

**INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DO PIAUÍ
CAMPUS CORRENTE
CURSO LICENCIATURA EM FÍSICA**

DANILO DE MATOS NOVAIS

**OBTENÇÃO E ANÁLISE DE CURVAS DE MAGNETIZAÇÃO USANDO O
SOFTWARE GNU OCTAVE E LINGUAGEM DE PROGRAMAÇÃO FORTRAN**

**CORRENTE- PI
2023**

DANILO DE MATOS NOVAIS

OBTENÇÃO E ANÁLISE DE CURVAS DE MAGNETIZAÇÃO USANDO O
SOFTWARE GNU OCTAVE E LINGUAGEM DE PROGRAMAÇÃO FORTRAN

CORRENTE- PI
2023

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP) de acordo com ISBD

Novais, Danilo de Matos

N936o Obtenção e análise de curvas de magnetização usando o software GNU Octave e Linguagem de Programação FORTRAN / Danilo de Matos Novais. -2023.
43 p.: il. color.

Trabalho de Conclusão de Curso (Licenciatura em Física) - Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Piauí, Campus Corrente, 2023.

Orientador : Prof Dr. Kleyton Jânio Camelo.

Coorientador : Prof Dr. Fabrício M. de Vasconcelos.

1. Física – estudo e ensino. 2. Fortran. 3. Magnetismo. 4. GNU Octave . I. Título.

CDD - 530

Elaborado por Tefischer Huanderson Soares e Sousa CRB 3/1251

DANILO DE MATOS NOVAIS

OBTENÇÃO E ANÁLISE DE CURVAS DE MAGNETIZAÇÃO UTILIZANDO O
SOFTWARE GNU OCTAVE E LINGUAGEM DE PROGRAMAÇÃO FORTRAN

Trabalho de Conclusão de Curso
apresentado como exigência para a
obtenção do diploma do Curso de
Licenciatura em Física do Instituto Federal de
Educação, Ciência e Tecnologia do Piauí -
Campus Corrente.

Orientador: Prof. Dr. Kleyton Jânio Camelo

Coorientador: Prof. Dr. Fabrício M. de
Vasconcelos

Aprovado em: ____ / ____ / ____

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Kleyton Jânio Camelo (Orientador)
Instituto Federal do Piauí (IFPI)

Prof. Dra. Karine dos Santos Dias
Instituto Federal do Piauí (IFPI)

Prof. Dr. Paulo Henrique Teixeira da Silva
Secretaria de Educação do Estado do Ceará (SEDUC-CE)

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus pela minha vida, saúde, proteção e bênçãos que me são concedidas todos os dias.

Agradeço a minha mãe Mariene por todo o amor, apoio, incentivo e orações. Ao meu pai Domingos, pelo incentivo. Aos meus irmãos Karine, Daiane e Daniel pelo o apoio e confiança. Agradeço a minha avó Inácia pelos conselhos, orientações, orações e pelo acolhimento. Gratidão a minha madrinha Lucia, que serviu de inspiração para eu seguir estudando. Aos meus tios e tias, sou grato a todo apoio recebido.

Alexandre, Ana Beatriz Laila e entre outros nomes, agradeço por fazerem parte da minha vida, pelo incentivo, acolhimento, amizade e conselhos. Aos meus amigos e colegas de curso Jadson e José Lino, minha eterna gratidão por darem apoio na minha vida pessoal, profissional e acadêmica. Gratidão aos meus colegas de curso.

Gratidão eterna ao meu orientador professor Dr. Kleyton Jânio e ao meu coorientador professor Dr. Fabricio Moraes de Vasconcelos pela confiança, oportunidade e incentivo em prosseguir na vida acadêmica. A minha coordenadora professora Dra. Karine dos Santos Dias por não ter desistido de mim.

Que o Nosso Senhor Jesus Cristo abençoe a todos.

“Construímos muitos Muros e Poucas
Pontes” (Isaac Newton)

RESUMO

O constante desenvolvimento de tecnologias empregadas nos mais diversos setores da engenharia como por exemplo nas telecomunicações, computadores, robótica, entre outros, nos faz pensar como seria árduo viver em uma sociedade sem toda essa evolução. Entre os tipos de materiais magnéticos, uma classe bastante utilizada em diversas áreas são os ferromagnéticos, que substâncias que apresentam fortes interações entre os momentos magnéticos atômicos, resultando em um alinhamento interno dando origem a certas regiões denominadas de domínios magnéticos, o que tornam materiais ideais para serem utilizados na produção de motores, geradores e transformadores. A caracterização magnética dos materiais é feita, principalmente, a partir do gráfico que relaciona campo magnético e magnetização. Neste trabalho foi feito um estudo teórico computacional dos mais diferentes perfis gráficos que ilustram os comportamentos magnéticos dos diversos materiais empregados na indústria de tecnologia, bem como, a importância de determinadas propriedades magnéticas que os materiais devem apresentar associados às diversas aplicações. Foram traçadas curvas de magnetização obtidas fazendo-se uso da ferramenta computacional GNU Octave e da linguagem de programação. As curvas de magnetização foram inicialmente analisadas a partir da teoria de Jiles-Atherton, que apresenta uma abordagem das teorias iniciais que dão origem à descrição matemática do magnetismo dos materiais.

Palavras-chaves: Magnetismo, Magnetização, Fortran, GNU Octave.

ABSTRACT

The constant development of technologies used in the most diverse sectors of engineering such as telecommunications, computers, robotics, among others, makes us think how difficult it would be to live in a society without all this evolution. Among the types of magnetic materials, ferromagnetic ones are strongly used in several production sectors. Ferromagnetic substances have strong interactions between atomic magnetic moments, resulting in an internal alignment giving rise to certain regions called magnetic domains, which make ideal materials to be used in the production of motors, generators and transformers. The magnetic characterization of the materials is done, mainly, from the graph that relates the magnetic field and magnetization. Within this context, this work carried out a study, in the form of a bibliographical review, of the most different graphic profiles that illustrate the magnetic behavior of the different materials used in the technology industry, as well as the importance of certain magnetic properties that the materials must present associated to the various applications. Bibliographic research was carried out using published works that are related to the theme of the project and profiles of magnetization curves obtained using the computational tool GNU Octave and the Fortran. The magnetization curves were obtained taking into account the Jiles-Atherton theory, as well as the theoretical foundation that presents an approach to the initial theories that give rise to the mathematical description of the magnetism of materials.

Keywords: Magnetism, Magnetization, Fortran, GNU Octave software.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 01	Representação do alinhamento dos domínios magnéticos em um material ferromagnético	19
Figura 02	Curvas esquemáticas de magnetização para materiais magnéticos moles e duros	21
Figura 03	Família de loops de histerese de ferrocub comercial	23
Figura 04	Representação de um ciclo de histerese magnética	29
Gráfico 01	Curva de magnetização com o parâmetro $a = 550$	34
Gráfico 02	Curva de Magnetização com o parâmetro $a = 2200$	35
Gráfico 03	Curvas de Magnetização sem histerese variando parâmetro a na equação 31	35
Gráfico 04	Curvas de Magnetização sem histerese variando parâmetro a	36
Gráfico 05	Curvas Iniciais de Histerese, utilizando a equação 43	36

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	11
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	12
2.1	Breve História do Magnetismo	12
2.2	Equações de Maxwell.....	13
2.3	Magnetismo e Materiais Magnéticos	14
2.3.1	Campo Magnético	15
2.3.2	Momento Magnético.....	16
2.3.3	Intensidade de Magnetização.....	16
2.3.4	Suscetibilidade Magnética e Permeabilidade Magnética.....	17
2.3.5	<i>Paramagnetismo, Diamagnetismo e Ferromagnetismo</i>	18
2.3.6	Materiais Magnéticos Moles e Duros.....	21
2.4	Curvas de Magnetização.....	22
2.4.1	Curvas de Magnetização sem Histerese.....	24
2.4.2	Modelo de Jiles-Atherton.....	27
2.4.3	Curvas de Magnetização e Histerese Magnética.....	29
3	METODOLOGIA	34
4	RESULTADOS	35
5	CONCLUSÃO E CONSIDERAÇÕES FINAIS	38
6	REFERÊNCIAS	40
	ANEXOS	41

1. INTRODUÇÃO

Cada vez mais os dispositivos que fazem uso de materiais com determinadas propriedades magnéticas vão sendo empregados no cotidiano e assim se faz necessário um maior entendimento dos fenômenos físicos associados ao magnetismo.

Entre os tipos de materiais magnéticos, uma classe de materiais importantes em diversas aplicações são os ferromagnéticos, que são fortemente empregados na produção de máquinas elétricas, por exemplo, além de transformadores, motores elétricos, gravadores de informação em disco, eletroímãs e geradores elétricos.

Segundo Pinho (2009) uma grande aplicação que envolve fenômenos relacionados ao ferromagnetismo, está relacionado à produção de vidros metálicos, para o desenvolvimento de núcleos transformadores de potência, em multicamadas com vidros metálicos. Nestes materiais, o ciclo de histerese que mostra parte de suas propriedades deve ser estreito para que o material se magnetize facilmente e tenha uma elevada permeabilidade magnética. Esses materiais são conhecidos como materiais magnéticos macios. Uma elevada indução de saturação é também uma propriedade importante dos materiais magnéticos macios para a maior parte das aplicações.

Entre as principais pesquisas que buscaram entender o comportamento de materiais ferromagnéticos durante o processo de magnetização com e sem histerese, destaca-se os estudos de Jiles e Atherton (1986), no qual desenvolveram um modelo diferencial de histerese, baseado nos estudos de Langevin e usando a teoria dos domínios magnéticos nos materiais ferromagnéticos. No modelo Jiles-Atherton, considera-se a magnetização como sendo constituída por duas etapas, sendo uma reversível e outra irreversível. A curva de magnetização sem histerese é encontrada usando uma abordagem de campo médio em que a magnetização de qualquer domínio é acoplada ao campo magnético H e a magnetização por massa M . A curva sem histerese surge como a magnetização que seria alcançada na ausência de ancoragem da parede do domínio. (D.C JILES e D. L. ATHERTON, 1986)

O tamanho e a forma da curva de histerese no processo de magnetização de um material ferromagnético podem classificar o material como mole ou duro. O interior de um ciclo de histerese de uma amostra magnética, representa a perda de energia, manifestada em forma de calor, que é gerado por unidade de volume do material por ciclo de magnetização e desmagnetização. (FRANCO, 2009).

A observação de fenômenos magnéticos nas mais diversas aplicações é extenso e não se limita apenas a um tipo de material. Desde laboratórios sofisticados até simples aparelhos eletromagnéticos usados no dia a dia, é possível observar que os fenômenos associados ao magnetismo regem o funcionamento desses equipamentos.

Diante do exposto, o presente trabalho tem como objetivo fazer um estudo teórico computacional dos mais diferentes perfis gráficos que ilustram os comportamentos magnéticos dos diversos materiais empregados na indústria de tecnologia, bem como, a importância de determinadas propriedades magnéticas que os materiais devem apresentar associados às diversas aplicações.

Para esse estudo, pretende-se explorar os recursos computacionais, em particular o software de *código aberto* GNU Octave e a linguagem de programação Fortran para a obtenção das curvas de magnetização e ciclos de histerese magnética, bem como o uso desta ferramenta computacional para os cálculos exigidos na análise. Será feita, também, uma revisão bibliográfica dos materiais existentes na literatura científica que estejam relacionados com o tema abordado neste trabalho.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 BREVE HISTÓRIA DO MAGNETISMO

Os primeiros registros sobre os fenômenos magnéticos, referem-se ao século VI a.C, quando, na Grécia antiga, um pastor de ovelhas observou que pedras encontradas em seu pastoreio, eram atraídas pela ponta do seu cajado que era feito de ferro. Tal observação chegou aos conhecimentos dos filósofos gregos Tales de Mileto, Sócrates e Platão, que concluíram que ali naquela região, existiam imãs naturais que atraíam o ferro (TONIDANDEL, et al, 2018).

Esses imãs foram chamados de Magnetitas e foram mais tarde, estudados pelo francês Petrus Peregrinus, no qual desenvolveu importantes observações sobre as propriedades magnéticas. Em sua epístola sobre os imãs, datada de 1260, ele aponta algumas ideias entre elas a de que pedras magnéticas possuem dois pontos opostos com grande poder de atração, além de demonstrar a atração de polos opostos e a repulsão de polos do mesmo tipo. (MUSSOI, 2016).

Mais tarde, o médico inglês Willian Gilbert sistematizou todo o conhecimento sobre o magnetismo em sua obra *De Magnete*, publicado em 1600. Nela, Gilbert apresenta grandes contribuições para a ciência, dentre elas, ele cita o fato de que em um imã uniforme, a força magnética é proporcional a sua massa. Além de descobrir que, o imã perdia suas propriedades quando aquecido ao extremo e readquiria quando esfriava. Outra importante descoberta, explicada em sua obra se devia ao fato de que a terra se comportava como uma grande esfera magnética. (BASSALO, 1994)

No século XVIII, novas contribuições foram atribuídas ao estudo do magnetismo. O astrônomo inglês John Michell propôs a ideia de que a força entre polos magnéticos, variava com o inverso do quadrado da distância entre eles. Essa ideia foi mais tarde confirmada pelo físico francês Charles Augustin Coulomb que também concluiu

que polos magnéticos não podem ser isolados, ou seja, não existem cargas magnéticas isoladas (BASSALO, 1994).

2.2. EQUAÇÕES DE MAXWELL

Segundo Siqueira (2021), outra importante contribuição para o avanço do eletromagnetismo foi dada pelo matemático James Clerk Maxwell que sistematizou as leis do magnetismo e da eletricidade em quatro equações baseado nos estudos de Gauss, Faraday, Ampere e Lenz. As equações de Maxwell descrevem como cargas e correntes dão origem a campos elétricos e magnéticos.

A primeira equação de Maxwell refere-se a lei de Gauss da eletricidade e afirma que fluxo de campo elétrico representado por ϕ_E é uma grandeza e pode ser considerada como a medida do número de linhas de campo elétrico que atravessam uma superfície gaussiana (HALLIDAY et al, 2016).

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1)$$

A segunda equação nos informa que o fluxo magnético representado por ϕ_B através de qualquer superfície fechada gaussiana B , é zero (HALLIDAY et al, 2016).

$$\phi_B = \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (2)$$

A terceira equação refere-se aos estudos de Michel Faraday sobre o comportamento de uma força eletromotriz que é induzida em uma espira, quando o número de linhas de campos magnéticos que atravessam a espira varia (HALLIDAY et al, 2016).

$$\varphi = - \frac{d}{dt} \oint \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (3)$$

Por fim, a quarta equação de Maxwell está relacionado com os estudos do físico francês André Marie Ampère, no qual afirma que o sentido do campo magnético em torno do fio é determinado pelo sentido da corrente elétrica (HALLIDAY et al, 2016).

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 I_{env} \quad (4)$$

Com o desenvolvimento de tecnologias ao longo dos anos, os conhecimentos sobre os fenômenos magnéticos foram ganhando impulso e conseqüentemente, novas descobertas foram realizadas. No século XX, com o surgimento da física quântica, se deu início aos estudos do magnetismo em nível microscópico, o que ocasionou no aperfeiçoamento dos estudos sobre as propriedades fundamentais dos materiais magnéticos.

2.3 MAGNETISMO E MATERIAIS MAGNÉTICOS

O magnetismo é o ramo da física responsável pelo estudo das interações magnéticas dos ímãs e fenômenos relacionados com a presença e interação de campos magnéticos. Os ímãs podem ser naturais, compostos de Óxido de Ferro (Fe_3O_4) e artificiais, compostos de metais e ligas cerâmicas, no qual podem adquirir propriedades magnéticas temporárias ou permanentes (OLIVEIRA et al, 2015).

Os ímãs possuem duas extremidades chamadas de polos magnéticos, o polo norte e o polo sul magnético, no qual podem exercer entre si forças de atração e repulsão, e esse tipo de interação será definido de acordo com a posição dos polos quando colocados um na presença do outro. Polos magnéticos do mesmo tipo, se repelem e polos diferentes se atraem. (OLIVEIRA, et al, 2015).

Diferente do ocorre nos fenômenos relacionados as forças elétricas, onde se percebe a existência de monopólios elétricos (cargas elétricas positivas ou negativas isoladas), nas interações magnéticas ainda não foi possível comprovar a existência de monopólios magnéticos. Ao partir um ímã em dois pedaços, obteremos dois novos ímãs, cada um deles com um polo norte e um polo sul. Ao repetir o mesmo processo, obteremos novamente dois ímãs com as mesmas características, dessas vezes menores (OLIVEIRA et al, 2015).

2.3.1 *Campo Magnético*

O campo magnético H é uma região ao redor de um ímã no qual pode se observar a presença da força magnética da atração e repulsão. Além disso, o campo magnético pode ser criado por uma corrente elétrica num condutor ou por qualquer carga elétrica em movimento. Desta forma, esse campo magnético pode ser percebido pela ação de uma força magnética sobre uma carga elétrica em movimento ou sobre um condutor percorrido por corrente elétrica (MUSSOI, 2016).

A representação do campo magnético se dá pelas linhas de indução magnética ou linhas de fluxo magnéticos que são linhas imaginárias tangentes ao campo magnético em cada ponto do espaço. São linhas fechadas, ou seja, saem e voltam para um mesmo ponto. Na parte externa, saem do polo norte e vão no sentido polo sul

do ímã. Consequentemente, na parte interna do ímã, as linhas de indução magnéticas saem do polo sul e vão sentido polo Norte. Campos magnéticos dos materiais se originam a partir do momento magnético de spin, movimento que o elétron realiza em torno do seu próprio eixo. A esses movimentos, atribuímos o início do processo de magnetização dos materiais. (MUSSOI, 2016).

Em geral, ao ocorrer o processo de magnetização, os materiais magnéticos poderão ser classificados em paramagnéticos, diamagnéticos ou ainda ferromagnéticos. No entanto, antes de prosseguir com a classificação desses materiais, deve ser considerado o estudo de algumas propriedades físicas que vão influenciar na caracterização do material.

2.3.2 *Momento Magnético*

Segundo Koltermann (2001) a origem do magnetismo é resultado dos diferentes movimentos de elétrons nas estruturas atômicas dos materiais. Cada elétron de um átomo possui um momento dipolar magnético orbital e um momento dipolar magnético de spin e são grandezas vetoriais. Ao se somarem, resultam em um momento magnético atômico vetorial.

O momento magnético de um átomo se combina com os momentos magnéticos dos demais átomos e toda essa combinação implica no surgimento de fenômenos diamagnéticos, onde os momentos magnéticos de todos os elétrons são orientados de forma que se cancelam mutuamente. Ou ainda em fenômenos paramagnéticos e/ou ferromagnéticos, em que nessa situação o cancelamento de momentos eletrônicos é apenas parcial e o átomo fica com um momento magnético líquido (CULLITY, 1972).

Matematicamente, podemos atribuir valores ao momento magnético m conhecendo a área l entre dois polos e suas magnitudes p .

$$m = p \cdot l. \quad (5)$$

2.3.3 *Intensidade de Magnetização*

Quando um material magnético é magnetizado uniformemente, o momento magnético por unidade de volume é chamado de intensidade de magnetização, $M = m/v$ assim, a soma dos momentos magnéticos por unidade de volume define o grau que os ímãs são magnetizados. (CHIKAZUMI, 1964).

2.3.4 *Suscetibilidade Magnética e Permeabilidade Magnética*

A suscetibilidade magnética é uma medida quantitativa da interação entre um material e um campo magnético aplicado. Quando um material é exposto a um campo magnético de intensidade H , ele desenvolve uma magnetização M linearmente proporcional ao campo

aplicado H, ou seja, M e H são proporcionais. A suscetibilidade magnética é definida pela razão M/H:

$$X = \frac{M}{H} \quad (6)$$

Essa grandeza é utilizada principalmente em materiais diamagnéticos e paramagnéticos, que são materiais que possuem fracas propriedades magnéticas. Em materiais ferromagnéticos, o interesse maior está na permeabilidade magnética μ , pois indica a quantidade de indução magnética B que é gerada por um material quando colocado sob a ação de um determinado campo magnético H (Pinho, 2009).

Em termos matemáticos, definimos a permeabilidade μ como sendo:

$$\mu_0 = \frac{B_e}{H_e} \quad (7)$$

Onde podemos obter o campo efetivo através da soma do campo aplicado e o campo exterior resultante da magnetização do material.

$$B_e = \mu_0 H_e = \mu_0 (H_e + \alpha M) \quad (8)$$

Curvas do tipo M *versus* H e B *versus* H são chamadas de curvas de magnetização.

2.3.5. Paramagnetismo, Diamagnetismo, Ferromagnetismo

De acordo Chikazumi(1964) o paramagnetismo descreve um magnetismo fraco que exhibe suscetibilidade positiva de ordem de $X = 10^{-5} - 10^{-2}$. Este comportamento magnético é encontrado em materiais que contêm átomos ou íons magnéticos que são amplamente separados de modo que exibem interação fraca. Os materiais paramagnéticos apresentam ímãs elementares desemparelhados, orientados em todas as direções e sentidos, resultando em uma magnetização nula.

Quando aplicamos um campo, existe uma tendência de cada momento atômico girar na direção do campo. Mas a agitação térmica dos átomos se opõe a essa tendência e tende a manter os momentos atômicos apontados ao acaso, o que resulta em um alinhamento parcial na direção do campo e uma pequena suscetibilidade positiva. (CULLITY, 1972).

Esse comportamento foi apresentado por Pierre Curie, onde ele descreveu em sua equação que a suscetibilidade por unidade de massa X_m era independente da temperatura para diamagnéticos, mas

que variava inversamente com a temperatura absoluta para paramagnéticos:

$$X_m = \frac{C}{T} \quad (9)$$

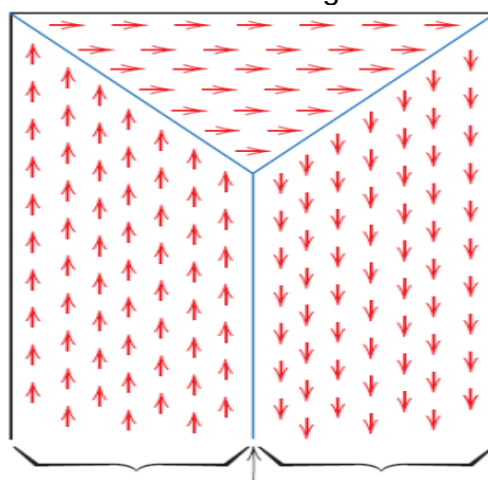
Onde C é a constante de Curie e ela depende da substância do material.

As substâncias diamagnéticas são aquelas no qual os ímãs elementares quando submetidos a um campo magnético, realizam o movimento de precessão em torno da direção do campo. Como efeito, é estabelecido uma magnetização oposta ao campo, provocando uma força de repulsão. Todos os materiais apresentam fenômenos diamagnéticos, no entanto, por ser um fenômeno de baixa intensidade, os efeitos paramagnéticos e ferromagnéticos se sobressaem nesses materiais. Uma outra característica dos materiais diamagnéticos é que eles apresentam suscetibilidade magnética fraca e negativa. (CALLISTER, 2008)

A terceira classe pertence aos materiais ferromagnéticos e nela está incluso o ferro (Fe), cobalto (Co), níquel (Ni), disprósio (Dy), além de outros elementos usados para fabricar ímãs permanentes. As substâncias ferromagnéticas apresentam fortes interações entre os momentos magnéticos atômicos, o que resulta em um alinhamento interno que dá origem a certas regiões denominadas de domínios magnéticos. Em um material desmagnetizado os domínios estão desalinhados, ou seja, estão numa disposição aleatória. Em geral, os efeitos de um domínio cancelam o de outro e o material não apresenta um efeito magnético resultante (SERWAY *et al*, 2015, p. 167).

A Figura 1 mostra o alinhamento dos domínios magnéticos que tendem a se orientar paralelamente ao campo, resultando na magnetização.

Figura 1-Representação do alinhamento dos domínios magnéticos em um material ferromagnético



Fonte: Callister (2008)

Quando o campo magnético H é aumentado, consequentemente haverá uma maior orientação dos momentos magnéticos e desse modo, a densidade nas linhas de campo magnético, ou densidade no fluxo magnético B também aumentará. Em determinado ponto, de acordo com o aumento do campo magnético, não será mais possível aumentar a densidade do fluxo magnético B pois não haverá domínios magnéticos disponíveis para serem orientados.

Ao relacionar a temperatura com materiais ferromagnéticos, Pinho (2009) afirma que:

Quando a temperatura de um material ferromagnético é aumentada, a energia térmica acrescentada aumenta a mobilidade dos domínios, facilitando o alinhamento destes, mas impedindo-os também de se manterem alinhados quando o campo é removido. Consequentemente, a saturação magnética, a remanência e o campo coercivo são todos reduzidos a altas temperaturas. Se a temperatura exceder a temperatura de Curie, o comportamento ferromagnético desaparece, transformando-se em um material paramagnético (PINHO, 2009, p. 23)

2.3.5 *Materiais Magnéticos Moles e Duros*

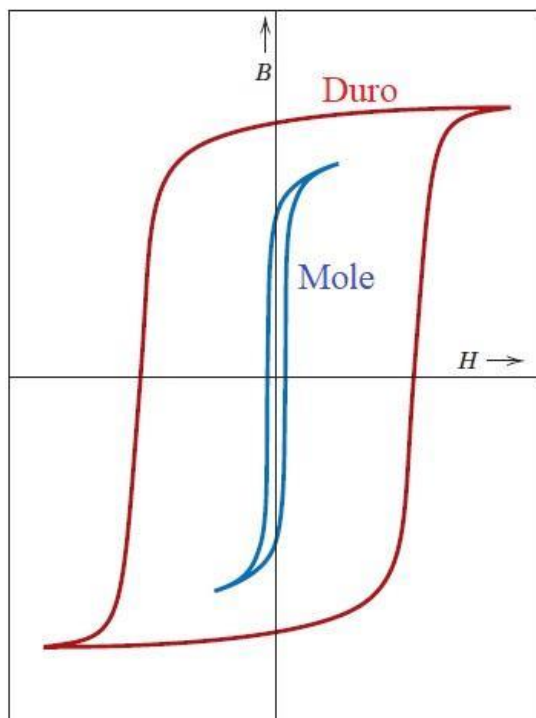
Emura (1999) afirma que com a grande expansão da utilização de ímãs em motores, na indústria eletrônica e automobilística, entre outras situações nos últimos anos, fez-se necessário desenvolver ímãs com as melhores propriedades magnéticas para as suas aplicações. Nesse sentido, uma das características de um material magnético que deve ser levado em consideração, é o ciclo de histerese, além de outras três propriedades: a magnetização remanente, o campo coercivo e o produto energético máximo.

Os materiais magnéticos moles são fortemente utilizados em dispositivos que são submetidos a campos magnéticos onde as perdas de energia devem ser baixas, assim a área no interior do ciclo de histerese deve ser estreita. Um material desse tipo deve possuir alta permeabilidade magnética, baixa coercividade, ser facilmente magnetizado e desmagnetizado e possuir baixas perdas de energia por histerese. Um exemplo de aplicação desse tipo de material está nos núcleos de transformadores. (Callister, 2008).

Os materiais magnéticos duros são utilizados em ímãs permanentes, que devem possuir uma alta resistência à desmagnetização. Em termos de comportamento de histerese, um material magnético duro possui remanência, coercividade e magnetização de saturação elevados, bem como uma baixa permeabilidade inicial e grandes perdas de energia por histerese, fazendo com que a área do interior do ciclo de magnetização – desmagnetização seja grande. (CULLITY, 1972).

A figura 2 representa uma amostra de material, onde pode se observar a curva de histerese par materiais duros e para materiais moles.

Figura 2 -Curvas esquemáticas de magnetização para materiais magnéticos moles e duros



Fonte: K.M, Ralls et al. (1976)

Ímãs permanentes são bastante utilizados em dispositivos eletrônicos, equipamentos médicos e em grande parte industrial. São essenciais nestes dispositivos pois armazenam energia e colocam a energia disponível através de um campo magnético estático. As aplicações principais envolvem a conversão de energia mecânica em elétrica, o uso como fonte de campo magnetizante sobre objetos ferromagnéticos moles e as unidades de disco rígido do computador. Entre as principais características para considerar um material adequado a fabricação de ímãs permanentes pode se citar a alta magnetização de saturação M_s ; alta temperatura de Curie T_c ; alto campo coercivo H_c ; alto produto energético máximo $(BH)_{max}$; alta remanência (FRANCO, 2009).

2.4 CURVAS DE MAGNETIZAÇÃO

Na literatura científica é possível encontrar diversos modelos que foram criados com o intuito de descrever a histerese magnética,

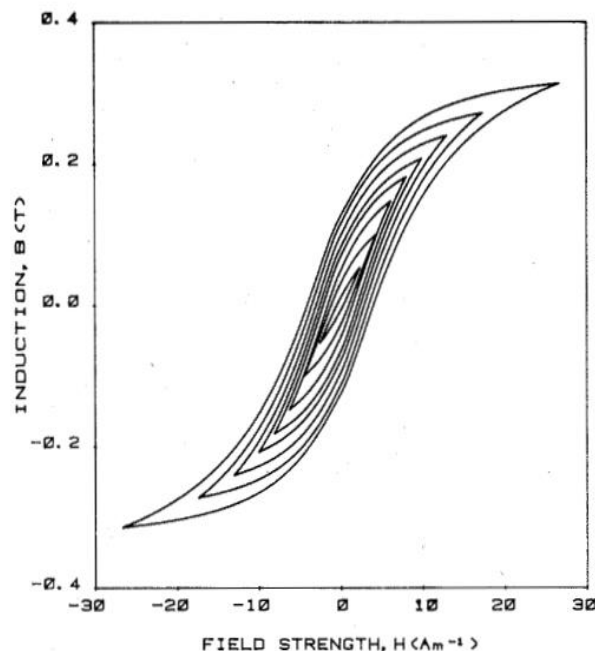
cada um deles com características mais adequadas para descrever uma certa classe de materiais.

Kolterman (2001) exemplifica que por volta de 1941, o físico alemão Frederick Preisach propôs um modelo escalar de histerese magnética, onde é assumido que o material ferromagnético consiste de superposição de simples operadores de histerese, representados por laços retangulares elementares. Este modelo foi o primeiro a ser conhecido na área do magnetismo e pôde ser aplicado em diversos fenômenos após a implementação numérica propostas por Mayergoy, em 1991.

Cullity (1972) apresentou em seu livro *Introduction To Magnetic Materials*, três situações que foram possíveis obter expressões algébricas para o cálculo das curvas de magnetização. O primeiro caso está relacionado as curvas de magnetização de alto campo de monocristais onde as constantes de anisotropia podem ser determinadas através do ajuste de uma curva de magnetização calculada à observada, ou ainda medindo em um gráfico de M vs H , a área incluída entre as curvas de magnetização para duas direções cristalinas diferentes. O segundo caso está relacionado as curvas de magnetização de alto campo de espécimes policristalinos, onde a mudança de magnetização é por rotação de domínio. E o terceiro caso envolveu curvas de magnetização de baixo campo e loops de histerese de espécimes policristalinos.

Rivas et al (1981) em seu trabalho apresentaram uma aproximação de funções racionais de segunda ordem para curvas de magnetização e loops de histerese. Essa aproximação levou em consideração, às relações de Rayleigh e à lei de abordagem de saturação. A figura 3 é um dos gráficos obtidos nesse trabalho, e representa uma família de laços de histerese para materiais que foram sinterizadas por 24 horas a uma temperatura de 1100°C e em uma atmosfera gasosa adequada que garantiu sua estrutura ferrimagnética.

Figura 3 - Família de ciclos de histerese de ferrocub comercial



Fonte: Rivas et al. (1981)

Outro modelo desenvolvido e que servirá de base para o desenvolvimento deste trabalho, foi apresentado em 1983 por Jiles-Atherton. Esse modelo diferencial de histerese é baseado no balanço de energia dos materiais ferromagnéticos, onde a energia fornecida ao material é igual a energia necessária para variar sua magnetização. Nesse modelo, considera-se a magnetização com duas componentes, sendo uma irreversível relacionada aos processos irreversíveis das paredes de domínio, onde está se associa a energia perdida no ciclo de histerese, e outra reversível que corresponde aos deslocamentos reversíveis das paredes de domínio, assim como a rotação reversível dos domínios. (D.C. JILES e D.L. ATHERTON, 1983)

2.4.1 Curvas de Magnetização sem Histerese

Para aprofundar nos estudos das curvas de magnetização, partimos das considerações de Langevin para o entendimento de materiais Paramagnéticos e Diamagnéticos.

Segundo Cullity (1972) as medições de Curie sobre paramagnetismo serviram de base para que Langevin em 1905 apresentasse em seu trabalho, a ideia de que um material paramagnético consiste em átomos, ou moléculas, cada uma das quais tem o mesmo momento magnético líquido μ , porque todos os spins e momentos orbitais dos elétrons não se cancelam. Quando um campo é aplicado, há uma tendência de cada momento atômico girar

na direção do campo, se nenhuma força oposta atuasse, o alinhamento completo dos momentos atômicos seria produzido e o corpo de prova como um todo adquiriria um momento muito grande na direção do campo.

Inicialmente, considere uma unidade de volume de um material contendo n átomos, cada um com um momento magnético μ . Seja a direção de cada momento representada por um vetor e todos os vetores sejam traçados através do centro de uma esfera de raio unitário. Para encontrar o número dn de momentos inclinados em um ângulo entre θ e $\theta + d\theta$ para o campo H , na ausência de um campo, o número de μ vetores que passam pela unidade de área da superfície da esfera é o mesmo em qualquer ponto da esfera superfície, e dn é simplesmente proporcional à $2\pi \sin\theta d\theta$ para uma esfera de raio unitário. Mas quando um campo é aplicado, todos os vetores μ se deslocam na direção do campo. (CULLITY,1972).

Cada momento atômico tem então uma certa energia potencial E_p no campo, dada pela Equação:

$$E_p = -\mu H \cos\theta \quad (10)$$

Em um estado de equilíbrio térmico à temperatura T , a probabilidade de um átomo ter uma energia E_p é proporcional ao fator de Boltzmann $e^{\frac{E_p}{kT}}$ onde k é a constante de Boltzmann.

$$\int_0^n dn = n \quad (11)$$

Sendo:

$$dn = 2\pi K e^{\frac{(\mu H \cos\theta)}{kT}} \quad (12)$$

Onde K é um fator de proporcionalidade.

Fazendo $a = \frac{\mu H}{kT}$, temos:

$$dn = 2\pi K e^{a \cos\theta} \quad (13)$$

O número de momentos entre θ e $\theta + d\theta$ agora será proporcional a $2\pi \sin\theta d\theta$, multiplicado pelo fator de Boltzmann, então, então temos:

$$dn = 2\pi K e^{a \cos\theta} \sin\theta d\theta \quad (14)$$

$$\int_0^n dn = 2k\pi \int_0^\pi e^{a\cos\theta} \sin\theta d\theta \quad (15)$$

A magnetização M na direção do campo adquirido pelo volume unitário considerado, é dada multiplicando o número de átomos dn pela contribuição $\mu\cos\theta$ de cada átomo e integrando sobre o número total:

$$M = \int_0^n \mu\cos\theta dn \quad (16)$$

Substituindo as equações 15 e 16 nesta expressão, temos:

$$M = 2k\pi\mu \int_0^\pi e^{a\cos\theta} \cos\theta \sin\theta d\theta = \frac{n\mu \int_0^\pi e^{a\cos\theta} \cos\theta \sin\theta d\theta}{\int_0^\pi e^{a\cos\theta} \sin\theta d\theta} \quad (17)$$

Para calcular essas integrais, colocamos $x = \cos\theta$ e $dx = -\sin\theta d\theta$. Então:

$$M = \frac{n\mu \int_1^{-1} x e^{ax} dx}{\int_1^{-1} e^{ax} dx} = n\mu \left[\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a} \right] = n\mu \left[\coth a - \frac{1}{a} \right] \quad (18)$$

Sendo $n\mu$ o alinhamento perfeito de todos os ímãs atômicos paralelos ao campo. Chamando essa quantidade de M_0 , temos então a equação de Langevin:

$$\frac{M}{M_0} = \left[\coth a - \frac{1}{a} \right] \quad (19)$$

2.4.2 Modelo de Jiles-Atherton

Jiles e Atherton apresentaram em uma sequência de trabalhos, um modelo matemático para a histerese. Nesse modelo a energia suprida ao material é igual à energia necessária para variar sua

magnetização, mais a energia perdida no ciclo de histerese do material. Caso não exista perda por histerese a magnetização seguirá a curva sem histerese de Langevin (LEITE. 2002). 5 equações fundamentais são apresentadas no modelo de Jiles- Atherton e que serão discutidas posteriormente:

$$M = M_{irr} + M_{rev} \quad (20)$$

$$M_{rev} = c(M_{an} - M) \quad (21)$$

$$H_e = H + \alpha M \quad (22)$$

$$M_{an}(H_e) = M_s(\coth \coth \left(\frac{H_e}{a}\right) - \left(\frac{a}{H_e}\right)) \quad (23)$$

$$\frac{dM}{dH} = (1 - c) \frac{(M_{an} - M_{irr})}{\delta k - \alpha(M_{an} - M_{irr})} + c \frac{dM_{an}}{dH} \quad (24)$$

Os materiais ferromagnéticos podem ser descritos em termos da curva simples de magnetização, que podem caracterizar adequadamente o material magnético. Inicialmente, considere a energia por unidade de volume de um domínio típico com momento magnético m por unidade de volume em um campo magnético H . Se houver acoplamento entre a magnetização em diferentes domínios, teremos:

$$E = -\mu_o m * (H + \alpha M) \quad (25)$$

Onde α conhecido como fator de correção de Weiss, é um parâmetro de campo médio que representa o acoplamento entre domínios e deve ser determinado experimentalmente. A energia por unidade de volume pode ser expressa como:

$$E = -\mu_o m * H_e \quad (26)$$

Onde $H_e = H + \alpha M$ é um campo efetivo, e é análogo ao campo médio de Weiss experimentado pelos momentos magnéticos individuais dentro de um domínio. A resposta da magnetização a este campo efetivo pode, ser expressa como:

$$M = M_s f(H_e) \quad (27)$$

Onde f é uma função arbitrária do campo efetivo que assume o valor zero quando H_e é zero e assume o valor unitário quando H_e tende ao infinito, M_s é a magnetização de saturação:

$$M_{an}(H_e) = M_s f(H_e) \quad (28)$$

Sendo M_{an} a magnetização sem histerese.

Aplicando as estatísticas de Maxwell-Boltzmann e integrando sobre 4π ângulos sólidos leva, no caso de $\alpha = 0$, à equação de Langevin (20), e no caso de $\alpha \neq 0$ a uma equação de Langevin modificada para a magnetização em massa (Jiles-Artherton, 1986).

$$M = M_s \left[\coth \coth \left(\frac{\mu_0 m (H + \alpha M)}{K_B T} \right) - \frac{K_B T}{\mu_0 m (H + \alpha M)} \right] \quad (29)$$

Sendo $a = \frac{K_B T}{\mu_0 m}$

O parâmetro a está relacionado aos momentos dos domínios magnéticos e a temperatura, onde as mudanças nesse parâmetro podem modificar a forma da curva de magnetização, deixando o laço mais ou menos inclinado.

A partir das equações 28 e 29, temos então a seguinte expressão para modelagem de curvas de magnetização sem histerese:

$$M_{an}(H_e) = M_s \left(\coth \coth \left(\frac{H_e}{a} \right) - \left(\frac{a}{H_e} \right) \right) \quad (30)$$

Conhecida como equação de Langevin modificada. Ela não fornece uma descrição precisa do comportamento de um material ferromagnético sobre os efeitos da histerese, pois não leva em consideração a mudança de magnetização. No entanto, pode ser aplicada em casos de materiais ideais perfeitos, no qual as paredes de domínio se movem até atingirem o equilíbrio termodinâmico. A equação de Langevin modificada pode produzir curvas sem histerese, mas que apresentam formas de sigmoide, característica do fenômeno de histerese. (Cullity, 1972)

2.4.3 Curvas de Magnetização e Histerese Magnética

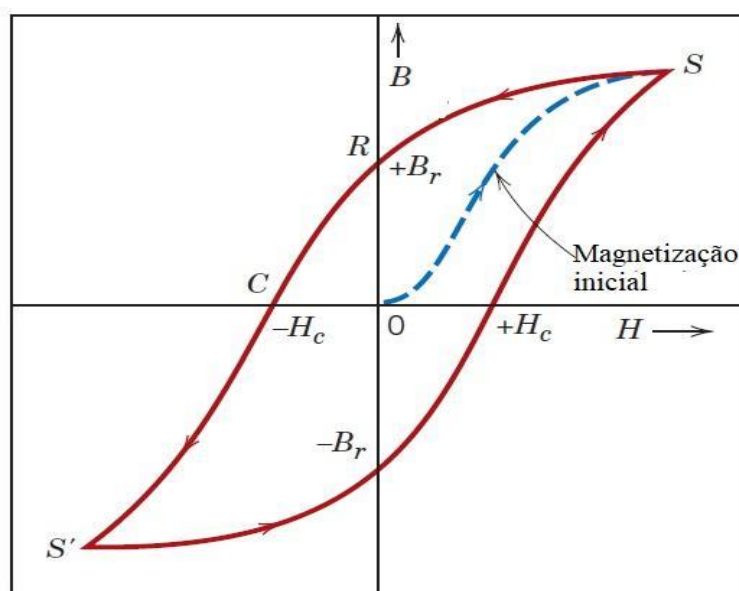
A histerese pode ser entendida como o fenômeno que causa o atraso na indução magnética B ou a magnetização M , em relação ao campo magnético H de modo que a curva de magnetização do campo que aumentam ou diminuem não sejam as mesmas (GUIMARÃES, 2009).

A caracterização magnética dos materiais é feita, principalmente, a partir do gráfico de sua magnetização M em função da intensidade do campo magnético aplicado H ou curva M versus H ou ainda a partir da curva de magnetização B versus H .

Tomemos como exemplo a Figura 5 que representa um material ferromagnético inicialmente com magnetização nula. Ao aplicarmos um campo magnético e aumentarmos o campo aplicado, a magnetização tende a aumentar até o ponto de magnetização de saturação M_s , momento em que não é mais possível aumentar a magnetização, região OS . Quando decrescemos o campo externo, a magnetização faz um caminho diferente até atingir a Magnetização residual M_r , representado pelo ponto R .

Ao aplicarmos um campo no sentido oposto, até atingir o ponto zero, obteremos uma magnetização nula. Nesse caso, o campo responsável por essa redução, é chamado de campo coercitivo H_c e sua região de atuação é representado pelo trecho RC . Aumentando o campo até o campo de saturação no sentido oposto, diminuindo o campo até zero e invertendo novamente o sentido do campo, obtemos os trechos CS' e $S'+H_c$ fechando assim um ciclo de histerese de um material ferromagnético (CAMELO, 2013).

Figura 4 - Representação de um ciclo de histerese magnética



Fonte: Callister (2008).

A compreensão do processo de magnetização envolvendo a curva de histerese é ainda alvo de muitas pesquisas e tem despertado forte interesse para aplicações práticas na área industrial. Nos materiais ferromagnéticos, as paredes dos domínios se movimentam em uma sequência de deslocamentos reversíveis e irreversíveis, promovendo a dissipação de energia(histerese). Koltermann. (2001).

Jiles-Atherton (1986) apresentaram uma equação diferencial que é possível traçar curvas de magnetização que possuem histerese magnética. A curva sem histerese surge como a magnetização que seria alcançada na ausência de ancoragem da parede do domínio. Analogamente, a histerese surge considerando os efeitos da ancoragem das paredes de domínio magnético em sítios de defeitos.

Considere o trabalho total realizado por unidade de volume por um campo magnético:

$$E = \int H dB = \frac{1}{\mu_0} \int B dB - \int M dB \quad (31)$$

Na ausência de ancoragem, as paredes de domínio de um material ferromagnético são acionadas como uma pressão que tende a movê-las de tal maneira que a magnetização atinge o equilíbrio no comportamento sem histerese, usando o campo efetivo H_e para o material ferromagnético. (JILES-ATHERTON, 1986):

$$\int M dH_e = \int M_{an}(H_e) dH_e \quad (32)$$

Agora, considerando um sítio de ancoragem em uma parede de domínio em que os domínios com os momentos magnéticos por unidade de volume m e m' , estão alinhados, a energia necessária para superar os sítios de ancoragem vai depender de dois fatores, a natureza do próprio sítio de ancoragem e as orientações relativas dos momentos nos domínios em ambos os lados da parede JILES-ATHERTON, 1986).

Suponha que a energia necessária para superar o sítio de ancoragem seja proporcional à mudança na energia por unidade de volume do domínio m' causada pela rotação de seus momentos na direção do campo:

$$\Delta E = m * B_e - m' * B_e \quad (33)$$

A energia de ancoragem é dada por:

$$\epsilon_{\pi} = \frac{1}{2} \alpha m B_e (1 - \cos \theta) \quad (34)$$

Se n é a densidade média de sítios de ancoragem em todo um sólido e $\langle \epsilon_{\pi} \rangle$ é a energia média de ancoragem de todos esses sítios para paredes de 180° , temos:

$$\langle \epsilon_{\pi} \rangle = \frac{1}{2} \langle \epsilon_{pin} \rangle (1 - \cos \theta) \quad (35)$$

A energia total dissipada por ancoragem quando uma parede de domínio de área A é movida por uma distância x entre domínios cujos momentos formam um ângulo θ , $E_{pin}(x)$ é dada por:

$$E_{\pi}(x) = \int_0^x \frac{n \langle \epsilon_{\pi} \rangle}{2} (1 - \cos \theta) A dx \quad (36)$$

A variação líquida na magnetização do material ferromagnético será:

$$dM = m(1 - \cos \theta) A dx \quad (37)$$

Substituindo a equação 37 na equação 38:

$$E_{\pi}(M) = \frac{n \langle \epsilon_{\pi} \rangle}{2m} \int_0^M dM \quad (38)$$

Sendo $k = \frac{n \langle \epsilon_{\pi} \rangle}{2m}$, temos:

$$E_{\pi}(M) = K \int_0^M dM \quad (39)$$

Somando, temos então a energia de magnetização:

$$\int M dB_e - \int M_{an}(H_e)dB_e - K \int \left(\frac{dM}{dB_e}\right)dB_e \quad (40)$$

A equação diferencial para o fenômeno de histerese, pode então ser obtida diferenciando em relação a B_e .

$$M - M_{an} - \delta K \left(\frac{dM}{dB_e}\right) \quad (41)$$

Podemos ainda reescrever a equação 41, como sendo:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{1}{\delta k - \alpha(M_{an} - M)} (M_{an} - M) \quad (42)$$

$$\delta = \left\{ +1 \text{ para } \frac{dH}{dt} \geq 0 \text{ e } -1 \text{ para } dH/dt < 0 \right\}$$

Quando submetemos um material magnético à ação de um campo magnético H crescente vai aumentando a sua magnetização até ser atingida a magnetização de saturação M_s . Medindo a Magnetização no material, em função do campo magnético H aplicado a uma amostra ferromagnética desmagnetizada, obtém-se a chamada curva de magnetização inicial ou, curva de primeira magnetização, onde se observa um comportamento não linear entre a magnetização do material e o campo externo ao qual é submetido. Essa curva inicial será apresentada na sessão 4, através da equação 43(MALDONADO, 2015).

A Magnetização pode ser expressa como a soma de duas componentes, sendo uma irreversível relacionado aos processos irreversíveis das paredes de domínio, onde está associada a energia perdida no ciclo de histerese, e outra reversível que corresponde aos deslocamentos reversíveis das paredes de domínio, assim como a rotação reversível dos domínios (JILES-ATHERTON, 1986). Temos então:

$$M = M_{irr} + M_{rev} \quad (43)$$

Sendo a Magnetização M_{rev} como:

$$M_{rev} = c(M_{an} - M) \quad (44)$$

Podemos:

$$\frac{dM_{rev}}{dH} = c\left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM}{dH}\right) \quad (45)$$

Onde C é o coeficiente de proporcionalidade $c = \left(\frac{m\pi y^4}{4E}\right)$.

E a componente M_{irr} são então:

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{1}{\frac{\delta}{\mu_0} - \alpha(M_{an} - M_{irr})}(M_{an} - M_{irr}) \quad (46)$$

A soma das duas componentes, resulta em uma equação em que é possível obter curvas iniciais de histerese:

$$\frac{dM}{dH} = (1 - c) \frac{(M_{an} - M_{irr})}{\frac{\delta}{\mu_0} - \alpha(M_{an} - M_{irr})} + c \frac{dM_{an}}{dH} \quad (47)$$

3 METODOLOGIA

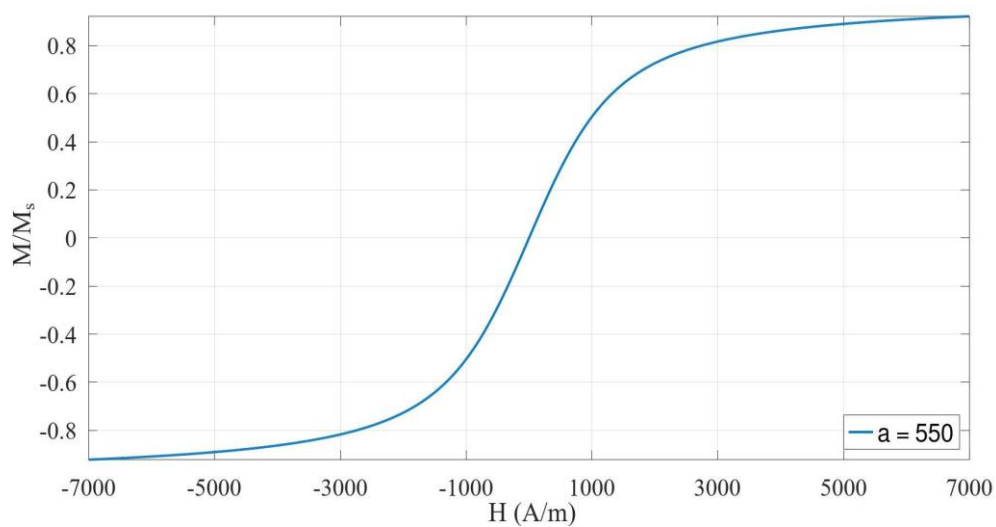
Este trabalho tem como objetivo principal o estudo das curvas de magnetização, bem como os fenômenos de histerese e suas diversas aplicações no universo da tecnologia. Para isso, foi realizado um estudo computacional teórico utilizando-se de pesquisas publicadas que estejam relacionados ao tema do trabalho. Dentre essas pesquisas, destacam-se os artigos científicos publicados em revistas e periódicos; livros, além de trabalhos de conclusão de mestrado e doutorado. O principal modelo de curvas de magnetização, estudado e utilizado nesse trabalho, foi o modelo de Jiles-Atherton, no qual se caracteriza por ser um modelo não-linear baseados nas propriedades físicas dos materiais ferromagnéticos, usando a teoria dos domínios magnéticos.

Os perfis de curvas de magnetização e curvas iniciais de histerese magnética foram obtidos fazendo-se uso da ferramenta computacional GNU Octave. O GNU Octave é uma ferramenta (linguagem) computacional bastante utilizada e difundida no universo da computação científica. É um software livre projetado para computação científica, destinando-se, principalmente, à resolução de problemas numéricos. É uma ferramenta com diversos recursos que podem ser explorados para gerar gráficos sofisticados e das mais diversas complexidades (Lachniet, 2020).

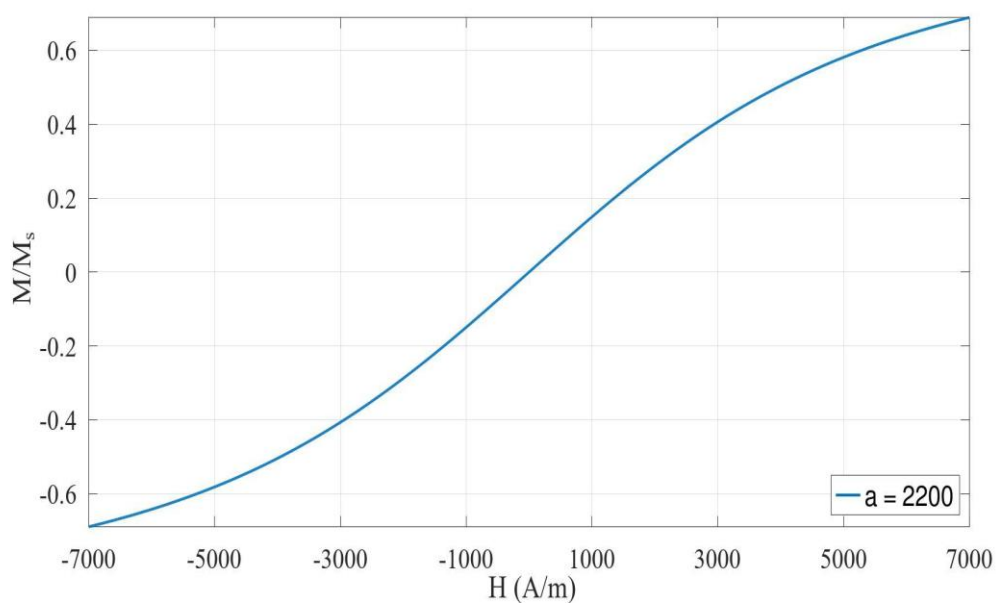
Convém ressaltar que a obtenção dos perfis gráficos a que se propõe este trabalho levará em consideração as abordagens e, quando conveniente, as demonstrações matemáticas que dão origem às representações gráficas apresentadas, bem como as teorias físicas e as diversas aplicações associadas às curvas obtidas.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os Gráficos 1, 2 3 e 4 apresentam os resultados dos valores dado aos parâmetros da equação 30 e utilizado no software GNU Octave. São dados experimentais, com o intuito de analisar o comportamento das curvas para diferentes valores de α , pois como já mencionado anteriormente, o parâmetro α está relacionado aos momentos dos domínios magnéticos e a temperatura, onde as mudanças nesse parâmetro podem modificar a forma da curva de magnetização, deixando o laço mais ou menos inclinado. Os apêndices A, B, C e D, apresentam, respectivamente, os scripts utilizados para plotar os gráficos 1,2,3 e 4. Assim, foi possível traçar os seguintes gráficos de curvas de magnetização sem histerese.

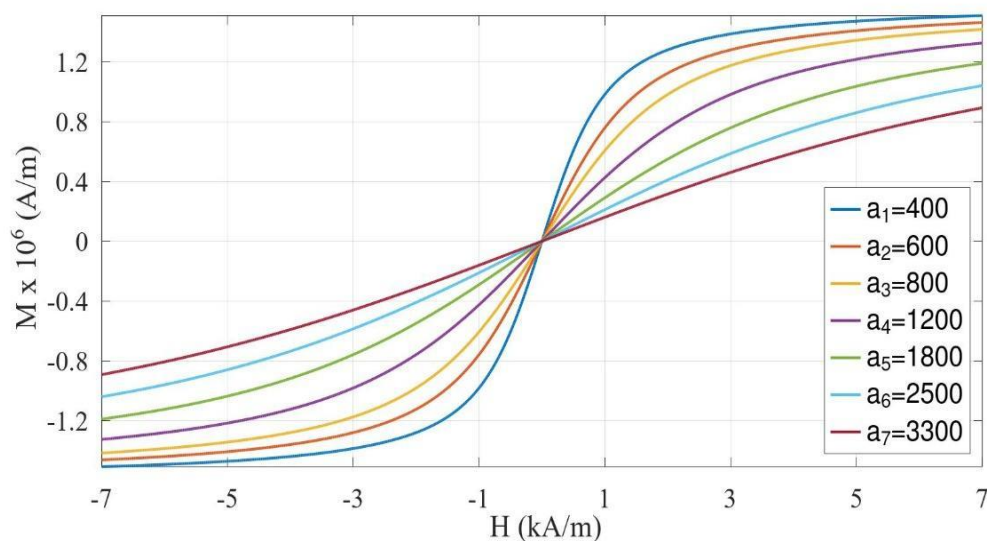
Gráfico 1- Curva de magnetização com o parâmetro $a = 550$ 

Fonte: Autor (2023)

Gráfico 2 - Curva de Magnetização com o parâmetro $a = 2200$.

Fonte: Autor (2022)

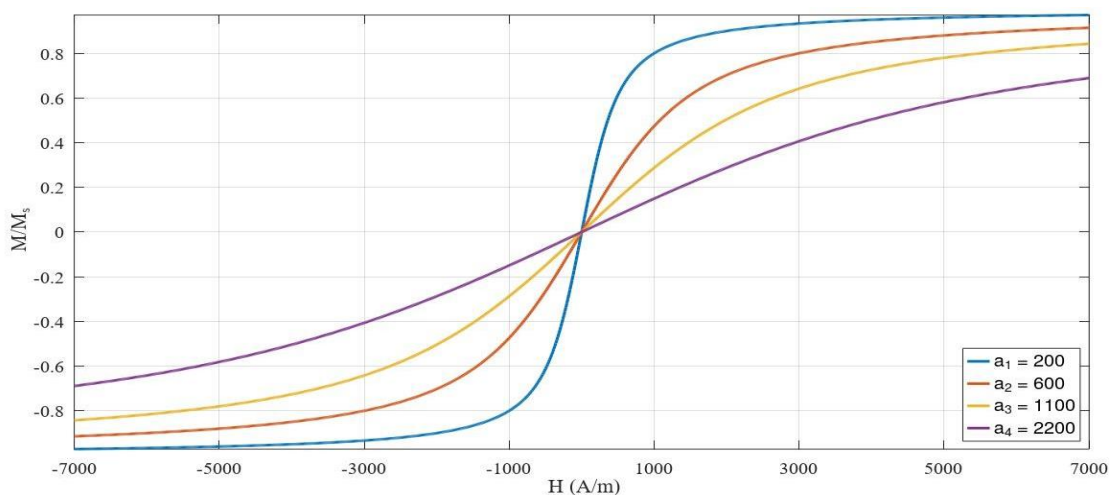
Gráfico 3 - Curvas de Magnetização sem histerese variando parâmetro a na equação 31



Fonte: Autor (2023)

Ao analisar o comportamento do parâmetro a para grandes valores, nota-se que quanto maior for o seu valor, maior será seu valor de magnetização de saturação.

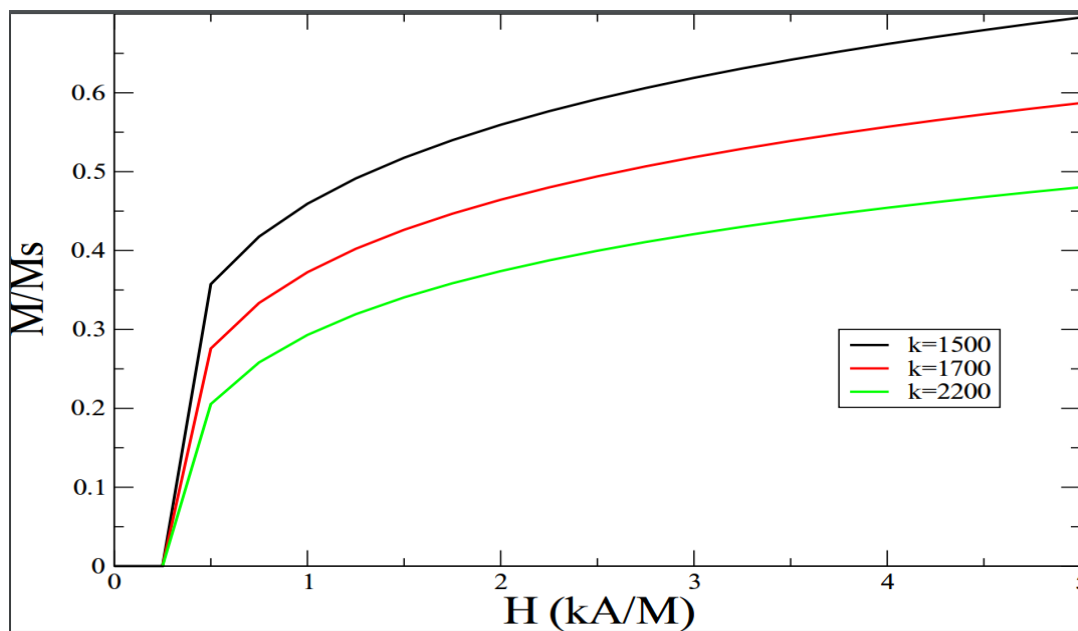
Gráfico 4 – Curvas de Magnetização sem histerese para grandes valores do parâmetro a .



Fonte: Autor (2022)

A partir da equação 42 e utilizando a linguagem de programação Fortran, foi possível obter o gráfico 5 em que é apresentado curvas iniciais de magnetização, para diferentes valores de K.

Gráfico 5 - Curvas Iniciais de Histerese, utilizando a equação 43.



Fonte: Autor (2023)

Os gráficos aqui apresentados revelam perfis semelhante aos perfis de curvas de magnetização inicial apresentados no trabalho de Jiles-Atherton (1986). É possível notar que o método de resolução, aqui escolhido, para as equações apresentadas no trabalho principal, satisfaz as condições estabelecidas, comprovando que o método é válido.

5 CONCLUSÕES

Foi apresentado na seção 4, resoluções obtidas através do software GNU Octave e o programa de linguagem computacional Fortran para o modelo de magnetização diferencial de Jiles-Atherton. Os gráficos obtidos evidenciam que o método de resolução escolhida para esse trabalho, satisfazem um sistema de equacionamento para curvas de magnetização sem histerese. Foi atribuído diversos valores para o parâmetro a , onde obteve-se diferentes perfis de curvas de magnetização sem histerese. No entanto, apresentaram formas de sigmoide, características de curvas de magnetização com histerese.

O conhecimento dos fenômenos de histerese magnética é de suma importância, uma vez que, conhecendo o comportamento dos materiais magnéticos em relação ao fenômeno citado podemos caracterizar e determinar sua aplicação nas mais diversas esferas.

Materiais ferromagnéticos que apresentam estreitos ciclos de histerese podem ser utilizados no núcleo de transformadores, pois os mesmos também podem atingir a saturação magnética aplicando um pequeno campo magnético ou seja, pode ser facilmente magnetizado e desmagnetizado e ainda possui baixas perdas de energia por histerese.

A literatura científica evidencia que diversos modelos foram criados, cada um com o objetivo de melhor atender um tipo de material magnético. Os trabalhos desenvolvidos por Jiles-Atherton, serviram de alicerce para o desenvolvimento dessa pesquisa, assim como de outras citadas no desenvolvimento desse trabalho. Os resultados obtidos a partir da utilização do software GNU Octave como método de resolução da equação 31 e do programa de linguagem computacional Fortran, que apesar de ser uma linguagem antiga muito utilizada na resolução de cálculos matemáticos, para a resolução da equação 43, mostram a importância dessas ferramentas computacionais na resolução de problemas numéricos.

6 SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS

A seguir, serão feitas algumas sugestões para trabalhos futuros envolvendo o

assunto abordado e ferramentas computacionais utilizadas nesse trabalho.

- Utilizar o software GNU octave como ferramenta para se obter ciclos completos de histerese.
- Criação de códigos que possam ser utilizados em outros programas.
- Utilizar o Fortran e GNU Octave como ferramentas para definir parâmetros que caracterizam os tipos de materiais.
- Desenvolver formas para utilizar o Octave como ferramenta de ensino dos fenômenos de magnetização.

REFERÊNCIAS

BASSALO, José Maria Filardo. A Crônica da Física do Estado Sólido: IV. Magnetismo. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Belém, v. 16, p. 76- 97, 1994.

CALLISTER, William D. Jr. **Ciência e Engenharia de Materiais**. ed. 7. Rio de Janeiro. Ltc. 2008. Disponível em: <https://pdfslide.net/documents/ciencia-dos-materiais-callister-7a-edicao-pt-br.html?page=5>. Acesso em: 16 maio 2022

CAMELO, Kleyton Jânio. **Caracterização Magnética de Aços Ferríticos FeCrMo Submetidos a Degradação Térmica**. 2013. Dissertação (Mestrado em Engenharia e Ciência dos Materiais) - Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2013.

CHIKAZUMI, Second. **Physics of ferromagnetism**. 5 ed. New York. Editora John Wiley & Sons. 1964

CULLITY, B.D; GRAHAM, C.D. **Introduction to Magnetic Materials**, 2. ed. New York. Editora John Wiley & Sons, 1972.

EMURA, Marília. **Propriedades magnéticas de Ímãs Aglomerados e Nanocristalinos**. 1999. Tese (Doutorado e Física do Estado Sólido) - Universidade de São Paulo, São Paulo, 1999.

FRANCO, Vinicus Capellano. **Estudo das Propriedades Magnéticas e Estruturas dos (Nd,Pr)FeB Nanocristalino com adição de TiC e Cr**. 2009. Dissertação (Mestrado em Materiais) - Universidade de Caxias do Sul, Rio Grande do Sul, 2009.

GUIMARÃES, Alberto Passos. **Magnetismo e Ressonância Magnética em Sólidos**. São Paulo. EdUsp. 2009.

JILES, David C.; ATHERTON, David L. **Theory of Ferromagnetic Hysteresis**. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, v. 61, p. 48-60, 1986.

JILES, David C.; ATHERTON, David L. **Theory of the magnetisation process in ferromagnets and its application to the magnetomechanical effect**. IoPscience, v.17, p. 1265-1281, 1983.

KOLTERMANN, Paulo Irineu. **Calculo de Campos Magnéticos Considerando Histerese**. 2001. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) - Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2001.

Lachniet, Jason. **Introduction to GNU Octave. A Brief Tutorial for Linear Algebra and Calculus Students.** Wytheville Community College, Third Edition, 2020.

MALDONADO, Leonardo José Amador. **Caracterização de Materiais Magnéticos de Baixo Custo Aplicado á obtenção dos Parâmetros de um Dispositivo Eletromagnético.** 2015. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica). Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade do Estado de Santa Catarina, Joinville, 2015.

MUSSOI, Fernando Luiz Rosa. **Fundamentos de Eletromagnetismo.** Florianópolis: Instituto Federal de Santa Catarina (IFSC), 5 ed., 145 p.

OLIVEIRA, Vagner, et al. **Breve Introdução ao Eletromagnetismo para o Ensino Médio: Magnetismo.** 2015. Dissertação (Mestrado Educacional em Ensino de Física) – Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2015.

PINHO, Luís Carlos Almeida Bastos. **Materiais Magnéticos e Suas Aplicações.** 2009. Dissertação (Mestrado Integrado em Engenharia Eletrotécnica e de Computadores) – Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, Porto, Portugal, 2009.

HALLIDAY.D, et al. **Fundamentos de Física: Eletromagnetismo.** Técnicos e Científicos Editora Ltda. ed 10. v.3. Rio de Janeiro, 2016.

RIVAS, J. et al. **Simple Approximation for Magnetization Curves and Hysteresis Loops.** IEE Transaction on Magnetics. vol. 17, p. 1498-1502. 1981.

SIQUEIRA, Felipe Coelho. As equações de Maxwell e as Ondas Eletromagnéticas. **Brazilian Journal of Development**, Curitiba, v.7, n. 2, p. 93571-93589, 2021.

SERWAY, R. A; JEWETT, J. W. Jr. **Princípios de Física Volume 3: Eletromagnetismo.** 5. ed. São Paulo, 2014.

TONIDANDEL, D. A. V.; ARAÚJO, A. E. A.; BOAVENTURA, W. C. História da Eletricidade e do Magnetismo: da Antiguidade à Idade Média. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, São Paulo, v. 40, p. e4602-2-e4602-8, 2018.

YOUNG, H. D; FREEDMAN, R. A. **Física III: Eletromagnetismo.** 12. ed. São Paulo, Pearson, 2009.

APÊNDICE

APÊNDICE A- PROGRAMA PARA GRÁFICO 1

```
clear all
clc
a= 550;
H = linspace(-7000,7000,1000);
M= (coth(H./a)-(a./H));
plot(H,M,'linewidth',2);
xlabel('\fontname{times} H (A/m)','fontsize',20)
xticks(-7000:2000:7000);
yticks(-1:0.2:1);
ylabel('\fontname{times} M/M_s','fontsize',20);
a = get(gca,'XTickLabel');
set(gca,'XTickLabel',a,'FontName','Times','fontsize',20);
axis tight;
grid on
legend('a = 550','fontsize',20,'location','southeast');
```

APÊNDICE B- PROGRAMA PARA GRÁFICO 2

```
clear all
clc
a= 2200;
H = linspace(-7000,7000,1000);
M= (coth(H./a)-(a./H));
plot(H,M,'linewidth',2);
xlabel('\fontname{times} H (A/m)','fontsize',20)
xticks(-7000:2000:7000);
yticks(-1:0.2:1);
ylabel('\fontname{times} M/M_s','fontsize',20);
a = get(gca,'XTickLabel');
set(gca,'XTickLabel',a,'FontName','Times','fontsize',20);
axis tight;
grid on
legend('a = 2200','fontsize',20,'location','southeast');
```

APÊNDICE C- PROGRAMA PARA GRÁFICO 3

```

clear all
clc
a1=400; a2=600; a3=800; a4=1200; a5=1800; a6=2500; a7=3300;
Ms=1.6*10^6;
H=linspace(-7000,7000,1000);
M1=Ms.*(coth(H./a1)-(a1./H));
M2=Ms.*(coth(H./a2)-(a2./H));
M3=Ms.*(coth(H./a3)-(a3./H));
M4=Ms.*(coth(H./a4)-(a4./H));
M5=Ms.*(coth(H./a5)-(a5./H));
M6=Ms.*(coth(H./a6)-(a6./H));
M7=Ms.*(coth(H./a7)-(a7./H));
plot(H,M1,'linewidth',2,H,M2,'linewidth',2,H,M3,'linewidth',2,H,M4,'line
width',2,...
H,M5,'linewidth',2,H,M6,'linewidth',2,H,M7,'linewidth',2);
xlabel('\fontname{times} H (kA/m)','fontsize',20);
xticklocs = [-7000:2000:7000];
xticks(xticklocs);
myfac=0.001;
xticklabels(cellstr(num2str(xticklocs*myfac)));
xticks(-7000:2000:7000);
ylabel('\fontname{times} M x 10^6 (A/m)','fontsize',20);
yticklocs = [-1.6*10^6:0.4*10^6:1.6*10^6];
yticks(yticklocs);
myfac=10^(-6);
yticklabels(cellstr(num2str(yticklocs'.*myfac)));
a = get(gca,'XTickLabel');
set(gca,'XTickLabel',a,'FontName','Times','fontsize',20);
axis tight;
legend("a_1=400","a_2=600","a_3=800","a_4=1200","a_5=1800","a_
6=2500","a_7=3300",...
'fontsize',20,'location',"southeast");

```

grid on

APÊNDICE D- PROGRAMA PARA O GRÁFICO 4

```

clear all
clc
a1= 200;
a2=600;
a3= 1100;
a4=2200;
H = linspace(-7000,7000,1000);
M1= (coth(H./a1)-(a1./H));
M2= (coth(H./a2)-(a2./H));
M3= (coth(H./a3)-(a3./H));
M4= (coth(H./a4)-(a4./H));
plot(H,M1,'linewidth',2',H,M2,'linewidth',2',H,M3,'linewidth',2',H,M4,'lin
ewidth',2');
xlabel('\fontname{times} H (A/m)','fontsize',20)
xticks(-7000:2000:7000);
yticks(-1:0.2:1);
ylabel('\fontname{times} M/M_s','fontsize',20);
a = get(gca,'XTickLabel');
set(gca,'XTickLabel',a,'FontName','Times','fontsize',20);
axis tight;
grid on
legend('a1                                =
200','a2=600','a3=1100','a4=2200','fontsize',20,'location',"southeast");

```

APÊNDICE E – PROGRAMA PARA O GRÁFICO 5

```

PROGRAM magnetismo
IMPLICIT NONE
DOUBLE PRECISION:: m0,H0,He,alpha,alpha1,man,pi,mu,x1,x2
DOUBLE PRECISION::delta_h,k,k1,k2,k3,k4,x,delta1
INTEGER:: i,Hf,a,ms,k0,f
pi=DACOS(-1.0D0)
delta1=1.0D0
mu=0.00000130D0
alpha=0.00160D0
ms=1600000
a=1100
Hf=20
delta_h=0.250D0
f=1
print*,pi
OPEN(UNIT=1,FILE='dadosk.dat')
WRITE(1,*) H0,m0
m0=0.0D0
H0=0.0D0
He=0.0D0
man=0.0D0
k0=1500
Do i=1,Hf
k1=(1.0D0/(delta1*(k0/mu) - alpha*(man-m0)))*(man-m0)
k=k1*delta_h
k2=(1.0D0/(delta1*(k0/mu) - alpha*(man-(m0+k*0.5))))*(man-(m0+k*0.5))
k=k2*delta_h
k3=(1.0D0/(delta1*(k0/mu) - alpha*(man-(m0+k*0.5))))*(man-(m0+k*0.5))
k=k3*delta_h
k4=(1.0D0/(delta1*(k0/mu) - alpha*(man-(m0+k))))*(man-(m0+k))
m0=m0+(delta_h/6.0D0)*(k1+2.0D0*k2+2.0D0*k3+k4)
H0=H0+delta_h
He = H0 + alpha*m0

```

```
x1=He
x2=Dfloat(a)
x=1.0D0/TANH((pi/180.0)*He/Dfloat(a))
man = Dfloat(ms)*(x-(Dfloat(a)/He))
WRITE(1,*) H0/Dfloat(f),(m0/ms)*3000
END DO

END PROGRAM magnetismo
```