta os efeitos da densidade de corrente no plasma e do platô no ponto máximo da corrente. Assim, os efeitos, como a variação da intensidade da corrente de plasma, afetam o sinal trazendo valores de deslocamento que não foram considerados no modelo.

Por fim, este trabalho pode ser continuado e melhorado, incorporando-se ao método os demais efeitos de campos magnéticos no tokamak como também uma descrição mais precisa do comportamento do campo magnético poloidal. Além disso, é possível melhorar o sistema de diagnóstico utilizando um número maior de sondas discretas e/ou sondas magnéticas tridimensionais.

Referências

- BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. 3. ed. New York: Springer-Verlag, Inc., 2004. Citado 2 vezes nas páginas e 1.
- BUNKER, B. E. **Numerical Methods for Inductance Calculation**. Disponível em: <<http://electronbunker.ca/eb/CalcMethods1a.html>>. Acesso em: 15 de maio de 2019. Citado na página 16.
- DALTRINI, A. M. **Espectroscopia no visível e ultravioleta no vácuo no tokamak NOVA-UNICAMP**. 88 f. Dissertação (Tese de Mestrado) — Universidade Estadual de Campinas, Campinas-SP, 1999. Citado 6 vezes nas páginas , 5, 6, 7, 11 e 13.
- DIAS, R. **Conjuntura energética global – Insights em demanda de energia**. 2018. Disponível em: <<https://www.cubienergia.com/insights-demandadeenergia/ct.org>>. Acesso em: 12 de junho de 2019. Citado na página 1.
- LIMA, M. **Campo \vec{B} de Solenóide Finito**. Disponível em: <http://www.fma.if.usp.br/~mlima/teaching/4323203_2018/Ape7.pdf>. Acesso em: 20 de outubro de 2019. Citado na página 24.
- MANUAL do Tokamak NOVA. Rio Grande. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 12.
- NUCLEAR Fusion. 2019. Disponível em: <<https://chem.libretexts.org/@api/deki/files/16122/20.18.jpg?revision=1>>. Acesso em: 12 de junho de 2019. Citado 2 vezes nas páginas e 1.
- QUIN, J. A method for measuring plasma position in tj-i tokamak. v. 21, p. 40–47, 1993. Citado 2 vezes nas páginas e 18.
- VACAERO, I. **Oil Sealed Rotary Vane Pumps**. 2019. Disponível em: <<https://vacaero.com/information-resources/vacuum-pump-technology-education-and-training/195875-oil-sealed-rotary-vane-pumps.html>>. Acesso em: 20 de abril de 2019. Citado 2 vezes nas páginas e 8.
- WESSON, J. **Tokamaks**. Oxford University: Oxford Press, 2004. Citado 4 vezes nas páginas , 6, 7 e 14.