

Gustavo Correia Espirito Santo

**Método de Obtenção das Magnetizações de  
Blocos Magnéticos de NdFeB a partir de Perfís  
de Curvas de Integral de Campo Magnético**

Campinas - SP

2022

Gustavo Correia Espirito Santo

# **Método de Obtenção das Magnetizações de Blocos Magnéticos de NdFeB a partir de Perfís de Curvas de Integral de Campo Magnético**

Trabalho Final de Curso apresentado como requisito parcial para obtenção do título de bacharelado em Engenharia Física pela Universidade Federal de São Carlos.

Prof. Dr. Fábio Luís Zabotto  
**Orientador**

Vitor Pereira Soares  
**Co-orientador**

Universidade Federal de São Carlos – UFSCar

Departamento de Física

Engenharia Física

Campinas - SP

2022

Correia Espirito Santo, Gustavo

Método de obtenção das magnetizações de blocos magnéticos de NdFeB a partir de perfis de curvas de integral de campo magnético / Gustavo Correia Espirito Santo – 2022.  
56f.

TFC (Graduação) - Universidade Federal de São Carlos, campus São Carlos, São Carlos

Orientador (a): Fábio Luís Zabotto  
Co-Orientador (a): Vitor Pereira Soares

Banca Examinadora: Fabiano Colauto, Maycon Motta  
Bibliografia

1. Física, Simulação magnética, Dispositivos de inserção. I. Correia Espirito Santo, Gustavo. II. Título.

Ficha catalográfica desenvolvida pela Secretaria Geral de Informática (SIn)

DADOS FORNECIDOS PELO AUTOR

Bibliotecário responsável: Ronildo Santos Prado - CRB/8 7325

# Agradecimentos

Agradeço, primeiramente, aos meus pais, Ana Paula e Moacir, que são as pessoas para quem dedico este trabalho e que sempre me deram todo suporte, ajuda, conselhos, amor e a quem eu sempre tive como base, em todos os momentos da minha vida.

Agradeço ao Prof. Dr. Fábio Luís Zabotto pela orientação e ao Vitor Pereira Soares pela co-orientação neste trabalho.

Agradeço aos meus amigos de turma da UFSCAR, por todo o apoio, por todos os momentos vividos/compartilhados, e todos os aprendizados que me fizeram ser quem sou hoje.

Agradeço ao CNPEM pela oportunidade e à todos do Grupo IMAS por todo suporte, paciência e todos os ensinamentos proporcionados.

Por fim, gostaria de agradecer aos meus amigos de Campinas Anne, Luciedry, Felipe, Luan e Cybele por tudo, pois foram minha base e sempre estiveram presentes em diversos momentos importantes nesses últimos 2 anos.

# Resumo

A luz síncrotron é um tipo de radiação eletromagnética emitida quando partículas relativísticas carregadas submetidas a uma aceleração perpendicular a sua velocidade, como por exemplo a aceleração criada pela força de um campo magnético. A partícula ao passar por um campo magnético, sofre uma deflexão em sua trajetória, fazendo emitir a radiação síncrotron na direção tangente do seu caminho. Ela é extremamente brilhante e se estende por um amplo espectro, permitindo realizar diferentes tipos de análise com as diferentes radiações que a compõem. Os principais equipamentos responsáveis pela produção desse tipo de radiação são chamados de Dispositivos de Inserção (DI). Constituídos por um conjunto de dipolos com polaridade alternada, esses dispositivos causam oscilações na trajetória dos elétrons, fazendo-os emitir radiação. Uma figura de mérito extremamente importante para DIs são as integrais de campo magnético, que efetivamente, representam os efeitos causados por um campo magnético à partículas carregadas. Dessa forma, as integrais de campo fornecem os desvios angulares e posicionais da trajetória do elétron de saída com relação à trajetória de entrada nos dispositivos de inserção. Simulações magnéticas são utilizadas a fim de descrever e prever tais parâmetros. Contudo, para realização das simulações, é necessário conhecer de maneira precisa os parâmetros geométricos e magnéticos envolvidos em tal processo. Dessa forma, o presente trabalho pretende apresentar um método de determinação das componentes de magnetização de blocos magnéticos utilizados em dispositivos de inserção, a partir de perfis de curvas de integral de campo, permitindo prever de forma confiável os diversos parâmetros magnéticos que envolvem física de aceleradores, através das simulações magnéticas. Tal método foi testado e validado, conseguindo descrever de forma satisfatória os efeitos para um conjunto de blocos arranjados de forma periódica, denominado de subcassete, simulando as curvas de campo magnético e integral de campo, obtendo diferenças  $< 50$  G.cm.

**Palavras-chaves:** Dispositivos de Inserção. Luz Síncrotron. Campo Magnético. Dipolos magnéticos. Simulação Magnética. Integrais de Campo.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Representação esquemática da radiação emitida por onduladores e wigglers. À esquerda está uma vista superior dos DIs e à direita está uma vista lateral. (CERESER, 2011) . . . . .	14
Figura 2 – Espectro de radiação emitida por onduladores e wigglers em comparação com um ímã dipolo. (CLARKE, 2004) . . . . .	14
Figura 3 – Ondulador. (WIKIPEDIA, 2021) . . . . .	15
Figura 4 – Campos multipolares ‘puros’. <b>Parte superior:</b> dipolo. <b>Meio:</b> quadrupolo. <b>Parte inferior:</b> sextupolo. Os campos à esquerda são normais ( $A_n$ positivo); os da direita são skew ( $B_n$ positivo). (Brandt, 2011) . . .	23
Figura 5 – Vista Lateral do Sistema Bobina Girante utilizado no grupo IMA/CNPEM. <b>(1):</b> Quadrupolo; <b>(2):</b> Bobina; <b>(3):</b> Encoder; <b>(4):</b> Motor; <b>(5):</b> Contato de Mercúrio entre bobina e integrador de tensão. (SOARES, 2015) . . .	25
Figura 6 – Vista Superior do Sistema Bobina Girante. Os fios de tungstênio são enrolados em torno do eixo Y. Fonte: Próprio Autor . . . . .	26
Figura 7 – Vista Frontal dos fios e Representação 2D do fluxo na bobina girando em um campo dipolar . (Brandt, 2011) . . . . .	27
Figura 8 – Ilustração do bloco magnético e seus eixos ordenados. Fonte: Autor . .	30
Figura 9 – Medida do bloco na Posição 1 - vertical. Fonte: Próprio Autor . . . . .	31
Figura 10 – Medida do bloco na Posição 2 - horizontal. Fonte: Próprio Autor . . . . .	32
Figura 11 – Curva de $IB_y$ vs. $x$ para diferentes valores de $M_y$ . Fonte: Próprio Autor	33
Figura 12 – Curva de $IB_y$ vs. $x$ para diferentes valores de $M_x$ . Fonte: Próprio Autor	33
Figura 13 – Curva de $IB_y$ vs. $x$ para diferentes valores de $M_x$ , visão ampliada. Fonte: Próprio Autor . . . . .	34
Figura 14 – Curva de $IB_x$ vs. $x$ para diferentes valores de $M_x$ Fonte: Próprio Autor	34
Figura 15 – Curva de $IB_x$ vs. $x$ para diferentes valores de $M_y$ . Fonte: Próprio Autor	35
Figura 16 – Curva de $IB_x$ vs. $x$ para diferentes valores de $M_y$ , visão ampliada. Fonte: Próprio Autor . . . . .	35
Figura 17 – Linhas de Campo de um Dipolo Magnético. Fonte: (UOL, 2022) . . . . .	36
Figura 18 – Curva de Calibração para determinação de $M_y$ para blocos do tipo A e B e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor . . . . .	37
Figura 19 – Curva de Calibração para determinação de $M_x$ para blocos do tipo A e B e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor . . . . .	37
Figura 20 – Perfil de $IB_y$ para blocos do tipo A com diferentes magnetizações $M_z$ e $M_x$ , medidos na Bobina Girante. Fonte: Próprio Autor . . . . .	38
Figura 21 – Perfil de $IB_x$ para blocos do tipo A com diferentes magnetizações $M_z$ e $M_x$ , medidos na Bobina Girante. Fonte: Próprio Autor . . . . .	39

Figura 22 – Curva de $IB_x$ vs. $x$ referente à contribuição exclusiva da componente $M_x$ para blocos do Tipo A. Fonte: Próprio Autor . . . . .	40
Figura 23 – Curva de $IB_y$ vs. $x$ referente à contribuição exclusiva da componente $M_y$ para blocos do Tipo A. Fonte: Próprio Autor . . . . .	41
Figura 24 – Curva de Calibração para determinação de $M_z$ para blocos do tipo A e B e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor . . . . .	42
Figura 25 – Curva de Calibração para determinação de $M_x$ para blocos do tipo C e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor . . . . .	43
Figura 26 – Curva de Calibração para determinação de $M_y$ para blocos do tipo C e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor . . . . .	43
Figura 27 – Curva de Calibração para determinação de $M_z$ para blocos do tipo C e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor . . . . .	44
Figura 28 – Ilustração das linhas de campo geradas pelo arranjo magnético do Array de Halbach. Fonte: (WANG et al., 2018) . . . . .	48
Figura 29 – Sorting CBG - 01. Fonte: Próprio Autor . . . . .	48
Figura 30 – Sorting CBG - 02. Fonte: Próprio Autor . . . . .	48
Figura 31 – Montagem Subcassete CBG - 01. Fonte: Próprio Autor . . . . .	49
Figura 32 – Montagem Subcassete CBG - 02. Fonte: Próprio Autor . . . . .	50
Figura 33 – Resultados de campo magnético na linha central do subcassete CBG-01. Fonte: Próprio Autor . . . . .	51
Figura 34 – Resultados de campo magnético na linha central do subcassete CBG-02. Fonte: Próprio Autor . . . . .	51
Figura 35 – : Resultados de integrais de campo para o CBG-01. Fonte: Próprio Autor	52
Figura 36 – : Resultados de integrais de campo para o CBG-02. Fonte: Próprio Autor	52

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Propriedades magnéticas do NdFeB. . . . .	19
Tabela 2 – Propriedades magnéticas do NdFeB utilizado nos DIs do Sírius. . . . .	19
Tabela 3 – Coeficientes do ajuste linear da curva de calibração para determinação de $M_x$ , $M_y$ e $M_z$ para blocos do tipo A e B. . . . .	42
Tabela 4 – Coeficientes do ajuste linear da curva de calibração para determinação de $M_x$ , $M_y$ e $M_z$ para blocos do tipo C. . . . .	44
Tabela 5 – Magnetizações obtidas pelos métodos BG e BH para o conjunto de blocos BA . . . . .	46
Tabela 6 – Magnetizações obtidas pelos métodos BG e BH para o conjunto de blocos BB . . . . .	46
Tabela 7 – Magnetizações obtidas pelos métodos BG e BH para o conjunto de blocos BC . . . . .	47

# Sumário

<b>I</b>	<b>FUNDAMENTOS TEÓRICOS</b>	<b>12</b>
1	DISPOSITIVOS DE INSERÇÃO . . . . .	13
2	INTEGRAIS DE CAMPO MAGNÉTICO . . . . .	17
3	ÍMÃS MAGNETO PERMANENTES DE NDFEB . . . . .	19
4	EXPANSÃO MULTIPOLAR DO CAMPO MAGNÉTICO . . . . .	20
4.1	Descrição do Campo Magnético como uma Função Complexa . . . . .	20
<b>II</b>	<b>MÉTODOS</b>	<b>24</b>
5	BOBINA GIRANTE . . . . .	25
6	PRINCÍPIO DO PROGRAMA . . . . .	29
6.1	Simulação Magnética e Criação da Curva de Calibração para os Blocos com Magnetização Vertical . . . . .	32
6.2	Curva de Calibração para os Blocos com Magnetização Horizontal . . . . .	42
<b>III</b>	<b>APLICAÇÃO DO ALGORITMO</b>	<b>45</b>
6.3	Magnetizações Obtidas . . . . .	46
6.4	Montagem e Caracterização Magnética de Subcassetes . . . . .	47
6.4.1	Sorting dos Blocos Individuais . . . . .	48
6.5	Resultados de Campo Magnético e Integral de Campo . . . . .	50
7	CONCLUSÃO . . . . .	53
	REFERÊNCIAS . . . . .	54
	APÊNDICES	56
	APÊNDICE A – CONDIÇÃO DE CAUCHY - RIEMANN . . . . .	57

# Apresentação da Proposta

A luz síncrotron é um tipo de radiação eletromagnética emitida quando partículas relativísticas carregadas submetidas a uma aceleração perpendicular a sua velocidade, como por exemplo a aceleração criada pela força de um campo magnético. A partícula ao passar por um campo magnético, sofre uma deflexão em sua trajetória, fazendo emitir a radiação síncrotron na direção tangente do seu caminho. Ela é extremamente brilhante e se estende por um amplo espectro, isto é, ela é composta por diversos tipos de luz, desde o infravermelho, passando pela luz visível e pela radiação ultravioleta e chegando aos raios X.

Com o uso dessa luz especial é possível penetrar a matéria e revelar características de sua estrutura molecular e atômica para a investigação de todo tipo de material. O seu amplo espectro permite realizar diferentes tipos de análise com as diferentes radiações que a compõem. Já seu alto brilho permite experimentos extremamente rápidos e a investigação de detalhes dos materiais na escala de nanômetros ([CNPEM, 2022b](#)).

Os principais equipamentos responsáveis pela produção desse tipo de radiação são chamados de Dispositivos de Inserção. Constituídos por um conjunto de dipolos com polaridade alternada, esses dispositivos causam oscilações na trajetória dos elétrons, fazendo-os emitir radiação.

Atualmente, o Centro Nacional de Pesquisa em Energia e Materiais (CNPEM) está desenvolvendo seu primeiro DI do tipo delta para ser usado na linha de luz SABIÁ. As linhas de luz são estações experimentais que utilizam a radiação para os mais diversos estudos na matéria, como espectroscopia, difração de raio-x, imageamento, tomografia, entre outros. Todas estão presentes no Sírius, o acelerador de elétrons de 4<sup>a</sup> Geração, responsável pela produção da luz síncrotron. No entanto, os desafios enfrentados para o desenvolvimento dos DIs exigem estudos e análises precisas dos parâmetros magnéticos, e seus efeitos sobre o feixe de elétrons.

Uma figura de mérito extremamente importante para DIs são as integrais de campo magnético, que efetivamente, representam os efeitos causados por um campo magnético à partículas carregadas. Dessa forma, as integrais de campo fornecem os desvios angulares e posicionais da trajetória do elétron de saída com relação à trajetória de entrada no DI. Simulações magnéticas são utilizadas a fim de descrever e prever tais parâmetros. Contudo, para realização das simulações, é necessário conhecer de maneira precisa os parâmetros geométricos e magnéticos envolvidos em tal processo.

Um dos sistemas utilizados para determinação das magnetizações dos dipolos magnéticos utilizados no DI é a Bobina de Helmholtz induzida ([TOSIN; PIMENTA, 2008](#)),

na qual um bloco magnético é inserido no centro do sistema, e a partir de sua rotação, é induzida uma tensão que permite identificar os valores de magnetização do bloco. Porém, tais valores, ao serem inseridos nas simulações, não forneciam os resultados esperados e medidos em sistemas de caracterização, devido à necessidade de determinação específica de mais parâmetros magnéticos, como a permeabilidade magnética de cada bloco.

Dessa forma, o presente trabalho pretende apresentar um método de determinação das componentes de magnetização de blocos magnéticos utilizados em dispositivos de inserção, a partir de perfis de curvas de integral de campo, permitindo prever de forma confiável os diversos parâmetros magnéticos que envolvem física de aceleradores, através das simulações magnéticas.

O método desenvolvido consistiu na simulação magnética e análise sistemática do comportamento das curvas de perfis de integral de campo  $IB_x$  e  $IB_y$  a partir da variação de cada componente de magnetização dos blocos, permitindo criar uma curva de calibração que relacionava  $M$  vs.  $IB$ . A partir de tais curvas obtidas em simulação, utilizando medidas de integral de campo feitas no sistema de medida Bobina Girante, pôde-se obter os valores de magnetização que melhor descreveram as integrais de campo, em simulação.

# Objetivo

Desenvolver e validar a implementação de um método para determinação das componentes de magnetização de blocos magnéticos utilizados em dispositivos de inserção, que permitam prever de forma confiável os diversos parâmetros que envolvem física de aceleradores, como as curvas de campo magnético e integral de campo, através de simulações.

Parte I

Fundamentos Teóricos

# 1 Dispositivos de Inserção

Dispositivos de inserção (DI), como onduladores e wigglers, desempenham papel importante na produção de radiação síncrotron. Constituídos por um conjunto de dipolos com polaridade alternada, esses dispositivos causam oscilações na trajetória de elétrons, fazendo-os emitir radiação. Essa radiação pode sofrer interferência, o que possibilita a produção feixes de luz síncrotron altamente intensos. O ondulador é um dispositivo que faz com que o feixe de elétrons siga uma trajetória suave, periódica e ondulante, como consequência as frentes de onda da radiação emitida se sobrepõem, ocorrendo efeitos de interferência. Em alguns comprimentos de onda essa interferência é construtiva e observa-se um aumento significativo na intensidade; em outros, essa interferência é destrutiva e, conseqüentemente, haverá regiões escuras no espectro. O wiggler tem um efeito mais forte sobre a trajetória do feixe de elétrons, fazendo-o oscilar de um lado para o outro com uma amplitude maior. Isso evita que as frentes de onda se sobreponham e, portanto, nenhum efeito de interferência é aparente. A vantagem deste tipo de DI é que cada movimento produz sempre o mesmo número de fótons e, portanto, se dezenas de oscilações forem produzidas em uma região, o observador verá um aumento de intensidade da mesma ordem (CLARKE, 2004).

Algumas das diferenças entre os dois dispositivos estão na coerência da radiação gerada, na intensidade e no raio de emissão. A radiação gerada por onduladores é muito mais intensa, colimada e coerente, enquanto que em wigglers, o raio de emissão é muito maior e a onda gerada não é coerente. A Figura 1 apresenta uma representação esquemática dos dois dispositivos. No entanto, a principal diferença entre os dois DIs refere-se ao seu espectro de radiação. Enquanto em dipolos e wigglers, o espectro de radiação é contínuo, em onduladores, seu espectro acaba sendo composto por picos discretos e mais intensos em harmônicos específicos. Isso decorre do fato que, a radiação gerada por onduladores sofre os efeitos de interferências construtivas e destrutivas para determinados comprimentos de onda.

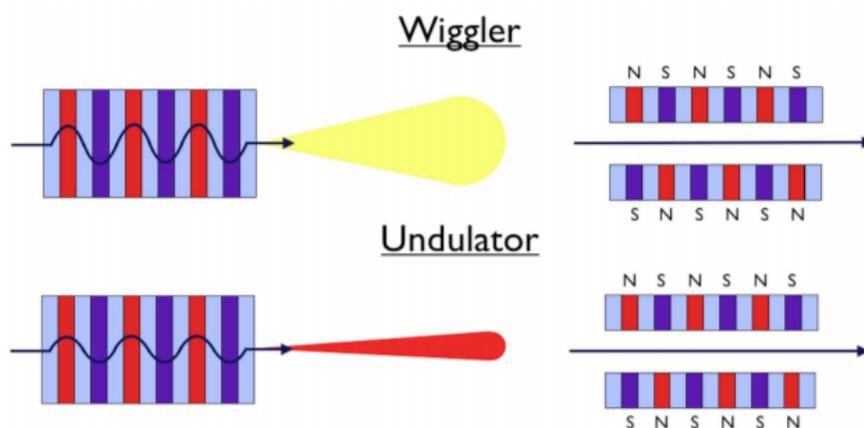


Figura 1 – Representação esquemática da radiação emitida por onduladores e wigglers. À esquerda está uma vista superior dos DIs e à direita está uma vista lateral. (CERESER, 2011)

Um exemplo de espectro de radiação emitida por esses dispositivos é dado na Figura 2.

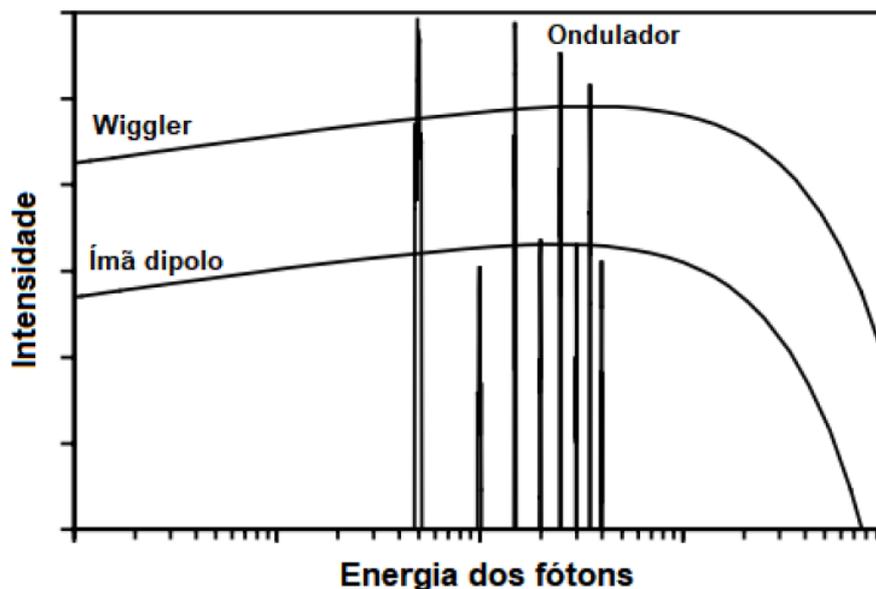


Figura 2 – Espectro de radiação emitida por onduladores e wigglers em comparação com um ímã dipolo. (CLARKE, 2004)

Campos magnéticos não produzem ganhos de energia para o feixe, apenas servem para guiar a trajetória das partículas no interior dos aceleradores. Como consequência, a velocidade  $v$  e a energia  $E$  do feixe, para uma partícula a velocidades relativísticas, são conservadas ao atravessar uma região com presença de campo magnético, sendo sua energia dada por (GRIFFITHS, 2011):

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.1)$$

onde  $\beta = v/c$ . Considerando que uma partícula, nessa situação, percorra uma distância  $ds$  em um tempo  $dt$ , sua velocidade será dada por  $v = ds/dt$ . Sendo assim, podemos reescrever a equação da Força de Lorentz como:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = mv \frac{d\vec{v}}{ds} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.2)$$

Conhecer os campos magnéticos gerados por onduladores ao longo da trajetória dos elétrons implica também em saber quais as frequências de radiação que são emitidas por esse dispositivo. Dessa forma, considerando uma região onde há a inserção de um ondulator planar, com campo vertical na direção  $y$ , que causa oscilações na direção  $x$  de um feixe de elétron que viaja ao longo da direção longitudinal  $s$ , temos que o campo magnético gerado por esse dispositivo pode ser simplificado por meio da expressão (CLARKE, 2004):

$$B_y(s) = -B_0 \sin\left(\frac{2\pi s}{\lambda_u}\right) \quad (1.3)$$

Onde  $\lambda_u$  é o comprimento de oscilação do feixe de elétrons, ou período do dispositivo de inserção, como apresentado na figura 3.

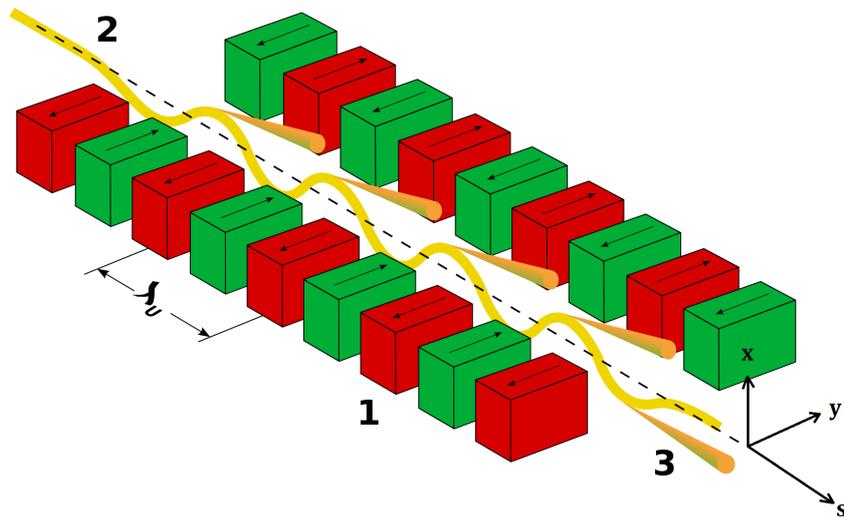


Figura 3 – Ondulador. (WIKIPEDIA, 2021)

No entanto, considerando que os dipolos utilizados não apresentam uma magnetização uniforme entre si e homogênea, além de poderem ter componentes residuais de campo em outras direções, o feixe de elétrons acaba sofrendo desvios de trajetória comparando a posição e ângulo ao entrar e sair dos dispositivos de inserção. Dessa forma,

é necessário determinar os desvios tanto em posição quanto em angulação, sofridos pelo feixe de elétrons, a fim de realizar correções em sua trajetória. Isso é feito a partir da determinação das integrais de campo magnético na posição, o que será discutido a seguir.

## 2 Integrais de Campo Magnético

As integrais de campo são figuras de mérito que determinam o efeito geral de um campo magnético gerado por um DI no feixe de elétrons. Seja  $x$  a posição horizontal de um elétron,  $y$  a posição vertical e  $s$  a posição longitudinal (ao longo do dispositivo). As equações de movimento para o elétron podem ser expressas da seguinte forma (WOLF, 2005):

$$x'' = -\frac{q}{\gamma m v_s} B_y \quad (2.1)$$

$$y'' = \frac{q}{\gamma m v_s} B_x \quad (2.2)$$

O primeiro termo é a segunda derivada da posição em relação ao eixo longitudinal  $s$ . Nessas equações,  $q$  é a carga do elétron,  $\gamma$  é o fator de Lorentz,  $m$  é a massa de repouso do elétron,  $v_s$  é a velocidade ao longo do ondulator, e  $B_x$  e  $B_y$  são os componentes de campo magnéticos horizontais e verticais, respectivamente. As inclinações horizontais e verticais das trajetórias são encontradas integrando essas equações ao longo de  $s$ . No ponto inicial  $s = s_0$ , considera-se as inclinações iniciais  $x'(s_0)$  e  $y'(s_0)$  como sendo zero. As inclinações para uma distância  $z$  arbitrária são dadas por (WOLF, 2005):

$$x'(s) = \int_{s_0}^s x''(s_1) ds_1 = -\frac{q}{\gamma m v_s} \int_{s_0}^s B_y(s_1) ds_1 \quad (2.3)$$

$$y'(s) = \int_{s_0}^s y''(s_1) ds_1 = \frac{q}{\gamma m v_s} \int_{s_0}^s B_x(s_1) ds_1 \quad (2.4)$$

Para encontrar as posições horizontal e vertical dos elétrons, as inclinações são integradas novamente. As posições iniciais  $x(s_0)$  e  $y(s_0)$  são consideradas zero.

$$x(s) = \int_{s_0}^s x'(s_2) ds_2 = -\frac{q}{\gamma m v_s} \int_{s_0}^s \int_{s_0}^{s_2} B_y(s_1) ds_1 ds_2 \quad (2.5)$$

$$y(s) = \int_{s_0}^s y'(s_2) ds_2 = \frac{q}{\gamma m v_s} \int_{s_0}^s \int_{s_0}^{s_2} B_x(s_1) ds_1 ds_2 \quad (2.6)$$

Observe que, para que os elétrons recebam um pequeno deslocamento transversal no ondulator, a segunda integral do campo magnético deve ser pequena. Agora definimos explicitamente as integrais de campo da seguinte forma (WOLF, 2005):

$$I_{1x} \equiv \int_{s_0}^{s_0+L} B_x(s_1) ds_1 \quad (2.7)$$

$$I_{1y} \equiv \int_{s_0}^{s_0+L} B_y(s_1) ds_1 \quad (2.8)$$

$$I_{2x} \equiv \int_{s_0}^{s_0+L} \int_{s_0}^{s_2} B_x(s_1) ds_1 ds_2 \quad (2.9)$$

$$I_{2y} \equiv \int_{s_0}^{s_0+L} \int_{s_0}^{s_2} B_y(s_1) ds_1 ds_2 \quad (2.10)$$

Onde L é o comprimento da região de interesse de estudo, incluindo a região do ondulator. Dessa forma, temos que a inclinação e a posição de saída do feixe de elétrons é ([WOLF, 2005](#)):

$$x'_{saída} = -\frac{q}{\gamma m v_s} I_{1y} \quad (2.11)$$

$$y'_{saída} = \frac{q}{\gamma m v_s} I_{1x} \quad (2.12)$$

$$x_{saída} = -\frac{q}{\gamma m v_s} I_{2y} \quad (2.13)$$

$$y_{saída} = \frac{q}{\gamma m v_s} I_{2x} \quad (2.14)$$

### 3 Ímãs Magneto Permanentes de NdFeB

Os Ímãs magneto permanentes feitos de terras-raras Neodímio-Ferro-Boro (NdFeB -  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ ) foram inventados em 1983, sendo um material de alta performance, livre de Cobalto, Cobre ou Samário (Co, Cu ou Sm, respectivamente) - elementos químicos utilizados na sinterização de ímãs até a década de 80 - possuem baixo custo de produção, e relativa abundância dos elementos utilizados no processo de síntese, além de possuírem uma das maiores remanências  $B_r = B(H = 0)$ .

Ímãs de NdFeB possuem permeabilidade magnética anisotrópica tendo diferentes valores nas componentes paralela e perpendicular ao eixo de magnetização principal do objeto magnetizado, sendo  $\mu_{par} \approx 1,04$  e  $\mu_{per} \approx 1,17$ .

Além disso, como mencionado acima, esse material tem a maior remanência entre todos os ímãs permanentes baseados em terras raras. Os gradientes de temperatura são maiores do que em ímãs baseados em Sm:  $-0,09$  a  $-0,11\%/^{\circ}\text{C}$  para  $B_r$  e  $-0,45$  a  $-0,6\%$  para coercividade ( $H_{cj}$  - campo máximo aplicado para anular a magnetização  $B(H_{cj}) = 0$ ). A temperatura máxima de operação depende da sua classe (A classe é classificada de acordo com seu processo de prensagem: PI - Prensagem Isostática, PT - Prensagem Transversal e PA - Prensagem Axial), além de qual propriedade deseja-se aprimorar, podendo variar entre  $80^{\circ}\text{C}$  para material com maior remanência e  $230^{\circ}\text{C}$  para material com maior coercividade. A Tabela 1 apresenta as propriedades dos ímãs de NdFeB de acordo com sua classe (Brandt, 2011).

Tabela 1 – Propriedades magnéticas do NdFeB.

Classe	Remanência $B_r$ [kG]	Coercividade $H_{cj}$ [kOe]	Produto Energético [MGOe]
PI	14.7	11	53
PT	14.1	14	48
PA	13.4	14	43

Os ímãs utilizados nos DIs presentes no Sírius (Acelerador de elétrons de 4<sup>a</sup> Geração de 3 GeV) possuem as seguintes especificações das propriedades magnéticas:

Tabela 2 – Propriedades magnéticas do NdFeB utilizado nos DIs do Sírius.

Remanência $B_r$ [kG]	Coercividade $H_{cj}$ [kOe]	Produto Energético [MGOe]
13.7	$\geq 20$	43 - 46

## 4 Expansão Multipolar do Campo Magnético

### 4.1 Descrição do Campo Magnético como uma Função Complexa

Considere uma região do espaço livre de cargas ou correntes, como por exemplo, o interior de uma câmara de vácuo de um acelerador (a princípio, no caso ideal, e sem a presença do feixe de elétrons). Se excluirmos ainda propagação de ondas eletromagnéticas, então qualquer campo magnético gerado por correntes estacionárias (fluxo contínuo, sem alterações e sem acúmulos de carga em lugar algum (GRIFFITHS, 2011)) fora da câmara de vácuo deve satisfazer as relações a seguir:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \mathbf{J} = 0 \quad (4.2)$$

A Equação 4.2 vem diretamente do fato que  $\mathbf{J} = 0$  dentro da câmara de vácuo. Considere um campo magnético  $\vec{B} = (B_x, B_y, B_z)$  com  $B_z$  constante, e  $B_x$  e  $B_y$  independentes da direção  $z$ , ou seja,  $\frac{\partial \vec{B}}{\partial z} = 0$ . Desse modo, a partir da Equação 4.1 temos que:

$$\nabla \cdot \vec{B} = \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} = 0 \quad (4.3)$$

Logo:

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = -\frac{\partial B_y}{\partial y} \quad (4.4)$$

Da Equação 4.2, temos que:

$$\nabla \times \vec{B} = \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{i}} + \left( \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \right) \hat{\mathbf{j}} + \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \hat{\mathbf{k}} = 0 \quad (4.5)$$

Vemos que os termos referentes às direções  $\hat{\mathbf{i}}$  e  $\hat{\mathbf{j}}$  são todos 0, sobrando apenas:

$$\left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \hat{\mathbf{k}} = 0 \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y} \quad (4.7)$$

As equações 4.4 e 4.7 são as mesmas que as condições de Cauchy-Riemann (Veja as relações em Apêndice) das partes real e imaginária de uma função analítica com variável complexa  $z = x + iy$ , ou seja, uma função potencial complexa da seguinte forma:

$$F(z) = B_y + iB_x \quad (4.8)$$

Onde,  $B_y = u(x, y)$  e  $B_x = v(x, y)$ .

A função  $F(z)$  pode ser expandida por uma série de potências em função da variável complexa  $z$ . Dessa forma, temos assim:

$$F(z) = B_y + iB_x = \sum_{n=1}^{\infty} C_n (x + iy)^{n-1} = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n + iB_n) \left( \frac{x + iy}{R_{ref}} \right)^{n-1} \quad (4.9)$$

Os campos da forma 4.9 são conhecidos como campos multipolares. O índice  $n$  (um inteiro) indica a ordem do multipolo:  $n = 1$  é um campo dipolar,  $n = 2$  é um campo quadrupolar,  $n = 3$  é um campo sextupolar, e assim por diante.

Os coeficientes complexos  $C_n = \left( \frac{A_n + iB_n}{R_{ref}} \right)$  na Equação 4.9 caracterizam a força e orientação de cada componente multipolar em um campo magnético bidimensional.  $R_{ref}$  representa o raio de referência definido. Às vezes é mais conveniente expressar o campo usando coordenadas polares, em vez de coordenadas cartesianas. Escrevendo  $x = r \cos \theta$  e  $y = r \sin \theta$ , vemos que a Equação 4.9 torna-se (Brandt, 2011):

$$B_y + iB_x = \sum_{n=1}^{\infty} C_n r^{n-1} e^{i(n-1)\theta} \quad (4.10)$$

Ao escrever a expansão multipolar nesta forma, vemos imediatamente que a força do campo em um multipolo puro de ordem  $n$  varia como  $r^{n-1}$  com a distância em relação ao eixo magnético. Se expressarmos as componentes de campo em termos de componentes polares, temos:

$$B_y + iB_x = B_r \sin \theta + B_\theta \cos \theta + iB_r \cos \theta - iB_\theta \sin \theta = (B_\theta + iB_r) e^{-i\theta} \quad (4.11)$$

Logo:

$$B_\theta + iB_r = \sum_{n=1}^{\infty} C_n r^{n-1} e^{in\theta} \quad (4.12)$$

A escrita da equação desta forma, permite observar que para um multipolo puro de ordem  $n$ , a rotação do ímã através de um ângulo  $\theta = \pi/n$  ao redor do eixo  $z$  simplesmente muda o sinal do campo. Observa-se também que se escrevermos  $C_n$  da seguinte forma:

$$C_n = |C_n|e^{in\phi_n} \quad (4.13)$$

então o valor de  $\phi_n$  (fase de  $C_n$ ) determina a orientação do campo. Convencionalmente, um multipolo puro com  $\phi_n = 0$  é conhecido como um multipolo ‘normal’, enquanto um multipolo puro com  $\phi_n = \pi/2$  é conhecido como um multipolo skew (inclinado), como ilustrado na Figura 4.

As unidades de  $C_n$  dependem da ordem do multipolo. Em unidades do SI, para um dipolo, as unidades de  $C_1$  são Tesla [T]; para um quadrupolo, as unidades de  $C_2$  são  $\text{Tm}^{-1}$ ; para um sextupolo, as unidades de  $C_3$  são  $\text{Tm}^{-2}$ , e assim por diante.

Dessa forma, para campos multipolares com  $A_n \neq 0$ , temos campos normais, e para  $B_n \neq 0$ , temos campos skew.

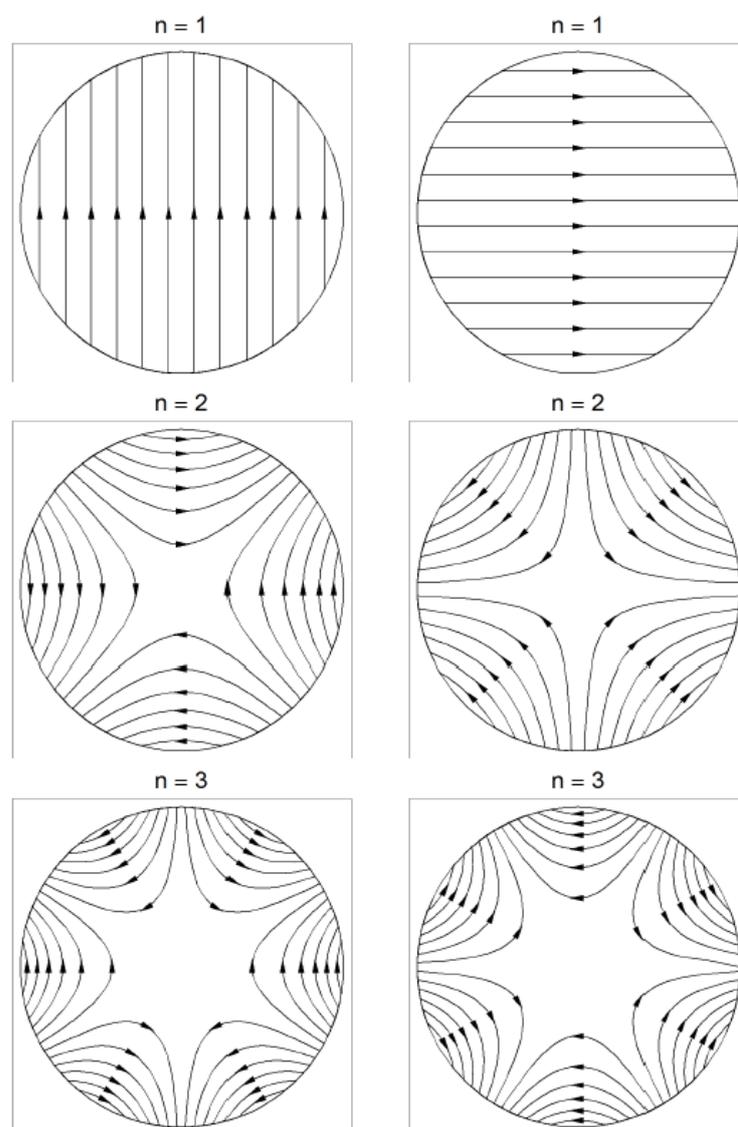


Figura 4 – Campos multipolares ‘puros’. **Parte superior:** dipolo. **Meio:** quadrupolo. **Parte inferior:** sextupolo. Os campos à esquerda são normais ( $A_n$  positivo); os da direita são skew ( $B_n$  positivo). (Brandt, 2011)

Parte II

Métodos

## 5 Bobina Girante

A Bobina Girante (BG) consiste em um método que fornece uma descrição bidimensional completa do campo magnético em uma série de multipolos normais e skew, a partir da determinação dos coeficientes integrados  $A_n$  e  $B_n$ , vistos na Equação 4.9.

O sistema consiste da utilização de uma bobina conectada a motores que realizam a sua rotação, permitindo a detecção da variação do fluxo magnético na bobina por um integrador de tensão, ao ser submetida a um campo magnético gerado por uma fonte (magneto-permanente ou eletroímã), ilustrado nas Figuras 5 e 6.

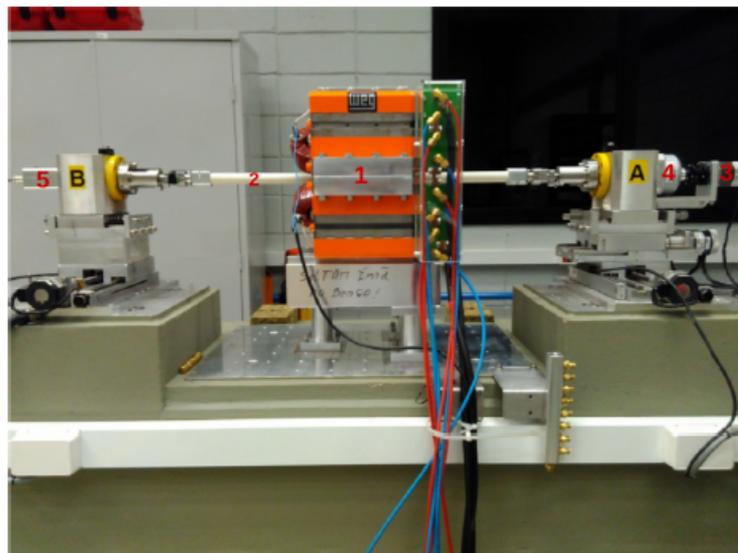


Figura 5 – Vista Lateral do Sistema Bobina Girante utilizado no grupo IMA/CNPEM. (1): Quadrupolo; (2): Bobina; (3): Encoder; (4): Motor; (5): Contato de Mercúrio entre bobina e integrador de tensão. (SOARES, 2015)

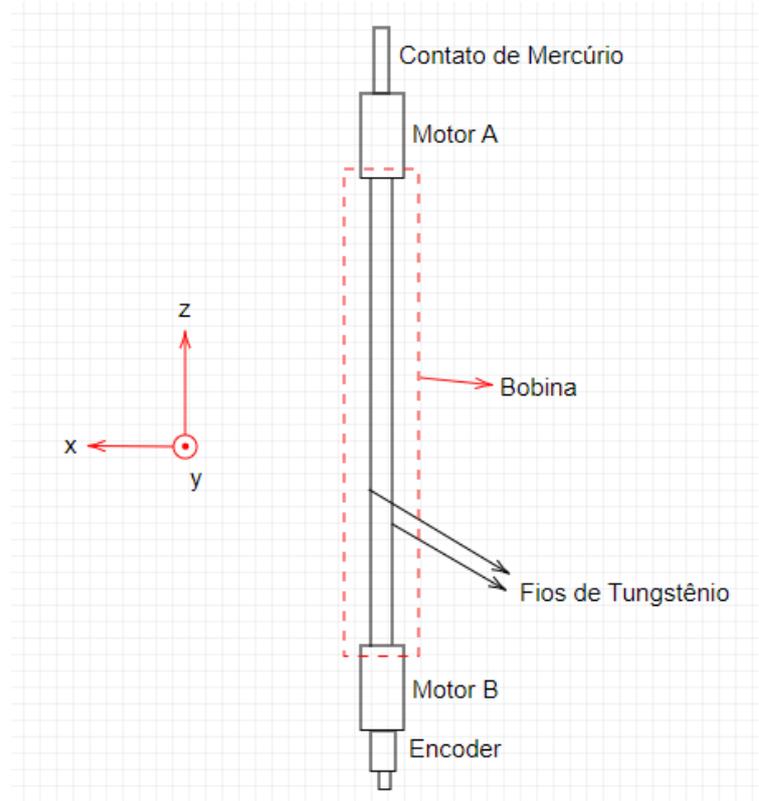


Figura 6 – Vista Superior do Sistema Bobina Girante. Os fios de tungstênio são enrolados em torno do eixo Y. Fonte: Próprio Autor

A partir da rotação de uma bobina com  $N$  espiras, será induzida uma tensão, descrita pela Lei de Faraday:

$$V = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (5.1)$$

$$\int V dt = -\int d\Phi = \Delta\Phi \quad (5.2)$$

Considerando um dipolo perfeito, o campo gerado por ele é vertical e constante ao longo do diâmetro interno da bobina. O fluxo envolvido pela bobina simples, descrito na Figura 5, será, considerando um enrolamento infinitamente fino:

$$\Phi(\theta) = N \int_{R_1}^{R_2} LB_1 \cos \theta e^{in\theta} dr \quad (5.3)$$

Onde  $N$  e  $L$  são respectivamente o número de voltas e o comprimento da bobina de medição, e  $R_1$  e  $R_2$  são os limites que compreendem a região delimitadas pelos fios da bobina. A Figura 7 mostra a representação do fluxo na bobina girando em um campo dipolar.

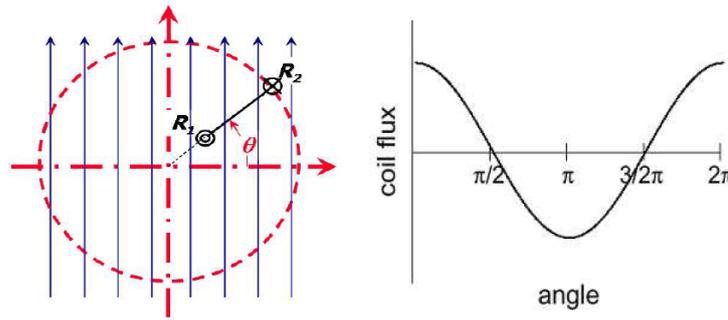


Figura 7 – Vista Frontal dos fios e Representação 2D do fluxo na bobina girando em um campo dipolar . (Brandt, 2011)

A Bobina Girante consegue medir qualquer tipo de campo magnético 2D, contanto que a componente de campo paralela ao eixo de rotação seja zero nas duas extremidades da bobina. A equação complexa que melhor descreve o campo é:

$$B(x + iy) = B_y(z) + iB_x(z) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n + iB_n) \left( \frac{x + iy}{R_{ref}} \right)^{n-1} \quad (5.4)$$

É importante dizer que o método da bobina girante não faz uso da tensão integrada num intervalo de tempo, mas sim em um determinado intervalo angular. A vantagem de usar um integrador de tensão acionado externamente por um encoder elimina em primeira ordem o problema da velocidade angular não ser constante. Um sistema real, na verdade, mede diferenças de fluxos entre duas posições angulares incrementais. O encoder angular montado em uma extremidade da bobina é um equipamento fundamental. O integrador é acionado por este encoder e coleta fluxos incrementais  $\delta\Phi_k$ .

$$\Phi(\theta_f) - \Phi(\theta_i) = \sum_{k=i}^f \delta\Phi_k \quad (5.5)$$

com

$$\delta\Phi_k = \Phi(\theta_k) - \Phi(\theta_{k-1}) \quad (5.6)$$

e  $\theta_i$  e  $\theta_f$  como ângulos inicial e final do intervalo de integração.

O encoder envia esses sinais a um intervalo constante, portanto mesmo que a velocidade angular  $\omega$  varie, só resultará numa variação no  $\Delta t$  necessário para a bobina percorrer este  $\Delta\theta$ . Integrando a tensão:

$$\int V dt = \int V(t) \frac{dt}{d\theta} d\theta = \int V(\theta) \frac{1}{\omega} d\theta = \Delta\Phi \quad (5.7)$$

Dessa forma a tensão integrada sobre a bobina girando em qualquer campo complexo 2D é dada por:

$$\Phi(z) = N \cdot \text{Re} \left( \int_{R_1}^{R_2} LB(z) dz \right) \quad (5.8)$$

Considerando que  $z = x + iy = re^{i\theta(t)}$ , a tensão integrada será:

$$\Phi(\theta = \omega t) = N \cdot \text{Re} \left( \int_{R_1}^{R_2} L \sum_{n=1}^{\infty} (A_n + iB_n) \left( \frac{r}{R_{ref}} \right)^{n-1} e^{in\theta} dr \right) \quad (5.9)$$

Integrando em  $dr$ , teremos:

$$\Phi(\theta = \omega t) = N \cdot \text{Re} \left( \sum_{n=1}^{\infty} L(A_n + iB_n) \frac{R_2^n - R_1^n}{nR_{ref}^{n-1}} e^{in\theta} \right) \quad (5.10)$$

Isso permite uma separação formal entre o que pertence a:

- as componentes de campo medidas  $A_n$  e  $B_n$ ;
- a dependência temporal do sinal  $e^{in\theta(t)}$
- o fator de sensibilidade da bobina  $K_n$ , definido como:

$$K_n = N \frac{R_2^n - R_1^n}{nR_{ref}^{n-1}} \quad (5.11)$$

Os multipolos do campo são dados diretamente pelos coeficientes da análise de Fourier  $\Phi_n$  da tensão integrada sobre as espiras da bobina ( $\Phi(\theta)$ ):

$$\Phi_n = K_n L(A_n + iB_n) e^{in\theta} \quad (5.12)$$

Desse modo, obtidas as componentes de campo, pode-se obter as curvas de perfil de integral de campo.

Determinados os coeficientes, é possível obter as componentes de campo magnético  $B_x$  e  $B_y$ .

## 6 Princípio do Programa

O desenvolvimento do programa foi realizado a partir de estudos e análises do comportamento das curvas de primeira integral de campo (IB) ao longo da direção  $x$ , causados pela variação sistemática das componentes  $M_x$ ,  $M_y$  e  $M_z$  dos blocos magnéticos utilizados em onduladores e wigglers. A partir de tais estudos, foi possível identificar e criar curvas de calibração de  $M$  vs IB, permitindo desta forma, através de valores de IB, calculados pelas componentes de campo  $B_x$ ,  $B_y$  e  $B_z$ , obtidas pelo Método da Bobina Girante, determinar os valores de cada uma das componentes de magnetização  $M_x$ ,  $M_y$  e  $M_z$ .

Para isso, foram utilizadas simulações magnéticas de modelos de blocos pré-definidos, utilizando uma biblioteca em python desenvolvida pelo Grupo IMA do CNPEM (Centro Nacional de Pesquisa em Energia e Materiais), *imaid*s (IMA Insertion Devices), disponível em (CNPEM, 2022a). O pacote permite a simulação e obtenção de curvas e parâmetros magnéticos dos dispositivos de inserção utilizados no Centro. A biblioteca foi desenvolvida baseada em outro pacote em python, *RADIA*, uma biblioteca desenvolvida pela ESRF (European Synchrotron Radiation Facility), cujo princípio consiste em simulações magnéticas por integral de volume, que permitem desenvolver designs de qualquer dispositivo magnético, ímãs magneto-permanente ou eletroímãs (ESRF, 2021) (CHUBAR; ELLEAUME; CHAVANNE, 1998).

Para as análises feitas, foi utilizada a simulação magnética de um modelo de bloco pertencente ao DI Delta 52, ilustrado na figura 8. Este bloco possui 3 configurações de magnetização:

- **Tipo A** - Vertical Positiva
- **Tipo B** - Vertical Negativa
- **Tipo C** - Longitudinal Negativa

Os blocos, nas simulações, possuem valor nominal da componente principal de magnetização de 1.39T. Este valor foi convencionado pelo Grupo, pois era o que mais se aproximava na representação de campo e das integrais de campo do bloco com a magnetização real nominal de 1.37T (vide Tabela 2).

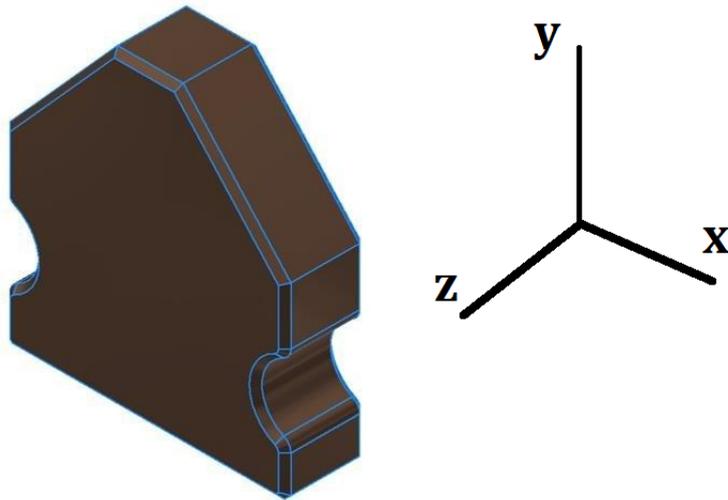


Figura 8 – Ilustração do bloco magnético e seus eixos ordenados. Fonte: Autor

A seguir serão discutidas as investigações feitas para criação da curva de calibração.

As simulações foram feitas considerando os mesmos valores de altura, comprimento e diâmetro das bobinas com relação ao bloco, presentes na medida realizada pelo sistema Bobina Girante. Desse modo, as integrais de campo foram simuladas para:

- x: -12mm a 12mm;
- y: 14.97mm em relação a superfície superior do bloco;
- z: -404,5mm a 404,5mm.

Além disso, a obtenção das integrais de campo pode ser feita com o bloco em 2 posições, como ilustra as Figuras 9 e 10:

- **Posição 1:** Sistema de coordenadas do bloco igual ao sistema de coordenadas da Bobina Girante (Bloco na vertical) - Permite a determinação de  $M_x$  e  $M_y$ ;
- **Posição 2:** Sistema de coordenadas do bloco rotacionado de  $-90^\circ$  em torno do eixo x, de modo que  $M_z$  é paralelo a direção y (vide Figura 6) do eixo coordenado da BG (Bloco na horizontal) - Permite a determinação de  $M_z$ .



Figura 9 – Medida do bloco na Posição 1 - vertical. Fonte: Próprio Autor

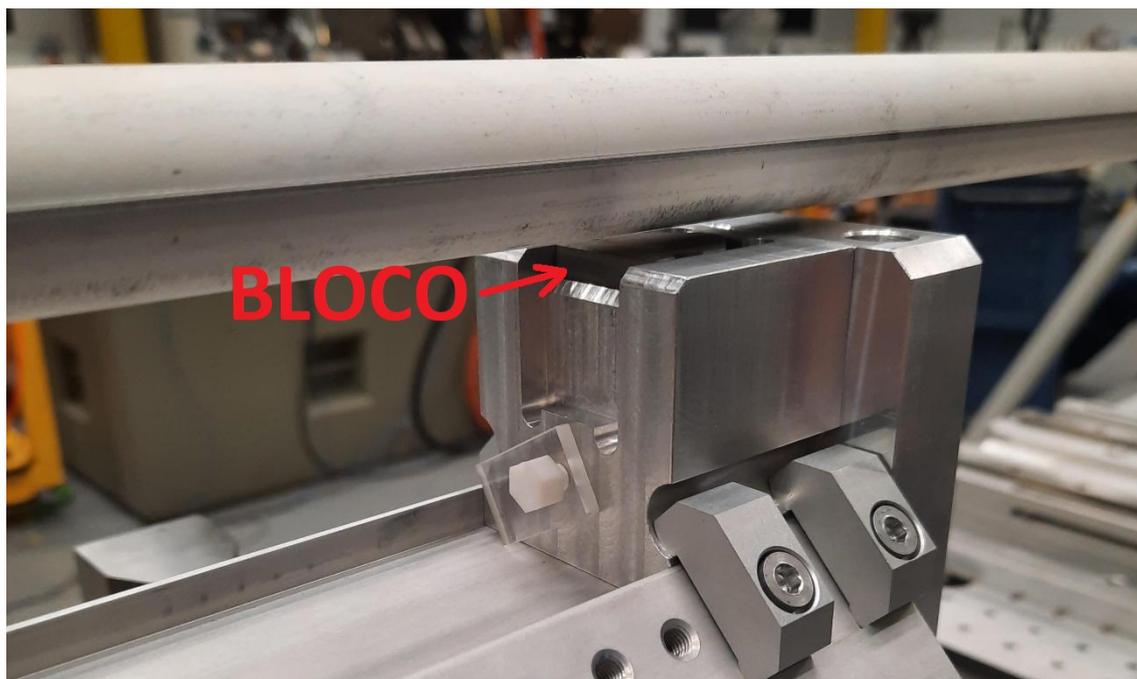


Figura 10 – Medida do bloco na Posição 2 - horizontal. Fonte: Próprio Autor

## 6.1 Simulação Magnética e Criação da Curva de Calibração para os Blocos com Magnetização Vertical

O desenvolvimento da curva de calibração se deu da seguinte forma:

Primeiramente, foi verificado, por meio de simulações magnéticas, o comportamento da curva de  $IB_y$  em função da posição longitudinal  $x$ , para diferentes valores de  $M_y$ . Verificou-se que com o aumento de  $M_y$ , a curva deslocava-se exclusivamente para cima, de modo a permanecer centralizada em  $x = 0$ . A Figura 11 apresenta os resultados discutidos acima.

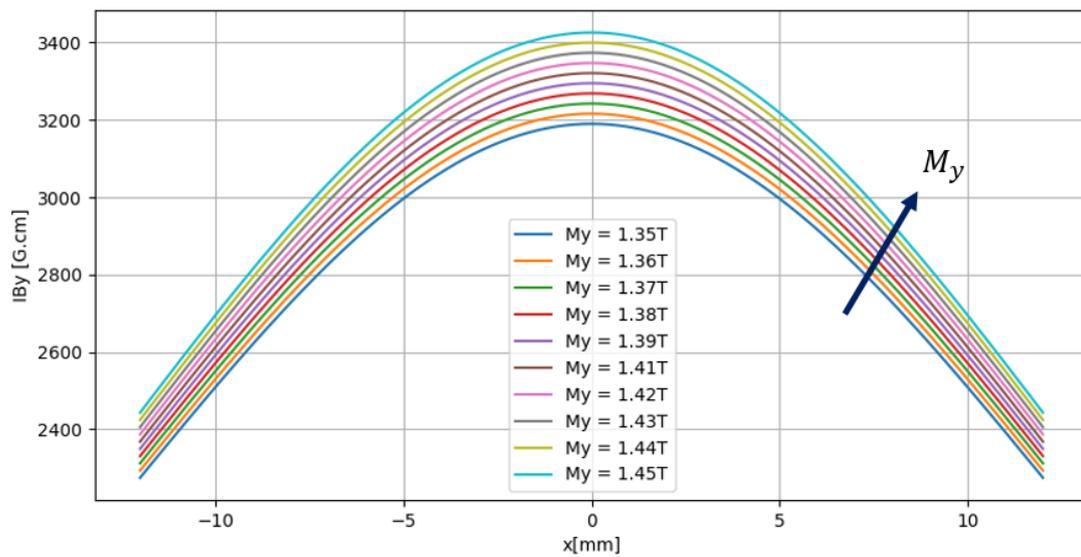


Figura 11 – Curva de  $IB_y$  vs.  $x$  para diferentes valores de  $M_y$ . Fonte: Próprio Autor

Em seguida, foi verificado o comportamento da curva em função de diferentes valores de  $M_x$ . Verificou-se que com o aumento de  $M_x$ , a curva tende a deslocar-se em ambas as direções, no entanto, considerando o intervalo de valores máximos de  $M_x$  que os blocos podem possuir (-0,03T a 0,03T), essa variação gerada na curva é pouco influente no deslocamento vertical, com variação máxima de  $\approx 2$ G.cm.

Dessa forma, torna-se mais evidente o deslocamento horizontal da curva. As Figuras 12 e 13 apresentam os resultados discutidos acima.

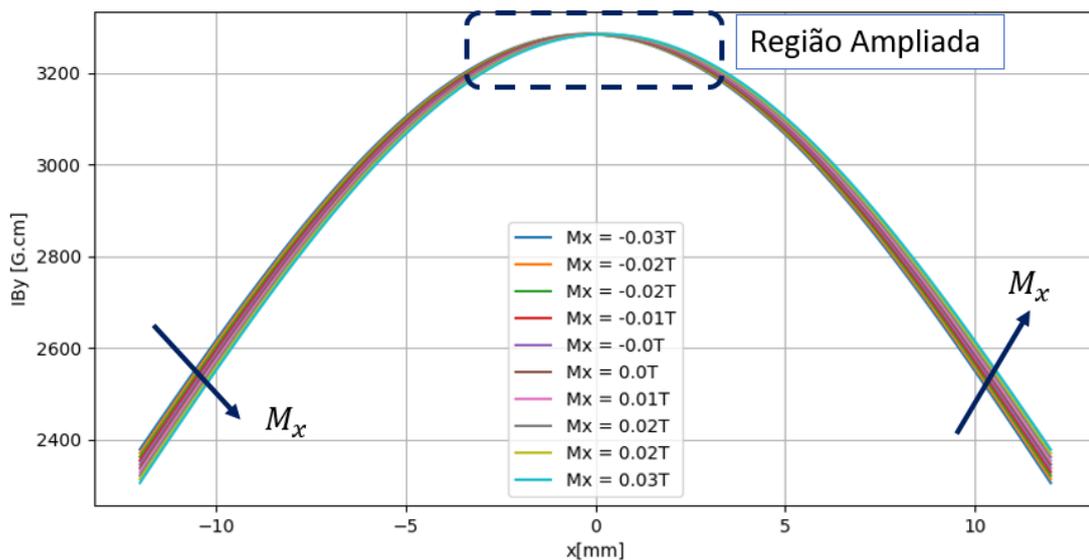


Figura 12 – Curva de  $IB_y$  vs.  $x$  para diferentes valores de  $M_x$ . Fonte: Próprio Autor

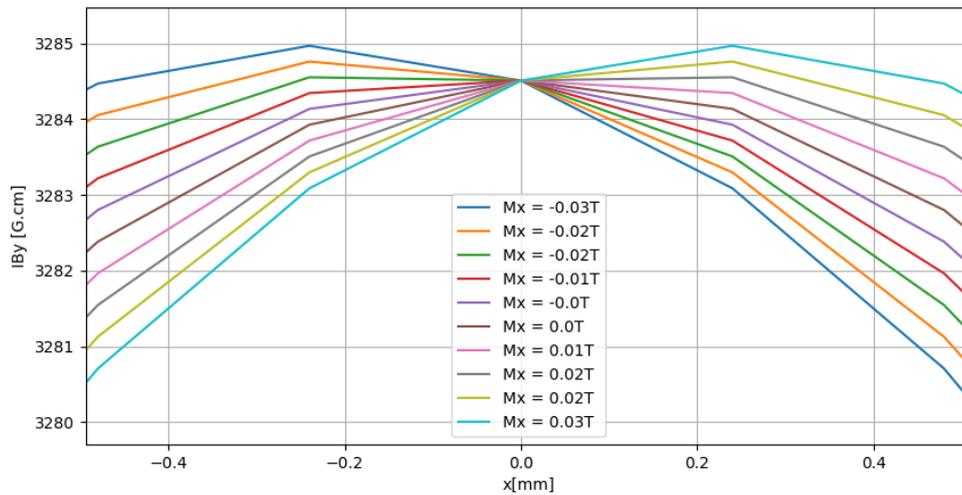


Figura 13 – Curva de  $IB_y$  vs.  $x$  para diferentes valores de  $M_x$ , visão ampliada. Fonte: Próprio Autor

As mesmas análises foram feitas, porém para a curva de  $IB_x$  em função da posição  $x$ . Para os estudos, utilizou-se o valor nominal de  $M_y = 1,39T$ . O formato da curva apresenta formato diferente da vista anteriormente, devido à contribuição da componente  $M_y$  ser maior que  $M_x$ . No entanto, as mesmas análises ainda são válidas. Com o aumento de  $M_x$ , a curva desloca-se verticalmente para baixo, verificado na Figura 14. Já com o aumento de  $M_y$ , observa-se que a curva rotaciona em sentido horário ao redor de  $x = 0$ , permanecendo constante no ponto central de rotação. As Figuras 15 e 16 apresentam a discussão anteriormente mencionada.

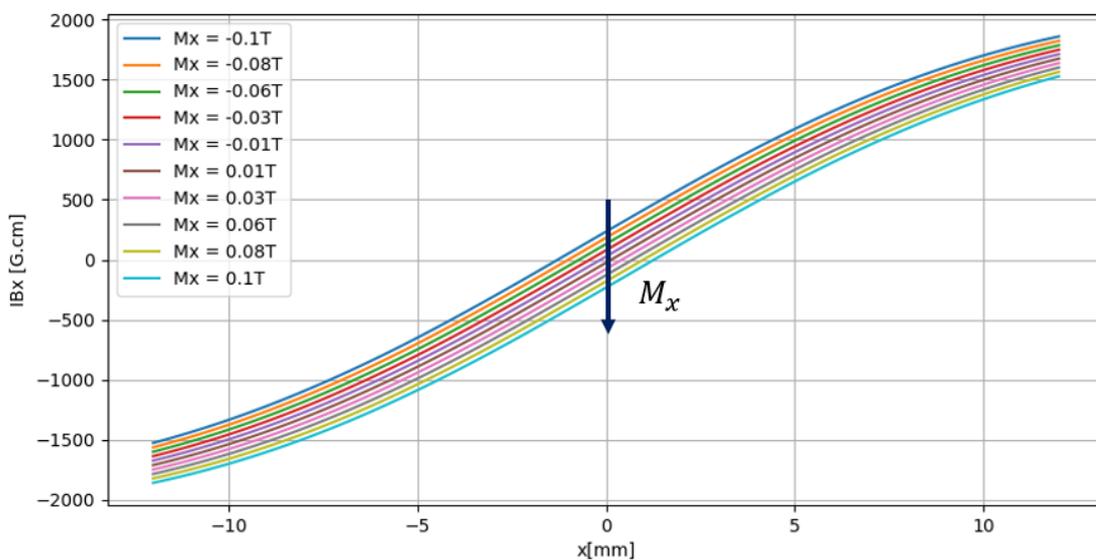


Figura 14 – Curva de  $IB_x$  vs.  $x$  para diferentes valores de  $M_x$  Fonte: Próprio Autor

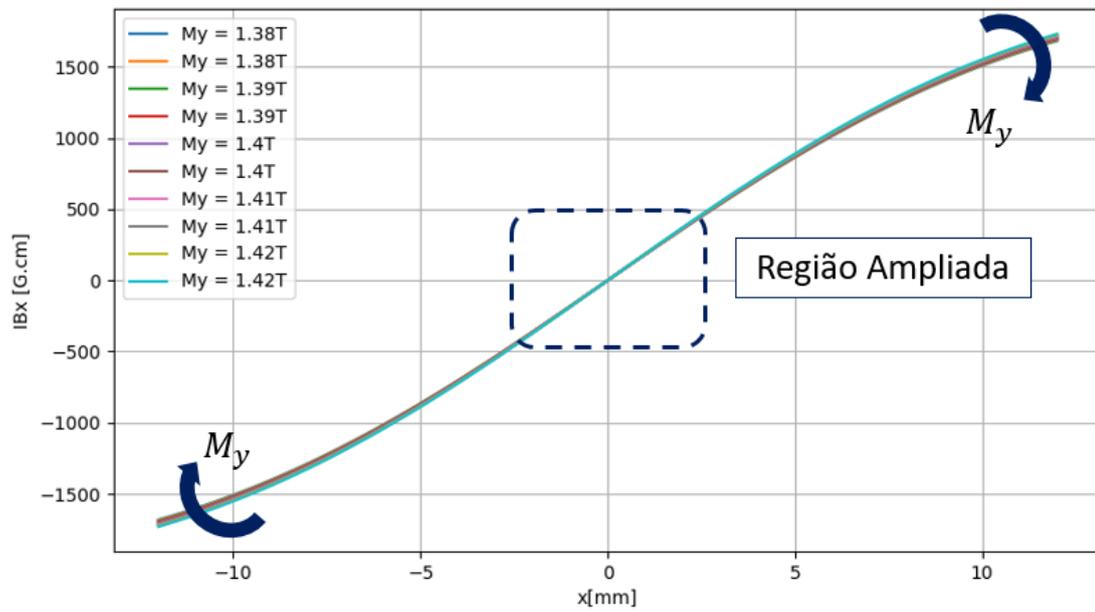


Figura 15 – Curva de  $IB_x$  vs.  $x$  para diferentes valores de  $M_y$ . Fonte: Próprio Autor

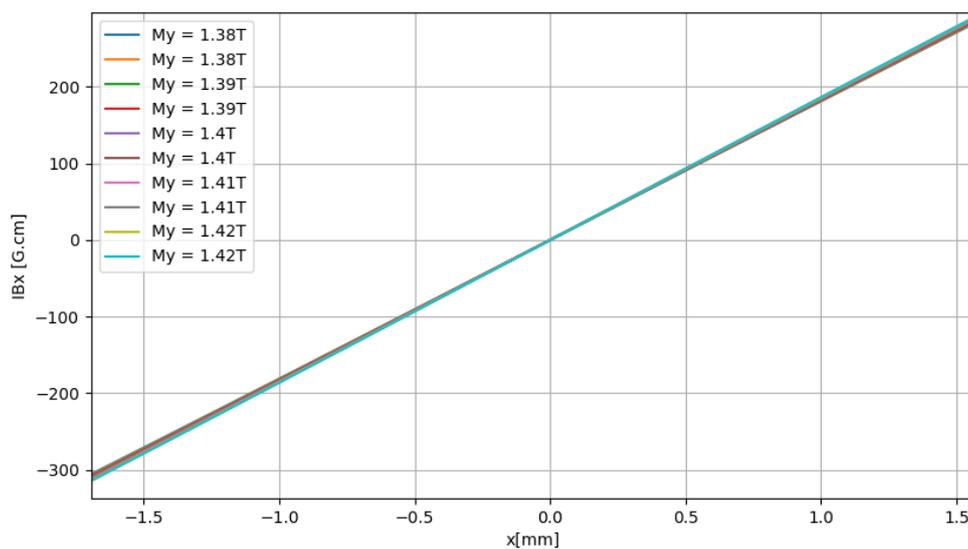


Figura 16 – Curva de  $IB_x$  vs.  $x$  para diferentes valores de  $M_y$ , visão ampliada. Fonte: Próprio Autor

A componente residual  $M_z$  não apresenta influência significativa nas integrais de campo em  $x$  e  $y$ . Isso se deve ao fato de que boa parte das linhas de campo são paralelas à trajetória do elétron e, assim, não influenciam em seu movimento. Além disso, considerando as linhas de campo que são perpendiculares à trajetória do elétron, sua influência nas componentes  $IB_x$  e  $IB_y$  é baixa, devido ao baixo valor de magnetização da componente

$M_z$ . Em análises realizadas, a influência de  $M_z = 0,03\text{T}$  em  $IB_x$  e  $IB_y$  foi da ordem de  $\approx 10^{-5}\text{G.cm}$ . A Figura 17 ilustra as linhas de campo de um dipolo magnético.

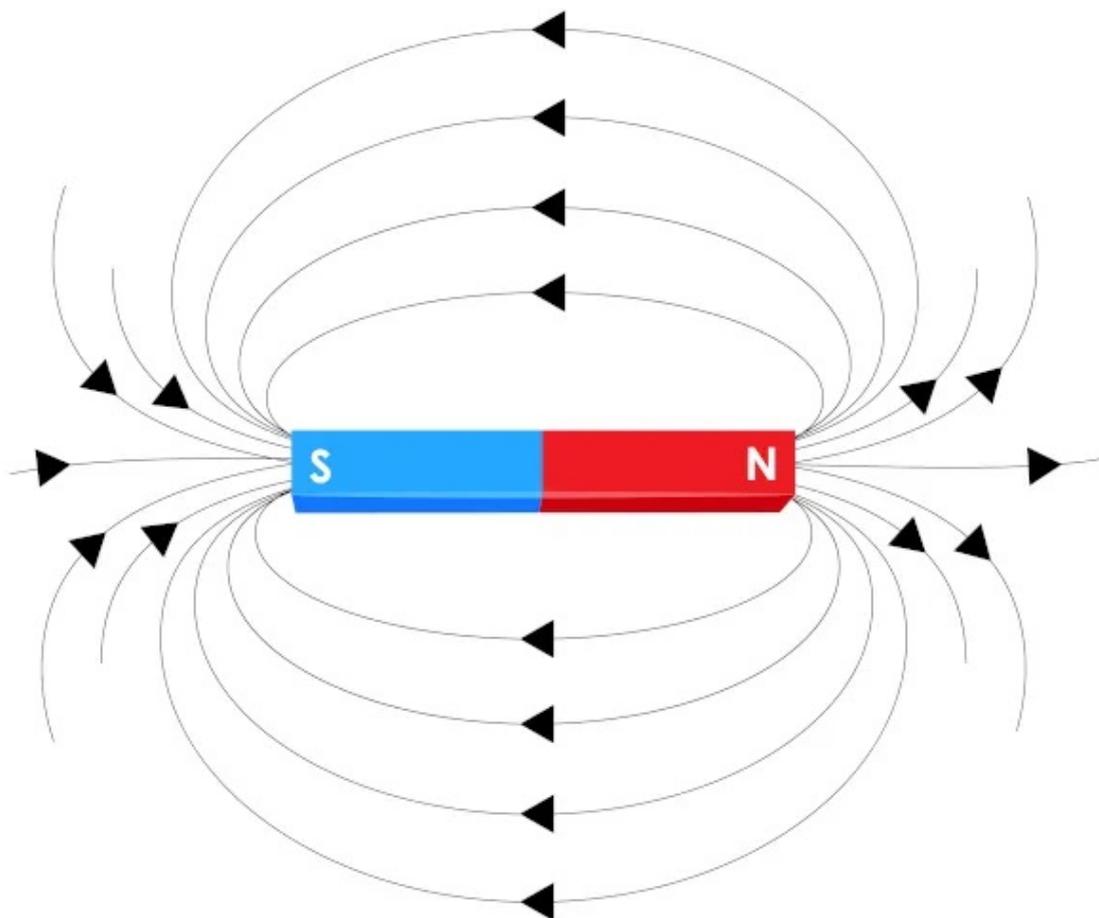


Figura 17 – Linhas de Campo de um Dipolo Magnético. Fonte: (UOL, 2022)

Dessa forma, não foi necessária a análise sistemática para essa componente de magnetização. Logo, considerou-se  $M_z = 0\text{ T}$  para construção das curvas. Assim, para determinação de  $M_y$ , a curva de calibração consistiu da obtenção dos valores máximos de  $IB_y$  em função de  $M_y$ , construindo a curva de  $M_y$  vs.  $IB_y$ , de modo que a variável independente seja  $IB_y$ . Em seguida, obteve-se a equação característica da curva. Como o comportamento era linear, esta pôde ser ajustada por uma equação linear do tipo  $y = Ax + B$ . Os valores de A e B estão apresentados na Tabela 3. A Figura 18 apresenta as discussões acima. Para determinação de  $M_x$ , a curva de calibração consistiu da obtenção dos valores de  $IB_x$  para  $x = 0$  em função de  $M_x$ , construindo a curva de  $M_x$  vs.  $IB_x$ , sendo ajustada também por uma equação linear, sendo os coeficientes apresentados na Tabela 3. A Figura 19 apresenta a curva de calibração.

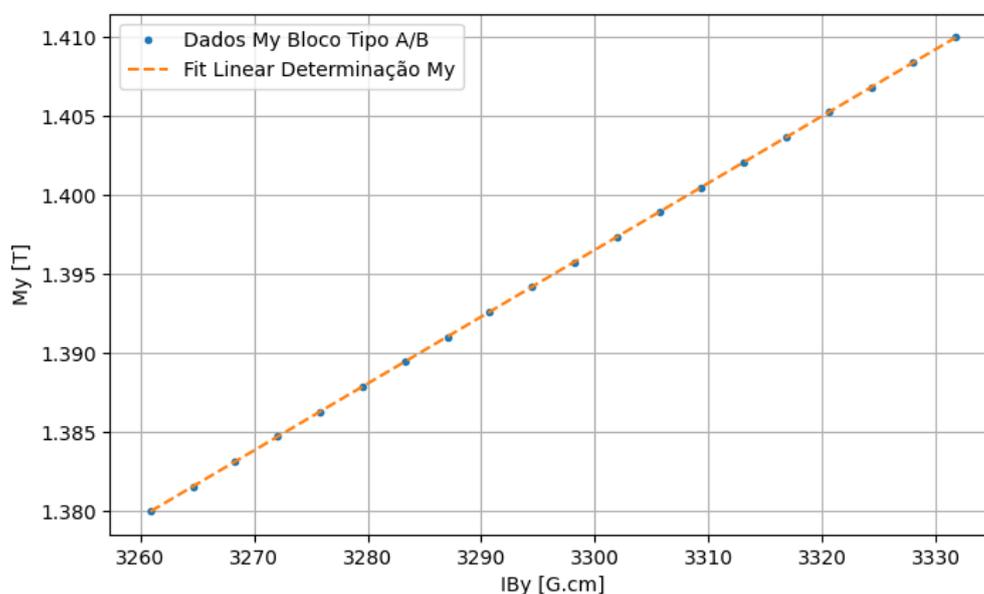


Figura 18 – Curva de Calibração para determinação de  $M_y$  para blocos do tipo A e B e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor

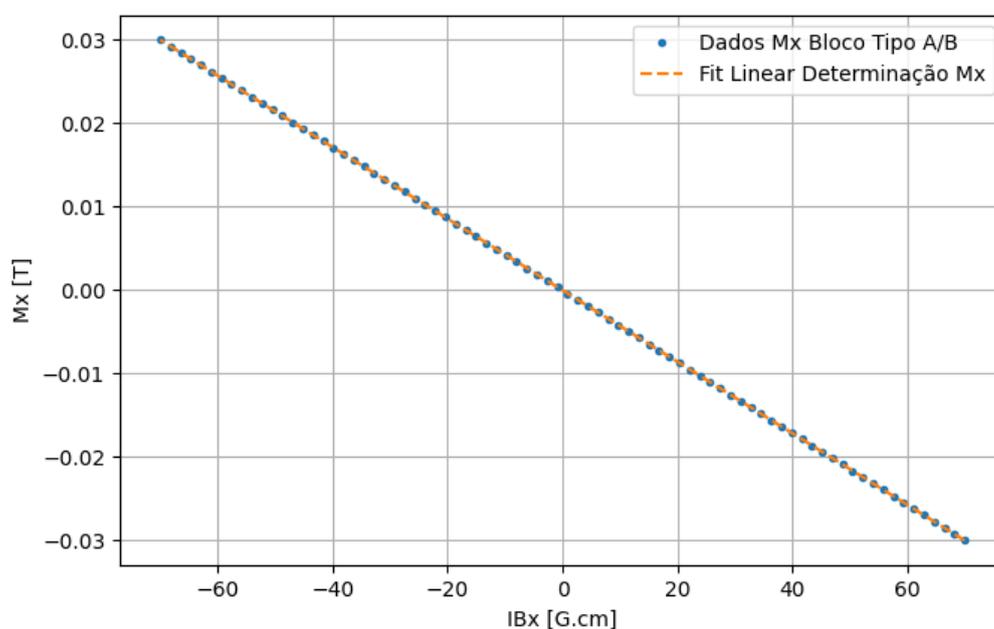


Figura 19 – Curva de Calibração para determinação de  $M_x$  para blocos do tipo A e B e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor

Para a determinação de  $M_z$  em blocos de magnetização vertical, não é suficiente apenas obter o perfil da curva de integral de campo referente à essa componente. Isto

porque, considerando que o bloco está na posição 2 (Bloco na horizontal), como ilustrado na Figura 10, as componentes que contribuem para a integral de campo são  $M_z$  e  $M_x$ . No entanto, ambas são componentes de magnetização residual, de modo que seus valores são da mesma ordem de grandeza. Como não há uma componente principal com maior contribuição, não é possível identificar qual influência à  $IB_y$  e  $IB_x$  é referente a cada uma das componentes de magnetização. Desse modo, o comportamento das integrais de campo não seguirão mais as curvas das Figuras 11, 12, 14 e 15.

A fim de ilustrar a situação acima, as Figuras 20 e 21 mostram medidas das integrais de campo realizada na BG em diferentes blocos do tipo A, devido às suas componentes residuais, neste caso,  $M_z$  e  $M_x$ . Pode-se observar que não há nenhum comportamento padrão nestas curvas, como por exemplo, deslocamento vertical, ou rotação em torno de um determinado ponto, como visto nas curvas anteriores.

Essa mesma aleatoriedade das curvas de integrais de campo é vista para blocos do tipo A, porém considerando as componentes residuais  $M_y$  e  $M_x$ .

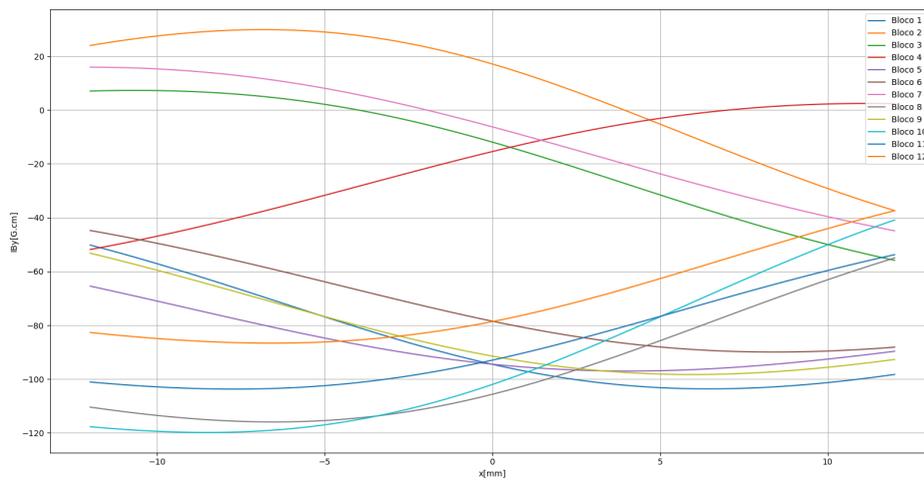


Figura 20 – Perfil de  $IB_y$  para blocos do tipo A com diferentes magnetizações  $M_z$  e  $M_x$ , medidos na Bobina Girante. Fonte: Próprio Autor

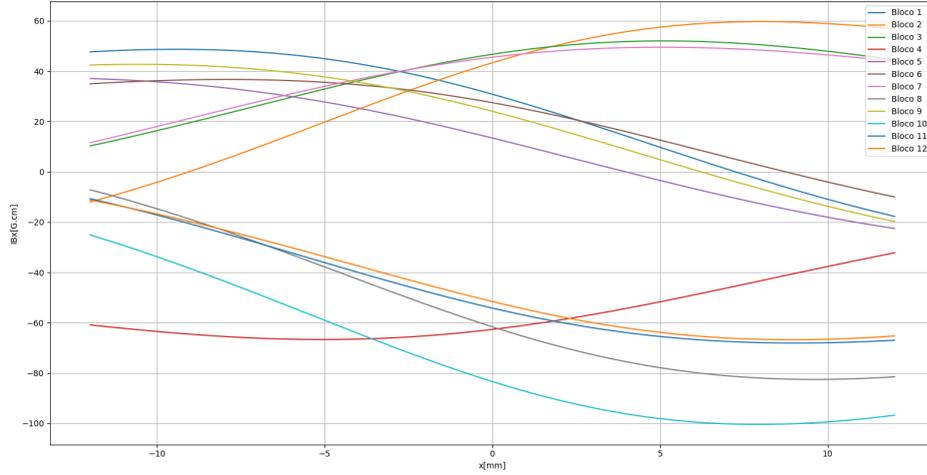


Figura 21 – Perfil de  $IB_x$  para blocos do tipo A com diferentes magnetizações  $M_z$  e  $M_x$ , medidos na Bobina Girante. Fonte: Próprio Autor

Dessa forma, propõe-se a realização de tratamentos nas curvas de integral de campo, partindo da hipótese que as integrais de campo em cada direção seriam compostas pelo efeito de cada uma das componentes residuais e, no caso real, pelo efeito do campo ambiente. Essas considerações foram feitas sob a condição de um valor de magnetização principal  $M_y = \pm 1.39T$ . Assim, para blocos do tipo A e B, temos:

$$IB_x^{Total\ 0^\circ} = IB_x^{M_x} + IB_x^{M_z} + IB_x^{Background} \quad (6.1)$$

$$IB_y^{Total\ 0^\circ} = IB_y^{M_x} + IB_y^{M_z} + IB_y^{Background} \quad (6.2)$$

Se realizarmos uma rotação de  $180^\circ$  em torno do eixo  $M_z$  do bloco (lembrando que este está apontando para a direção vertical),  $M_x$ , estará apontando no sentido contrário. Assim, teremos que as contribuições serão dadas agora por:

$$IB_x^{Total\ 180^\circ} = -IB_x^{M_x} + IB_x^{M_z} + IB_x^{Background} \quad (6.3)$$

$$IB_y^{Total\ 180^\circ} = -IB_y^{M_x} + IB_y^{M_z} + IB_y^{Background} \quad (6.4)$$

Se subtrairmos as equações 6.1 - 6.3, teremos:

$$IB_x^{Total\ 0^\circ} - IB_x^{Total\ 180^\circ} = 2IB_x^{M_x} \quad (6.5)$$

Do mesmo modo, se somarmos as equações 6.2 + 6.4, teremos:

$$IB_y^{Total\ 0^\circ} + IB_y^{Total\ 180^\circ} = 2(IB_y^{M_z} + IB_y^{Background}) \quad (6.6)$$

$$IB_y^{Total\ 0^\circ} + IB_y^{Total\ 180^\circ} - 2IB_y^{Background} = 2IB_y^{M_z} \quad (6.7)$$

Desse modo, encontramos expressões para analisar os dados medidos, permitindo obter exclusivamente as contribuições envolvendo cada componente residual de magnetização de blocos do tipo A, B ou C.

As figuras 22 e 23 apresentam os dados tratados de  $IB_x$  e  $IB_y$  para as componentes residuais de blocos tipo A.

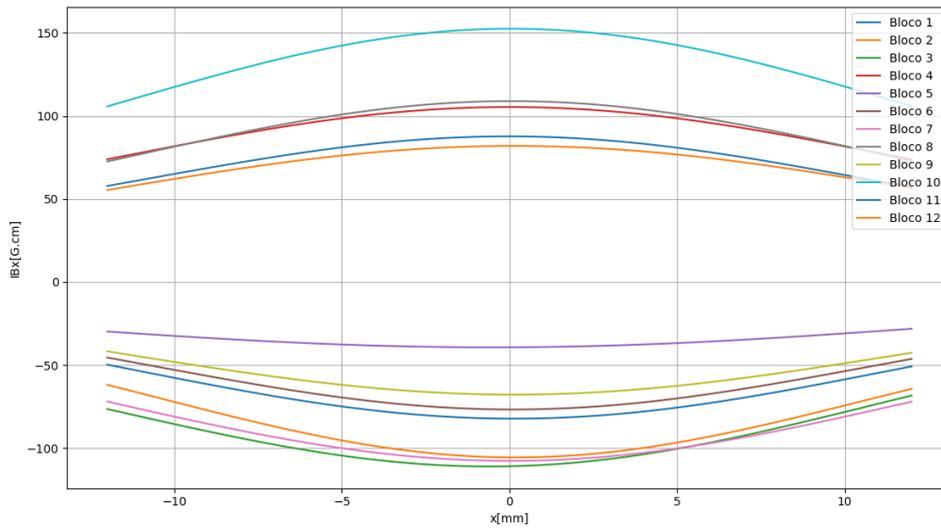


Figura 22 – Curva de  $IB_x$  vs.  $x$  referente à contribuição exclusiva da componente  $M_x$  para blocos do Tipo A. Fonte: Próprio Autor

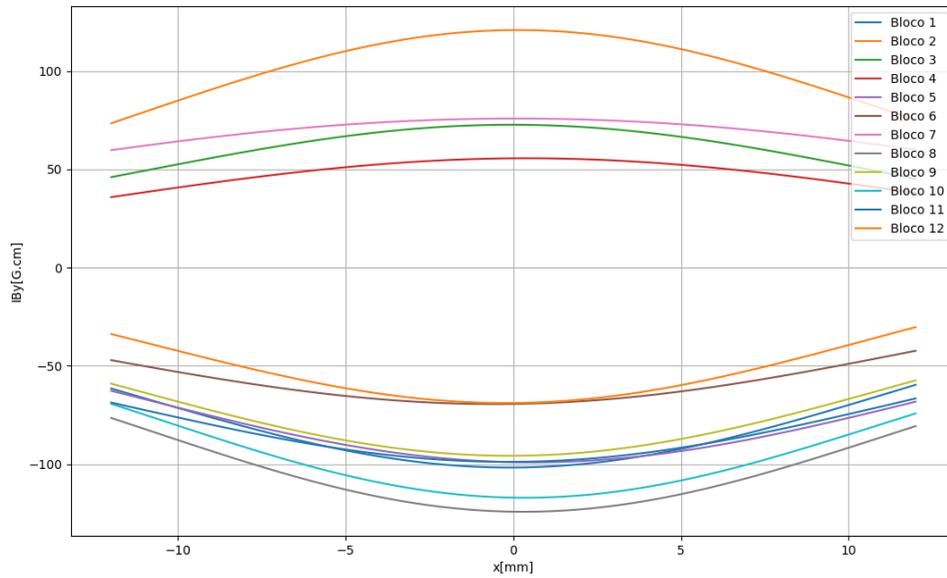


Figura 23 – Curva de  $IB_y$  vs.  $x$  referente à contribuição exclusiva da componente  $M_y$  para blocos do Tipo A. Fonte: Próprio Autor

Observando as figuras acima, nota-se que ambas possuem o mesmo perfil parabólico, de modo que, identificando seu ponto de máximo/mínimo  $IB(x = 0)$ , dependendo da concavidade, pode-se obter as respectivas magnetizações, resultante de uma curva de caracterização. Assim, foi construída a curva de calibração ilustrada na Figura 24, usando valores nominais de  $M_y = \pm 1.39$  T e  $M_x = 0$ . Os coeficientes do ajuste estão dispostos na Tabela 3.

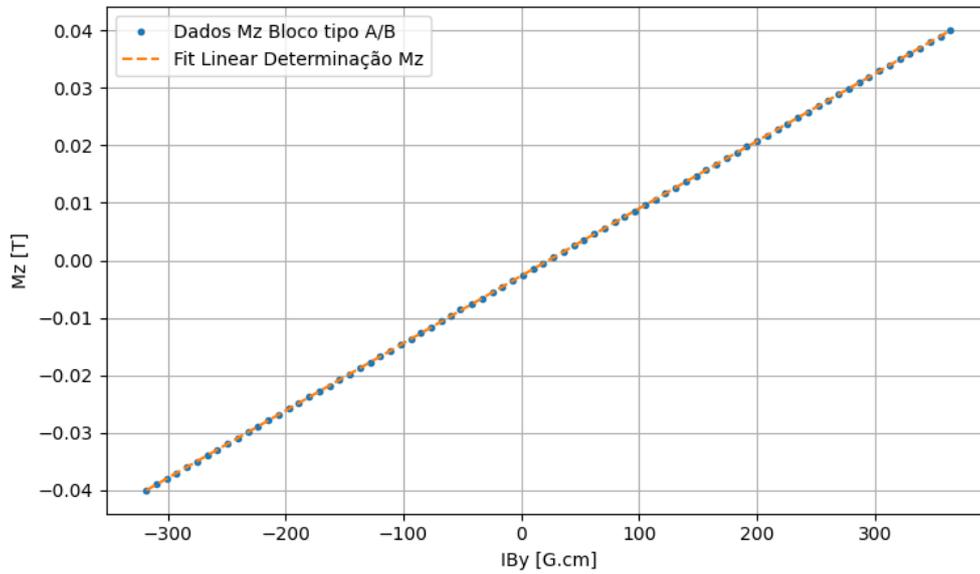


Figura 24 – Curva de Calibração para determinação de  $M_z$  para blocos do tipo A e B e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor

Tabela 3 – Coeficientes do ajuste linear da curva de calibração para determinação de  $M_x$ ,  $M_y$  e  $M_z$  para blocos do tipo A e B.

Componente de Magnetização	A [10000/cm]	B [T]
$M_x$	0,000423	0
$M_y$	-0,00043	0
$M_z$	0,000117	-0,0027

## 6.2 Curva de Calibração para os Blocos com Magnetização Horizontal

Pelos mesmos métodos abordados acima, foram criadas as curvas de calibração para determinação de cada componente de magnetização dos blocos. As figuras 25, 26 e 27 apresentam as curvas. Os coeficientes das curvas de ajuste estão dispostos na Tabela 4.

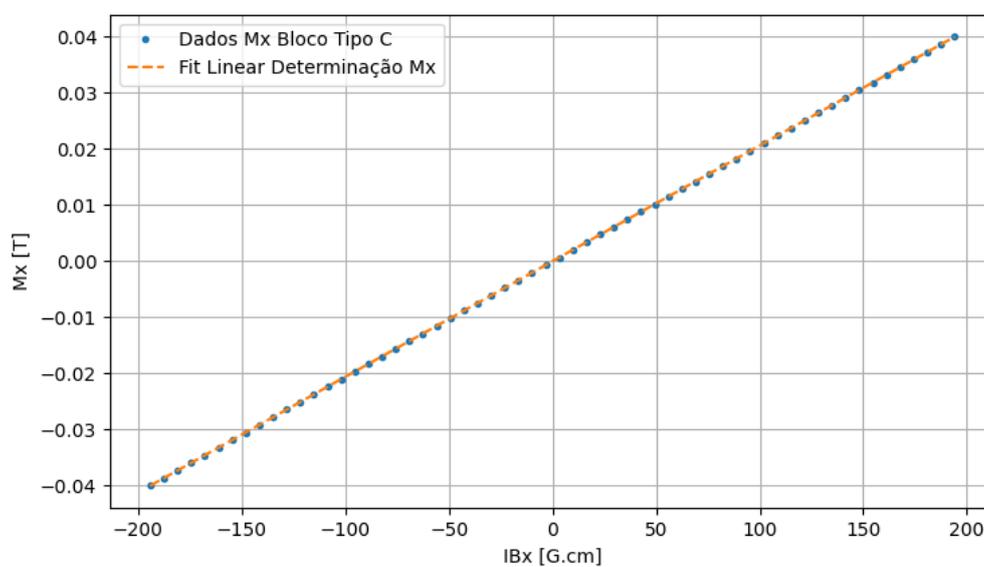


Figura 25 – Curva de Calibração para determinação de  $M_x$  para blocos do tipo C e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor

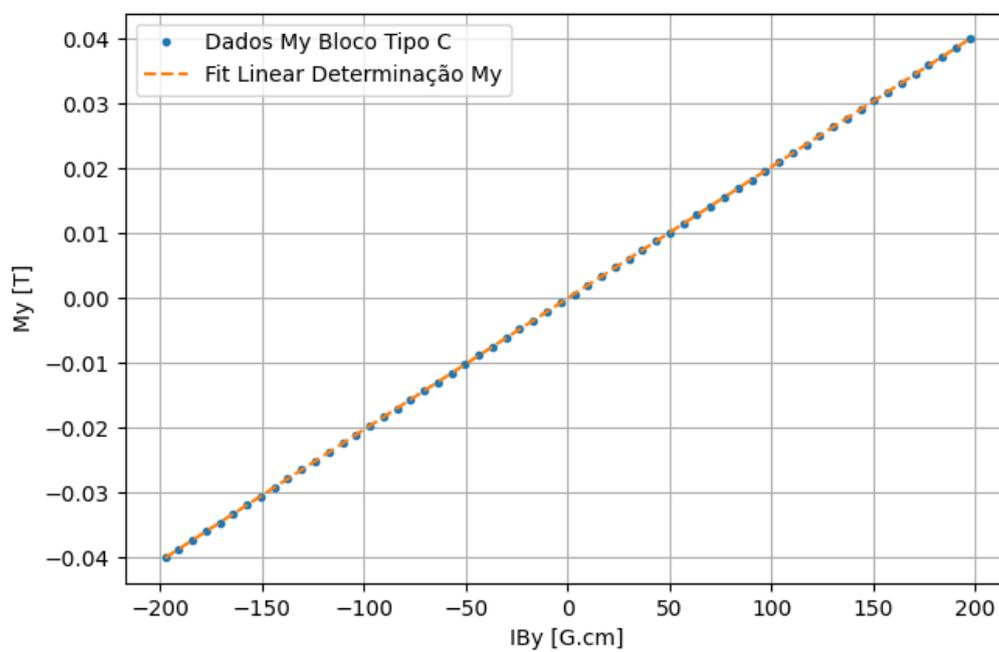


Figura 26 – Curva de Calibração para determinação de  $M_y$  para blocos do tipo C e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor

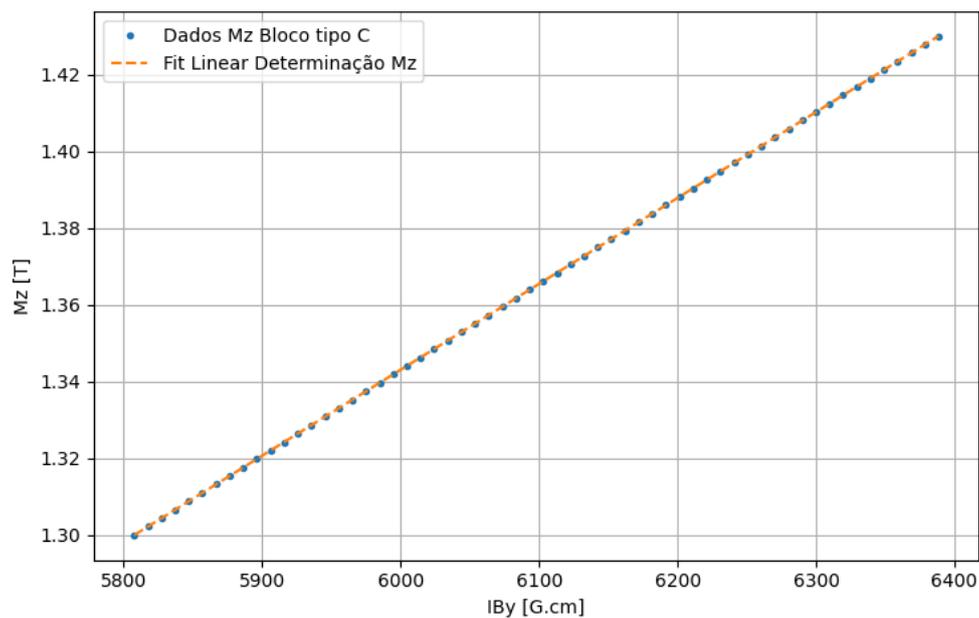


Figura 27 – Curva de Calibração para determinação de  $M_z$  para blocos do tipo C e ajuste linear. Fonte: Próprio Autor

Tabela 4 – Coeficientes do ajuste linear da curva de calibração para determinação de  $M_x$ ,  $M_y$  e  $M_z$  para blocos do tipo C.

Componente de Magnetização	A [10000/cm]	B [T]
$M_x$	0,000206	0
$M_y$	0,000203	0
$M_z$	0,000224	0

## Parte III

### Aplicação do Algoritmo

### 6.3 Magnetizações Obtidas

Os primeiros resultados de magnetização foram feitos para um conjunto de 24 blocos utilizados no ondulator Delta Sabiá (Modelo BX0000 para  $X = A, B$  ou  $C$ ), 6 BA, 6 BB e 12 BC. Na época quando foram feitas as medidas e simulações, ainda não era determinar a componente  $M_z$  dos blocos pelo fato do suporte usado na época permitir apenas medidas na posição 1 (Bloco na Vertical). Desse modo, foram determinadas apenas as componentes  $M_x$  e  $M_y$ . Os resultados de magnetização foram comparados com os obtidos pela Bobina de Helmholtz (BH), a qual era a técnica usualmente utilizada no laboratório até o desenvolvimento da técnica descrita neste trabalho.

Para os blocos BA e BB, foi considerado  $M_z = 0$  T. Essa consideração é válida em primeira aproximação visto que, como comentado anteriormente, a componente residual  $M_z = 0.03$  T (valor máximo de magnetização encontrado nas componentes residuais de todos os blocos medidos no sistema BH), a contribuição em  $IB_x$  e  $IB_y$  foi da ordem de  $\approx 10^{-5}$ G.cm. Já para os blocos BC, foi considerado  $M_z = -1.3898$  T. Os resultados obtidos estão dispostos nas tabelas 5, 6 e 7.

Tabela 5 – Magnetizações obtidas pelos métodos BG e BH para o conjunto de blocos BA

Blocos	Resultados BG			Resultados Bobina de Helmholtz		
	$M_x$ [T]	$M_y$ [T]	$M_z$ [T]	$M_x$ [T]	$M_y$ [T]	$M_z$ [T]
<b>BA0193</b>	0,0024	1,3983	0	0,0230	1,3704	0,0207
<b>BA0195</b>	-0,0164	1,4056	0	0,0064	1,3723	-0,0027
<b>BA0196</b>	0,0074	1,3996	0	-0,0158	1,3693	-0,0016
<b>BA0200</b>	0,0009	1,4044	0	0,0226	1,3715	0,0070
<b>BA0202</b>	-0,0061	1,4020	0	0,0181	1,3707	-0,0066
<b>BA0203</b>	0,0049	1,3992	0	0,0184	1,3706	0,0023

Tabela 6 – Magnetizações obtidas pelos métodos BG e BH para o conjunto de blocos BB

Blocos	Resultados BG			Resultados Bobina de Helmholtz		
	$M_x$ [T]	$M_y$ [T]	$M_z$ [T]	$M_x$ [T]	$M_y$ [T]	$M_z$ [T]
<b>BB0181</b>	0,0043	-1,4024	0	-0,0163	-1,3699	0,0085
<b>BB0182</b>	0,0210	-1,4065	0	0,0002	-1,3698	-0,0162
<b>BB0186</b>	0,0057	-1,4001	0	-0,0180	-1,3730	-0,0001
<b>BB0188</b>	-0,0017	-1,3997	0	0,0171	-1,3708	-0,0085
<b>BB0189</b>	-0,0076	-1,4015	0	0,0166	-1,3716	0,0000
<b>BB0191</b>	0,0013	-1,4032	0	0,0176	-1,3732	0,0022

Tabela 7 – Magnetizações obtidas pelos métodos BG e BH para o conjunto de blocos BC

Blocos	Resultados BG			Resultados Originais Helmholtz		
	$M_x$ [T]	$M_y$ [T]	$M_z$ [T]	$M_x$ [T]	$M_y$ [T]	$M_z$ [T]
<b>BC1197</b>	0,0167	-0,0210	-1,3898	0,0176	-0,0088	-1,3636
<b>BC1198</b>	0,0214	0,0249	-1,3898	0,0208	0,0086	-1,3657
<b>BC1199</b>	0,0225	0,0150	-1,3898	0,0235	0,0061	-1,3652
<b>BC1200</b>	-0,0214	0,0115	-1,3898	-0,0191	0,0029	-1,3632
<b>BC1203</b>	0,0080	-0,0204	-1,3898	0,0156	-0,0119	-1,3637
<b>BC1204</b>	0,0156	-0,0143	-1,3898	0,0162	-0,0065	-1,3670
<b>BC1206</b>	0,0218	0,0156	-1,3898	0,0231	0,0173	-1,3632
<b>BC1207</b>	-0,0221	-0,0256	-1,3898	-0,0175	-0,0199	-1,3638
<b>BC1208</b>	0,0137	-0,0197	-1,3898	0,0147	-0,0106	-1,3668
<b>BC1209</b>	-0,0309	-0,0241	-1,3898	-0,0256	-0,0156	-1,3641
<b>BC1210</b>	-0,0178	-0,0204	-1,3898	-0,0139	-0,0216	-1,3703
<b>BC1211</b>	-0,0166	-0,0142	-1,3898	-0,0124	0,0048	-1,3655

Tais resultados evidenciam que os valores de magnetização obtidos pelo sistema BH acabam sendo subestimados na representação dos parâmetros de campo magnético e integrais de campo nas simulações. Isso pode explicar as diferenças entre medida e simulação das integrais de campo observadas em medições realizadas anteriormente, as quais motivaram a realização deste trabalho.

## 6.4 Montagem e Caracterização Magnética de Subcassetes

A fim de verificar os resultados de magnetizações obtidos a partir de medidas na Bobina Girante, foi feita a montagem de dois subcassetes para serem medidos nos sistemas de caracterização da bancada Hall e da própria BG. Os subcassetes são estruturas magnéticas montadas com um arranjo periódico dos blocos de acordo com o Array de Halbach (Figura 28). O principal objetivo desse passo foi poder comparar medidas e simulações de integrais de campo de um subcassete completo utilizando os resultados de magnetizações obtidas com a Bobina Girante e com a Bobina de Helmholtz.

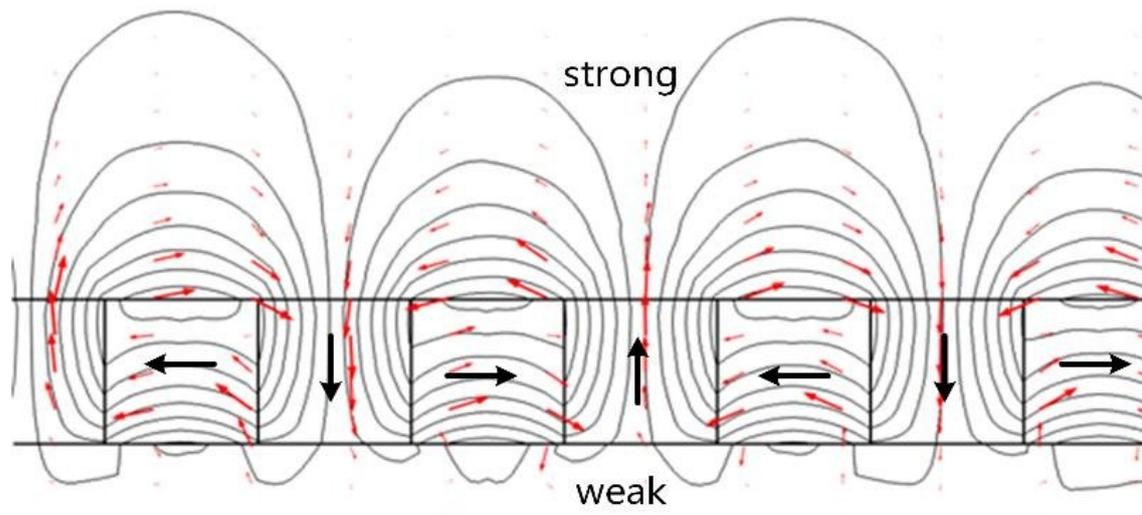


Figura 28 – Ilustração das linhas de campo geradas pelo arranjo magnético do Array de Halbach. Fonte: (WANG et al., 2018)

### 6.4.1 Sorting dos Blocos Individuais

Para a montagem dos dois subcassetes a serem medidos e simulados, utilizou-se o método de sorting dos blocos - o sorting consiste num algoritmo de otimização do ordenamento dos blocos no processo de montagem de um subcassete, a fim de minimizar as integrais de campo - com as magnetizações obtidas com a BG. O primeiro subcassete, CBG-01, foi gerado considerando o melhor resultado possível de integrais de campo para esse conjunto de blocos, já o segundo subcassete, CBG-02, foi obtido com o pior resultado possível dos blocos restantes. A ordem de montagem de cada subcassete é mostrada nas figuras a seguir.

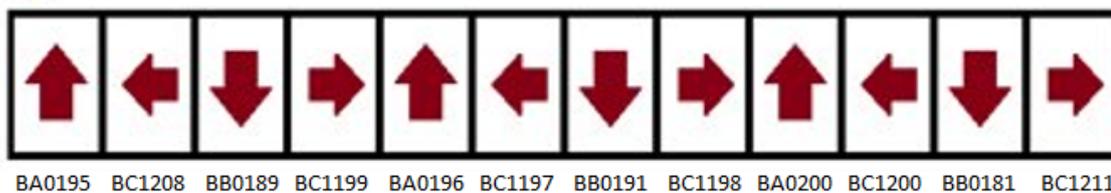


Figura 29 – Sorting CBG - 01. Fonte: Próprio Autor

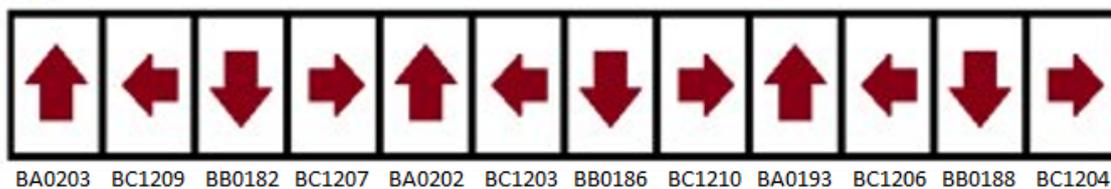


Figura 30 – Sorting CBG - 02. Fonte: Próprio Autor

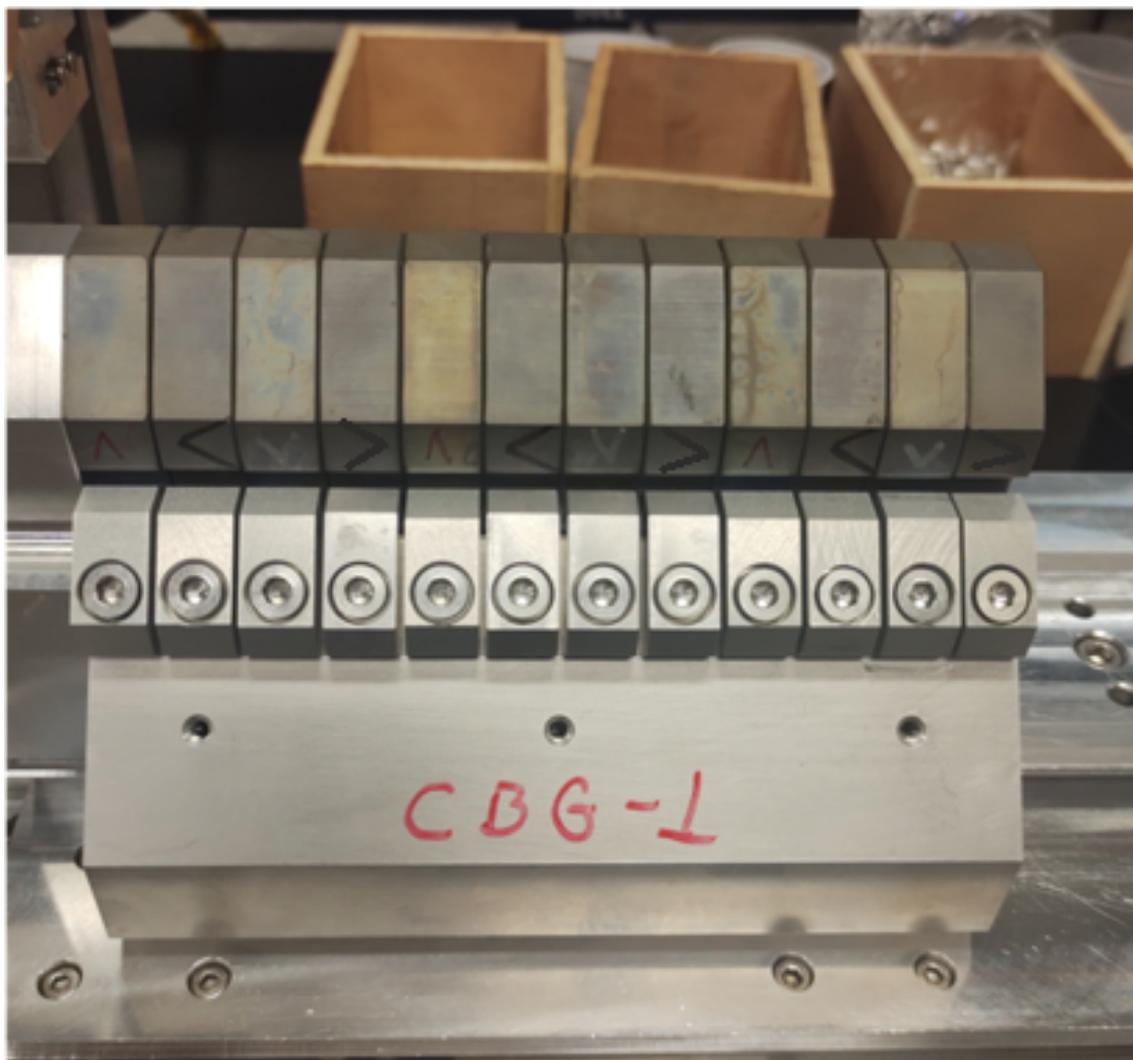


Figura 31 – Montagem Subcassete CBG - 01. Fonte: Próprio Autor

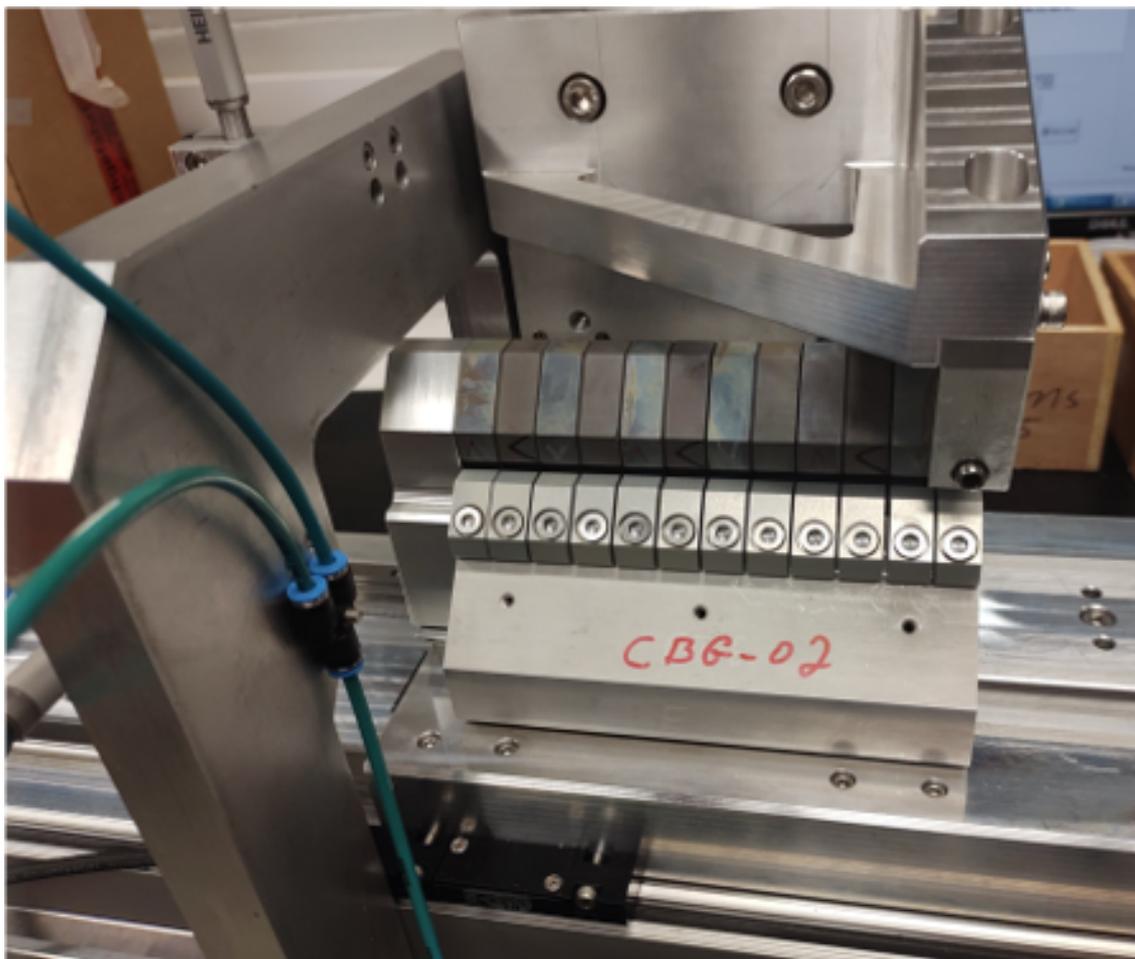


Figura 32 – Montagem Subcassete CBG - 02. Fonte: Próprio Autor

## 6.5 Resultados de Campo Magnético e Integral de Campo

Após a montagem, os dois subcassetes foram medidos nos sistemas de caracterização magnética do Sensor Hall e da Bobina Girante. Na Bobina Girante é possível medir as integrais  $IB_x$  e  $IB_y$  ao longo da posição horizontal de medida que varia de -12 mm a 12 mm, já no sensor hall é possível obter também o campo magnético ao longo da direção longitudinal. Os resultados de campo magnético e de integrais são apresentados na sequência de figuras a seguir. Os perfis de campo mostrados nas figuras 33 e 34 foram obtidos na linha central do subcassete, ou seja, em  $x=0$ . Para a medida, o centro do subcassete foi encontrado com a ajuda de uma agulha magnética e considerando as dimensões de projeto do suporte para as medidas de subcassete. A comparação dos resultados das medidas com simulações feitas com as magnetizações obtidas na Bobina Girante (BG) e Bobina de Helmholtz (BH) são apresentadas.

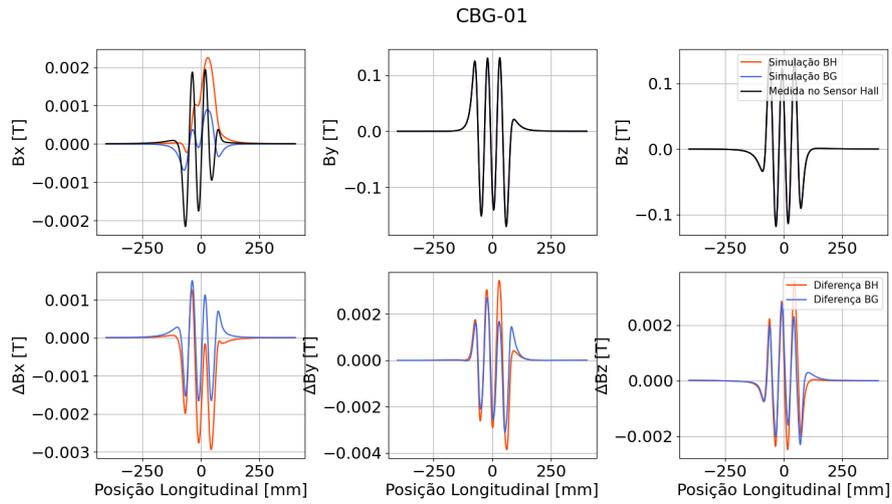


Figura 33 – Resultados de campo magnético na linha central do subcassete CBG-01. Fonte: Próprio Autor

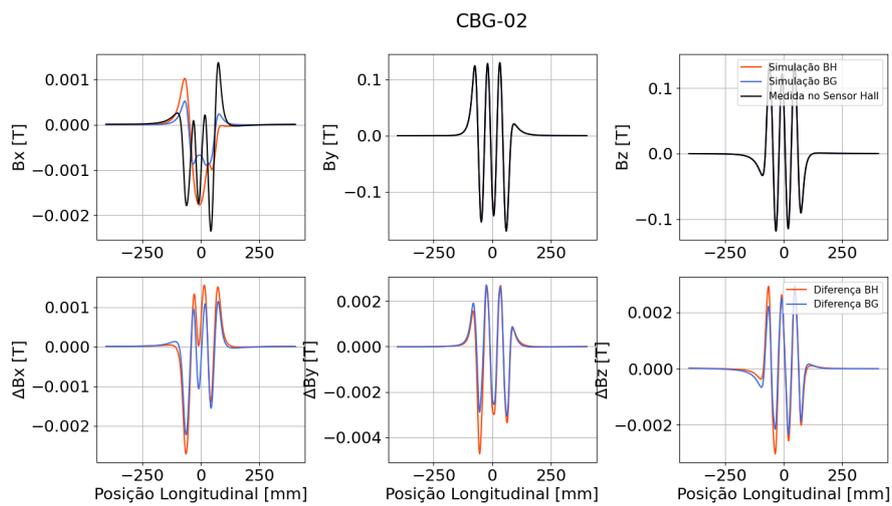


Figura 34 – Resultados de campo magnético na linha central do subcassete CBG-02. Fonte: Próprio Autor

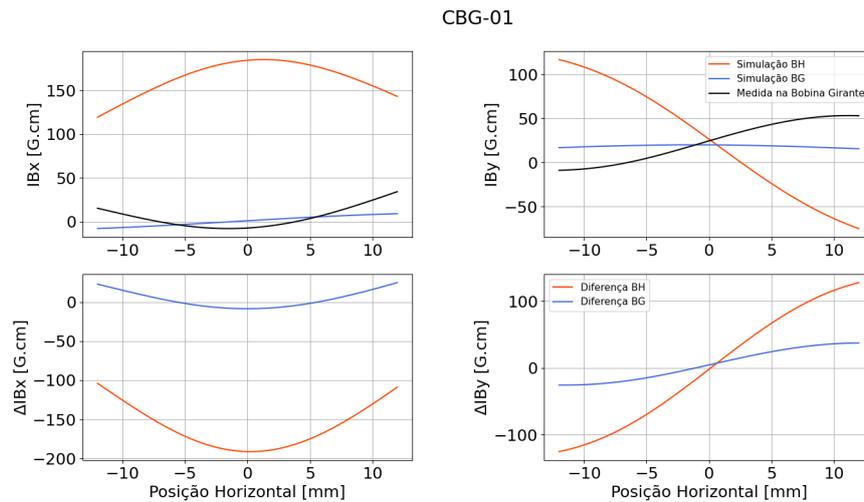


Figura 35 – : Resultados de integrais de campo para o CBG-01. Fonte: Próprio Autor

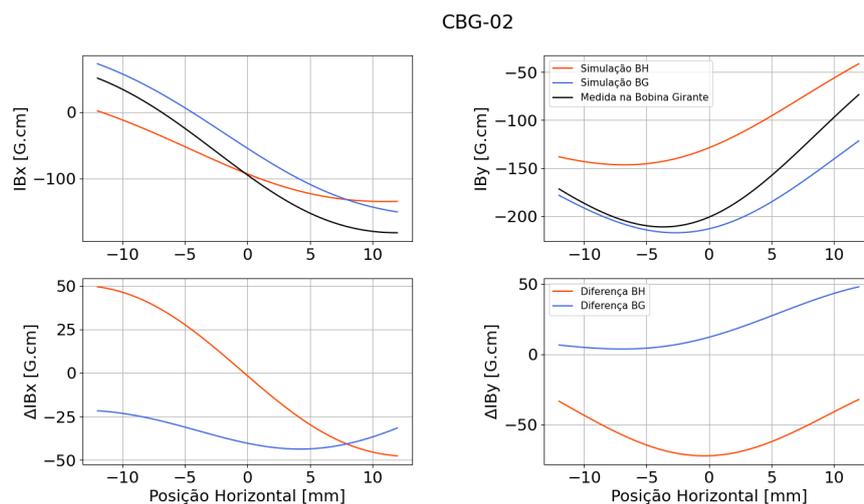


Figura 36 – : Resultados de integrais de campo para o CBG-02. Fonte: Próprio Autor

De acordo com os resultados, observa-se que para as componentes de campo, a diferença com o perfil de campo medido no Sensor Hall foi ligeiramente menor para as simulações envolvendo os valores obtidos pela BG. No entanto, quando observado os resultados de integrais de campo, para ambos os subcassetes, verifica-se que os resultados da BG são muito mais próximos dos medidos, em comparação com os obtidos pela BH, passando de uma diferença nas integrais de campo de  $<200$  G.cm para  $<50$  G.cm, sendo resultados bem satisfatórios. Os resultados de magnetização obtidos conseguiram descrever bem o comportamento das curvas de campo e integral de campo. Tal descrição tem suma importância nos métodos de otimização do arranjo magnético dos blocos (sorting) e correção das integrais de campo, permitindo a minimização e ajuste dos desvios de trajetória do feixe de elétrons ao passar pelo ondulator.

## 7 Conclusão

Dessa forma, foi possível desenvolver e validar a aplicação do método de determinação das magnetizações de blocos magnéticos utilizados em dispositivos de inserção, descrevendo de forma satisfatória os parâmetros pertinentes aos DIs. É importante ressaltar que os valores de magnetização encontrados não são os valores reais, mas sim valores que quando utilizados em simulações magnéticas, descrevem bem os perfis de campo magnético dos blocos. O intuito desse método é encontrar os valores de magnetização que melhor descrevam as curvas de campo e integral de campo.

O método em questão desempenha papel fundamental na construção de DIs, visto que os processos de sorting (otimização de ordenamento dos blocos) e shimming (deslocamentos verticais dos blocos para correção do campo magnético) são algoritmos que dependem de valores de magnetização que descrevam corretamente os perfis de campo magnético produzidos pelos blocos. Uma vez que as magnetizações são determinadas corretamente, a otimização dos parâmetros do DI, bem como a minimização de efeitos de desvio da trajetória dos elétrons pode ser realizada.

Os resultados obtidos não invalidam o método da Bobina de Helmholtz. No entanto, a BH exige que para simulação correta das curvas, seja necessária a determinação de mais parâmetros envolvendo as propriedades magnéticas, como a medida da permeabilidade magnética de cada bloco.

# Referências

- Brandt, D. Proceedings of the 2009 CAS-CERN Accelerator School: Specialised course on Magnets, Bruges, Belgium, 16 - 25 Jun 2009. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1105.5069, maio 2011. Citado 5 vezes nas páginas 5, 19, 21, 23 e 27.
- CERESER, A. *Nanofocused X-ray analysis of semiconductor nanowires*. Tese (Doutorado), 06 2011. Citado 2 vezes nas páginas 5 e 14.
- CHUBAR, O.; ELLEAUME, P.; CHAVANNE, J. A three-dimensional magnetostatics computer code for insertion devices. *Journal of Synchrotron Radiation*, v. 5, n. 3, p. 481–484, May 1998. Disponível em: <<https://doi.org/10.1107/S0909049597013502>>. Citado na página 29.
- CLARKE, J. *An introduction to synchrotron radiation : techniques and applications*. [S.l.]: The Science and Technology of Undulators and Wigglers, 2004. Citado 4 vezes nas páginas 5, 13, 14 e 15.
- CNPEM. *Insertion Devices - Python Package for Magnetic Simulation of Insertion Devices*. [S.l.], 2022. Disponível em: <<https://github.com/lnls-ima/insertion-devices>>. Acesso em: 30 de Agosto de 2022. Citado na página 29.
- CNPEM. *A LUZ SÍNCROTRON E SEUS BENEFÍCIOS*. 2022. Disponível em: <<https://www.lnls.cnpem.br/sirius/a-luz-sincrotron-e-seus-beneficios/>>. Citado na página 9.
- ESRF. *Radia Introduction*. [S.l.], 2021. Disponível em: <<https://www.esrf.fr/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia/Documentation/Introduction>>. Acesso em: 29 de Novembro de 2021. Citado na página 29.
- GRIFFITHS d. *Eletrodinâmica*. 3. ed. [S.l.]: São Paulo: Pearson Addison Wesley, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 20.
- ORLOFF, J. *Cauchy-Riemann Equations*. [S.l.], 2022. Disponível em: <[https://math.libretexts.org/Bookshelves/Analysis/Complex\\_Variables\\_with\\_Applications\\_\(Orloff\)](https://math.libretexts.org/Bookshelves/Analysis/Complex_Variables_with_Applications_(Orloff))>. Acesso em: 18 de Julho de 2022. Citado na página 57.
- SOARES, V. P. *Técnica de Bobina Girante Tangencial para Caracterização de Magnetos do Sirius*. 2015. Monografia (Bacharel em Física), UNICAMP (Universidade Estadual de Campinas), Campinas, Brasil. Citado 2 vezes nas páginas 5 e 25.
- TOSIN, G.; PIMENTA, R. A. Some remarks about characterization of magnetic blocks with helmholtz coil. p. 3 p, 2008. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1182789>>. Citado na página 9.
- UOL. *Campo Magnético*. 2022. Disponível em: <<https://mundoeducacao.uol.com.br/fisica/campo-magnetico.htm>>. Citado 2 vezes nas páginas 5 e 36.
- WANG, X. et al. A review of the design and control of free-piston linear generator. *Energies*, v. 11, p. 2179, 08 2018. Citado 2 vezes nas páginas 6 e 48.

WEISSTEIN, E. W. *Cauchy-Riemann Equations*. [S.l.], 2022. Disponível em: <<https://mathworld.wolfram.com/Cauchy-RiemannEquations.html>>. Acesso em: 18 de Julho de 2022. Citado na página 57.

WIKIPEDIA. *Undulator*. [S.l.], 2021. Disponível em: <<https://en.wikipedia.org/wiki/Undulator>>. Acesso em: 10 de Junho de 2021. Citado 2 vezes nas páginas 5 e 15.

WOLF, Z. *Undulator Field Integral Measurements*. Tese (Doutorado), 08 2005. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.

# Apêndices

# APÊNDICE A – Condição de Cauchy - Riemann

Seja  $z$  uma variável complexa definida por  $z \equiv x + iy$  (explicitando que  $z$  neste caso não refere-se a direção longitudinal, apenas expressa, por convenção, uma variável completa), considere uma função  $f(z) = u(x, y) + iv(x, y)$ . De acordo com a condição de Cauchy - Riemann,  $f(z)$  será analítica (ou seja, complexa diferenciável) se as derivadas parciais de  $u(x, y)$  e  $v(x, y)$ , respeitando os critérios de diferenciabilidade e continuidade de funções, sigam as seguintes relações ([WEISSTEIN, 2022](#)) ([ORLOFF, 2022](#)):

$$\frac{\partial u(x, y)}{\partial x} = \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial v(x, y)}{\partial x} = -\frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \quad (\text{A.2})$$

Além disso, a derivada complexa  $f'(z)$  é dada por:

$$f'(z) = \frac{df}{dz} = \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} + i \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} = \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} - i \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \quad (\text{A.3})$$