

Anabela Monteiro Gonçalves Pronto

Análise de perdas em sistemas de energia que
empregam materiais supercondutores
de alta temperatura

Dissertação apresentada para obtenção do
Grau de Doutor em Engenharia Electrotécnica e
de Computadores, especialidade em Energia,
pela Universidade Nova de Lisboa, Faculdade
de Ciências e Tecnologia, sob orientação do
Professor M. Ventim Neves e do Professor A.
Leão Rodrigues.

LISBOA
2010

SUMÁRIO

A descoberta dos materiais supercondutores de alta temperatura, arrefecidos a azoto líquido, deram início à criação de vários protótipos de dispositivos de potência, nomeadamente de transformadores. Nestes dispositivos a optimização do rendimento é um aspecto fundamental uma vez que, a melhoria de apenas algumas décimas percentuais corresponde a uma poupança energética considerável e, tanto maior, quanto maior for a potência da máquina.

Os transformadores supercondutores permitem diminuir consideravelmente as perdas óhmicas nos enrolamentos, uma vez que o cobre tradicional é substituído por materiais com resistência eléctrica quase nula. No entanto, as perdas magnéticas no núcleo mantêm-se iguais às dos transformadores convencionais ou são agravadas, caso os núcleos sejam mantidos a baixa temperatura.

Assim, a análise do comportamento a baixa temperatura dos materiais estruturais e funcionais que constituem as máquinas tornou-se mais importante, uma vez que uma optimização na escolha destes materiais poderá contribuir ainda mais para a optimização da máquina.

Neste trabalho são determinadas as principais propriedades magnéticas de três materiais magnéticos macios, à temperatura do azoto líquido (77 K) e à temperatura ambiente (298 K). O principal objectivo é determinar se os materiais magnéticos seleccionados para funcionarem em máquinas à temperatura de 77 K, deverão ser os mesmos que os utilizados em máquinas que operam à temperatura ambiente. Os materiais escolhidos para os ensaios são usualmente utilizados no fabrico de núcleos de transformadores convencionais, e consistem num aço de grão não orientado e em dois aços de grão orientado, todos com diferentes espessuras. Essencialmente por comparação, é analisado também o comportamento magnético de uma liga magnética amorfa, utilizada em núcleos de transformadores.

A ambas as temperaturas, procede-se à determinação das perdas magnéticas totais dos vários materiais à frequência de 50 Hz, e com excitação alternada sinusoidal e, posteriormente, procede-se à medição das perdas por histerese e determinação das restantes componentes de perdas, a ambas as temperaturas. As propriedades dos materiais como a composição química, a densidade volumétrica e a resistividade eléctrica também são determinadas.

Concluiu-se que os materiais ferromagnéticos utilizados em núcleos convencionais não são os que optimizam o funcionamento dos transformadores supercondutores com núcleo frio, havendo necessidade de fabricar aços eléctricos cuja composição e microestrutura seja manipulada especificamente para funcionarem a 77 K.

São feitas várias sugestões de trabalho futuro, nomeadamente ao nível da quantificação da contracção térmica dos vários materiais a 77 K, e ao estudo dos efeitos magnetostrictivo e magnetoresistivo também à temperatura do azoto líquido.

ABSTRACT

The discovery of high temperature superconductors, working at liquid nitrogen temperature, was the starting point to build up several power systems prototypes, namely power transformers. In these systems the efficiency is a fundamental aspect because the optimization of only some decimals of per cent will correspond to a considerable energetic save which is as higher as the machine power is.

Superconducting transformers' allow the reduction of power losses through the substitution of copper conductors by superconductor materials, which electrical resistivity is almost null. Nevertheless, magnetic losses in transformers cores' are equal to that of conventional transformers or are worse, if cores are immersed in cryogenic liquids.

Consequently, analysis of low temperature behaviour of electrical machines' structural and functional materials was become more important at least, because materials choice optimization could contribute even more for efficiency machine optimization.

In this work, some of the most important magnetic properties of three soft magnetic materials, are measured at room and liquid nitrogen temperature (298 K and 77 K, respectively). The main objective is to understand if magnetic materials chosen to integrate machines operating at 77 K should be the same that are used in room temperature operating machines. The chosen materials are usually used in transformers' cores: one, is a non-oriented grain silicon-iron alloy and the other two are grain oriented electrical steels. The materials have different thicknesses. Mainly to compare, measurements are also made in an amorphous silicon-iron alloy, also used in transformers.

Total magnetic losses are measured for all selected materials, at power frequency of 50 Hz and under sinusoidal excitation. Second, hysteresis losses are also measured, and classical and excess losses are determined. All measurements are made at both temperatures. Chemical composition, volume density and electrical resistivity are also measured.

The main achieved conclusion is that ferromagnetic materials used in conventional transformers do not optimize the efficiency of cold core superconducting transformer. It's necessary to produce electrical steels which composition and microstructure are specifically manipulated to use them at 77 K.

Several suggestions are made for future work, namely the quantification of materials thermal contraction at 77 K, and the study of magnetostrictive and magnetoresistive effects at low temperature.

AGRADECIMENTOS

Muitos foram os que me apoiaram na elaboração deste trabalho. Tentando não esquecer ninguém, formulo aqui os meus mais sinceros agradecimentos,

Ao Departamento de Engenharia Electrotécnica da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa, por disponibilizar todos os meios necessários à realização deste trabalho,

À Fundação para a Ciência e Tecnologia que colaborou financeiramente através da atribuição de uma Bolsa de Doutoramento

Ao Centro de Tecnologia e Sistemas do UNINOVA que financiou a apresentação de alguns dos meus resultados em conferências internacionais

Ao Professor M. Ventim Neves, meu orientador, sempre à disposição

Ao Professor A. Leão Rodrigues, meu co-orientador, e mestre na vida académica

Ao Professor A. Steiger Garção, Presidente do Departamento de Eng^a Electrotécnica, que sempre se dispôs a ajudar-me no que fosse preciso,

Ao Professor L. Camarinha de Matos pelas valiosas sugestões

À Professora M^a Helena Fino, pela ajuda e amizade

Ao Professor Rui Neves da Silva, pela disponibilidade e amizade

Ao Professor Xavier Granados por disponibilizar o laboratório do ICMA B, precioso

Ao Professor Guerreiro das Neves pela cedência de equipamento de laboratório, precioso

À Professora Lucelinda Cunha e ao Professor João Pedro Veiga, do Departamento de Ciências dos Materiais, pela colaboração técnica e amizade

À Professora Margarida Rolim, do Departamento de Ciências dos Materiais, a quem recorri diversas vezes para usar a sua balança

A todos os meus colegas da Secção de Energia, Professor João Martins e Professor Stanimir Valtchev, pelo apoio possível e impossível

Aos meus colegas de Departamento

Aos meus colegas, João Murta Pina e Pedro Pereira por tudo: apoio técnico, amizade, paciência, etc

Ao meu colega David Inácio cuja colaboração foi, e é, inestimável

Ao Sr. Duarte Guerreiro, por todo a apoio técnico, paciência e profissionalismo

Às minhas amigas Ana Cristina, Helena, Elsa e D^a Isabel, por todo apoio e amizade durante a realização deste trabalho e, fora dela

E, é claro, agradeço em especial à minha família, e em particular ao meu marido e às minhas filhas que, durante o período de preparação e realização deste trabalho, passaram maus bocados e no entanto, sempre me deram força.

A todos muito obrigada! Não vos esquecerei.

Anabela Gonçalves Pronto

Outubro 2010

LISTA DE SÍMBOLOS

| Símbolo | Designação | Unidade |
|-------------|---|-------------------|
| a | Parâmetro reticular da rede | Å |
| B | Vector campo de indução magnética | T |
| B | Intensidade do campo de indução magnética ou densidade de fluxo magnético | T |
| B_m | Intensidade do campo de indução magnética máximo | T |
| B_r | Indução magnética remanescente ou densidade de fluxo magnético remanescente | T |
| B_s | Indução magnética de saturação ou densidade de fluxo magnético de saturação | T |
| B_{mat} | Indução magnética no material ou densidade de fluxo magnético no material | T |
| C | Constante de Curie | K |
| $C_{exc,B}$ | Constante das perdas excedentes do modelo de Bertotti | -- |
| $C_{exc,C}$ | Constante das perdas excedentes do modelo de Campos | -- |
| d | Largura do domínio magnético | m |
| d_l | Comprimento elementar | m |
| dF | Força elementar | N |
| d_m | Densidade do material | $kg \cdot m^{-3}$ |
| dv | Volume elementar | m^3 |
| e | Espessura das chapas | m |
| $e(t)$ | Força electromotriz induzida | V |
| E_{an} | Energia de anisotropia magnetocristalina | J |
| E_{ij} | Energia de interacção de troca | J |
| E_{ms} | Energia magnetostática | J |
| E_{mt} | Energia de magnetostricção | J |
| E_{pd} | Energia da parede de domínio | J |
| E_t | Energia de troca | J |

| Símbolo | Designação | Unidade |
|--------------------|---|------------------|
| $\{E_{an}\}_{méd}$ | Energia média de anisotropia por unidade de volume | $J \cdot m^{-3}$ |
| f | Frequência | Hz |
| F | Intensidade da força | N |
| h | Constante de Planck ($6,626 \times 10^{-34}$) | J·s |
| \mathbf{H} | Vector campo magnético | $A \cdot m^{-1}$ |
| H | Intensidade do campo magnético | $A \cdot m^{-1}$ |
| H_C | Campo magnético crítico | $A \cdot m^{-1}$ |
| H_{C1} | Campo magnético crítico dos supercondutores de alta temperatura (limite inferior) | $A \cdot m^{-1}$ |
| H_{C2} | Campo magnético crítico dos supercondutores de alta temperatura (limite superior) | $A \cdot m^{-1}$ |
| H_c | Campo magnético coercivo ou coercividade | $A \cdot m^{-1}$ |
| H_m | Campo magnético máximo | $A \cdot m^{-1}$ |
| \mathbf{H}_d | Vector campo magnético desmagnetizante | $A \cdot m^{-1}$ |
| \mathbf{H}_e | Vector campo magnético efectivo | $A \cdot m^{-1}$ |
| \mathbf{H}_m | Vector campo magnético molecular | $A \cdot m^{-1}$ |
| $i_1(t)$ | Corrente eléctrica no primário do transformador | A |
| $i_2(t)$ | Corrente eléctrica no secundário do transformador | A |
| I_1 | Intensidade da corrente no primário | A |
| \bar{I}_1 | Amplitude complexa da corrente eléctrica no primário | A |
| \bar{I}_2 | Amplitude complexa da corrente eléctrica no secundário | A |
| \bar{I}_{10} | Amplitude complexa da corrente eléctrica de magnetização referida ao primário | A |
| \bar{I}_{20} | Amplitude complexa da corrente eléctrica de magnetização referida ao secundário | A |
| \bar{I}_1'' | Amplitude complexa da corrente eléctrica no primário e referida ao secundário | A |
| \bar{I}_2' | Amplitude complexa da corrente eléctrica no secundário e referida ao primário | A |
| J | Parâmetro de troca | cm^{-1} |
| J_C | Densidade de corrente crítica | $A \cdot m^{-2}$ |
| J_e | Densidade de corrente de engenharia | $A \cdot m^{-2}$ |

| Símbolo | Designação | Unidade |
|------------------|--|---------------------------------------|
| K | Constante de tamanho de grão óptimo | $m \cdot Wb / (s \cdot \Omega)^{1/2}$ |
| K_{cl} | Constante das perdas clássicas | $W \cdot s^2 / T$ |
| K_{exc} | Constante das perdas excedentes | $W \cdot s^{1,5} / T^{1,5}$ |
| K_h | Constante das perdas por histerese | $W \cdot s / T$ |
| l | Comprimento do condutor | m |
| ℓ | Coefficiente de auto indução principal | H |
| ℓ_{11} | Coefficiente de auto indução principal da bobina do primário | H |
| ℓ_{22} | Coefficiente de auto indução principal da bobina do secundário | H |
| L | Coefficiente de auto indução total | H |
| L_M | Coefficiente de indução mútua | H |
| m | Relação de transformação | Adim. |
| \mathbf{m} | Momento magnético | $A \cdot m^{-1}$ |
| \mathbf{M} | Vector magnetização | $A \cdot m^{-1}$ |
| M_s | Magnetização de saturação | $A \cdot m^{-1}$ |
| m_{m1}, m_{m2} | Massas magnéticas (fictícias) | Wb |
| N_1 | Número de espiras da bobina do primário | Adim. |
| N_2 | Número de espiras da bobina do secundário | Admi. |
| N_d | Factor desmagnetizante | Adim. |
| \mathbf{P}_m | Vector polarização magnética | T |
| P_{cl} | Perdas específicas por correntes de Foucault clássicas | $W \cdot Kg^{-1}$ |
| P_{din} | Perdas dinâmicas específicas | $W \cdot Kg^{-1}$ |
| P_{exc} | Perdas excedentes específicas | $W \cdot Kg^{-1}$ |
| $P_{exc,B}$ | Perdas excedentes específicas segundo o modelo de Bertotti | $W \cdot Kg^{-1}$ |
| $P_{exc,C}$ | Perdas excedentes específicas segundo o modelo de Campos | $W \cdot Kg^{-1}$ |
| P_h | Perdas por histerese específicas | $W \cdot Kg^{-1}$ |
| P_t | Perdas magnéticas totais específicas | $W \cdot Kg^{-1}$ |

| Símbolo | Designação | Unidade |
|----------------|--|------------------|
| q_e | Carga do electrão ($1,602 \times 10^{-19}$) | C |
| r | Resistência eléctrica | Ω |
| r_1 | Resistência eléctrica da bobina do primário | Ω |
| r_2 | Resistência eléctrica da bobina do secundário | Ω |
| r_1'' | Resistência eléctrica do primário referida ao secundário | Ω |
| r_2' | Resistência eléctrica do secundário referida ao primário | Ω |
| S_n | Potência aparente nominal | VA |
| S | Área da secção transversal | m^2 |
| S_{Fe} | Secção transversal do núcleo de ferro | m^2 |
| S_i, S_j | Momentos angulares de spin dos electrões i e j | J·s |
| S_i, S_j | Intensidade do momento angular de spin dos electrões i e j | J·s |
| T | Temperatura absoluta | K |
| T_c | Temperatura crítica do material supercondutor | K |
| T_C | Temperatura de Curie | K |
| T_N | Temperatura de Néel | K |
| TG | Tamanho de grão | m |
| $u_1(t)$ | Tensão alternada sinusoidal no primário do transformador | V |
| $u_2(t)$ | Tensão alternada sinusoidal no secundário do transformador | V |
| U_1 | Tensão no primário do transformador | V |
| U_{1ef} | Tensão eficaz no primário do transformador | V |
| U_2 | Tensão no secundário do transformador | V |
| \bar{U}_1'' | Amplitude complexa da tensão no primário, referida ao secundário | V |
| \bar{U}_2' | Amplitude complexa da tensão no secundário, referida ao primário | V |
| $v_{méd}$ | Velocidade média da parede de domínio | $m \cdot s^{-1}$ |
| V_{ol} | Volume do material | m^3 |
| X_1 | Reactância de dispersão do primário | Ω |
| X_2 | Reactância de dispersão do secundário | Ω |

| Símbolo | Designação | Unidade |
|---------------------|---|------------------|
| X_1'' | Reactância de dispersão do primário, referida ao secundário | Ω |
| X_2' | Reactância de dispersão do secundário, referida ao primário | Ω |
| \bar{Z}_C | Amplitude complexa da impedância de carga | Ω |
| \bar{Z}'_C | Amplitude complexa da impedância de carga, referida ao primário | Ω |
| α | Expoente ou coeficiente de Steinmetz | Adim. |
| γ | Constante de campo molecular | Adim. |
| Δl | Varição do comprimento segundo a direcção do campo aplicado | m |
| δ | Espessura da parede de domínio | m |
| η | Factor anómalo | Adim. |
| λ | Magnetostricção linear do material | Adim. |
| λ_s | Magnetostricção linear de saturação | Adim. |
| λ_t | Magnetostricção linear transversal | Adim. |
| λ_{11} | Coefficiente de auto indução de dispersão do primário | H |
| λ_{22} | Coefficiente de auto indução de dispersão do secundário | H |
| λ''_{11} | Coefficiente de auto indução de dispersão do primário, referido ao secundário | H |
| λ'_{22} | Coefficiente de auto indução de dispersão do secundário, referido ao primário | H |
| μ | Permeabilidade magnética absoluta do material | $H \cdot m^{-1}$ |
| μ_0 | Permeabilidade magnética do vazio | $H \cdot m^{-1}$ |
| μ_{dif} | Permeabilidade magnética diferencial | $H \cdot m^{-1}$ |
| μ_i | Permeabilidade magnética inicial | $H \cdot m^{-1}$ |
| $\mu_{m\acute{a}x}$ | Permeabilidade magnética máxima | $H \cdot m^{-1}$ |
| μ_r | Permeabilidade magnética relativa | Adim. |
| ρ | Resistividade eléctrica do material | $\Omega \cdot m$ |
| $\Phi_{Fe}(t)$ | Fluxo magnético simples no ferro | Wb |
| Φ_0 | Quanta de energia | Wb |
| X_m | Susceptibilidade magnética do material | Adim. |

| Símbolo | Designação | Unidade |
|----------------|--|----------------|
| ψ_d | Fluxo magnético ligado de dispersão | Wb |
| ψ_{1d} | Fluxo magnético de dispersão ligado com a bobina do primário | Wb |
| ψ_{2d} | Fluxo magnético de dispersão ligado com a bobina do secundário | Wb |
| ψ_p | Fluxo magnético principal ou, no ferro | Wb |
| ψ_t | Fluxo magnético ligado total | Wb |
| ω | Frequência angular | s^{-1} |

NOTAÇÕES

Acrónimo

| | |
|--------|--|
| A | Amperímetro |
| AC | Regime alternado sinusoidal |
| AT | Autotransformador |
| BISCCO | Liga de bismuto, estrôncio, cálcio, cobre e oxigénio |
| CCC | Estrutura cúbica de corpo centrado |
| CGO | <i>Conventional grain oriented</i> |
| DC | Regime contínuo |
| GO | Grão orientado |
| GOC | Grão orientado convencional |
| GOEP | Grão orientado de elevada permeabilidade |
| GNO | Grão não orientado |
| HGO | <i>High permeability grain oriented</i> |
| Int. | Integrador passivo com $\tau = 1$ s |
| Int. 2 | Integrador activo com $\tau = 1$ s |
| Int. 3 | Integrador activo com $\tau = 48,3$ μ s |
| MMD | Material magnético duro |
| MMM | Material magnético macio |
| NA | Núcleo de material ferromagnético amorfo |
| OSC | Osciloscópio digital |
| PC | Computador para aquisição de dados |
| SAT | Supercondutor de alta temperatura |
| SBT | Supercondutor de baixa temperatura |
| T1 | Núcleo de aço de grão não orientado |
| T2 | Núcleo de aço de grão orientado |

Acrónimo

| | |
|------------------|---|
| T3 | Núcleo de aço de grão orientado |
| T _{iso} | Transformador auxiliar ou de isolamento |
| TSC | Transformador supercondutor |
| TE | Transformador sob ensaio |
| YBCO | Liga de ítrio, bário, cobre e oxigénio |

ÍNDICE DE MATÉRIAS

| | | |
|----------|---|-------------|
| 1 | INTRODUÇÃO | 1-1 |
| 1.1 | -Motivação | 1-1 |
| 1.2 | -Objectivos | 1-3 |
| 1.3 | -Metodologia de investigação | 1-3 |
| 1.4 | -Contribuições originais | 1-5 |
| 1.5 | -Organização da tese | 1-5 |
| 2 | REVISÃO BIBLIOGRÁFICA | 2-7 |
| 2.1 | - Transformadores supercondutores: início e evolução | 2-7 |
| 2.2 | - Materiais magnéticos usados em núcleos de transformadores | 2-11 |
| 2.2.1 | - Classificação dos materiais magnéticos e principais propriedades | 2-11 |
| 2.2.2 | - Tipos e propriedades dos aços eléctricos | 2-12 |
| 2.2.3 | - Materiais ferromagnéticos amorfos (vidros metálicos) | 2-16 |
| 2.3 | - Materiais ferromagnéticos a baixa temperatura | 2-18 |
| 2.4 | - Síntese do capítulo | 2-20 |
| 3 | FUNDAMENTOS TEÓRICOS PARA UMA ABORDAGEM INTEGRADA DO TRANSFORMADOR SUPERCONDUTOR | 3-21 |
| 3.1 | - Princípio de funcionamento de um transformador | 3-21 |
| 3.1.1 | - Equações gerais do transformador | 3-24 |
| 3.1.2 | - Esquema equivalente de Steinmetz do transformador com característica magnética linear | 3-27 |
| 3.2 | - Materiais Supercondutores | 3-29 |

| | | |
|---------|--|------|
| 3.3 | - Materiais ferromagnéticos | 3-36 |
| 3.3.1 | - Campo magnético e campo de indução magnética no vazio | 3-36 |
| 3.3.2 | - Momento magnético, magnetização e materiais magnéticos | 3-37 |
| 3.3.3 | - Campo magnético e campo de indução magnética num material | 3-38 |
| 3.3.4 | - Susceptibilidade e permeabilidade magnética do material | 3-38 |
| 3.3.5 | - Tipos de magnetismo | 3-39 |
| 3.3.5.1 | - Diamagnetismo | 3-40 |
| 3.3.5.2 | - Paramagnetismo | 3-41 |
| 3.3.5.3 | - Antiferromagnetismo | 3-42 |
| 3.3.5.4 | - Ferrimagnetismo | 3-43 |
| 3.3.5.5 | - Ferromagnetismo | 3-44 |
| 3.3.6 | - Teorias do ferromagnetismo | 3-45 |
| 3.3.6.1 | - Teoria de Weiss do campo molecular | 3-46 |
| 3.3.6.2 | - Teoria da interação de troca | 3-46 |
| 3.3.6.3 | - Teoria das bandas | 3-47 |
| 3.3.7 | - Domínios magnéticos (ou, de Weiss): uma questão energética | 3-48 |
| 3.3.7.1 | - Energia de anisotropia magnetocristalina, E_{an} | 3-49 |
| 3.3.7.2 | - Energia magnetostática, E_{ms} | 3-50 |
| 3.3.7.3 | - Energia de troca, E_t | 3-51 |
| 3.3.7.4 | - Energia magnetostrictiva, ou magnetoelástica, E_{mt} | 3-52 |
| 3.3.8 | - Paredes de domínio | 3-55 |
| 3.3.9 | - Magnetização dos materiais ferromagnéticos | 3-56 |
| 3.3.9.1 | - Curva de magnetização inicial | 3-56 |

| | | |
|----------|---|-------------|
| 3.3.10 | – Ciclo de histerese magnética | 3-58 |
| 3.3.11 | – Perdas magnéticas em núcleos de transformadores | 3-60 |
| 3.3.12 | – Efeitos da microestrutura nas perdas magnéticas de aços eléctricos | 3-67 |
| 3.3.13 | – Influência da temperatura nas propriedades magnéticas dos aços eléctricos | 3-70 |
| 3.3.14 | – Tipos de aços eléctricos | 3-71 |
| 3.3.14.1 | - Aços de grão orientado | 3-71 |
| 3.3.14.2 | - Aços de grão não orientado | 3-73 |
| 3.3.14.3 | - Materiais magnéticos amorfos | 3-73 |
| 3.4 | – Síntese do capítulo | 3-75 |
| 4 | PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL, RESULTADOS OBTIDOS E DISCUSSÃO | 4-77 |
| 4.1 | - Dimensionamento dos núcleos magnéticos e chapa de características do transformador | 4-77 |
| 4.2 | - Caracterização dos aços eléctricos utilizados para a construção dos núcleos | 4-79 |
| 4.3 | - Determinação da resistividade eléctrica às temperaturas ambiente e criogénica | 4-80 |
| 4.4 | - Procedimento experimental para a determinação das perdas magnéticas totais, P_t | 4-82 |
| 4.5 | - Procedimento experimental para a determinação das perdas por histerese, P_h | 4-84 |
| 4.6 | - Procedimento para a determinação das perdas por correntes de Foucault clássicas, P_{cl} , e excedentes, P_{exc} | 4-85 |

| | | |
|----------|---|--------------|
| 4.7 | - Procedimento experimental para a determinação das perdas magnéticas totais, P_t , num material magnético amorfo | 4-85 |
| 4.8 | - Perdas magnéticas totais obtidas para T1, T2 e T3 a 298 e a 77K | 4-87 |
| 4.9 | - Perdas por histerese obtidas para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K | 4-97 |
| 4.10 | - Perdas por correntes de Foucault clássicas obtidas para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K | 4-100 |
| 4.11 | - Perdas por correntes de Foucault excedentes para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K | 4-101 |
| 4.12 | - Separação das perdas magnéticas totais para T1, T2 e T3 | 4-102 |
| 4.13 | - Perdas magnéticas totais obtidas para um ferro amorfo a 298 e a 77 K | 4-109 |
| 4.14 | - Resumo dos valores medidos para as perdas magnéticas dos vários materiais ensaiados | 4-113 |
| 4.15 | - Síntese do capítulo | 4-114 |
| 5 | CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO | 5-117 |
| 5.1 | - Conclusões | 5-117 |
| 5.2 | - Trabalho futuro | 5-120 |
| 6 | BIBLIOGRAFIA | 6-123 |
| | ANEXO - A EQUAÇÃO DAS PERDAS POR CORRENTES DE FOUCAULT CLÁSSICAS | 133 |

ÍNDICE DE FIGURAS

| | |
|---|------|
| Figura 2.1 – Robert Hadfield | 2-13 |
| Figura 2.2 – Micrografia de uma chapa de Fe-Si com | 2-15 |
| Figura 3.1 – Michael Faraday (1791-1867) | 3-21 |
| Figura 3.2 – Fotografia do transformador | 3-21 |
| Figura 3.3 – Capa do livro “Experimental Researches in Electricity” publicado pela primeira vez em 1914 sob a apreciação do professor John Tyndall (Faraday, 1922) | 3-22 |
| Figura 3.4 - Transformador GANZ “ZBD”(1884-1885); Protótipo do primeiro transformador de elevado rendimento (Museum of Applied Arts, Budapeste) | 3-23 |
| Figura 3.5 – Transformador trifásico convencional | 3-23 |
| Figura 3.6 - Transformador trifásico supercondutor | 3-23 |
| Figura 3.7 – Esquema de um transformador monofásico | 3-24 |
| Figura 3.8 – Esquema pormenorizado de um transformador monofásico | 3-25 |
| Figura 3.9 – Charles Proteus Steinmetz | 3-27 |
| Figura 3.10 – Esquema equivalente de Steinmetz do transformador com característica magnética linear | 3-28 |
| Figura 3.11 – Heike Kamerlingh Onnes | 3-30 |
| Figura 3.12 – Curva original resistência vs temperatura reportada por Kamerlingh Onnes em 1911 | 3-30 |
| Figura 3.13 - Walther Meissner (1882-1974) | 3-30 |
| Figura 3.14 – Robert Ochsenfeld (1901-1993) | 3-30 |
| Figura 3.15 – Diagrama H_c vs T para os supercondutores tipo I e tipo II | 3-31 |
| Figura 3.16 - Imagem magneto-óptica de um monocristal de NbSe ₂ depois de arrefecido a 4,3 K sob acção de um campo de $557 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$ (7 Oe) | 3-32 |
| Figura 3.17 – Penetração de fluxo magnético, sob a forma de vórtices, num supercondutor do tipo II sujeito a um campo aplicado B_{ap} . | 3-32 |
| Figura 3.18 – Evolução da descoberta dos materiais supercondutores | 3-33 |
| Figura 3.19 – Desenho esquemático de uma fita de material supercondutor | 3-34 |
| Figura 3.20 – Projecções para a evolução dos preços dos materiais SAT de 1ª e 2ª gerações até ao ano 2020. | 3-35 |
| Figura 3.21 – Momento magnético produzido por uma corrente eléctrica | 3-37 |

| | |
|--|------|
| Figura 3.22 – Diamagnetismo | 3-40 |
| Figura 3.23 – Paramagnetismo | 3-42 |
| Figura 3.24 – Antiferromagnetismo | 3-43 |
| Figura 3.25 – Ferrimagnetismo | 3-44 |
| Figura 3.26 – Ferromagnetismo | 3-44 |
| Figura 3.27 – Curva de magnetização inicial de um material ferromagnético | 3-45 |
| Figura 3.28 – Estrutura de uma parede de domínio de 1800. | 3-48 |
| Figura 3.29 – Divisão de uma amostra de material em domínios magnéticos | 3-49 |
| Figura 3.30 – Domínios magnéticos dispostos em estrutura lamelar | 3-51 |
| Figura 3.31 – Magnetostricção em função da polarização magnética para vários tipos de materiais. Adaptado de (Bozorth, 2003). | 3-53 |
| Figura 3.32 – Magnetostricção do ferro em função da temperatura. | 3-53 |
| Figura 3.33 – Configuração de domínios que minimiza a energia interna do sistema | 3-54 |
| Figura 3.34 – Curva de magnetização inicial de um material ferromagnético | 3-56 |
| Figura 3.35 – Ciclo de histerese magnética | 3-59 |
| Figura 3.36 – Textura Goss. | 3-72 |
| Figura 3.37 – Características típicas de uma chapa de aço de grão orientado de 0,35 mm com 3,5% de Si em função da direcção da medição e para 50 Hz. | 3-72 |
| Figura 4.1 - Dimensões dos núcleos ferromagnéticos | 4-78 |
| Figura 4.2 – Transformador usado nos ensaios | 4-78 |
| Figura 4.3 – Núcleos ferromagnéticos usados nos ensaios | 4-79 |
| Figura 4.4 – Esquema dos quatro pontos para medição da resistividade dos aços | 4-81 |
| Figura 4.5 – Montagem experimental para a determinação do ciclo de histerese dinâmico. | 4-82 |
| Figura 4.6 – Ensaio do transformador em azoto líquido | 4-83 |
| Figura 4.7 - Montagem experimental para a determinação do ciclo de histerese quasi-estático | 4-85 |
| Figura 4.8 - – Montagem experimental para medição das perdas magnéticas totais no núcleo amorfo | 4-87 |
| Figura 4.9 – Ciclos de histerese de T1, T2 e T3 para $B_m = 1,6$ T e $f = 50$ Hz, a 298 K | 4-88 |
| Figura 4.10 - Ciclos de histerese de T1, T2 e T3 para $B_m = 1,6$ T e $f = 50$ Hz, a 77 K | 4-88 |
| Figura 4.11 – Comparação dos ciclos de histerese a 298 e a 77 K para T1, T2 e T3 a 1,6 T | 4-89 |
| Figura 4.12 – Característica de magnetização inicial para o aço de GNO a 298 e a 77 K | 4-89 |

| | |
|--|-------|
| Figura 4.13 - Característica de magnetização inicial para o aço T2 de GO a 298 e a 77 K | 4-90 |
| Figura 4.14 - Característica de magnetização inicial para o aço T3 de GO a 298 e a 77 K | 4-90 |
| Figura 4.15 – Comparação entre as características de magnetização inicial para T1, T2 e T3 | 4-91 |
| Figura 4.16 – Variação de B_r em função de B_m para T1, T2 e T3 | 4-92 |
| Figura 4.17 – Variação de H_c em função de H_m para T1, T2 e T3 | 4-92 |
| Figura 4.18 – Variação da permeabilidade magnética relativa em função do campo magnético máximo para T1, T2 e T3 | 4-93 |
| Figura 4.19 - Variação da permeabilidade magnética relativa em função do campo de indução máximo para os aços T2 e T3 | 4-94 |
| Figura 4.20 – Potência magnetizante em função da indução máxima para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K | 4-95 |
| Figura 4.21 – Perdas magnéticas totais para T1, T2 e T3 à temperatura ambiente | 4-96 |
| Figura 4.22 - Perdas magnéticas totais para T1, T2 e T3 à temperatura ambiente e criogénica | 4-96 |
| Figura 4.23 – Perdas totais para o aço T2 | 4-97 |
| Figura 4.24 - Perdas totais para o aço T3 | 4-97 |
| Figura 4.25 – Variação das perdas magnéticas totais, ao passar de 298 para 77 K, comparativamente às obtidas a 298 K, para T1, T2 e T3 | 4-98 |
| Figura 4.26 – Ciclos de histerese em regime quasi-estático e em regime dinâmico para T1 a 298 K | 4-98 |
| Figura 4.27 - Ciclos de histerese em regime quasi-estático e em regime dinâmico para T2 a 77 K | 4-99 |
| Figura 4.28 - Ciclos de histerese em regime quasi-estático e em regime dinâmico para T3 a 77 K | 4-99 |
| Figura 4.29 – Perdas por histerese em função da indução máxima para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K | 4-100 |
| Figura 4.30 – Perdas magnéticas clássicas para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K | 4-102 |
| Figura 4.31 – Perdas magnéticas excedentes para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K | 4-103 |
| Figura 4.32 – Perdas magnéticas específicas obtidas para T1 a 298 e a 77 K | 4-104 |
| Figura 4.33 – Factor anómalo η em função de B_m para T1 a 298 e 77 K | 4-105 |
| Figura 4.34 - Perdas magnéticas específicas obtidas para T2 a 298 e a 77 K | 4-106 |
| Figura 4.35 - Perdas magnéticas específicas obtidas para T3 a 298 e a 77 K | 4-108 |

| | |
|--|-------|
| Figura 4.36 – Característica de magnetização inicial para o material amorfo a 298 e a 77 K | 4-110 |
| Figura 4.37 – Permeabilidade magnética relativa para NA a 298 e a 77 K | 4-111 |
| Figura 4.38 – Comparação entre a permeabilidade magnética relativa para NA e T3 | 4-111 |
| Figura 4.39 – Potência magnetizante para NA a 298 e a 77 K. Comparação com o aço T2. | 4-112 |
| Figura 4.40 – Perdas magnéticas totais para NA a 298 e a 77 K | 4-112 |
| Figura 4.41 – Comparação entre as perdas magnéticas totais para NA e T2 a 298 e 77 K | 4-113 |
| Figura A.1 - - Chapa de aço de um transformador de espessura \underline{e} | 133 |

ÍNDICE DE TABELAS

| | |
|---|-------|
| Tabela 2.1 – Densidade de corrente para condutores eléctricos convencionais e para supercondutores utilizados em sistemas de potência | 2-8 |
| Tabela 2.2 - Exemplos de protótipos de transformadores supercondutores. | 2-10 |
| Tabela 2.3 – Aplicações para os vários tipos aços eléctricos | 2-15 |
| Tabela 2.4– Algumas características de materiais ferromagnéticos usados em núcleos de transformadores | 2-18 |
| Tabela 3.1 – Susceptibilidade magnética de algumas substâncias diamagnéticas à temperatura ambiente. | 3-40 |
| Tabela 3.2 – Susceptibilidade magnética de algumas substâncias paramagnéticas à temperatura ambiente. | 3-42 |
| Tabela 4.1 – Chapa de características dos transformadores | 4-79 |
| Tabela 4.2 – Especificações dos aços eléctricos utilizados | 4-80 |
| Tabela 4.3 – Composição química dos aços eléctricos T1, T2 e T3 (principais componentes) | 4-80 |
| Tabela 4.4 – Resistividade eléctrica dos aços eléctricos sob ensaio a 298 e a 77 K | 4-81 |
| Tabela 4.5 – Expressões de variação das perdas clássicas em função da indução máxima | 4-85 |
| Tabela 4.6 – Características físicas e químicas do núcleo magnético amorfo | 4-86 |
| Tabela 4.7 – Permeabilidade magnética relativa máxima para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K | 4-93 |
| Tabela 4.8 – Expressões empíricas baseadas na lei de Steinmetz e obtidas para as perdas por histerese de T1, T2 e T3 | 4-101 |
| Tabela 4.9 – Peso relativo de cada uma das componentes de perdas para o aço T1 | 4-104 |
| Tabela 4.10 – Peso relativo de cada uma das componentes de perdas para o aço T2 | 4-106 |

Tabela 4.11– Peso relativo de cada uma das componentes de perdas para o aço T3 4-108

Tabela 4.12 – Alguns valores de perdas magnéticas específicas obtidas
experimentalmente para os aços T1 (GNO), T2 (GO), T3 (GO)
e NA (Amorfo) 4-114

1 INTRODUÇÃO

1.1 - Motivação

Um dos principais objectivos na construção de sistemas de potência é, para além de satisfazer uma dada necessidade, funcionarem com o melhor rendimento possível, uma vez que as elevadas potências postas em jogo em muitos dispositivos electrotécnicos, têm associadas perdas significativas que se traduzem em elevados custos de operação. De um modo geral, tenta-se otimizar o rendimento das máquinas eléctricas através da minimização dos vários de tipos de perdas que podem estar presentes. Isso tem conduzido ao desenvolvimento de novas máquinas e de novos materiais, entre os quais se destacam os materiais supercondutores.

A descoberta dos materiais supercondutores, inicialmente os de baixa temperatura (arrefecidos a hélio líquido) e posteriormente os de alta temperatura (arrefecidos a azoto líquido), levaram à criação de protótipos e ao desenvolvimento de vários tipos de máquinas eléctricas ditas supercondutoras, por usarem materiais supercondutores na sua construção. Entre os vários tipos de máquinas estão os transformadores de potência, que são constituídos por um núcleo de material ferromagnético, normalmente designado por aço eléctrico, idêntico aos usados nos transformadores convencionais, e por bobinas construídas com materiais supercondutores, normalmente, de alta temperatura. Entre estes materiais, os mais utilizados são uma liga de bismuto (Bi), estrôncio (Sr), cálcio (Ca), cobre (Cu) e oxigénio (O), conhecida pela sigla BISCCO-2223 (ou, simplesmente Bi-2223), e outra à base de ítrio (Y), bário (Ba), cobre (Cu) e oxigénio (O), conhecida pela sigla YBCO-123 (ou, simplesmente Y-123), as quais podem ser arrefecidas com azoto líquido até à temperatura de 77 K. A vantagem destas máquinas face às convencionais, é o facto de exibirem perdas óhmicas nos condutores muito inferiores às das máquinas convencionais que utilizam normalmente cobre. Face à necessidade de arrefecer o supercondutor para que este se comporte como tal, uma das possibilidades é mergulhar todo o transformador num banho refrigerante que, embora tenha a desvantagem de utilizar maior volume de azoto líquido e de aumentar as perdas magnéticas, tem a vantagem do próprio líquido funcionar como sistema de arrefecimento e de isolamento eléctrico, e também de isolamento acústico. A

outra, claro, é manter o núcleo à temperatura ambiente o que, no entanto, dificulta a construção do crióstato e aumenta o fluxo de dispersão.

Para se avaliar da possibilidade de mergulhar todo o núcleo em azoto líquido, sem com isso agravar as perdas magnéticas, é necessário verificar se os critérios de selecção de materiais a utilizar num transformador superconductor deverão ser os mesmos que se utilizam para os transformadores convencionais. É então necessário analisar o comportamento magnético dos materiais normalmente usados nos núcleos, quando se encontram arrefecidos a uma temperatura de 77 K. Em particular, interessa determinar as perdas magnéticas em regime alternado sinusoidal às temperaturas ambiente e criogénica para tentar responder a perguntas tais como:

Será que os critérios de escolha do material a usar no núcleo de um transformador superconductor deverão ser os mesmos que se usam para um transformador convencional?

O aumento das perdas magnéticas a baixa temperatura referido por vários autores (Thiessen, 1899), (Brown & Brennand, 1959), (Donnier-Valentin, Tixador, & Vinot, 2001), (Min, et al., 2003), (Miyagi, Otome, Nakano, & Takahashi, 2010), será igual em todos os tipos de materiais ferromagnéticos? Se não, quais serão os mais adequados, sob o ponto de vista da melhoria do rendimento, para a construção de transformadores supercondutores?

Ou ainda,

Será possível, ou conveniente, manipular a produção de um material magnético macio tendo em vista a sua utilização específica em máquinas supercondutoras?

À partida parece quase óbvio que, os critérios a ter em consideração para a escolha de um material ferromagnético a usar num transformador com núcleo frio deverão ser diferentes dos utilizados para otimizar o comportamento magnético de um núcleo mantido à temperatura ambiente, uma vez que as propriedades dos materiais dependem da temperatura de funcionamento. Por outro lado, o aumento das perdas magnéticas a baixa temperatura deverá diferir de material para material, uma vez que a própria microestrutura varia com a temperatura. Isso conduzirá à existência de materiais mais e menos adequados, do ponto de vista do rendimento do transformador.

E por fim parece que, se for possível caracterizar o comportamento dos materiais ferromagnéticos a baixa temperatura e o modo como esse comportamento varia, ou não, de

material para material, será também possível e energeticamente conveniente manipular um material para ser usado especificamente em máquinas supercondutoras, tendo em vista a optimização do respectivo rendimento em serviço.

A escassez de dados relativos a propriedades magnéticas de materiais obtidas a baixa temperatura, em concreto propriedades de aços eléctricos, a importância que tem a optimização do rendimento dos transformadores de potência, a qual se reflecte em termos financeiros ao longo do respectivo tempo de vida útil, e a curiosidade sobre o que acontecerá aos materiais quando submetidos a uma temperatura tão baixa, foram os motes principais para o desenvolvimento do trabalho.

1.2 - Objectivos

O objectivo de base deste trabalho é contribuir para a optimização dos dispositivos de potência que utilizam materiais supercondutores de alta temperatura. Com isto quer dizer-se, maximizar o rendimento das máquinas eléctricas através da diminuição das perdas, concretamente, das perdas magnéticas.

Assim, têm-se como objectivos inerentes, o estudo das propriedades magnéticas dos materiais magnéticos macios, à temperatura do azoto líquido, de forma a poder avaliar se os critérios de escolha dos materiais a usar em dispositivos que funcionam a 77 K deverão ser os mesmos que os usados para os dispositivos que funcionam à temperatura ambiente. Para tal é necessário caracterizar o comportamento magnético dos materiais a baixa temperatura e compará-lo com o exibido a 298 K.

1.3 - Metodologia de investigação

Para estruturar o trabalho que se desenvolveu com esta tese, foram seguidos os passos do método científico clássico, que se inicia na formulação de um problema existente e termina, obviamente, na resposta fundamentada a esse problema.

A questão inicial foi, basicamente, se os materiais ferromagnéticos usados em transformadores convencionais seriam também os mais adequados para a optimização do rendimento de transformadores supercondutores com núcleo frio (1ª Etapa-Formulação da ideia).

Para tentar responder fundamentadamente a esta pergunta foi feito um levantamento bibliográfico sobre os trabalhos de investigação existentes e dedicados à análise das perdas magnéticas a baixa temperatura, em materiais ferromagnéticos (2ª Etapa-Revisão bibliográfica). Verificou-se que existem poucos estudos que abordem o comportamento magnético dos aços eléctricos à temperatura de 77 K.

O problema que se pôs foi então como se poderia otimizar o rendimento dos transformadores supercondutores que funcionam com núcleo frio. A hipótese levantada foi, essencialmente, que a optimização do rendimento passaria pela selecção de um material cujas propriedades magnéticas fossem também optimizadas a baixa temperatura (3ª Etapa - Formulação do problema e hipóteses).

Escolheram-se então vários materiais magnéticos macios, normalmente utilizados pelos fabricantes de transformadores convencionais. Os materiais seleccionados foram um aço de grão não orientado, usado habitualmente em transformadores de baixa potência (até algumas centenas de VA) para os quais o rendimento não seja um factor fundamental, e dois de grão orientado com diferentes espessuras e permeabilidades magnéticas. Dimensionaram-se os núcleos do transformador os quais foram construídos por uma empresa da especialidade. O objectivo era medir, nos três materiais, as várias componentes das perdas magnéticas à temperatura do azoto líquido e à temperatura ambiente, e compará-las entre si.

Posteriormente estabeleceram-se os métodos de medida, para a obtenção das várias componentes de perdas, em particular, das perdas magnéticas totais em regime alternado sinusoidal e à frequência de 50 Hz, e das perdas magnéticas em regime quasi-estático, ambas às temperaturas de 298 e 77 K. O objectivo deste procedimento foi permitir a separação das perdas nas suas várias componentes, de forma a poder identificar como é que cada componente de perdas varia em função da temperatura de funcionamento do dispositivo.

Mediu-se também a resistividade eléctrica dos vários materiais à temperatura ambiente e criogénica, para se poderem calcular as perdas clássicas.

Os parágrafos anteriores resumem portanto o procedimento experimental seleccionado e executado (4ª Etapa).

Com estes três tipos de medidas foram obtidas as principais características magnéticas, à temperatura de 77 K, dos três aços eléctricos ensaiados. As medidas foram comparadas com as obtidas para a temperatura ambiente e interpretadas (5ª Etapa).

Para se avaliar também o comportamento dos materiais magnéticos amorfos a baixa temperatura, uma vez que estes são actualmente muito utilizados em protótipos de transformadores, ensaiou-se um núcleo toroidal a ambas as temperaturas. Foram medidas as perdas magnéticas totais em regime alternado sinusoidal à frequência de 50 Hz, e os resultados foram comparados com os obtidos para os materiais cristalinos. Este material foi ensaiado a título ilustrativo, uma vez que, actualmente existem no mercado materiais magnéticos amorfos com melhores propriedades magnéticas do que as do núcleo ensaiado.

Por fim, trataram-se todos os resultados obtidos, procedeu-se à sua interpretação e formularam-se as respectivas conclusões (6ª e última etapa).

1.4 - Contribuições originais

Existem poucos dados relativos ao comportamento dos aços eléctricos a baixa temperatura e alguns dos que existem não se aplicam aos materiais magnéticos mais recentes. Este trabalho contribui para melhorar o rendimento dos transformadores supercondutores cujo funcionamento se processe com núcleo frio. Essa contribuição é estruturada através da análise das principais propriedades magnéticas a baixa temperatura de alguns aços eléctricos, e sob acção de um campo magnético alternado sinusoidal.

Mostra-se neste trabalho que os critérios de selecção dos materiais magnéticos para aplicações electrotécnicas, com vista à melhoria do rendimento dos dispositivos, são dependentes da temperatura de funcionamento desses mesmos dispositivos e, como tal, devem ser estabelecidos critérios específicos para seleccionar materiais que vão operar a 77K. Indica-se ainda neste trabalho algumas alterações microestruturais que devem ser introduzidas nos materiais durante o seu processo de fabrico de forma a contribuir para a diminuição das respectivas perdas magnéticas específicas.

1.5 - Organização da tese

Com vista a cumprir os objectivos que foram propostos, esta dissertação está dividida em cinco capítulos. No capítulo inicial apresenta-se a motivação para o trabalho e os objectivos

que se pretendem alcançar. Os restantes capítulos estão directamente relacionados com o trabalho desenvolvido.

No segundo capítulo, designado por “Revisão bibliográfica”, é feito um levantamento dos vários transformadores supercondutores construídos e das suas principais características. É feita referência aos principais materiais ferromagnéticos existentes, com especial ênfase para os aços eléctricos e para o que está documentado sobre o seu comportamento a baixa temperatura.

No terceiro capítulo abordam-se alguns fundamentos teóricos relacionados com os vários constituintes de um transformador supercondutor e que, normalmente, não são abordados em conjunto na documentação científica. São eles, o transformador em si, como máquina de transformação de tensão, ou de transferência de potência eléctrica, os materiais supercondutores e, em particular, os de alta temperatura que são os mais usados em dispositivos de potência, e os materiais ferromagnéticos nomeadamente, os princípios físicos do ferromagnetismo, os tipos de materiais ferromagnéticos existentes, desenvolvendo em particular os materiais magnéticos macios, e o que se conhece do comportamento destes materiais a baixa temperatura. Neste capítulo pretende-se dar uma perspectiva teórica abrangente dos vários conceitos envolvidos num transformador supercondutor, que permita posteriormente entender a interpretação e a fundamentação teórica, utilizada para explicar o comportamento dos aços eléctricos a baixa temperatura.

No capítulo quatro é descrito o procedimento experimental utilizado para realizar as várias medições, necessárias para responder às questões que foram enunciadas inicialmente, e são apresentados os resultados obtidos, acompanhados da respectiva análise e interpretação.

No último capítulo são apresentadas as conclusões do trabalho e é sugerido trabalho futuro que permitirá estender o que foi iniciado com esta tese.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 - Transformadores supercondutores: início e evolução

A descoberta de supercondutividade a 35 K na estrutura perovskítica do óxido de lantânio-bário-cobre, feita na década de 80 pelos investigadores J. Bednorz e K. Müller no laboratório da IBM em Zurique (Bednorz & Müller, 1986), voltou a suscitar o interesse dos investigadores em descobrir supercondutividade a temperaturas mais elevadas. Em 1987, Paul Chu e os seus estudantes da Universidade de Houston descobriram que um óxido de Y-Ba-Cu-O se tornava supercondutor a uma temperatura de 92 K (Wu, et al., 1987). Estas descobertas, que valeram o prémio Nobel a Bednorz e Müller em 1987, deram início à era dos materiais supercondutores ditos de alta temperatura (SAT) e ao despertar do interesse em os utilizar em sistemas de potência. Os materiais SAT podem ser arrefecidos com azoto líquido, cuja temperatura de liquefacção é de 77 K, ao contrário dos materiais supercondutores ditos de baixa temperatura (SBT), como as ligas de NbTi ou de Nb₃Sn, com os quais é necessário usar hélio ou hidrogénio líquidos e que, portanto, são muito pouco adequados a sistemas de potência que se caracterizam normalmente por perdas significativas (McConnell, Mehta, & Walker, 2000).

Um transformador supercondutor (TSC) é constituído por um núcleo em material magnético macio, tal como nos transformadores convencionais, e por enrolamentos feitos em material supercondutor, normalmente fita de BISCCO-2223 ou condutores de YBCO-123, cujas temperaturas críticas são 110 K e 92 K, respectivamente. Nestes transformadores os enrolamentos têm que ser mantidos, pelo menos, à respectiva temperatura crítica e portanto, no caso dos materiais citados, têm que ser arrefecidos com azoto líquido, o qual é um líquido criogénico de baixo custo (cerca de 0,50 €/l¹) e um excelente isolante eléctrico. Existem duas soluções possíveis para o funcionamento de um TSC: ou todo o transformador é imerso no líquido criogénico, e portanto o núcleo também se encontra imerso, necessitando de maior volume de criogenia mas facilitando o arrefecimento do núcleo, a construção do crióstato e a redução do fluxo de dispersão (Morandi, Trevisani, Ribani, Fabbri, Martini, & Bocchi, 2008), ou apenas os enrolamentos estão confinados a crióstatos

que os mantêm à temperatura desejada. No primeiro caso diz-se que é um *TSC de núcleo frio* e no segundo um *TSC de núcleo quente* (Donnier-Valentin, Tixador, & Vinot, 2001).

Os materiais SAT em regime contínuo (DC) exibem perdas óhmicas quase nulas, pelo que podem conduzir densidades de corrente na ordem de 10 a 100 vezes superiores às dos condutores convencionais de cobre. No entanto, em regime alternado sinusoidal, os supercondutores são sede de perdas magnéticas, designadas usualmente por perdas AC, que se dividem em dois grupos principais: *perdas por magnetização* e *perdas por transporte de corrente*. As primeiras resultam da fonte externa que produz a variação do campo de indução magnética B , e as segundas são provenientes da fonte que fornece a corrente $i(t)$ que flui na fita supercondutora (Kim J. T., et al., 2005), (Pérez, 2004), (Rabbers, 2001). Os factores que influenciam estas perdas, a sua determinação rigorosa e a respectiva minimização são actualmente objecto de investigação (Ariante, et al., 2006), (Formisano, et al., 2006), (Janu, et al., 2006).

Na Tabela 2.1 estão indicados valores representativos de densidade de corrente para materiais eléctricos convencionais e para supercondutores utilizados em sistemas de potência.

Tabela 2.1 – Densidade de corrente para condutores eléctricos convencionais e para supercondutores utilizados em sistemas de potência. Adaptado de (Rabbers, 2001).

| | Bi-2223 (fita multifilamentar) | Bi-2212 (fita multifilamentar) | YBCO-123 (condutor revestido) | Cu | Al |
|--|--|--|---|-----------|-----------|
| J_e (77 K, $B=0$) ($A \cdot mm^{-2}$) | 110 | 30 | 100 | 1-4 | 2,5 |
| J_e (77 K, $B \neq 0^{(1)}$) ($A \cdot mm^{-2}$) | 40 a 0,01 T | --- | 30 a 5 T | | |

⁽¹⁾ Campo de indução magnética perpendicular à face plana do condutor

Os transformadores de potência utilizando SAT oferecem várias vantagens em relação aos transformadores convencionais. Entre elas destacam-se o melhor rendimento, podendo atingir por exemplo valores de 99,9% em oposição a 99,3% num convencional e para uma potência de 60 MVA (Xiaoyuan & Jianxun, 2007), a capacidade de suportar sobrecargas sem danificar o isolamento nem diminuir o seu tempo de vida útil, menor peso e menor volume, comparativamente aos transformadores convencionais de igual potência, capacidade de actuar ele próprio como limitador corrente em caso de falha e, ainda, a diminuição dos riscos ambientais devido à ausência de óleo para arrefecimento (Andreev & Chubraeva,

2007), (Mehta, Aversa, & Walker, 1997), (McConnell, Mehta, & Walker, 2000), (Reis, Mehta, McConnell, & Jones, 2002), (Yamamoto, Yamaguchi, & Kaiho, 2000). Ao longo das últimas décadas várias equipas de investigação e empresas têm-se dedicado ao desenvolvimento e instalação de protótipos de TSC na Europa, Estados Unidos da América e Japão. A Tabela 2.2 da página seguinte resume alguns desses projectos.

Uma das principais desvantagens associada aos TSC é o facto das perdas AC ocorrerem a baixa temperatura, isto é, a uma temperatura máxima de 77 K. Isso significa que para remover o calor gerado pelas perdas no transformador é necessário fornecer uma potência de refrigeração várias vezes superior ao calor dissipado, o que implica obviamente custos de operação acrescidos. A 77 K o factor multiplicador é na ordem de 20, enquanto a 20 K, por exemplo, será de aproximadamente 100 (Mehta, Aversa, & Walker, 1997).

Na prática, um transformador deve ter um tempo de vida útil de aproximadamente 30 anos. No caso dos TSC o investimento inicial, que é superior ao dos convencionais, é compensado pela redução de custos resultantes da diminuição das perdas óhmicas nos enrolamentos, para transformadores de potências iguais ou superiores a 30 MVA (Ariante, et al., 2006) (Reis, Mehta, McConnell, & Jones, 2002). No entanto, mesmo para potências inferiores, os TSC podem ser muito interessantes para aplicações onde a redução do peso e/ou do volume são determinantes. Estes factores parecem ser suficientes para justificar mais investigação, quer nos domínios atrás referidos, quer noutros que possam vir a surgir.

Tabela 2.2 - Exemplos de protótipos de transformadores supercondutores.

Informação retirada de (Ariante, et al., 2006), (Hascicek, et al., 2009), (Johnson, McConnell, Mehta, & Walker, 1996), (McConnell, Mehta, & Walker, 2000), (Mehta, Aversa, & Walker, 1997) e (Xiaoyuan & Jianxun, 2007).

| Tipo de Supercondutor | Ano | País | Material supercondutor | Organização | S (KVA) | U_1/U_2 |
|-----------------------|------|----------|------------------------------|---|------------|--------------------------------|
| SBT | 1986 | França | NbTi | GEC-Alstrom | 80 | 660/1040 V |
| | 1988 | Japão | NbTi | Kyushu University | 72 | 1057/218 V ⁽¹⁾ |
| | 1991 | Japão | Cu em LN ₂ , NbTi | Kito Corporation | 100 | 6600/210 V |
| | 1992 | Japão | NbTi | Kyushu University | 1000 | 3300/220 V |
| | 1993 | Suécia | NbTi | ABB | 330 | 6000/400 V |
| | 1995 | Japão | Nb ₃ Sn | Kansai Electric | 667 | --- |
| SAT | 1996 | Japão | Bi-2223 | Kyushu University | 500 | 6600/3300 V |
| | 1996 | Alemanha | Bi-2223 | Siemens, GEC Alstom Linde | 1000 | 25/1,4 KV ⁽²⁾ |
| | 1997 | Suíça | Bi-2223 | ABB, ASC, LANL, SCE, Electricité de France | 630 | 13720/420 V ^{(1),(3)} |
| | 1998 | USA | Bi-2212 | ORNL, WES, IGC, RC&EC | 1000 | 13,8/6,9 KV |
| | 2001 | Japão | Bi-2223 | Kyushu University | 1000 | 22/6,9 KV |
| | 2004 | USA | Bi-2223 | WES, SuperPower, ORNL, Energy East | 5000/10000 | 24,9/4,2 KV ⁽¹⁾ |
| | 2005 | China | Bi-2223 | Tebian Ele. Company | 630 | 10500/400 V ^{(1),(4)} |
| | 2009 | Turquia | MgB ₂ | Turksat AS, Florida State University, Hyper Tech Research, Ohio State University, IEMM Inc. | 12,5 | 240/80 V |

⁽¹⁾ Transformador trifásico

⁽³⁾ O transformador esteve ligado à rede eléctrica de Génève durante um ano

⁽²⁾ Transformador para tracção eléctrica

⁽⁴⁾ Transformador com núcleo em ferro amorfo

2.2 - Materiais magnéticos usados em núcleos de transformadores

2.2.1 - Classificação dos materiais magnéticos e principais propriedades

Quanto ao comportamento magnético macroscópico, os materiais dividem-se em três grandes grupos: diamagnéticos, paramagnéticos e ferromagnéticos, em que cada um deles se caracteriza por responder de maneira distinta à acção de um campo magnético externo, **H**.

Os materiais diamagnéticos, como por exemplo o cobre, a prata e o ouro, respondem criando uma magnetização interna **M** muito fraca (na ordem de 10^5 vezes inferior ao valor do campo *H*) e de sentido contrário ao do campo aplicado (Jones, 2001). Já os materiais paramagnéticos, como por exemplo o alumínio, a platina e o manganês, exibem uma magnetização **M** no sentido do campo aplicado mas igualmente fraca, isto é, cerca de 10^3 a 10^5 vezes inferior ao valor do campo externo (Jiles, 1998). Com um comportamento completamente distinto, os materiais ferromagnéticos caracterizam-se por exibir uma magnetização bastante elevada, podendo os valores variar entre 50 a 10^4 vezes superior ao campo magnético aplicado (Jiles, 1998), (Jones, 2001). Exemplos de materiais ferromagnéticos são o ferro, o níquel, o cobalto e algumas ligas à base de elementos terras-raras, tais como as ligas de Nd-Fe-B e de Sm-Co.

Os materiais magnéticos mais utilizados tecnologicamente são de longe os ferromagnéticos, devido à forte capacidade que têm em concentrar e conduzir o fluxo magnético. Estes dividem-se ainda em materiais ditos magneticamente macios (MMM) e materiais magneticamente duros (MMD).

Os MMM são fáceis de magnetizar e desmagnetizar e caracterizam-se essencialmente por exibir uma elevada indução magnética de saturação B_s , que pode atingir 2,45 T no caso do permendur (50%Fe, 50% Co) (Chikazumi, 1997), (Fish, 1990), uma permeabilidade magnética relativa μ_r superior a 5000, baixa coercividade H_c (inferior a $1000 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$ (Jones, 2001)), e que para as ligas de ferro com 3% Si pode atingir um valor de apenas $8 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$, e baixas perdas magnéticas, normalmente inferiores a $4 \text{ W}\cdot\text{Kg}^{-1}$ a 50 Hz (Cullity & Graham, 2009). Estes materiais são os mais utilizados em máquinas eléctricas, especialmente nas dedicadas à produção e distribuição de energia eléctrica, como sejam transformadores, geradores e motores, com um mercado global que ronda os 6×10^9 € por ano (Fiorillo, 2004). Embora há

mais de 50 anos não sejam descobertos novos materiais magnéticos macios, existe uma exceção: as *ligas amorfas* (normalmente à base de ferro,) também conhecidas por *vidros metálicos*, descobertas na década de 60 do século passado (Cullity & Graham, 2009). Estas ligas exibem elevada permeabilidade relativa, que pode atingir valores na ordem de 10^5 , campos coercivos inferiores a $4 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$ (Jones, 2001), indução de saturação máxima entre 1,7 e 1,9 T (Cullity & Graham, 2009) e portanto exibem ciclos de histerese bastante estreitos, com perdas magnéticas totais cerca de 1/3 inferiores às dos materiais cristalinos.

Por outro lado, os MMD (assim chamados pela dificuldade em os magnetizar e desmagnetizar) são fabricados sob a forma de magnetos permanentes e caracterizam-se essencialmente pela elevada coercividade (superior a $50 \text{ KA}\cdot\text{m}^{-1}$) (Jones, 2001), embora também seja conveniente exibirem elevada remanescência B_r . Entre eles destacam-se a liga de Nd-Fe-B com um campo coercivo de $960 \text{ KA}\cdot\text{m}^{-1}$ e a liga SmCo_5 com um campo de $720 \text{ KA}\cdot\text{m}^{-1}$ (Chikazumi, 1997).

2.2.2 - Tipos e propriedades dos aços eléctricos

Os materiais magnéticos macios mais produzidos e usados nos núcleos de máquinas eléctricas são os chamados *aços eléctricos* (Moses, 1990). Estes materiais dividem-se em três grupos: aços de baixo carbono, aços de grão não orientado (GNO) e aços de grão orientado (GO), os dois últimos também conhecidos por aços silício ou siliciosos. A qualidade das propriedades magnéticas e o preço aumentam pela ordem indicada (Cullity & Graham, 2009).

Aços de baixo carbono

Os primeiros transformadores construídos por volta dos anos 80 do século XIX usavam aços de baixo carbono, isto é, com teores inferiores a 0,03% C (Cullity & Graham, 2009). Estes aços são basicamente ferro comercial com algumas impurezas indesejadas de carbono, normalmente sob a forma de cementite (Fe_3C). Actualmente não são utilizados na construção de dispositivos eléctricos de potência, embora continuem a ser usados para a construção de pequenos motores onde as perdas magnéticas não são um factor determinante, mas sim o baixo custo. Como exemplos podem citar-se os motores de aspiradores, de máquinas de lavar roupa e de brinquedos, entre outros.

Aços de grão não orientado

Em 1900, o metalurgista inglês Sir Robert Hadfield (Figura 2.1) em conjunto com os seus



Figura 2.1 – Robert Hadfield
(1858-1940)

colegas W. Barrett e W. Brown, descobriu que a adição de silício ou alumínio ao ferro, em pequenas quantidades (inferiores a 3%), diminuía as perdas magnéticas para cerca de 1/4 dos valores que normalmente se conseguiam nos aços de baixo carbono (Moses, 1990). A aplicação deste tipo de aços começou nos EUA em 1903 e no Reino Unido em 1906. Com a progressiva eliminação de impurezas intersticiais e com o melhoramento do controlo do processo de fabrico, de forma a

optimizar o tamanho de grão, conseguiu-se que as perdas magnéticas a 1,5 T e 50 Hz passassem de $7 \text{ W}\cdot\text{Kg}^{-1}$ nos primeiros aços para $2 \text{ W}\cdot\text{Kg}^{-1}$ nos de melhor qualidade hoje produzidos (Fish, 1990), (Moses, 1990). Nestes materiais as perdas são essencialmente por histerese, atingindo valores relativos entre 60-70% nos melhores materiais e valores ainda superiores nos de menor qualidade (Moses, 1990). A adição de silício ao ferro tem as seguintes vantagens:

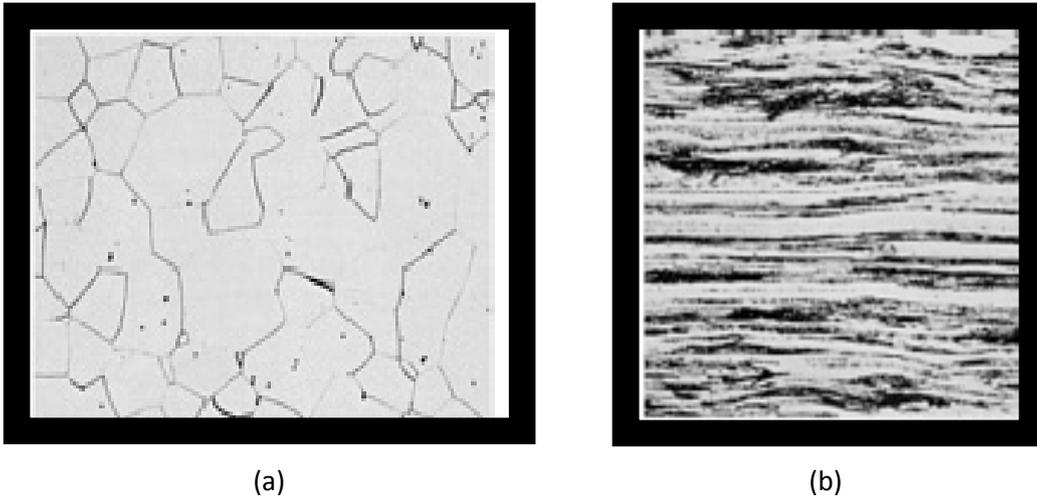
- (a) Aumento da resistividade eléctrica, ρ , do material provocando uma diminuição das correntes de Foucault e consequentemente das perdas magnéticas,
- (b) Diminuição da anisotropia magnetocristalina (secção 3.3.7.1), o que permite um aumento na permeabilidade magnética e
- (c) Diminuição da magnetostricção (secção 3.3.7.4), o que conduz a menores variações dimensionais durante o processo de magnetização e desmagnetização e a menor sensibilidade das propriedades magnéticas às tensões mecânicas (Cullity & Graham, 2009).

Por outro lado, a adição de Si diminui a indução magnética de saturação, cerca de $0,05\text{T}/\%\text{Si}$ (Landgraf, 2002), e torna o material mais frágil dificultando a sua maquinagem. Por isso normalmente as adições de Si estão limitadas a 3%. De um modo geral, os aços de GNO são considerados isotrópicos e são produzidos sob a forma de chapas cujas espessuras variam entre 0,35 e 0,80 mm (Littmann, 1971), (Moses, 1990). A sua grande aplicação é portanto em máquinas rotativas de grande porte e em pequenos transformadores. Informações adicionais sobre o processo de fabrico destes materiais pode ser obtida em (Cullity & Graham, 2009), (Landgraf, 2002), (Littmann, 1971), (Moses, 1990).

Aços de grão orientado

Os aços de grão orientado (GO) foram descobertos em 1933 pelo metalurgista americano Norman P. Goss (Cullity & Graham, 2009). Ele descobriu que se os aços silício fossem laminados a frio (ao contrário dos de GO que eram laminados a quente) com recozimentos intermédios, a uma temperatura que pode variar entre 900 e 1100°C (Moses, 1990), e acabando o processo com um recozimento a cerca de 1200°C, se conseguia obter chapas com propriedades magnéticas muito superiores às obtidas por laminagem a quente (Cullity, B.D., Graham C.D., 2009). Este melhoramento devia-se ao facto de existir uma recristalização secundária que ocorria durante o recozimento a alta temperatura e que conduzia à obtenção de uma textura magneticamente favorável, que passou a ser conhecida por textura de Goss. Nesta textura uma das direcções preferenciais de magnetização de cada grão, a direcção [001], está paralela à direcção de laminagem e paralela ao plano da chapa, conseguindo-se obter excelentes propriedades magnéticas segundo a direcção de alinhamento do grão. As chapas de GO só entraram no circuito comercial cerca de 20 anos depois da sua descoberta, e ainda hoje se tentam melhorar as suas propriedades (Cullity, B.D., Graham C.D., 2009). Normalmente o teor de silício está limitado a um máximo de 3,2% e a um mínimo de 2,2% (Littmann, 1971), (Moses, 1990) sendo que estas chapas são produzidas com espessuras não superiores a 0,35 mm e em que o tamanho médio de grão é superior a 0,5 mm de diâmetro, isto é, só existe um grão na espessura da chapa (Landgraf, 2002). Os aços de GO são os mais usados nos transformadores onde se privilegia uma direcção preferencial de magnetização, ao contrário do que acontece nas máquinas rotativas.

Em 1965 foi anunciado pela companhia japonesa Nippon Steel Corporation um novo tipo de aço de grão orientado que foi designado por *aço de GO de elevada permeabilidade (high permeability grain oriented steel – HGO*, para o distinguir de *conventional grain oriented steel-CGO*). Neste material procedia-se à adição de 0,025% de alumínio ao aço fundido com o objectivo de melhorar a orientação da textura Goss. No entanto, embora o produto final tenha uma melhor orientação, tem também maior tamanho médio de grão, isto é, com cerca de 1 cm de diâmetro (Moses, 1990), o que aumenta as perdas dinâmicas no material (secção 3.3.11.3). Na Figura 2.2 pode observar-se duas micrografias de aços de GNO e GO, respectivamente.



**Figura 2.2 – Micrografia de uma chapa de Fe-Si com
(a) grão não orientado (b) grão orientado.**
Adaptado de (Costa)

Na Tabela 2.3 estão indicados os vários tipos de aços eléctricos e algumas das suas principais aplicações industriais.

Tabela 2.3 – Aplicações para os vários tipos aços eléctricos. Adaptado de (Moses, 1990)

| Aplicação | Aço GNO | | | Aço GO | |
|--|---------|------------------|-----------------|--------------|------------------------|
| | 0% Si | Baixo teor de Si | Alto teor de Si | Convencional | Elevada permeabilidade |
| Pequenos motores | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |
| Balastros | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |
| Motores AC de média potência | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |
| Transformadores de soldadura | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |
| Transformadores de áudio | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |
| Pequenos transformadores de potência | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |
| Máquinas rotativas de elevada potência | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |
| Geradores de média potência | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |
| Transformadores de distribuição | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |
| Transformadores de potência | ■ | ■ | ■ | ■ | ■ |

2.2.3 - Materiais ferromagnéticos amorfos (*vidros metálicos*)

As ligas metálicas possuem normalmente estruturas atômicas cristalinas em que os átomos estão ordenados numa rede ordenada e repetida. Por outro lado, as ligas metálicas amorfas diferem das anteriores pelo facto dos seus átomos estarem distribuídos de um modo praticamente aleatório e desprovidos de ordem a longa distância (como nos vidros). Os primeiros materiais amorfos foram fabricados sob a forma de filmes finos a partir de materiais como o bismuto e o germânio (Vieira, Pinto, Teixeira, Fraga, Silveira, & Oliveira, 2000). No entanto, estes materiais tinham que ser mantidos a temperaturas próximas do zero absoluto para manterem as suas propriedades amorfas. Mais tarde passou a usar-se misturas de metais à base de prata e cobre, prata e germânio ou ouro e silício (entre outras) e as características amorfas eram conseguidas através do arrefecimento rápido dos metais a partir do estado líquido (a uma velocidade entre 10^5 - 10^6 K·s⁻¹) (Cullity & Graham, 2009), (Vieira, Pinto, Teixeira, Fraga, Silveira, & Oliveira, 2000), pelo que solidificavam sob uma forma não cristalina. Em 1960, P. Duwez produziu amostras amorfas da liga Au₇₅Si₂₅ (DeCristofaro, N., 1998). No início dos anos 70, H. S. Chen e D.E. Polk, na empresa Allied Signal Inc., conduziram um estudo exaustivo sobre ligas amorfas tendo estabelecido a composição genérica das ligas que, sob arrefecimento rápido, formam estruturas amorfas estáveis. Essas ligas foram descritas pela fórmula geral M₇₀₋₉₀Y₁₀₋₃₀Z_{0,1-15}, onde M é um ou mais metais de transição como o Fe, Ni, Co e Cr, Y é um elemento não metálico (por exemplo, P, B ou C) e Z é um metalóide (como o Si, Al ou Ge) (DeCristofaro, N., 1998) (Vieira, Pinto, Teixeira, Fraga, Silveira, & Oliveira, 2000). Como resultado deste trabalho resultaram as seguintes ligas magnéticas amorfas: Fe₈₀B₂₀ em 1976 (METGLAS 2605), Fe₈₂B₁₂Si₆ em 1978 (METGLAS 2605S), Fe_{81,5}B₁₃Si_{3,5}C₂ em 1979 (METGLAS 2605SC) e Fe₇₈B₁₃Si₉ em 1980 (METGLAS 2605S-2), sendo esta última a liga actualmente usada em todos os projectos de sistemas de potência (Fish, 1990), (Vieira, Pinto, Teixeira, Fraga, Silveira, & Oliveira, 2000).

As principais características destas ligas são:

- a) A espessura das lâminas utilizadas para os núcleos de transformadores é cerca de 10 vezes menor do que as das chapas de Fe-Si, o que diminui bastante as perdas por correntes de Foucault clássicas.
- b) São materiais extremamente duros mecanicamente (Vieira, Pinto, Teixeira, Fraga, Silveira, & Oliveira, 2000), com uma dureza aproximadamente 4 vezes maior do que a

- dos aços-silício. Esse facto dificulta a manutenção de igual espessura durante o corte das chapas.
- c) Baixo factor de empilhamento quando comparado com o conseguido com aços eléctricos; cerca de 80% contra os 95% das ligas de Fe-Si, o que implica maior secção transversal do núcleo de transformadores para obter iguais densidades de fluxo magnético. Isso implica um aumento do volume dos transformadores com núcleo amorfo em cerca de 15% para igual potência (Vieira, Pinto, Teixeira, Fraga, Silveira, & Oliveira, 2000).
- d) A indução de saturação é apenas cerca de 80% do valor que se consegue com aços de GO, conseguindo-se valores entre 1,5 e 1,7 T (Fish, 1990) (Cullity, B.D., Graham C.D., 2009) (DeCristofaro, 1998) (Vieira, Pinto, Teixeira, Fraga, Silveira, & Oliveira, 2000). Este factor também implica um aumento da secção de material magnético amorfo para se obter uma quantidade de fluxo igual à obtida nos aços eléctricos.
- e) Magnetizam mais facilmente do que as ligas cristalinas devido à ausência de centros de ancoragem para as paredes dos domínios; daí que exibam maior permeabilidade magnética, menores valores de coercividade (cerca de metade) e, conseqüentemente, ciclos de histerese mais estreitos do que os obtidos para os aços de GO (DeCristofaro, 1998). Exibem portanto menores perdas por histerese, P_h , podendo observar-se uma redução de cerca de 50%.
- f) Exibem menores perdas por correntes de Foucault, uma vez que a desordem atómica e a existência de metalóides e elementos não metálicos limita o caminho livre médio dos electrões aumentando assim a resistividade eléctrica em cerca de 2 a 3 vezes a das ligas cristalinas (DeCristofaro, N., 1998) (Fish, 1990). Essa diminuição também é reforçada pela redução na espessura das chapas. No entanto as chamadas perdas excedentes (secção 3.3.11.3), P_{exc} , têm um papel importante uma vez que a ausência de anisotropia magnetocristalina (isto é, de eixos preferenciais de magnetização) e de defeitos metalúrgicos grosseiros dão origem a domínios magnéticos maiores e portanto a um aumento deste tipo de perdas. No entanto, as perdas magnéticas totais em núcleos de transformadores feitos com ligas amorfas podem ter uma redução em cerca de 75% (DeCristofaro, N., 1998).

Na Tabela 2.4 podem comparar-se algumas propriedades que caracterizam materiais ferromagnéticos amorfos e cristalinos de grão orientado.

Tabela 2.4– Algumas características de materiais ferromagnéticos usados em núcleos de transformadores. Adaptado de (Sato, et al., 2009)

| Material | Indução de saturação B_s (T) | Campo coercivo H_c ($A \cdot m^{-1}$) | Resistividade eléctrica ρ ($\mu\Omega \cdot m$) | Perdas magnéticas totais (1,3 T; 50 Hz) P_{mag} ($W \cdot Kg^{-1}$) | Espessura e (mm) |
|---------------------------------|--------------------------------|---|--|---|--------------------|
| Metglas 2605 SA1 ^(*) | 1,56 | 2,0 | 1,3 | 0,070 | 0,025 |
| Metglas 2605 HB1 ^(*) | 1,64 | 1,5 | 1,3 | 0,063 | 0,025 |
| Aço GO | 2,03 | 45,0 | 0,5 | 0,440 | 0,23 |

^(*) Material magnético amorfo à base de Fe-B-Si produzido pela empresa Metglas[®], Inc.

Actualmente estão instalados mais de 1.250.000 transformadores de distribuição com núcleo amorfo que contribuem para a melhoria do rendimento dos sistemas de transporte e distribuição de energia (DeCristofaro, 1998).

2.3 - Materiais ferromagnéticos a baixa temperatura

A caracterização a baixa temperatura das propriedades magnéticas dos materiais usados em núcleos de transformadores é importante para a análise do comportamento dos TSC, nomeadamente para a avaliação da possibilidade de submergir, ou não, todo o transformador em azoto líquido. É pois essencial conhecer as propriedades magnéticas a 77K dos materiais funcionais e estruturais que constituem o transformador.

No entanto, é difícil encontrar trabalho de investigação e informação sobre propriedades magnéticas de aços eléctricos a temperaturas criogénicas. Este facto deve-se provavelmente à não existência, até determinada altura, de aplicações tecnológicas a baixa temperatura para este tipo de materiais. No entanto, com o advento da descoberta dos materiais supercondutores de alta temperatura na década de 80 do séc. XX, o interesse em estudar as propriedades a temperaturas iguais ou inferiores a 77 K parece ser legítimo.

O primeiro estudo com o objectivo de determinar a variação das propriedades magnéticas de materiais com a diminuição de temperatura foi feito por Sir Arthur Fleming e James Dewar em 1896 (Dewar & Fleming, 1896), e posteriormente, em 1899, por A. H. Thiessen

(Thiessen, 1899) que efectuou medições à temperatura do dióxido de carbono sólido, isto é, a 195 K. Thiessen usou o método balístico para determinar as curvas de magnetização e as perdas por histerese em regime DC, sendo os ensaios controlados pelo campo magnético H aplicado. Ele observou que, por exemplo, para um ferro macio o campo de indução magnética máximo, B_m , diminuía à medida que a temperatura diminuía (para igual H), e que as perdas por histerese aumentavam com a diminuição da temperatura, pelo menos até valores de campo H que levassem as amostras à saturação magnética. Em 1912, os investigadores Wilson, Clayton e Power ensaiaram várias amostras de ferro às temperaturas ambiente e do azoto líquido tendo verificado que as perdas por histerese aumentavam a 77 K (Wilson, Clayton, & Power, 1911). Posteriormente, voltaram a ser feitos estudos a baixa temperatura apenas no fim dos anos 50, por E. Brown e J. Brennand, Jr., numa liga Fe-Si com 4,3% de Si, aplicando campos de indução até 1 T e frequências entre 20 e 200 Hz (Brown & Brennand, 1959). Esta equipa verificou que as perdas magnéticas totais e as perdas por histerese aumentavam a 77 K. Em Junho de 2003, Min Chen et al. publicaram um trabalho (Min, et al., 2003) onde estudaram as propriedades magnéticas a 77 K de dois materiais usados em núcleos de TSC: um aço de grão orientado e um ferro amorfo. Concluíram neste estudo que a densidade de fluxo de saturação, as perdas magnéticas, a potência de magnetização, a magnetização remanescente e a coercividade aumentam à temperatura de 77 K em comparação com os valores à temperatura ambiente. No entanto verificaram também que mantendo o núcleo quente, a existência de um crióstato entre o enrolamento supercondutor e o núcleo aumenta o fluxo de dispersão, o que reduz a corrente crítica, e aumenta as perdas por correntes de Foucault no SAT. Segundo esta equipa, o rendimento do transformador diminui se se mantiver o núcleo a 77 K, embora no transformador com núcleo amorfo essa redução seja de cerca de 1,2% contra cerca de 5% no transformador com núcleo em aço de GO.

No início de 2010, uma outra equipa da Universidade de Okayama no Japão (Miyagi, Otome, Nakano, & Takahashi, 2010) publicou um estudo sobre propriedades magnéticas à temperatura do azoto líquido de três aços de GNO. Os resultados por eles obtidos indicam, por exemplo, um aumento das perdas magnéticas a 77 K, no entanto os valores parecem ser demasiado elevados (a menos que tenha também sido considerado o factor penalizador para remoção do calor a 77 K).

2.4 - Síntese do capítulo

Neste capítulo apresentaram-se os principais trabalhos científicos desenvolvidos na área dos transformadores supercondutores, nomeadamente protótipos construídos e materiais utilizados. Fez-se também um levantamento bibliográfico que permitisse identificar as principais classes de materiais ferromagnéticos utilizados em núcleos de transformadores de potência, referindo simultaneamente as propriedades mais interessantes do ponto de vista da optimização do rendimento do transformador.

Por fim, foram referenciados os trabalhos de investigação dedicados ao estudo das propriedades magnéticas a baixa temperatura, os quais se iniciaram no fim do século XIX e que tiveram pouca continuidade durante o século XX, possivelmente devido ao facto de não existirem aplicações tecnológicas para os materiais ferromagnéticos a essas temperaturas.

3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS PARA UMA ABORDAGEM INTEGRADA DO TRANSFORMADOR SUPERCONDUTOR

Os transformadores de potência, convencionais ou supercondutores, são essencialmente dispositivos que servem para transformar a tensão eléctrica. Os constituintes essenciais destas máquinas são os enrolamentos, ou bobinas, feitos de material condutor, e o núcleo feito de material magnético macio. No caso dos transformadores supercondutores os enrolamentos são feitos, como já foi referido, de material supercondutor. Convém portanto explicar alguns conceitos fundamentais associados aos materiais supercondutores, especialmente aos ditos de alta temperatura, aos materiais magnéticos usados e aos tipos de perdas em regime AC que caracterizam estas máquinas essenciais para o transporte e distribuição de energia eléctrica, entre tantas outra aplicações.

3.1 - Princípio de funcionamento de um transformador

Um transformador é essencialmente uma máquina estática de transformação de tensão, que serve para transferir energia eléctrica de um circuito eléctrico para outro (Martín, 1960).

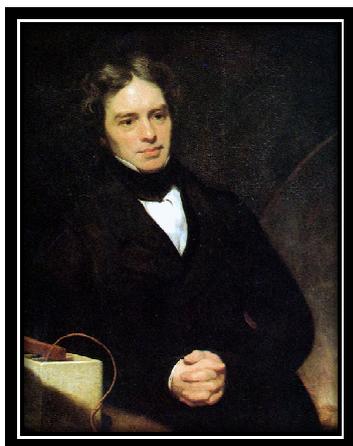


Figura 3.1 – Michael Faraday (1791-1867)
(Retirada de
http://en.wikipedia.org/wiki/Michael_Faraday,
Maio de 2010)



Figura 3.2 – Fotografia do transformador original de Michael Faraday.
Retirado de (Coltman, 2002)

Basicamente, no caso de ser monofásico, é constituído por duas bobinas condutoras, chamadas de primário e secundário, que têm em comum um núcleo de material ferromagnético macio, normalmente aços de grão não orientado, no caso transformadores de baixa potência, isto é, de potência inferior a algumas centenas de VA, ou aços de grão orientado no caso de transformadores de média e elevada potência. O princípio de funcionamento do transformador assenta na lei geral de indução, também chamada lei de Faraday, em homenagem ao físico e químico inglês Michael Faraday (Figura 3.1) que em 1831, durante uma experiência laboratorial, induziu acidentalmente um pulso de tensão no circuito secundário da sua montagem, o qual tinha em comum com o circuito primário apenas o facto de abraçarem o mesmo anel ferromagnético (Karsai, Kerényi, & Kiss, 1987). O fenómeno de indução ocorreu quando procedia à interrupção repentina de uma corrente contínua. O transformador original usado por Faraday está representado na Figura 3.2. No livro *“Faraday’s Select Researches in Electricity”* (1922, 1914), Michael Faraday refere-se ao fenómeno electromagnético com a seguinte citação:

“Magnetism: No fact is better known to philosophers than the power of the voltaic current to deflect the magnetic needle, and to make magnets according to certain laws; and no effect can be more distinctive of an electrical current.”

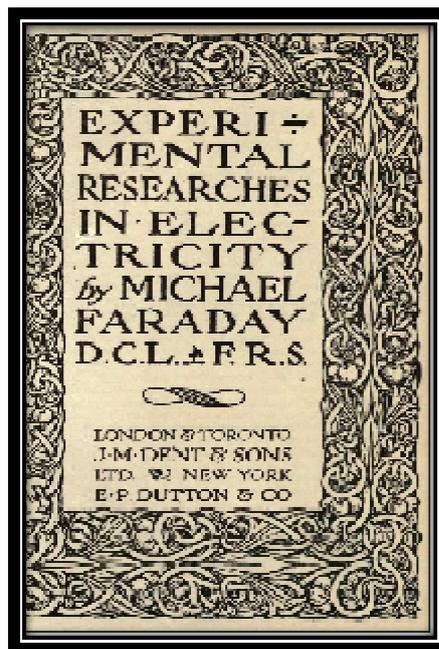


Figura 3.3 – Capa do livro “Experimental Researches in Electricity” publicado pela primeira vez em 1914 sob a apreciação do professor John Tyndall (Faraday, 1922)

Após a descoberta de Faraday alguns investigadores, como G. Page (1836) e N. Callon (1838), foram reproduzindo a mesma experiência com outros núcleos até que, em 1884, foi construído pela fábrica Ganz em Budapeste o primeiro protótipo de um transformador monofásico de núcleo fechado (Karsai, Kerényi, & Kiss, 1987), o qual está ilustrado na Figura 3.4.



Figura 3.4 - Transformador GANZ “ZBD”(1884-1885); Protótipo do primeiro transformador de elevado rendimento (Museum of Applied Arts, Budapeste)

Retirado de <http://en.wikipedia.org/wiki/Ganz>, Julho de 2010

Actualmente o aspecto de um transformador de potência é bastante mais complexo, como se ilustra na Figura 3.5 e na Figura 3.6.



Figura 3.5 – Transformador trifásico convencional

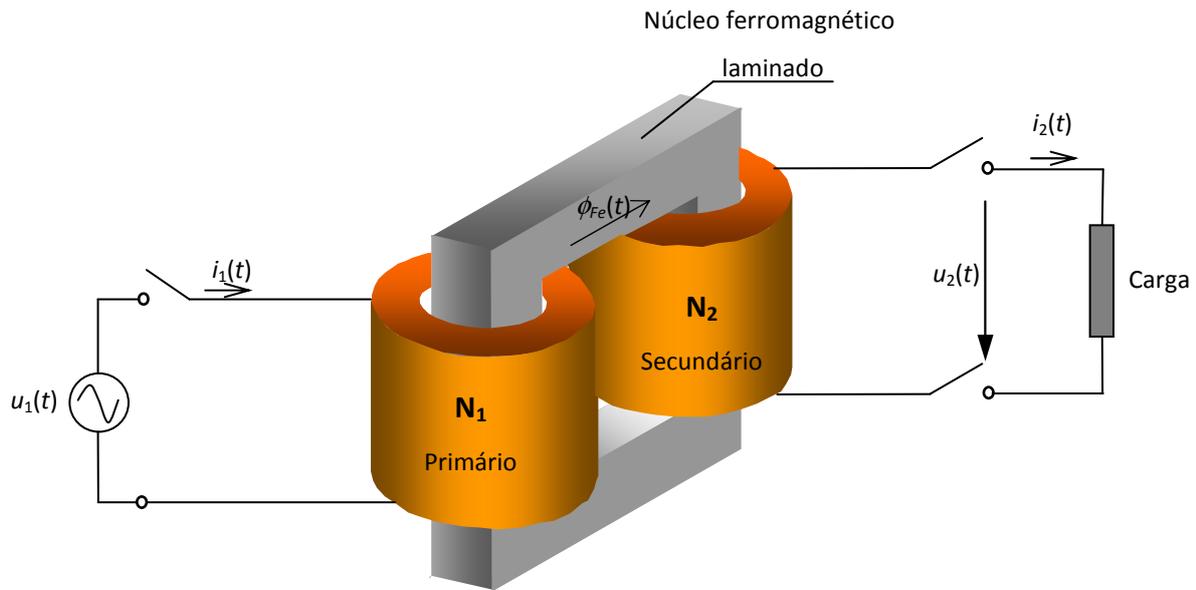
Retirado de www.mechatronics.com.qa/services/power.html, em Junho de 2010



Figura 3.6 - Transformador trifásico supercondutor

Retirado de (Xiaoyuan & Jianxun, 2007)

Esquemáticamente, um transformador monofásico com os seus circuitos primário e secundário pode ser representado como se indica na Figura 3.7.



Legenda:

N_1 = Número de espiras do primário; N_2 = Número de espiras do secundário

$u_1(t)$, $u_2(t)$ = tensões no primário e no secundário, respectivamente;

$i_1(t)$, $i_2(t)$ = correntes eléctricas no primário e no secundário, respectivamente

$\phi_{Fe}(t)$ = fluxo magnético simples principal no ferro

Figura 3.7 – Esquema de um transformador monofásico

É importante compreender as equações essenciais que regem o funcionamento de um transformador.

3.1.1 – Equações gerais do transformador

O princípio físico elementar de um transformador é a existência de indução mútua entre dois circuitos eléctricos que se encontram ligados magneticamente através de um fluxo magnético comum, ao qual se chama fluxo principal ou fluxo no ferro, $\phi_{Fe}(t)$. Tendo em consideração que quer a bobina do primário, quer a do secundário se caracterizam por exibir uma resistência eléctrica r , um coeficiente de auto-indução principal l , e um coeficiente de auto-indução de dispersão λ , o transformador monofásico pode também ser representado como se ilustra na Figura 3.8.

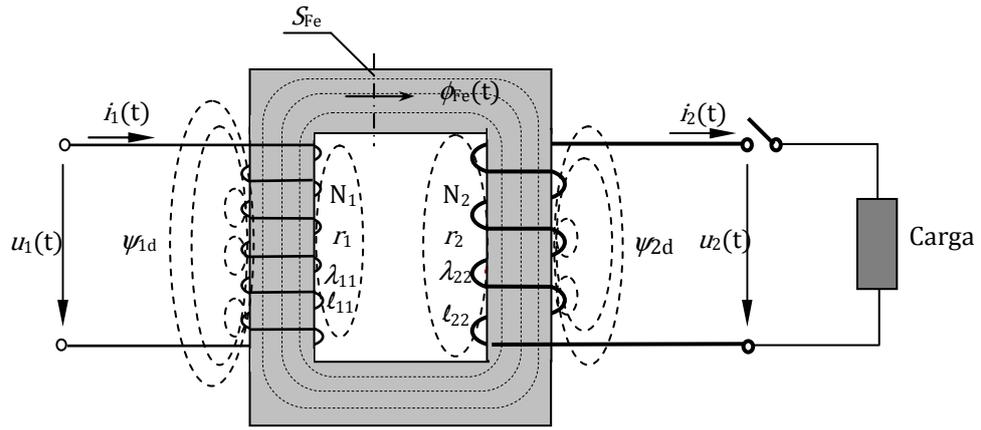


Figura 3.8 – Esquema pormenorizado de um transformador monofásico
Retirado de (Gonçalves, 2001)

Nesta figura r_1 e r_2 representam a resistência eléctrica dos enrolamentos primário e secundário, λ_{11} e λ_{22} representam os coeficientes de auto-indução de dispersão, l_{11} e l_{22} representam os coeficientes de auto-indução principal e S_{Fe} é a secção transversal do núcleo ferromagnético. O fluxo total ψ_t ligado com cada bobina, pode ser decomposto em duas parcelas: o fluxo de dispersão ψ_d ligado exclusivamente a cada uma das bobinas e cujas linhas de campo se situam principalmente no ar, e o fluxo principal ψ_p ligado com ambas as bobinas e cujas linhas de campo se situam essencialmente no material ferromagnético. Os fluxos de dispersão ψ_{1d} e ψ_{2d} ligados respectivamente, com o primário e o secundário do transformador, concentrando-se num meio linear e abraçando uma só corrente, podem ser expressos pelas equações,

$$\psi_{1d} = \lambda_{11} i_1 \quad \text{e} \quad \psi_{2d} = \lambda_{22} i_2 \quad (3.1)$$

Por outro lado, sendo ϕ_{Fe} o fluxo simples através da secção recta S_{Fe} do núcleo do transformador, os fluxos principais ligados com cada um dos enrolamentos são dados por,

$$\psi_{1p} = N_1 \phi_{Fe} \quad \text{e} \quad \psi_{2p} = N_2 \phi_{Fe} \quad (3.2)$$

onde N_1 e N_2 são o número de espiras das bobinas do primário e do secundário, respectivamente. As tensões $u_1(t)$ e $u_2(t)$ representam, respectivamente, a tensão imposta ao primário pelo gerador e a tensão disponível aos terminais do secundário. A tensão u_2 resulta principalmente da força electromotriz induzida aos terminais da bobina do secundário em resultado da ligação magnética entre os dois enrolamentos, isto é, de

$N_2 \cdot (d\phi_{Fe}(t)/dt)$, mas também da queda de tensão resistiva devida à resistência eléctrica da bobina e da queda de tensão indutiva devida à dispersão.

Considerando o transformador a funcionar em regime forçado alternado sinusoidal à frequência ω , e admitindo que o material do núcleo do transformador não exhibe saturação nem histerese magnética e se caracteriza por uma permeabilidade magnética μ constante, as equações vectoriais que descrevem o funcionamento do transformador nestas condições são,

$$\begin{cases} \bar{U}_1 = (r_1 + j\omega\lambda_{11})\bar{I}_1 + j\omega\ell_{11}\bar{I}_{10} \\ -\bar{U}_2 = (r_2 + j\omega\lambda_{22})\bar{I}_2 + j\omega\frac{N_2}{N_1}\ell_{11}\bar{I}_{10} \end{cases} \quad (3.3)$$

onde ℓ_{11} é o coeficiente de auto-indução principal do enrolamento primário, que se relaciona com o coeficiente de indução mútua L_M pela equação,

$$L_M = \left(\frac{N_2}{N_1}\right)\ell_{11} = \left(\frac{N_1}{N_2}\right)\ell_{22} \quad (3.4)$$

Em (3.4) também se evidencia o facto do coeficiente L_M também se relacionar com o coeficiente de auto-indução principal do enrolamento secundário, ℓ_{22} . Pela definição de coeficiente de auto-indução L , isto é, tendo em consideração que $L = \frac{\psi}{i}$, pode escrever-se que,

$$\bar{\psi}_{1p} = \ell_{11}\bar{I}_{10} = N_1\bar{\phi}_{Fe} \quad (3.5)$$

onde $\bar{\psi}_{1p}$ é a amplitude complexa do fluxo principal ligado com o primário. A corrente \bar{I}_{10} é dada por

$$\bar{I}_{10} = \bar{I}_1 + \frac{N_2}{N_1}\bar{I}_2 \quad (3.6)$$

sendo conhecida por corrente de magnetização referida ao primário. Esta grandeza representa uma corrente fictícia que circulando por si só no primário, com o secundário em vazio ($i_2 = 0$), produziria o mesmo efeito magnetizante que as correntes i_1 e i_2 circulando simultaneamente nos respectivos enrolamentos. Analisando do lado da carga o modelo do transformador representado na

Figura 3.8, pode ainda escrever-se uma terceira equação que relaciona a tensão e a corrente no secundário do ponto de vista da carga, isto é,

$$\bar{U}_2 = \bar{Z}_c \bar{I}_2 \quad (3.7)$$

onde \bar{Z}_c é a impedância complexa da carga ligada ao secundário do transformador.

3.1.2 - Esquema equivalente de Steinmetz do transformador com característica magnética linear

As equações gerais que regem o funcionamento do transformador podem ser traduzidas através de um esquema eléctrico equivalente que permite analisar o seu comportamento de um modo mais expedito. Este esquema foi desenvolvido por Charles Proteus Steinmetz, um engenheiro electrotécnico e investigador germano-americano nascido no século XIX (retirado de <http://profiles.incredible-people.com/charles-proteus-steinmetz/>, Julho 2010).

Na sua essência o esquema eléctrico é obtido primeiro, rearranjando (3.3) de modo a que o termo que representa o circuito magnético de ferro (isto é $j\omega \ell_{11} \bar{I}_{10}$, $j\omega(N_2/N_1)\ell_{11} \bar{I}_{10}$) seja igual em ambas as equações por forma a poder ser traduzido no circuito equivalente por um ramo transversal comum, e depois adaptando convenientemente as correntes por forma a que seja verificada (3.6). O esquema eléctrico equivalente que satisfaz as condições



**Figura 3.9 – Charles Proteus Steinmetz
(1865-1923)**

Retirado de <http://profiles.incredible-people.com/charles-proteus-steinmetz/>, Julho 2010

anteriores, e que por isso descreve o funcionamento do transformador com núcleo ferromagnético de característica magnética linear, encontra-se representado na Figura 3.10 e é conhecido por esquema equivalente de Steinmetz do transformador, em homenagem ao seu inventor Charles P. Steinmetz.

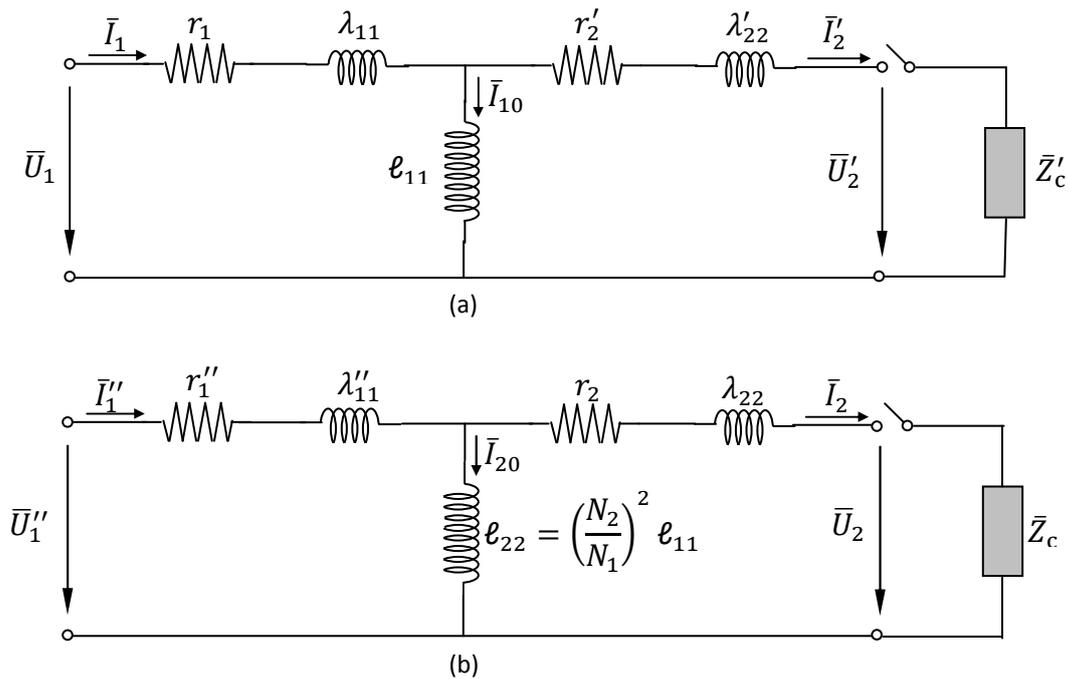


Figura 3.10 – Esquema equivalente de Steinmetz do transformador com característica magnética linear

(a) reduzido ao primário (b) reduzido ao secundário

No esquema eléctrico da Figura 3.10a, as grandezas auxiliares \bar{U}'_2 , \bar{I}'_2 , r'_2 , λ'_{22} e \bar{Z}'_c relacionam-se com as verdadeiras grandezas do secundário através das expressões

$$\begin{aligned}
 \bar{U}'_2 &= -m \bar{U}_2 & r'_2 &= m^2 r_2 \\
 \bar{I}'_2 &= -\frac{\bar{I}_2}{m} & \lambda'_{22} &= m^2 \lambda_{22} \\
 & & \bar{Z}'_c &= m^2 \bar{Z}_c
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

onde $m = (N_1/N_2)$ é a *relação de transformação* do transformador. Neste caso, diz-se que o esquema equivalente do transformador está reduzido ao primário uma vez que as grandezas do secundário presentes no esquema não são as verdadeiras grandezas mas sim outras que com elas se relacionam.

De um modo análogo, pode encontrar-se o esquema equivalente de Steinmetz reduzido ao secundário bastando para isso adaptar convenientemente as verdadeiras grandezas do primário. A Figura 3.10b ilustra o esquema de Steinmetz reduzido ao secundário. Neste esquema as grandezas auxiliares \bar{U}'_1 , \bar{I}'_1 , r''_1 , λ''_{11} relacionam-se com as verdadeiras grandezas do primário através das expressões,

$$\begin{aligned}
 \bar{U}_1'' &= -\frac{\bar{U}_1}{m} & r_1'' &= \frac{r_1}{m^2} \\
 \bar{I}_1'' &= -m\bar{I}_1 & \lambda_{11}'' &= \frac{\lambda_{11}}{m^2} \\
 \bar{I}_{20} &= -m\bar{I}_{10}
 \end{aligned}
 \tag{3.9}$$

sendo \bar{I}_{20} a corrente de magnetização reduzida ao secundário.

O esquema equivalente de Steinmetz não é mais do que um circuito que traduz electricamente o comportamento de uma máquina onde na realidade apenas existe uma ligação magnética entre os circuitos que a constituem, permitindo portanto estudar o funcionamento do transformador recorrendo simplesmente à análise de circuitos eléctricos.

3.2 - Materiais Supercondutores

A primeira publicação onde se faz referência documentada ao comportamento supercondutor pertence a Heike Kamerlingh Onnes, um professor de física experimental da Universidade de Leiden, que em 1911 após várias experiências realizadas, reportou que abaixo de uma certa temperatura o mercúrio (Hg) passava a um novo estado em que a resistência eléctrica era nula (Figura 3.12). Onnes verificou também que essa passagem ocorria abruptamente, tendo chamado à temperatura à qual este fenómeno ocorria *temperatura crítica*, T_C , e ao novo estado chamado *estado supercondutor*. Em 1913, Kamerlingh Onnes ganhou o prémio Nobel da Física pela “*investigação sobre as propriedades da matéria a baixa temperatura*” (Orlando & Delin, 1991). Ainda durante esse ano Onnes descobriu que existe um valor máximo de corrente eléctrica que pode ser transportada por um supercondutor sem este entrar no estado normal e que esta é dependente da temperatura a que se encontra o material; actualmente esse valor é conhecido por *densidade de corrente crítica*, J_C , e é tanto maior quanto menor for a temperatura, sendo máxima a 0 K. Em 1914, Onnes voltou a reportar que um campo magnético aplicado a um supercondutor também podia destruir a supercondutividade mesmo que este se encontrasse abaixo de T_C . Analogamente à corrente eléctrica, ao valor do campo magnético que destrói o estado supercondutor chama-se *campo crítico*, H_C (Orlando & Delin, 1991).

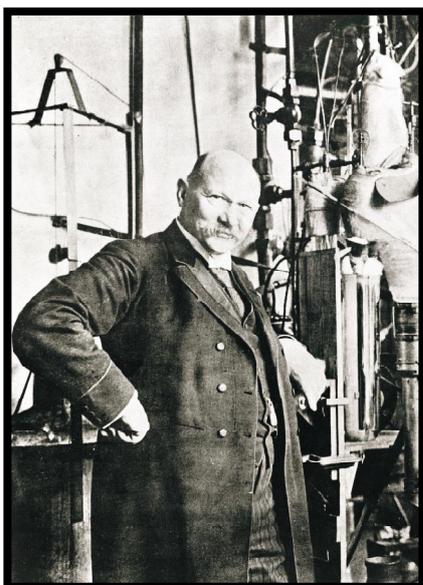


Figura 3.11 – Heike Kamerlingh Onnes (1853-1926)

Retirado de (Ouboter, 1997) e cedido pela Universidade de Leiden

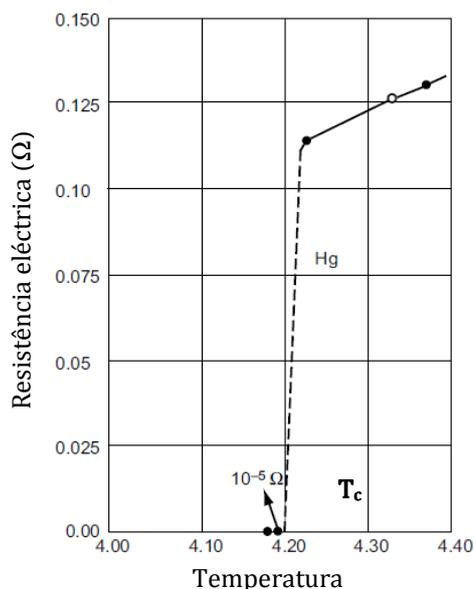


Figura 3.12 – Curva original resistência vs temperatura reportada por Kamerlingh Onnes em 1911

Adaptado de (Ford & Saunders, 2005)

Um supercondutor perfeito caracteriza-se por duas propriedades essenciais: resistência eléctrica nula e diamagnetismo perfeito, ou quase perfeito, quando arrefecido abaixo da sua temperatura crítica. O facto dos materiais supercondutores exibirem diamagnetismo perfeito só foi descoberto em 1933 pelos físicos alemães Walther Meissner e Robert Ochsenfeld (Figura 3.13 e Figura 3.14) quando ao arrefecer uma esfera de estanho puro abaixo da sua temperatura crítica e na presença de um campo magnético, observaram que ao atingir T_c esta expelia completamente o fluxo magnético do seu interior (Ford & Saunders, 2005). Isto é, o material exhibia diamagnetismo perfeito. Este fenómeno ficou conhecido por *Efeito Meissner* e está na origem da levitação magnética feita com supercondutores.



Figura 3.13 - Walther Meissner (1882-1974)

Retirado de http://en.wikipedia.org/wiki/File:Walther_Meissner.jpg, em Julho 2010



Figura 3.14 – Robert Ochsenfeld (1901-1993)

Retirado de <http://ib.ptb.de/de/org/IB/images/ochsenf.png>, em Julho 2010

O comportamento dos materiais supercondutores em presença de um campo magnético externo levou à classificação destes materiais em supercondutores do tipo I e do tipo II. Na Figura 3.15 está representada graficamente a relação entre campo magnético crítico e temperatura para as duas classes de materiais.

Os supercondutores do tipo I são normalmente metais puros e ligas binárias e abaixo de T_c expõem completamente o fluxo magnético do seu interior (estado Meissner), para valores de H aplicados inferiores a um certo valor crítico H_c . No caso destes materiais H_c corresponde tipicamente a campos de indução magnética B_c dentro do material na ordem de 0,01 a 0,1 T (Orlando & Delin, 1991). Os supercondutores do tipo I pertencem ao grupo dos chamados

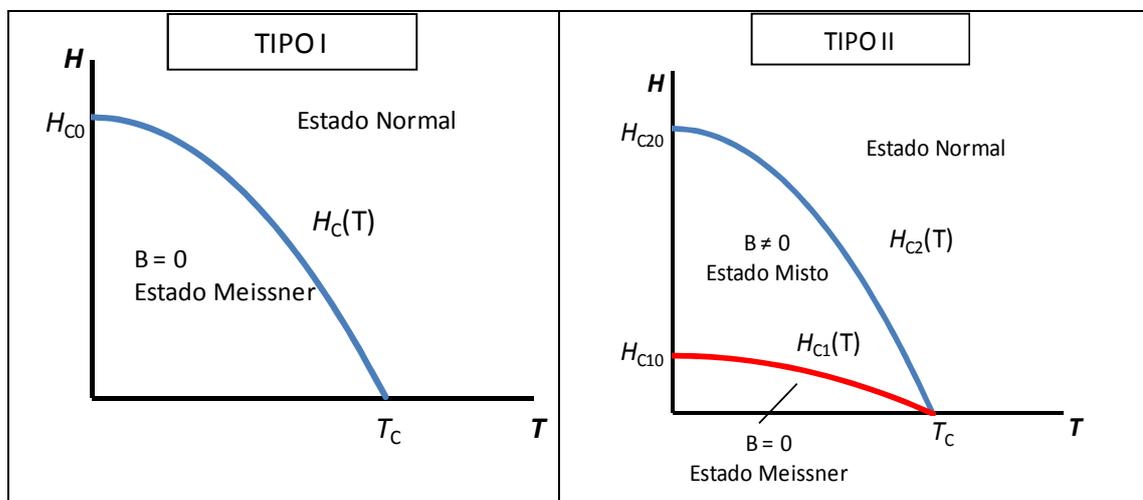
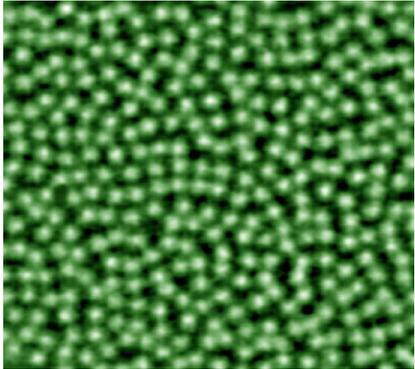
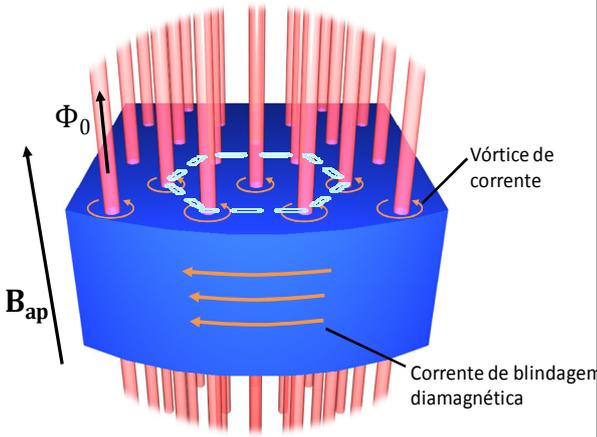


Figura 3.15 – Diagrama H_c vs T para os supercondutores tipo I e tipo II
Adaptado de (Orlando & Delin, 1991)

supercondutores de baixa temperatura (SBT) uma vez que na maioria dos casos são arrefecidos a hélio ou hidrogénio líquidos. Os supercondutores do tipo II são essencialmente cupratos (óxidos de cobre), e pertencem normalmente ao grupo dos supercondutores de alta temperatura (SAT), isto é, que podem ser arrefecidos usando azoto líquido. Esta classe de materiais sob acção de um campo magnético H inferior a H_{c1} (ver Figura 3.15) exhibe diamagnetismo perfeito, no entanto para valores de campo entre H_{c1} e H_{c2} estes materiais exibem o que se chama um *estado misto* ou *estado vortex*, em que coexistem zonas supercondutoras e zonas normais. Isto é, para valores de campo magnético superiores a H_{c1} o supercondutor começa a deixar penetrar o fluxo magnético a partir da periferia para o seu interior sob a forma de domínios simétricos cilíndricos chamados *vórtices* ou *fluxóides* que se formam paralelamente ao campo aplicado (e que transportam um quanta de energia, isto é, $\Phi_0 = \frac{h}{2|q_e|} = 2,068 \times 10^{-15}$ Wb) e que originam *vórtices de corrente* (Pina, 2010). Para

campos ligeiramente superiores a H_{C1} , o campo dentro do supercondutor é intenso nos núcleos dos fluxóides e vai decrescendo com a distância. À medida que o campo aplicado aumenta, os fluxóides vão-se difundindo para o interior do material e a repulsão existente entre eles faz com que se disponham segundo uma rede mais ou menos regular e energeticamente estável chamada *rede* ou *matriz de Abrikosov* (Figura 3.16 e Figura 3.17), em homenagem a Alexei Abrikosov que em 1957 formulou uma teoria para tentar explicar

| | |
|---|---|
|  |  |
| <p>Figura 3.16 - Imagem magneto-óptica de um monocristal de NbSe₂ depois de arrefecido a 4,3 K sob ação de um campo de 557 A·m⁻¹ (7 Oe)</p> <p>Adaptado de http://www.fys.uio.no/super/results/sv/index.html</p> | <p>Figura 3.17 – Penetração de fluxo magnético, sob a forma de vórtices, num supercondutor do tipo II sujeito a um campo aplicado B_{ap}. Os vórtices formam uma rede de Abrikosov. Note-se que, enquanto as correntes de blindagem são diamagnéticas, os vórtices são paramagnéticos.</p> <p>Retirado de (Pina, 2010).</p> |

o comportamento dos materiais tipo II (Orlando & Delin, 1991), e que em 2003 ganhou o Prémio Nobel da Física. Associado a cada fluxóide existe uma corrente que o rodeia chamada *corrente persistente* ou *turbilhonar* formada por pares de Cooper. Para campos aplicados mais intensos (próximos de H_{C2}) os vórtices começam a sobrepor-se e o campo de indução dentro do supercondutor torna-se intenso em todo o material. Portanto, no estado misto o material exhibe zonas supercondutoras em simultâneo com zonas que estão no estado normal. Para campos magnéticos superiores a H_{C2} o material passa então ao estado normal e não exhibe mais supercondutividade, mesmo que se encontre abaixo de T_C .

No entanto, o primeiro material ao qual foi detectado este comportamento foi numa liga de Pb-Bi, e ocorreu em 1930 pelo trabalho dos investigadores J. de Haas e J. Voogd. Esta liga apresentava uma temperatura crítica de 8,8 K no entanto, arrefecida a He líquido, esta

mantinha o estado supercondutor sob campos de indução aplicados até 1,7 T (Orlando & Delin, 1991). Outras ligas como o Nb_3Ti ($T_c = 8\text{-}10\text{ K}$) e o V_3Ga ($T_c = 14,5\text{ K}$) também são materiais do tipo II (Ginzburg & Andryushin, 2004). O primeiro supercondutor do grupo dos cupratos foi descoberto em 1986 por J. Bednorz e K. Müller e foi uma liga de Ba-La-Cu-O (Poole, Farach, & Creswick, 2007) com uma temperatura crítica de 30 K.

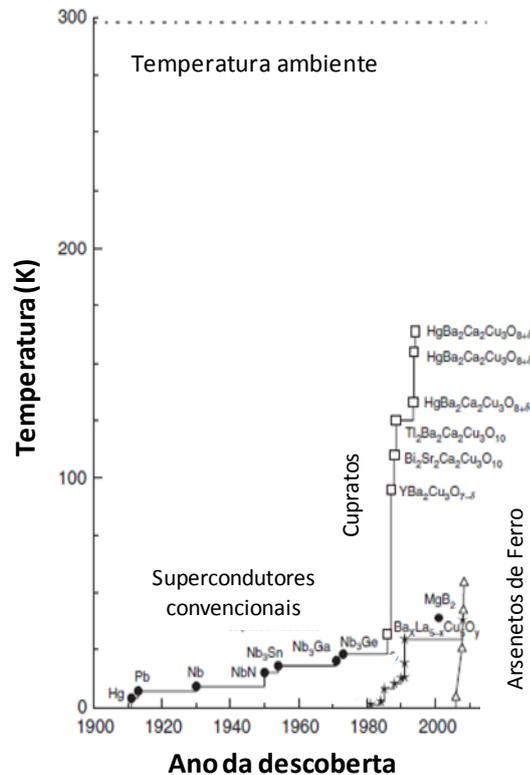


Figura 3.18 – Evolução da descoberta dos materiais supercondutores

Mais tarde, em 1987, a equipa de Chu et al. nos Estados Unidos da América descobriram supercondutividade no óxido de Y-Ba-Cu-O ($T_c = 93\text{ K}$ para $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, também chamado YBCO-123). Em 1988 a temperatura crítica atingiu os 110 K com a descoberta da liga Bi-Sr-Ca-Cu-O ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ ou BISCCO-2223). Na Figura 3.18 pode observar-se a evolução temporal da descoberta de materiais supercondutores.

Tecnologicamente os materiais supercondutores mais usados são o YBCO-123 e o BISCCO-2223 com temperaturas críticas de 92 e 110 K, respectivamente, e portanto podendo usar-se azoto líquido para os arrefecer, o que diminui os custos associados ao arrefecimento (Sykulski, Beduz, Stoll, Harris, Goddard, & Yang, 1999). Normalmente o BISCCO apresenta-se sob a forma de fita supercondutora em que os filamentos de material supercondutor se encontram embebidos numa matriz de prata, como ilustra a Figura 3.19. O YBCO é muitas vezes usado na forma de blocos, principalmente nas máquinas eléctricas, e actualmente

também na forma de fita, sendo estes últimos chamados supercondutores de segunda geração. No caso da fita, algumas camadas de material supercondutor, com uma espessura de alguns micrómetros (1-5 μm), são depositadas sobre um substrato, normalmente uma liga à base de níquel (com 50 a 100 μm), e posteriormente revestidas com cobre (Hazelton, et al., 2009) ou outro metal nobre (Ag, Au).

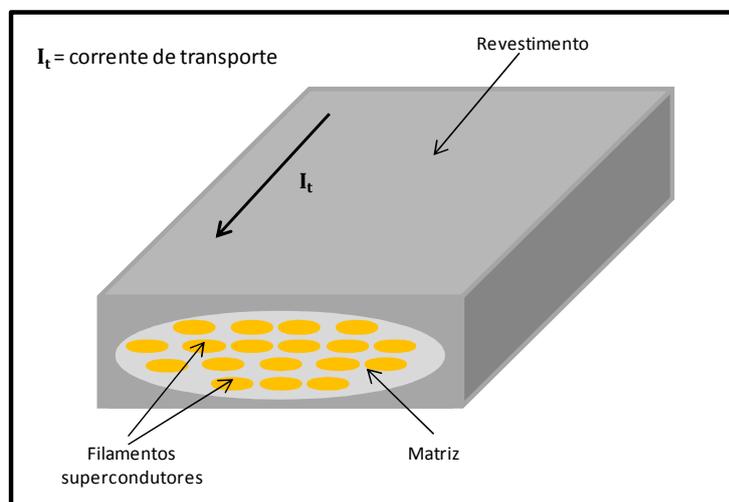


Figura 3.19 – Desenho esquemático de uma fita de material supercondutor

Estes dois materiais são supercondutores do tipo II e portanto quando utilizados em máquinas encontram-se normalmente no estado misto. Isto significa que em regime alternado sinusoidal, a 50 Hz, existem perdas associadas ao material quando este é submetido a um campo magnético variável ou quando transporta uma corrente eléctrica. Essas perdas chamam-se normalmente *perdas AC* e têm que ser tidas em consideração quando se comparam dispositivos convencionais e supercondutores. As perdas AC nos materiais supercondutores dividem-se em *perdas por magnetização* e *perdas por corrente de transporte* (Rabbers, 2001). Resumidamente pode afirmar-se que as primeiras resultam da existência de uma densidade de fluxo magnético B variável no tempo que por um lado provoca histerese magnética e por outro induz forças electromotrizes na matriz condutora onde está inserido o material supercondutor produzindo perdas por correntes de Foucault (Pérez, 2004), (Rabbers, 2001). As perdas por corrente de transporte resultam da corrente eléctrica que flui no supercondutor e da sua interacção com o campo de indução magnética variável existente, quando o supercondutor se encontra no estado misto (Jansak, Zizek, Jelinek, Timoransky, Piel, & Polak, 2003). Informações completas sobre os mecanismos das perdas AC em materiais supercondutores podem ser encontrados em (Pérez, 2004), (Rabbers, 2001).

Como se indica na Tabela 2.2, muitos dos protótipos de transformadores supercondutores têm as bobinas construídas com fita de BISCCO-2223. No entanto este material é muito sensível à acção de campos de indução magnética externos, principalmente se forem perpendiculares ao plano da fita. Na Tabela 2.1 pode verificar-se que para um campo perpendicular à face plana da fita de 0,01 T a densidade de corrente crítica passa de $100 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2}$ (sem campo externo aplicado) para $40 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2}$, e para 0,5 T a densidade de corrente crítica é praticamente nula (Rabbers, 2001). Por este facto, a utilização deste material em dispositivos de potência implica que se elimine praticamente a existência de B perpendicular à fita. Este material existe actualmente em unidades que podem variar entre os 100 e 300 m de comprimento. No caso dos supercondutores de YBCO-123 de segunda geração a densidade de corrente crítica sob a acção de campos magnéticos aplicados perpendicularmente à face plana do condutor também diminui, no entanto suporta valores mais elevados de B sem que a supercondutividade seja destruída. Por exemplo, pela Tabela 2.1, o YBCO sofre uma redução em J_e de 100 para $30 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2}$ (70%), mas para campos na ordem de 5 T. No caso dos SAT de 2ª geração o problema actual ainda é o preço. A evolução prevista para os custos de produção das fitas supercondutoras de 1ª e 2ª geração, em comparação com o preço do cobre, está representada na Figura 3.20.

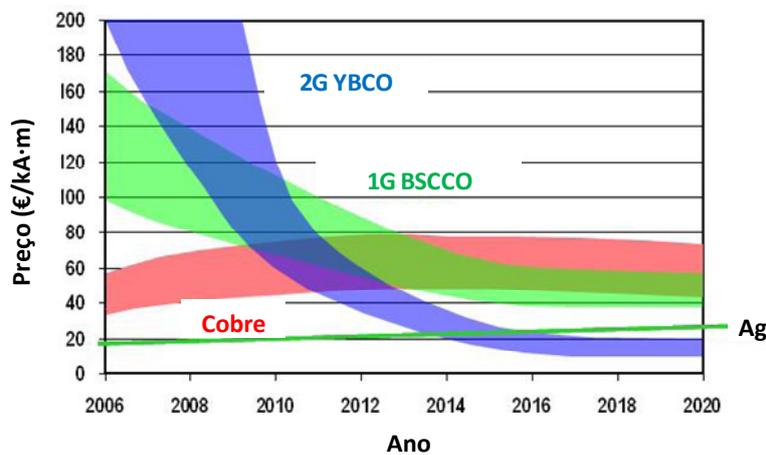


Figura 3.20 – Projeções para a evolução dos preços dos materiais SAT de 1ª e 2ª gerações até ao ano 2020. Adaptado de (Prusseit, 2008).

Segundo o gráfico da figura anterior é de esperar que num prazo máximo de cinco anos os supercondutores de YBCO de 2ª geração já consigam ser fabricados e vendidos a um preço inferior ao das fitas de BISCCO e mesmo ao dos condutores de cobre. Quando for atingido esse ponto a maioria dos protótipos de transformadores supercondutores terão, com certeza, as suas bobinas construídas com este material.

3.3 - Materiais ferromagnéticos

Os materiais ferromagnéticos são essenciais para a construção de máquinas eléctricas, sejam elas rotativas, lineares ou estáticas. Convém portanto conhecer razoavelmente quais os fenómenos que estão na origem do magnetismo, bem como as principais propriedades dos materiais ferromagnéticos, os mecanismos que estão na sua origem e, ainda, as suas características em serviço e como podem ser optimizadas. No caso concreto deste trabalho interessa também interpretar qual a influência que uma temperatura muito baixa pode ter no comportamento dos vários tipos de materiais ferromagnéticos. Tentar-se-á dar uma visão global dos vários aspectos enunciados.

3.3.1 – Campo magnético e campo de indução magnética no vazio

A manifestação mais óbvia da existência de magnetismo é a força de atracção ou de repulsão entre dois magnetos (Bozorth, 2003),(Chikazumi, 1997). Esse fenómeno pode ser descrito considerando a existência de pólos magnéticos livres nas extremidades de qualquer magneto os quais exercem uma força entre si. Considerando dois pólos magnéticos de “massas magnéticas (fictícias)” m_{m1} (Wb) e m_{m2} (Wb) separados pela distância l (m) estes experimentam uma força magnética que é dada por

$$\mathbf{F}_i = m_{mi} \mathbf{H}_j \quad (3.10)$$

sendo \mathbf{H}_j o campo magnético criado pelo pólo magnético m_{mj} e que perturba o meio envolvente, fazendo com que qualquer outra massa magnética que aí seja colocada fique sujeita a uma força \mathbf{F} . Portanto, a força F é uma medida directa do campo H ($A \cdot m^{-1}$).

Por outro lado, se colocarmos um condutor eléctrico de comprimento l percorrido por uma corrente i numa zona do espaço perturbada pela existência de um campo \mathbf{H} , este fica sujeito a uma força (força de Laplace) dada pela expressão

$$d\mathbf{F} = i [d\mathbf{l} \times \mathbf{B}] \quad (3.11)$$

onde \mathbf{B} é a densidade de fluxo magnético ou campo de indução magnética (T). Neste caso o condutor ficará sujeito a uma força cuja direcção é perpendicular ao plano que contém o condutor e o campo \mathbf{B} . A força elementar dF é neste caso uma medida directa do campo B .

Assim, pode afirmar-se que a região do espaço na qual um pólo magnético sofre a acção de uma força é chamada de *campo magnético*. A existência de um campo magnético H (ou, B) pode então resultar:

- da presença de correntes eléctricas
- da presença de massas (ou, pólos) magnéticas
- da presença de ambas

No vazio, a relação entre os campos \mathbf{B} e \mathbf{H} é,

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (3.12)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vazio que vale $4\pi \times 10^{-7} \text{H}\cdot\text{m}^{-1}$.

3.3.2 – Momento magnético, magnetização e materiais magnéticos

Os materiais que sob a acção de um campo magnético produzem eles próprios, no seu volume e no espaço que os envolve, um campo de indução magnética B_{mat} são chamados *materiais magnéticos*, dizendo-se que exibem a capacidade de se *magnetizar* ou *polarizar magneticamente* (Robert, 1989). À escala microscópica o magnetismo resulta do movimento de spin dos electrões e do movimento orbital destes em torno do núcleo. Estes movimentos dão origem a correntes atómicas, ou correntes amperianas, que criam um *momento magnético* \mathbf{m} (Figura 3.21), sendo por isso a fonte do magnetismo.

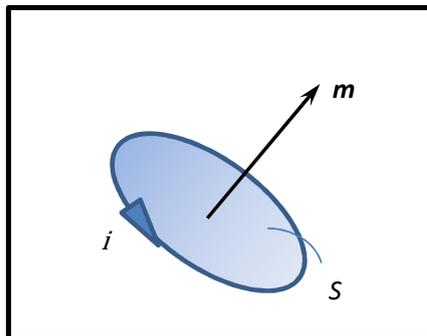


Figura 3.21 – Momento magnético produzido por uma corrente eléctrica

Assim, pode afirmar-se que uma corrente eléctrica i que flui num circuito fechado que limita uma área S dá origem a um momento magnético (amperiano) \mathbf{m} perpendicular ao plano que contém a secção S , e cuja intensidade é dada por,

$$m = iS \quad (3.13)$$

Define-se o vector magnetização \mathbf{M} como o momento magnético amperiano por unidade de volume, ou seja,

$$\mathbf{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_j \mathbf{m}_j \quad (3.14)$$

cuja unidade é $\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$. Segundo a convenção de Sommerfeld (Cullity & Graham, 2009), M tem unidades de campo magnético H . Esta convenção será a usada neste documento.

A magnetização é uma propriedade de toda a matéria, no entanto os seus efeitos macroscópicos só são detectáveis nos chamados materiais magnéticos (Robert, 1989).

3.3.3 – Campo magnético e campo de indução magnética num material

Na presença de um material magnético o campo de indução B no material é dado por (convenção de Sommerfeld),

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (3.15)$$

onde $\mu_0\mathbf{M}$ também é chamado *vector polarização magnética*, \mathbf{P}_m , tendo por unidade o tesla(T). A relação $\mathbf{B} = f(\mathbf{H})$ ou $\mathbf{M} = f(\mathbf{H})$ é aquilo a que normalmente se chama processo de magnetização (Blas del Hoyo, 2005) reflectindo-se graficamente através da curva, ou característica, de magnetização do material.

3.3.4 – Susceptibilidade e permeabilidade magnética do material

A magnetização no caso linear pode também ser dada pela expressão,

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \quad (3.16)$$

em que χ_m é uma grandeza adimensional chamada *susceptibilidade magnética* do material. A susceptibilidade magnética mede a resposta intrínseca de um dado material à acção de um campo magnético aplicado. Substituindo (3.16) em (3.15) e rearranjando obtém-se

$$\mathbf{B} = \mu_0(1 + \chi_m)\mathbf{H} \quad (3.17)$$

ou

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (3.18)$$

em que $\mu_r = 1 + \chi_m$ é a *permeabilidade magnética relativa* do material, que no caso do vazio vale um, e $\mu = \mu_0 \mu_r$ é a *permeabilidade magnética absoluta* do material medida em $\text{H}\cdot\text{m}^{-1}$.

Existem vários tipos de permeabilidades magnéticas para um dado material. São eles (Bertotti, G., 1998), (Bozorth, 2003):

- *Permeabilidade normal*, ou simplesmente permeabilidade μ , é dada pela razão B/H obtida a partir do material no estado desmagnetizado,
- *Permeabilidade inicial*, μ_i , obtida a partir do declive da curva B-H na origem,
- *Permeabilidade máxima*, $\mu_{\text{máx}}$, que é o maior valor obtido para a permeabilidade normal, e
- *Permeabilidade diferencial*, μ_{dif} que é calculada pelo declive dB/dH para um dado ponto da curva de magnetização.

Normalmente quando nada é dito em relação a um dado valor de permeabilidade magnética, significa que se trata da permeabilidade máxima (Cullity, B.D., Graham C.D., 2009). Como será visto posteriormente, no caso dos materiais ferromagnéticos o valor de μ varia não linearmente em função da intensidade e, muitas vezes, da direcção do campo magnético aplicado, pelo que não se poderá falar de um valor constante de permeabilidade magnética para caracterizar o material.

3.3.5 – Tipos de magnetismo

Sob a acção de um campo magnético aplicado, diferentes materiais exibem diferentes respostas magnéticas, isto é, exibem diferentes tipos de magnetismo, consoante a sua própria estrutura. Assim, os vários tipos de magnetismo podem ser divididos em:

- Diamagnetismo
- Paramagnetismo
- Ferromagnetismo
- Antiferromagnetismo
- Ferrimagnetismo

Expor-se-á sucintamente as principais características destas classes de materiais.

3.3.5.1 - Diamagnetismo

O diamagnetismo é um magnetismo fraco em que a magnetização no material tem sentido contrário ao do campo magnético aplicado. Nos materiais diamagnéticos a acção do campo externo dá origem a uma aceleração do movimento orbital dos electrões em torno do núcleo, em que o momento magnético produzido por essa aceleração tem sentido contrário ao do campo que lhe deu origem resultando portanto, em termos macroscópicos, numa magnetização dita negativa mas de muito fraca intensidade. Em consequência deste comportamento, a susceptibilidade magnética dos materiais diamagnéticos é na ordem de -10^{-6} a -10^{-5} . Recorrendo a (3.16), a representação gráfica e simbólica do diamagnetismo encontra-se na Figura 3.22.

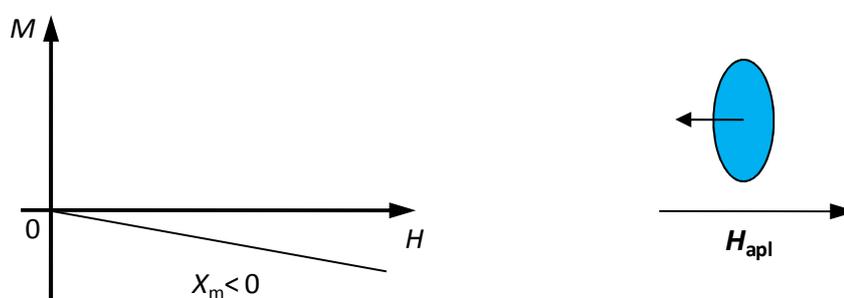


Figura 3.22 – Diamagnetismo

O comportamento diamagnético é normalmente observado nas substâncias ou compostos em que as orbitais estão completamente preenchidas (Cullity & Graham, 2009) como, por exemplo, todos os gases inertes (He, Ne, Ar), o hidrogénio e o azoto (H_2 e N_2 , respectivamente) e a grande maioria dos compostos orgânicos (Cullity & Graham, 2009). Na Tabela 3.1 estão indicados alguns exemplos de materiais diamagnéticos e respectivas susceptibilidades à temperatura ambiente. De acordo com (Chikazumi, 1997) e (Bozorth, 2003) a susceptibilidade nos materiais diamagnéticos não varia acentuadamente com a temperatura.

Tabela 3.1 – Susceptibilidade magnética de algumas substâncias diamagnéticas à temperatura ambiente. Adaptado de (Robert, 1989).

| Material | Si | Cu | Ge | Ag | Pb | Al_2O_3 |
|----------|-----------------------|------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| χ_m | $-1,2 \times 10^{-6}$ | $-1,08 \times 10^{-6}$ | $-1,5 \times 10^{-6}$ | $-2,4 \times 10^{-6}$ | $-1,4 \times 10^{-6}$ | $-3,5 \times 10^{-6}$ |

Os materiais supercondutores são todos exemplos de materiais diamagnéticos, destacando-se em particular que, quando se encontram no estado Meissner exibem aquilo a que se

chama diamagnetismo perfeito, isto é, caracterizam-se por uma susceptibilidade magnética igual a -1.

3.3.5.2 - Paramagnetismo

O paramagnetismo também é uma forma fraca de magnetismo. Neste caso, sob a acção de um campo magnético externo, o momento magnético dos átomos, resultante essencialmente do spin dos electrões, tende a alinhar-se segundo a direcção e sentido do campo aplicado, no entanto a agitação térmica existente é preponderante fazendo com que a maioria dos momentos atómicos se disponham aleatoriamente. Este comportamento traduz-se portanto numa susceptibilidade magnética positiva mas fraca, isto é, entre 10^{-5} e 10^{-3} (Blas del Hoyo, 2005), (Cullity & Graham, 2009). Pierre Langevin desenvolveu uma teoria para tentar explicar o comportamento paramagnético tendo chegado às seguintes conclusões:

- i) a saturação nos materiais paramagnéticos só ocorre para campos muito elevados ou para temperaturas muito próximas do zero absoluto, isto porque é necessário que a tendência para o alinhamento dos momentos se sobreponha à agitação térmica existente, e
- ii) à temperatura ambiente e para campos elevados, isto é, na ordem de $10^6 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$, pode dizer-se que a magnetização M varia linearmente com H , ou seja, a susceptibilidade magnética χ_m é independente do campo aplicado (Cullity & Graham, 2009), (Leão Rodrigues, 1985).

Ao contrário dos materiais diamagnéticos, a susceptibilidade dos materiais paramagnéticos varia inversamente com a temperatura. Segundo a lei de Curie tem-se,

$$\chi_m = \frac{C}{T} \quad (3.19)$$

sendo C a chamada constante de Curie, que depende do material, e T a temperatura absoluta (K). Na Figura 3.23 representa-se esquematicamente o comportamento dos materiais paramagnéticos em função do campo aplicado e da temperatura.

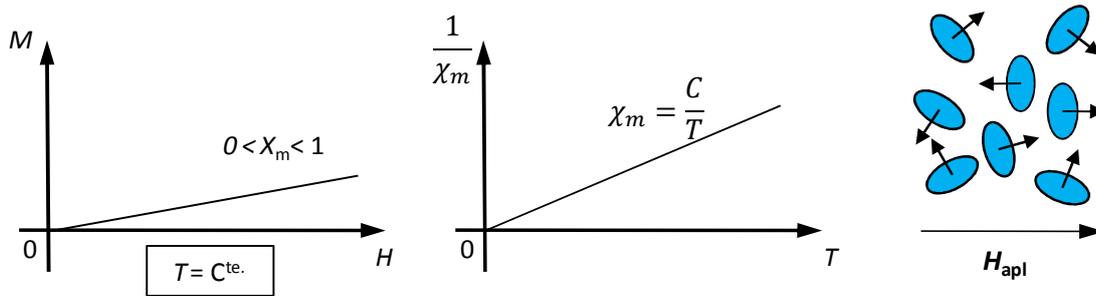


Figura 3.23 – Paramagnetismo

Alguns exemplos de materiais paramagnéticos estão indicados na Tabela 3.2. Para além dos materiais referidos, os ferromagnéticos e ferrimagnéticos também se tornam paramagnéticos quando aquecidos acima da sua temperatura de Curie.

Tabela 3.2 – Susceptibilidade magnética de algumas substâncias paramagnéticas à temperatura ambiente. Adaptado de (Robert, 1989).

| Material | Na | Al | Mn | W | Pt | CoO |
|----------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|-----------------------|
| χ_m | $8,6 \times 10^{-6}$ | $7,7 \times 10^{-6}$ | $1,2 \times 10^{-4}$ | $3,5 \times 10^{-6}$ | $1,2 \times 10^{-5}$ | $0,75 \times 10^{-3}$ |

3.3.5.3 - Antiferromagnetismo

O antiferromagnetismo é também um magnetismo débil com susceptibilidade positiva, em que spins vizinhos se encontram alinhados antiparalelamente pelo que os seus momentos magnéticos se anulam. Tal como nos materiais paramagnéticos, abaixo de uma certa temperatura, designada por temperatura de Néel (T_N), e sob acção de um campo aplicado, os spins dos electrões orientados próximos da direcção do campo tendem a alinhar-se com este, enquanto os outros tendem a opor-se a esse alinhamento. Esse acoplamento antiferromagnético origina apenas um magnetismo fraco por vezes confundido com paramagnetismo. A susceptibilidade de um antiferromagneto pode variar entre 10^{-5} a 10^{-2} (Chikazumi, 1997).

A variação da susceptibilidade em função da temperatura encontra-se representada na Figura 3.24, assim como a representação esquemática da ordenação de momentos magnéticos. Entre os materiais antiferromagnéticos destacam-se alguns óxidos, como o MnO e o FeO, alguns cloretos, como o FeCl₂ e o NiCl₂, e o crómio (Chikazumi, 1997). Acima da temperatura de Néel os materiais comportam-se como paramagnetos uma vez que o acoplamento entre spins é destruído.

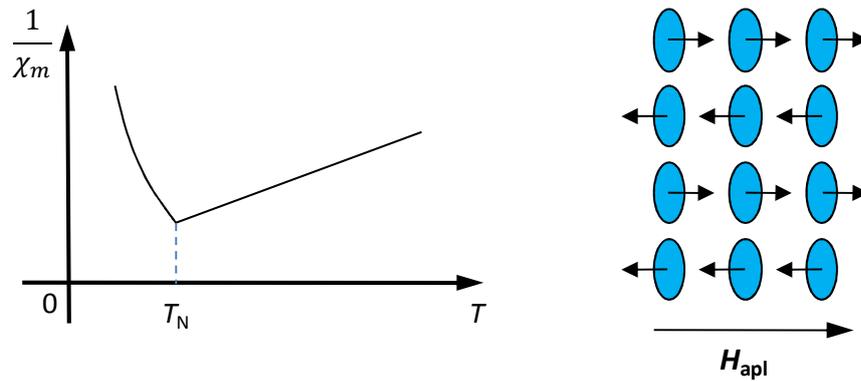


Figura 3.24 – Antiferromagnetismo

3.3.5.4 - Ferrimagnetismo

Os materiais ferrimagnéticos exibem magnetização espontânea à temperatura ambiente, isto é, exibem magnetização mesmo na ausência de um campo aplicado, tal como os materiais ferromagnéticos. Esta classe de materiais é formada por ferrites, embora nem todas sejam ferrimagnéticas. Nos ferrimagnetos podem distinguir-se duas sub-redes cristalinas – A e B – que são ocupadas por diferente número de átomos (ou de iões). Na sub-rede A, por exemplo, os spins dos electrões orientam-se num determinado sentido, e na sub-rede B em sentido contrário. Como o número e o tipo de átomos em ambas as sub-redes não tem que ser o mesmo, isso dá origem a uma magnetização espontânea num determinado sentido.

À medida que a temperatura aumenta, a agitação térmica também aumenta e tende a redistribuir aleatoriamente os momentos magnéticos. Acima de uma determinada temperatura crítica T_C , também chamada temperatura de Curie, a distribuição passa a ser completamente aleatória havendo perda da magnetização espontânea do material que se torna paramagnético. A partir dessa temperatura, isto é para $T > T_C$, a susceptibilidade magnética segue a chamada lei de Curie-Weiss que é dada pela expressão,

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_C} \quad (3.20)$$

onde T é a temperatura a que se encontra o material e T_C é a temperatura de Curie, ambas em kelvin. Industrialmente estes são os materiais magnéticos mais importantes a seguir aos ferromagnéticos (Cullity & Graham, 2009).

A variação da magnetização espontânea e da susceptibilidade magnética em função da temperatura, e a representação esquemática da ordenação de momentos magnéticos no material encontram-se representadas na Figura 3.25.

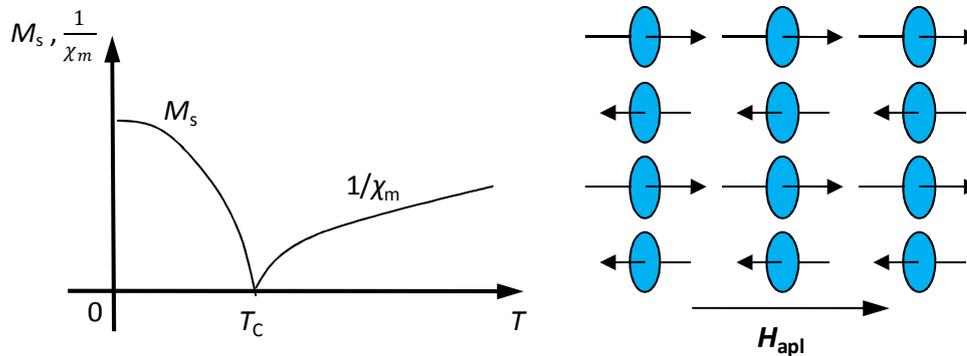


Figura 3.25 – Ferrimagnetismo

3.3.5.5 - Ferromagnetismo

Os materiais ferromagnéticos exibem uma forte magnetização espontânea resultante do alinhamento em paralelo do spin dos electrões de átomos vizinhos. Esse alinhamento ocorre dentro de pequenas zonas do material, chamadas *domínios magnéticos*. Embora nos domínios exista uma magnetização intensa mesmo na ausência de campo externo aplicado, cada domínio adota aleatoriamente uma direcção e sentido de magnetização pelo que, macroscopicamente, o material se encontra desmagnetizado.

Tal como nos ferrimagnéticos, à medida que a temperatura aumenta, a agitação térmica vai destruindo a magnetização espontânea de tal forma que, acima da temperatura de Curie o material se torna paramagnético. A variação da magnetização espontânea e da susceptibilidade magnética em função da temperatura, que segue também (3.20), e a representação esquemática da ordenação dos momentos magnéticos no material encontram-se representadas na Figura 3.26.

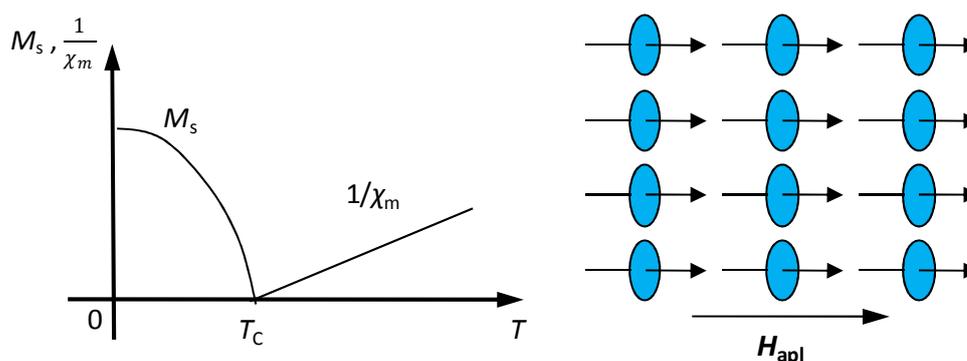


Figura 3.26 – Ferromagnetismo

Aplicando um campo magnético externo a um material ferromagnético, este responde orientando os domínios magnéticos segundo a direcção e sentido do campo, até que seja atingida a magnetização, ou polarização, de saturação, que é igual à magnetização, ou polarização espontânea. Na Figura 3.27 está representada a variação da indução magnética B no material em função do campo aplicado H .



Figura 3.27 – Curva de magnetização inicial de um material ferromagnético

Uma vez atingida a saturação se se retirar o campo externo, a magnetização do material volta a diminuir mas não ao ritmo inicial observando-se que mesmo após a ausência de campo aplicado, o material exhibe uma certa magnetização dita *remanescente*, ou densidade de fluxo remanescente, B_r . A este fenómeno chama-se *histerese magnética*. Voltar-se-á a este assunto na secção 3.3.10.

Alguns exemplos de materiais ferromagnéticos são o Fe, Ni e Co e algumas das suas ligas, caracterizando-se por susceptibilidades magnéticas que podem variar entre 10^3 a 10^6 (Bozorth, 2003).

3.3.6 - Teorias do ferromagnetismo

Num material ferromagnético a forma da curva de magnetização inicial desde $M=0$ até $M=M_s$ e o valor de H para o qual se atinge a saturação são propriedades que dependem da estrutura do material, enquanto a intensidade da magnetização de saturação não o é (Cullity & Graham, 2009). Assim, colocam-se duas questões pertinentes: a primeira, é saber de que depende a intensidade da magnetização de saturação e, portanto, perceber como é que os dipolos magnéticos se alinham paralelamente uns aos outros dentro das regiões chamadas domínios; a segunda, é saber como é que a partir do estado desmagnetizado se atinge esse valor de magnetização de saturação, ou seja, como é que à escala macroscópica se obtém uma dada polarização magnética de saturação.

Sabe-se que num monocristal de ferro puro a saturação pode ser atingida com a aplicação de um campo externo inferior a $4 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$. A magnetização de saturação é na ordem de $1,7\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}$. Para a mesma intensidade de campo, um material paramagnético atinge uma magnetização na ordem de $1 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$, isto é, cerca de um milhão de vezes menor (Cullity & Graham, 2009).

As teorias mais importantes desenvolvidas para explicar o comportamento dos materiais ferromagnéticos serão apresentadas sumariamente.

3.3.6.1 - Teoria de Weiss do campo molecular

Em 1907, Pierre Weiss formulou a primeira teoria para explicar o comportamento ferromagnético dos materiais. Ele postulou a existência de um campo interno, H_m , responsável pela orientação paralela de momentos magnéticos de spin vizinhos, isto é, dentro de um domínio. A esse campo P. Weiss chamou *campo molecular*, o qual se relaciona com a magnetização do material pela expressão,

$$\mathbf{H}_m = \gamma\mathbf{M} \quad (3.21)$$

sendo γ a chamada constante do campo molecular (Bozorth, 2003), a qual é independente da temperatura a que se encontra o material (Leão Rodrigues, 1985), (Robert, 1989). Assim, um material ferromagnético sob acção de um campo aplicado \mathbf{H} , fica sujeito a um campo magnético efectivo \mathbf{H}_e dado por,

$$\mathbf{H}_e = \mathbf{H} + \mathbf{H}_m \quad (3.22)$$

Verifica-se que, mesmo sem aplicação de um campo externo, o material ferromagnético exhibe sempre uma magnetização espontânea resultante da existência do campo molecular, o qual toma valores iguais ou superiores a $1,8 \times 10^9 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$ (Chikazumi, 1997), (Robert, 1989). A origem deste campo muito intenso não foi convenientemente explicada até ao advento da Mecânica Quântica.

3.3.6.2 - Teoria da interacção de troca

A teoria da interacção de troca foi proposta inicialmente por Heisenberg em 1928 (Chikazumi, 1997), para interpretar os enormes campos moleculares que se estabelecem nos materiais ferromagnéticos. Ele sugeriu que entre átomos com momentos magnéticos angulares de spin \mathbf{S}_i e \mathbf{S}_j , a energia de interacção de troca associada vale,

$$E_{ij} = -2J\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (3.23)$$

onde J é o integral ou parâmetro de troca, o qual mede a intensidade da interacção entre os momentos i e j ($J_{ij} = J_{ji}$, isto é, a força de intercâmbio é isotrópica), e S_i e S_j são múltiplos de $1/2$. Normalmente o módulo de J é na ordem de 10^3 cm^{-1} (Chikazumi, 1997). Quando $J > 0$, como no caso dos materiais ferromagnéticos, a configuração de energia mínima será quando todos os momentos de spin estão alinhados paralelamente uns aos outros. Sempre que haja um desalinhamento dos spins ocorrerá um aumento de energia. Por esta razão é que se torna energeticamente favorável a formação de domínios magnéticos nos materiais ferromagnéticos. Se $J < 0$, o estado de energia mínima será quando os spins estiverem alinhados antiparalelamente, que é o que acontece nos materiais ferrimagnéticos. Esta relação de interacção caracteriza-se por uma força intensa mas de curta distância, decaindo portanto com o aumento da distância entre átomos vizinhos (Bertotti, G., 1998), (Blas del Hoyo, 2005). A energia de interacção depende principalmente das distâncias interatómicas e não da regularidade geométrica das posições atómicas pelo que a cristalinidade do material não é uma condição para a existência de ferromagnetismo (Cullity & Graham, 2009).

3.3.6.3 - Teoria das bandas

O elevado momento magnético dos materiais ferromagnéticos deve-se ao spin dos electrões desemparelhados existentes nas orbitais 3d e 4f dos metais de transição (1ª série) e dos terras-raras, respectivamente. Na teoria das bandas considera-se que estes electrões estão relativamente afastados do núcleo do respectivo átomo e que, portanto, se movem de um modo itinerante na estrutura do material, ou seja, são electrões colectivos pertencentes ao cristal e não ao átomo (Chikazumi, 1997). Formam portanto uma estrutura de bandas. Relativamente aos metais de transição (Fe, Ni e Co), a força de interacção faz com que os electrões desemparelhados das camadas 3d de dois átomos vizinhos interajam entre si. Esta interacção faz com que cada banda de energia se divida em dois sub-níveis correspondendo cada um, a um alinhamento paralelo e antiparalelo. Pode então tratar-se a banda 3d como a sobreposição de duas meias bandas denominadas $3d^+$ e $3d^-$, correspondentes ao alinhamento paralelo e antiparalelo de spins, respectivamente (Robert, 1989). Se o nível de energia de Fermi está compreendido dentro desta banda, se houver uma pequena diferença de energia entre as duas semi-bandas, isso será suficiente para criar uma diferença considerável entre as suas populações, o que conduzirá a uma magnetização espontânea importante, que é o que caracteriza os materiais ferromagnéticos.

3.3.7 – Domínios magnéticos (ou, de Weiss): uma questão energética

A propriedade por excelência dos materiais ferromagnéticos é o facto dos seus momentos magnéticos se alinharem paralelamente uns aos outros dentro de pequenas regiões chamadas *domínios magnéticos* ou, *domínios de Weiss*. Dentro dos domínios, a magnetização espontânea é igual à magnetização de saturação. No entanto, como o material é composto por vários domínios, cada um com um momento magnético atómico orientado em diferentes direcções, a magnetização total de uma amostra de material é nula.

Cada domínio está separado do adjacente por uma zona de transição (interface) na qual a orientação dos momentos magnéticos passa progressivamente da orientação que tem num para a orientação característica do vizinho. Estas zonas chamam-se *paredes de domínio* ou *paredes de Bloch*, em homenagem a Felix Bloch que em 1932 elaborou a primeira explicação teórica para a estrutura das paredes (Cullity & Graham, 2009). A Figura 3.28 representa esquematicamente a estrutura de uma parede de domínio de 180° , isto é, uma parede que separa dois domínios cuja magnetização tem igual direcção mas sentidos opostos.

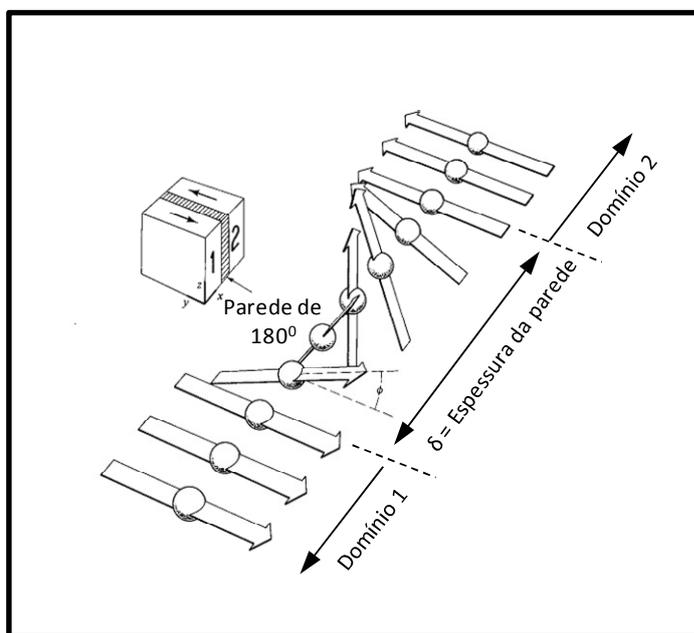


Figura 3.28 – Estrutura de uma parede de domínio de 180° .

Adaptado de (Cullity & Graham, 2009).

Genericamente uma amostra de material ferromagnético, sem campo magnético exterior aplicado, exhibe uma estrutura de domínios como a que está ilustrada esquematicamente na Figura 3.29.

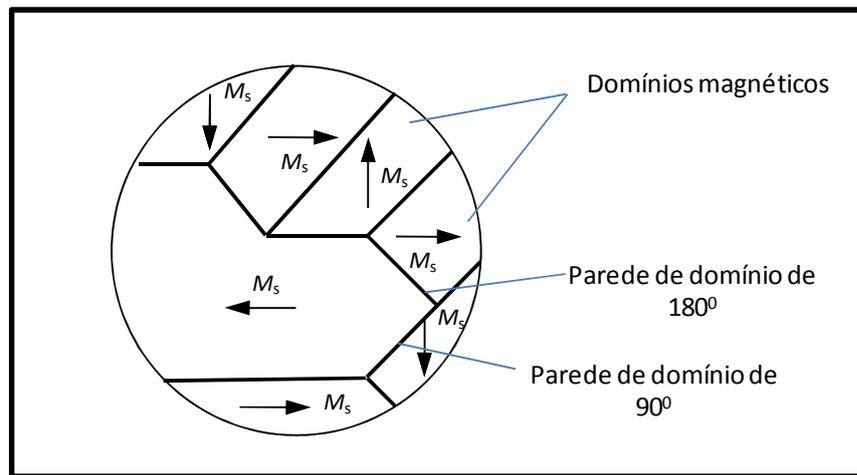


Figura 3.29 – Divisão de uma amostra de material em domínios magnéticos

Quando a rotação dos spins atômicos se dá no plano da parede, chamam-se a essas interfaces *paredes de 90°*, ou *paredes de Néel*.

As propriedades magnéticas destes materiais com interesse do ponto de vista da engenharia, tais como a histerese magnética (estática e dinâmica), a permeabilidade, etc, dependem fortemente da estrutura dos domínios e da forma como estes respondem sob a acção de um campo magnético aplicado.

A estrutura dos domínios define-se pela sua forma, dimensão e direcção de \mathbf{M}_s (Robert, 1989). Esta estrutura é sempre tal que tenda a minimizar a energia interna do sistema (da amostra), a qual é composta pela soma de quatro termos distintos:

- Energia de anisotropia magnetocristalina, E_{an}
- Energia magnetostática, E_{ms}
- Energia de troca, E_t
- Energia de magnetostricção, ou magnetoelástica, E_{mt}

Analisar-se-á cada energia separadamente, considerando para tal uma amostra paralelepípedica de um monocristal de ferro cujos eixos cristalinos são paralelos às arestas do paralelepípedo.

3.3.7.1 – Energia de anisotropia magnetocristalina, E_{an}

Experimentalmente foi verificado que a magnetização espontânea num cristal de Fe, por exemplo, depende da direcção em que é medida, uma vez que esta tende a estabelecer-se segundo determinados eixos cristalográficos, ditos preferenciais. A esse fenómeno chama-se

anisotropia magnetocristalina, o qual tem associado uma energia com o mesmo nome, E_{an} . Os domínios magnéticos tendem a orientar-se de forma a minimizar a energia de anisotropia magnetocristalina e portanto a alinhar-se segundo os eixos preferenciais de magnetização. No caso do Fe que tem uma estrutura cúbica de corpo centrado (CCC), as direcções preferenciais são da forma $\langle 100 \rangle$, isto é, são as direcções que contêm as arestas do cubo ($[100]$, $[010]$, $[001]$, $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}0]$, $[00\bar{1}]$). Só sob o efeito da energia magnetocristalina, os domínios magnéticos terão tendência para se alinhar segundo as arestas do cristal. Isto significa também que, se se aplicar um campo magnético segundo uma das direcções preferenciais de magnetização, o material responderá com a exibição de uma maior densidade de fluxo magnético B .

3.3.7.2 – Energia magnetostática, E_{ms}

A energia interna associada a um magneto permanente resultante do seu próprio campo desmagnetizante \mathbf{H}_d ($\mathbf{H}_d = -N_d\mathbf{M}$, sendo N_d o chamado factor desmagnetizante) é chamada *energia magnetostática*, E_{ms} , e é dada pela expressão

$$E_{ms} = -\frac{1}{2} \mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d \, dv \quad (3.24)$$

que, por unidade de volume, também se pode escrever,

$$E_{ms} = \frac{1}{2} \mu_0 N_d M^2 \quad (3.25)$$

Considerando que os domínios magnéticos podem ser vistos como magnetos permanentes microscópicos, e sabendo de (Bozorth, 2003) que o factor desmagnetizante diminui à medida que a razão comprimento/largura aumenta, então poder-se-á afirmar que a energia magnetostática é tanto menor quanto maior for o número de domínios magnéticos lamelares, isto é, se considerarmos o paralelepípedo da Figura 3.30, a tendência será em albergar o maior número de domínios por unidade de área superficial do cristal (Chikazumi, 1997), (Robert, 1989). Segundo (Chikazumi, 1997), para o caso de uma estrutura lamelar a energia magnetostática por unidade de área de superfície do cristal pode ser aproximada pela expressão

$$E_{ms} = 8,5 \times 10^8 M^2 d \quad (3.26)$$

onde d representa a largura dos domínios. Isto é, quanto menor for a espessura dos domínios, menor será a energia magnetostática e, portanto, por si só para que haja minimização desta energia é necessário maximizar o número de domínios.

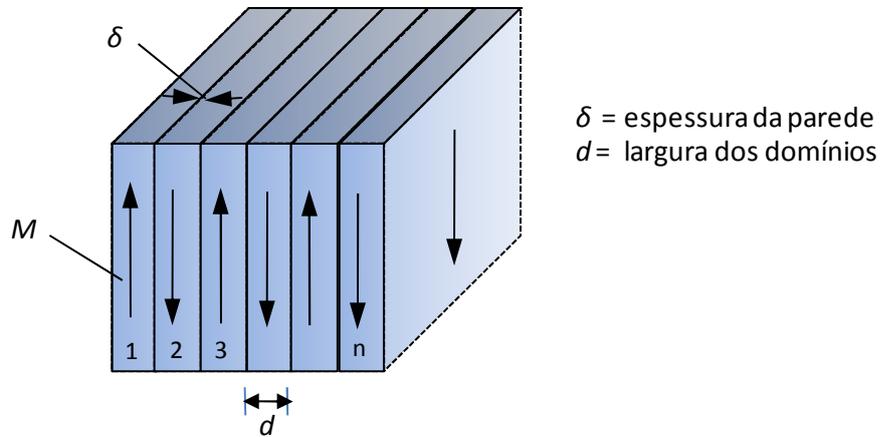


Figura 3.30 – Domínios magnéticos dispostos em estrutura lamelar

No entanto, o número de domínios não poderá aumentar indefinidamente uma vez que isso implica o aumento do número de paredes as quais também têm associada uma energia por unidade de área. Terá de ser atingida uma solução de equilíbrio.

Esta forma de distribuição de domínios dá origem à formação de pólos magnéticos livres na superfície do cristal, o que conduz portanto à existência de uma energia magnetostática, que é tanto maior quanto mais largos forem os domínios (Chikazumi, 1997), (Cullity & Graham, 2009) e (Fiorillo, F., 2004).

3.3.7.3 - Energia de troca, E_t

Chama-se *energia de troca*, E_t , à energia resultante da interação entre dois momentos magnéticos. Esta energia depende da distância que separa os momentos assim como da sua orientação relativa. De (3.23) conclui-se que a energia de troca é mínima quando os momentos magnéticos de spin são paralelos (para $J > 0$). Assim, esta energia, por si só, faria com que todos os momentos de spin se orientassem paralelamente formando um único domínio magnético. Já se viu que essa configuração não é a que minimiza, por exemplo, a energia magnetostática.

A energia de troca e a energia de anisotropia magnetocristalina aumentam no interior de uma parede de domínio (Robert, 1989). Esse aumento total em relação ao domínio magnético representa uma energia própria designada por *energia da parede de domínio*, E_{pd}

(Robert, 1989). A existência desta energia faz com que a superfície total de paredes existente tenha que ser limitada, como foi referido na secção anterior.

3.3.7.4 - Energia magnetostrictiva, ou magnetoelástica, E_{mt}

Quando um material ferromagnético é sujeito a um campo magnético as suas dimensões variam, isto é, sofre uma deformação na direcção do campo aplicado. A este fenómeno chama-se *magnetostricção linear, ou de Joule*, e à energia que lhe está associada chama-se *energia magnetostrictiva ou magnetoelástica, E_{mt}* . A magnetostricção é um processo reversível, isto é, se se aplicar uma tensão mecânica ao material ele exhibirá uma magnetização segundo a direcção da tensão aplicada. A deformação relativa, λ , devida à magnetostricção linear é dada por

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \quad (3.27)$$

onde l é o comprimento da amostra no estado desmagnetizado e Δl é a variação dimensional sofrida na direcção do campo magnético. O valor de λ medido à magnetização de saturação é chamado *magnetostricção de saturação, λ_s* . A magnetostricção diz-se *positiva* se a amostra se alonga no sentido do campo magnético, e *negativa* se se contrai. Normalmente este valor é na ordem de 10^{-6} a 10^{-5} (Cullity & Graham, 2009). Existem ainda outros dois tipos de magnetostricção chamados *transversal* e *volumétrica*, no entanto estes não serão aqui tratados (Bozorth, 2003),(Cullity & Graham, 2009). Interessa, no entanto, saber que a magnetização transversal é cerca de metade da longitudinal e de sinal contrário, isto é, $\lambda_t = - (\lambda/2)$ (Bozorth, 2003). Por essa razão, pode afirmar-se que entre o estado desmagnetizado e a saturação, o volume de material mantém-se praticamente constante. Na Figura 3.31 pode observar-se a magnetostricção em função da polarização magnética para vários materiais, incluindo o ferro. A 1,7 T, aproximadamente, a magnetostricção do ferro começa a diminuir até que para valores iguais ou superiores a 1,9 T esta torna-se negativa, isto é, o material contrai-se na direcção do campo aplicado.

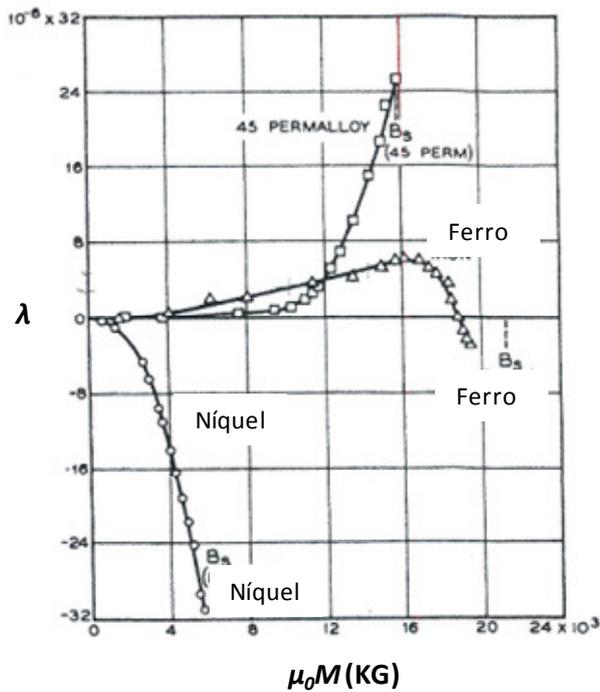


Figura 3.31 – Magnetostricção em função da polarização magnética para vários tipos de materiais. Adaptado de (Bozorth, 2003).

A magnetostricção e, conseqüentemente, a energia magnetostrictiva também variam em função da temperatura a que se encontra o material. No gráfico da Figura 3.32, obtido por (Bozorth, 2003), pode analisar-se essa variação para o ferro macio e para vários valores de campo magnético aplicado.

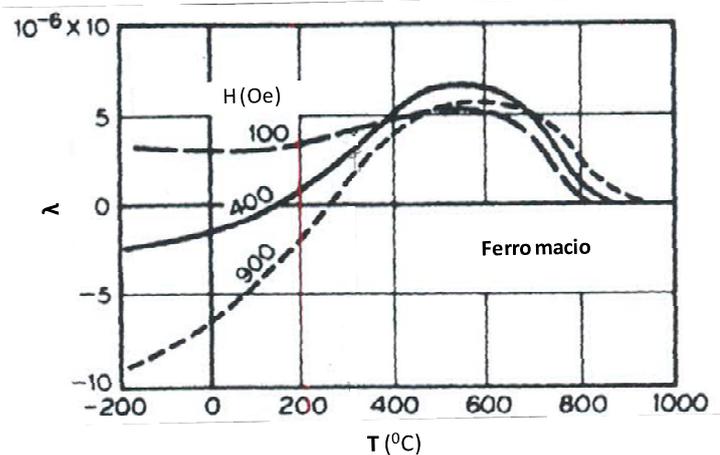


Figura 3.32 – Magnetostricção do ferro em função da temperatura. Adaptado de (Bozorth, 2003).

Constata-se no gráfico da figura anterior que à medida que a temperatura diminui a magnetostricção aumenta, em módulo, para os campos magnéticos de 32 e 56 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$, observando-se uma contração progressivamente mais intensa do material. Para o campo de 8 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ (pouco intenso), a magnetostricção é positiva e mantém-se praticamente constante com a diminuição da temperatura. Segundo (Bozorth, 2003), a intensidade do

fenómeno magnetostrictivo nas ligas de Fe-Si aumenta, com o aumento da percentagem de Si, até ser atingido um máximo para ligas com cerca de 4% de Si. Para minimizar a energia magnetostrictiva, forma-se um maior número de domínios no material de modo que o volume total deformado é menor.

A magnetostricção é audível (juntamente com a vibração lateral das chapas) durante o funcionamento de transformadores em regime alternado, correspondendo a uma vibração das chapas do núcleo (tracção e contracção) a uma frequência dupla da de funcionamento.

O objectivo da formação de domínios é, como foi referido, minimizar a energia de uma amostra de material. Isso é conseguido minimizando a soma dos quatro termos energéticos referidos e não, minimizando cada um deles em particular. O material adopta uma solução de compromisso. A configuração resultante da minimização da soma das várias energias está ilustrada na Figura 3.33.

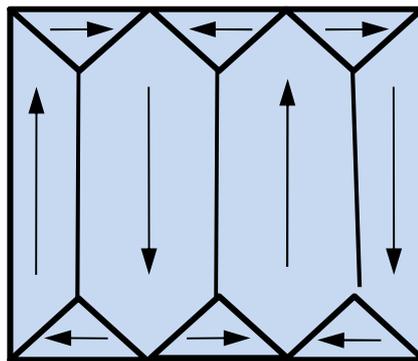


Figura 3.33 – Configuração de domínios que minimiza a energia interna do sistema

Os domínios organizam-se espacialmente de forma a haver uma continuidade do fluxo magnético. Essa continuidade observa-se também dentro das paredes de domínio onde se observa uma rotação espacial da magnetização.

Num material policristalino pretende-se, tal como num monocristalino, minimizar a energia total do sistema. Para tal é muito importante controlar o tamanho de grão e a textura cristalográfica do material, isto é, a orientação do grão em relação ao plano da amostra, a presença de defeitos cristalinos e, também, a existência de inclusões ou de precipitados. Estes últimos podem actuar como centros de ancoragem das paredes de domínio afectando o processo de magnetização do material.

Os principais processos que permitem modificar a estrutura dos domínios magnéticos e a mobilidade das paredes são:

- os tratamentos mecânicos, como a laminagem a frio, por exemplo
- os tratamentos térmicos tais como recozimento, fusão e tempera
- os elementos de liga que podem ser usados no fabrico de materiais magnéticos.

Estes processos estão portanto na base do fabrico dos materiais ferromagnéticos utilizados em Engenharia.

3.3.8 – Paredes de domínio

A transição entre dois domínios magnéticos alinhados antiparalelamente, por exemplo, não acontece de forma abrupta mas sim gradualmente, ao longo de uma região fronteira (ou, interface), como se ilustra na Figura 3.28. Esta interface é normalmente designada por parede de domínio ou, parede de Bloch, como é referido em 3.3.7.

A espessura de uma parede de domínio depende do equilíbrio entre a energia de troca e a energia de anisotropia magnetocristalina. Considerando apenas a energia de troca, esta será tanto menor quanto mais larga (ou, mais espessa) for a parede uma vez que, esta energia tende a minimizar a variação de ângulo entre spins vizinhos. Por outro lado, isso aumentaria bastante a energia de anisotropia magnetocristalina uma vez que, esta energia tende a minimizar o número de spins que estão orientados segundo as direcções de magnetização não fáceis. Isto é, para minimizar E_{an} a parede deverá ser o mais fina possível. De (Chikazumi, 1997) e (Robert, 1989), para um material com estrutura cúbica simples, a espessura de uma parede é calculada pela expressão,

$$\delta = \sqrt{\frac{JS^2\pi^2}{a\{E_{an}\}_{méd}}} \quad (3.28)$$

onde a é o parâmetro reticular da rede e $\{E_{an}\}_{méd}$ é a energia de anisotropia média por unidade de volume, obtida sobre a espessura da parede e considerando que a rotação dos domínios dentro da parede é uniforme. No caso do ferro, obtêm-se valores na ordem de algumas centenas de angström, cerca de 800 Å, segundo (Cullity & Graham, 2009) para paredes de 180°. Isto é, a espessura das paredes corresponde a poucas centenas de distâncias interatómicas (no caso de Fe, $a = 2,87$ Å).

3.3.9 – Magnetização dos materiais ferromagnéticos

3.3.9.1 – Curva de magnetização inicial

Um material magnético submetido à acção de um campo magnético crescente H , vai aumentando a sua magnetização (ou, a sua polarização magnética) até ser atingida a magnetização de saturação, isto é, até ser atingida a chamada *magnetização técnica*. O termo “magnetização técnica” resulta do facto da magnetização macroscópica do material resultar essencialmente da variação da direcção dos domínios magnéticos e não, da variação da respectiva magnetização espontânea (Cullity & Graham, 2009). Medindo a indução magnética no material (ou, densidade de fluxo magnético), B , 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.

Durante a magnetização de um material ferromagnético, a partir do estado desmagnetizado, podem distinguir-se na curva $B-H$ várias zonas correspondentes a diferentes etapas do processo de magnetização. Na Figura 3.34 está representada esquematicamente uma curva de magnetização inicial.

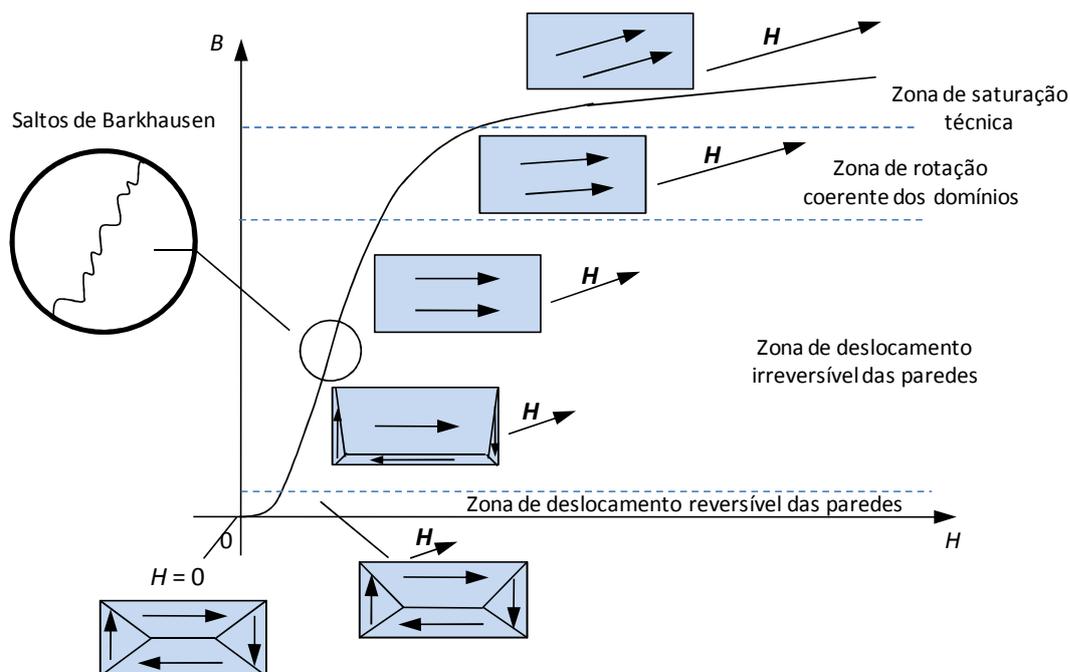


Figura 3.34 – Curva de magnetização inicial de um material ferromagnético

A magnetização, ou saturação, técnica do material resulta inicialmente do deslocamento das paredes de domínios e, posteriormente, para campos magnéticos mais intensos, da rotação desses mesmos domínios segundo a direcção e sentido de \mathbf{H} . Descrever-se-á em seguida um pouco melhor o processo de magnetização correspondente às diferentes regiões da curva.

- Estado desmagnetizado ($H = 0$)

No estado desmagnetizado os domínios apresentam uma orientação aleatória, normalmente segundo os eixos preferenciais de magnetização, e portanto, a magnetização ou, a indução magnética resultante é nula. As paredes de domínio estão normalmente ancoradas em defeitos cristalinos e apresentam-se rectilíneas uma vez que essa geometria corresponde a um estado de energia mínima (menor área).

- Zona de deslocamento reversível das paredes

Aplicando um campo magnético pouco intenso ao material, como se ilustra na figura anterior, as paredes de domínio começam a deslocar-se de forma a fazer crescer os domínios que se encontram alinhados favoravelmente com o campo, segundo os critérios de minimização da energia interna do sistema. Este deslocamento, também chamado deformação, é reversível, isto é, se se retirar o campo aplicado elas voltam às posições iniciais. As paredes não mudam os seus pontos de ancoragem.

- Zona de deslocamento irreversível das paredes

Continuando a aumentar a intensidade do campo aplicado, as paredes continuam a deslocar-se mas agora libertam-se dos seus pontos de ancoragem iniciais passando a outros. Por outro lado, os domínios também rodam de forma a alinhar a sua magnetização espontânea com os eixos cristalográficos preferenciais, cuja direcção seja a mais próxima da do campo H . Todo este processo de magnetização é irreversível. Como está ilustrado na Figura 3.34, o movimento das paredes não se dá de um modo contínuo, mas sim por variações abruptas conhecidas por *saltos de Barkhausen*, em homenagem ao físico alemão Heinrich Barkhausen que em 1919 montou uma experiência em que se ouvia sucessivos estalidos correspondentes às variações descontínuas na magnetização do material. Os saltos são gerados pela ancoragem e libertação das paredes de domínios que se encontram presas a defeitos no material, impurezas, tensões localizadas no material, entre outros. Esta região,

que corresponde a campos magnéticos de intensidade média, é a que exhibe maior permeabilidade magnética, observando-se por vezes uma quase linearidade da curva $B-H$.

- Zona de rotação coerente dos domínios

A zona de rotação coerente dos domínios corresponde ao chamado joelho da curva $B-H$. Nesta região o deslocamento das paredes já terminou e é dado início à rotação coerente dos domínios magnéticos (que actuam como um monodomínio) na direcção do campo magnético aplicado. Na região final do joelho da curva, os domínios encontrar-se-ão praticamente alinhados com o campo externo. Este processo volta a ser reversível.

- Zona de saturação técnica

Continuando a aumentar o campo aplicado, os domínios magnéticos ficam praticamente todos paralelos ao campo, atingindo-se a chamada saturação técnica do material. A saturação total do material não é possível uma vez que a agitação térmica dos átomos afecta o alinhamento completo dos spins (Blas del Hoyo, 2005), daí ser usado o termo “técnica”. No entanto este efeito é muito fraco. Nesta região, continuando a aumentar o campo aplicado, a curva torna-se praticamente linear com declive igual à permeabilidade magnética do vazio, μ_0 .

3.3.10 – Ciclo de histerese magnética

Considere-se que um material magnético foi magnetizado e atingiu, por exemplo, a saturação técnica, isto é, a indução magnética atingiu o seu valor de saturação, que será representado por B_s , e aumentou um pouco mais até um dado valor máximo, B_m . Se em seguida se retirar o campo magnético aplicado, a indução magnética B não segue a curva (1), mas sim uma outra representada na Figura 3.35 por (2). Isto é, existe um atraso entre a curva para H crescente e para H decrescente. A este fenómeno chama-se *histerese magnética*, e o seu conhecimento é muito importante para a escolha dos materiais ferromagnéticos a usar em Engenharia, como adiante se constatará.

Suponha-se que um material completamente desmagnetizado é magnetizado, até atingir a saturação, por um campo magnético positivo cujo valor máximo é H_m (ver Figura 3.35).

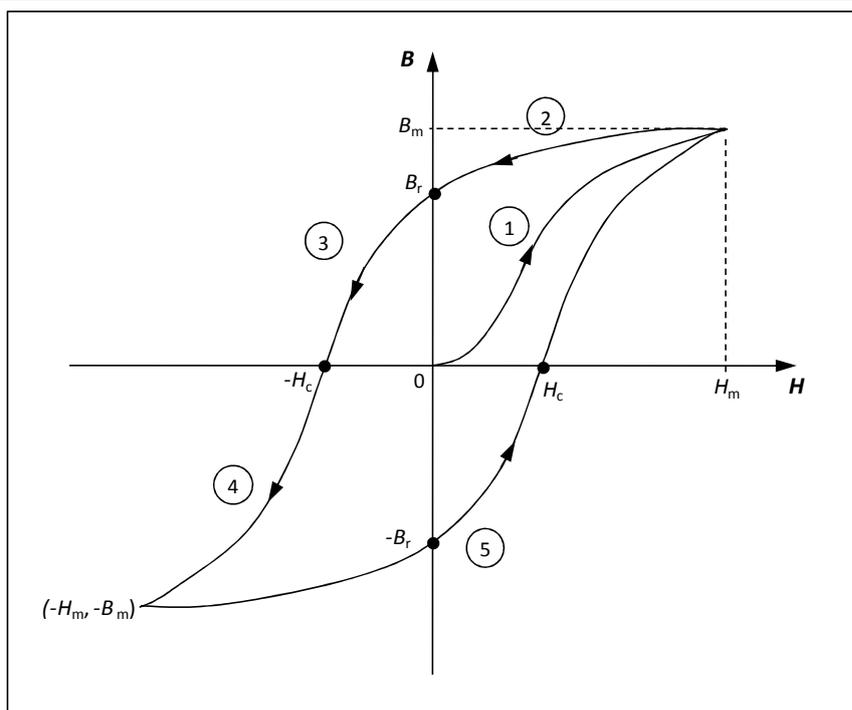


Figura 3.35 – Ciclo de histerese magnética

Nesta situação a indução magnética correspondente será B_m . Isto é, a resposta do material descreve a curva de primeira magnetização, representada por (1). Se em seguida se começar a reduzir o campo aplicado, a magnetização do material não retorna pelo caminho inicial, mas vai percorrer o troço (2), verificando-se um “atraso” de B em relação a H . Quando o campo magnético se anula, observa-se que o material exibe ainda uma magnetização ou, indução, remanescente B_r . Se em seguida se inverter o sentido do campo magnético aplicado, a indução começará a diminuir até que se anula completamente quando o campo atinge o valor H_c (troço 3 do gráfico anterior). Ao valor deste campo chama-se campo coercivo ou coercividade. Esta parte da curva $B-H$ é também chamada característica ou curva de desmagnetização sendo muito importante para o estudo dos materiais magnéticos permanentes. Continuando a aumentar o campo magnético em sentido contrário (troço 4), a magnetização do material inverte também de sentido, até que se atinge a saturação cujo sentido é contrário ao obtido no fim do troço 1. O ponto $(-H_m, -B_m)$ é atingido. Se o campo for posteriormente reduzido a zero e aplicado de novo no sentido inicial, a resposta do material descreve o troço 5, formando-se uma curva fechada a qual é conhecida por *ciclo de histerese*.

A área do ciclo de histerese é uma medida das perdas magnéticas por unidade de volume do material, pelo que o seu conhecimento é essencial para a escolha de materiais a usar, por exemplo, nos núcleos de transformadores. Materiais com ciclos estreitos, isto é, com baixos

valores de H_c (algumas dezenas de $A \cdot m^{-1}$), têm perdas magnéticas mais baixas e são mais fáceis de magnetizar e desmagnetizar, sendo conhecidos por *materiais magnéticos macios* (MMM). Estes materiais são os indicados para os núcleos de transformadores. Por outro lado, materiais com ciclos largos, exibem grande rigidez magnética caracterizada por campos coercivos na ordem de várias centenas de $kA \cdot m^{-1}$, sendo conhecidos por *materiais magnéticos duros* (MMD) e são utilizados para o fabrico de magnetos permanentes.

Na secção seguinte serão analisados os vários tipos de perdas magnéticas que ocorrem nos materiais ferromagnéticos.

3.3.11 – Perdas magnéticas em núcleos de transformadores

A variação da indução magnética num material ferromagnético provoca sempre dissipação de energia, sob a forma de calor. Nos dispositivos de potência, nomeadamente nos transformadores, a determinação destas perdas, a sua origem, os factores que as afectam e o modo como podem ser minimizadas, são aspectos muito importantes para a optimização do rendimento das máquinas, principalmente quando se tem em consideração que um transformador de potência, por exemplo, deverá ter um tempo de vida útil de aproximadamente 30 anos, durante os quais as perdas magnéticas (e, também, as perdas nos enrolamentos) diminuem o rendimento e provocam o aquecimento do transformador provocando o seu envelhecimento. Segundo a Entidade Reguladora dos Serviços Energéticos (ERSE), o consumo de energia em Portugal durante o ano de 2009 foi de cerca 49 TWh. Admitindo que toda a potência passa, pelo menos, por quatro transformadores (um elevador de potência à saída do local de produção e três sucessivos redutores até aos locais de distribuição), e supondo que estes dissipam cerca de 1,5% da energia (Cullity & Graham, 2009) sob a forma de calor, então o total anual de perdas é de 735 GWh. Considerando um preço médio da energia de $0,05 \text{ €} \cdot kWh^{-1}$, os custos anuais em perdas são de 36,75 mil milhões de Euro, isto é, $36,75 \times 10^9 \text{ €}$. Assim, reduções nas perdas magnéticas mesmo na ordem das décimas de percentagem correspondem a poupanças anuais significativas. Estes custos são quase sempre suportados pelos produtores e distribuidores de energia eléctrica.

No caso dos transformadores supercondutores, para se poder utilizar núcleos frios, isto é, núcleos mergulhados em azoto líquido juntamente com os próprios enrolamentos, o controlo e minimização das perdas magnéticas é essencial uma vez que: por um lado, é mais difícil e portanto, mais dispendioso, remover o calor quando o dispositivo se encontra a

baixa temperatura e, por outro, as perdas magnéticas tendem a aumentar com a diminuição da temperatura, como foi referido na secção 2.3.

As perdas magnéticas totais que ocorrem num material ferromagnético quando sujeito à acção de um campo de indução B variável no tempo são dadas por,

$$P_t = P_h + P_{cl} + P_{exc} \quad (3.29)$$

onde P_h representa as *perdas por histerese*, P_{cl} são as chamadas *perdas por correntes de Foucault clássicas* e P_{exc} são as *perdas por correntes de Foucault excedentes* ou, *anómalas*. Por vezes pode também ser adoptada a divisão em *perdas estáticas* e *dinâmicas* em que, as primeiras incluem as perdas por histerese, e as segundas as perdas por correntes de Foucault clássicas e excedentes.

Actualmente existem duas linhas de investigação principais quanto à interpretação física dos vários mecanismos de perdas. Segundo Bertotti, Cullity e Graham (Bertotti, G., 1998), (Cullity, B.D., Graham C.D., 2009), (Graham, 1982), entre outros, não existe distinção física entre os processos de magnetização que ocorrem sob excitação DC ou AC, isto é, quer em regime quasi-estático quer em regime variável no tempo, estes autores consideram que as perdas magnéticas resultam de dissipação de calor por efeito de Joule resultante de correntes de Foucault induzidas no material. O que difere entre os vários tipos de perdas é qual o mecanismo interno que as origina. Por outro lado, M. F. Campos e a equipa de F. Landgraf (Campos & Landgraf, 2008), (Campos, Emura, & Landgraf, 2006), (Landgraf, Campos, & Leicht, 2008), consideram que as perdas por histerese não têm origem em correntes induzidas no material durante o ciclo de magnetização, mas sim na nucleação e aniquilação de paredes de domínios magnéticos. Estas duas posições serão um pouco mais desenvolvidas nas secções seguintes.

3.3.11.1 - Perdas por histerese e perdas magnéticas totais

As perdas por histerese, P_h , numa amostra de material ferromagnético são proporcionais à área do ciclo de histerese, obtido em regime quasi-estático, multiplicada pelo volume da amostra, V_o e pela frequência de operação f , isto é,

$$P_h = V_{ol} \cdot \oint HdB \cdot f \quad (3.30)$$

É de notar que, se o mesmo cálculo for efectuado a partir do ciclo de histerese obtido em regime dinâmico, isto é, para uma dada frequência de operação f , obtêm-se as perdas magnéticas totais na amostra. Isto é, em regime dinâmico a área do ciclo de histerese é uma medida da energia total dissipada no material por unidade de volume. No fim do século XIX, C.P. Steinmetz obteve uma fórmula empírica que permitia calcular as perdas por histerese em função da indução máxima no material, B_m , e que é (Steinmetz, 1892),

$$P_h = K_h \cdot B_m^\alpha \cdot f \quad (3.31)$$

em que K_h é a *constante de perdas por histerese* e que depende das propriedades do material e α é o chamado *coeficiente* ou *expoente de Steinmetz* e que, na equação original de Steinmetz valia aproximadamente 1,6 para os aços. Actualmente considera-se que α pode variar entre 1,5 e 2 (Fish, 1990) para induções máximas até 1,2 T (Landgraf F. J., 2002) e, acima desse valor até 1,6 T, podem determinar-se experimentalmente valores que podem chegar a $\alpha = 5$ (Landgraf, Campos, & Leicht, 2008). O aumento do coeficiente de Steinmetz acima de determinados valores de B_m , também foi referido por (Bozorth, 2003).

O mecanismo físico que está na origem das perdas histeréticas ainda não é consensual. Segundo G. Bertotti (Bertotti, G., 1998), (Bertotti, 1988), C. Graham (Graham, 1982) e Cullity (Cullity, B.D., Graham C.D., 2009), entre outros, as perdas por histerese têm origem nas microcorrentes de Foucault induzidas no material, tais como as restantes componentes. Esta ideia foi inicialmente sugerida por Becker (Becker, 1963), o qual considerou que o único mecanismo de perdas existente nos materiais magnéticos seriam as perdas resistivas resultantes de correntes de Foucault. Para estes investigadores a histerese deve-se ao carácter descontínuo do processo de magnetização à escala sub-microscópica, uma vez que a movimentação das paredes de domínios ocorre de forma discreta, isto é, por saltos e não através de um movimento contínuo das paredes. Ou seja, mesmo a uma frequência de operação muito baixa (na ordem dos mHz), não há continuidade no movimento, logo os saltos, conhecidos por *saltos de Barkhausen*, provocam localmente variação da indução magnética e portanto força electromotriz induzida que origina microcorrentes localizadas à volta dos segmentos em movimento e, portanto, perdas por efeito de Joule. A ocorrência do processo de movimentação por saltos de Barkhausen resulta da ancoragem das paredes de

domínio a impurezas, defeitos cristalinos ou limites de grão, as quais só se libertam quando o campo na vizinhança dessas paredes é suficiente para provocar o seu deslocamento. Também segundo (Reinert, Brockmeyer, & De Doncker, 2001), a velocidade local das paredes de domínio é diferente da taxa de variação do campo magnético aplicado e, o modo como estas se movimentam não é uniforme através do material pelo que, a magnetização à escala dos domínios é um processo discreto no tempo e no espaço.

Por outro lado, M. Campos e F. Landgraf et al. (Campos, Falleiros, & Landgraf, 2003), (Campos & Landgraf, 2008), (Campos, Teixeira, & Landgraf, 2006), consideram que as perdas por histerese resultam do processo de aniquilação e formação de paredes de domínio o qual origina dissipação irreversível de energia, independentemente da existência ou não de correntes de Foucault. As perdas são directamente proporcionais à área das paredes nucleadas e aniquiladas durante um ciclo de magnetização (Campos, Teixeira, & Landgraf, 2006). Segundo estes investigadores uma das provas da teoria que defendem é o facto do envelhecimento magnético, que consiste nas precipitação de carbonetos e/ou nitretos de ferro durante o tempo de vida dos aços eléctricos, apenas fazer aumentar as perdas por histerese (Campos, Emura, & Landgraf, 2006). Note-se que o aumento do volume de precipitados no aço aumenta o número de possíveis pontos de nucleação e aniquilação de paredes.

Um outro aspecto a considerar é o facto da própria estrutura dos domínios, isto é, o número de paredes em movimento, variar com a frequência de operação tornando discutível para alguns autores considerar as perdas magnéticas totais como uma soma das perdas em regime estático e dinâmico (Becker, 1963), (Morgan & Overshott, 1978).

Parece pois evidente que o mecanismo responsável pelas perdas histeréticas ainda será motivo de muita investigação.

3.3.11.2 - Perdas por correntes de Foucault clássicas

As perdas por correntes de Foucault clássicas ou simplesmente perdas clássicas, P_{cl} , resultam da variação temporal do campo de indução magnética no material, a qual dá origem, segundo a lei geral de indução, a força electromotriz induzida e, como o material tem uma dada condutividade eléctrica, origina correntes no material, chamadas correntes de Foucault ou, por vezes, correntes parasitas. As perdas clássicas são calculadas com base nas equações de Maxwell, considerando o material perfeitamente homogéneo em termos magnéticos

(isto é, μ independente da direcção em que é medido) e, portanto, ignorando a estrutura de domínios e a correspondente diferença de permeabilidades existente na massa do material. No caso das ligas de Fe-Si para aplicações em sistemas de potência, ou seja, à frequência de 50 Hz, considera-se ainda que o efeito pelicular é desprezável, para as espessuras das chapas que normalmente são utilizadas e que, em geral, são iguais ou inferiores a 0,50 mm. Note-se no entanto que no ferro a profundidade de penetração é de 1 mm, aproximadamente, e portanto não muito maior do que 0,50 mm, pelo que esta é uma aproximação simplifcativa. Tem-se então para as perdas clássicas em $W \cdot Kg^{-1}$ (Barranger, 1965), (Simonyi, 1963), (ver anexo),

$$P_{cl} = \frac{\pi^2 \cdot e^2 \cdot B_m^2 \cdot f^2}{6\rho d_m} \quad (3.32)$$

onde e é a espessura da chapa, B_m é a indução máxima no material, f é a frequência de operação, ρ é a resistividade eléctrica do material e d_m é a densidade do material em $Kg \cdot m^{-3}$. Pela expressão anterior conclui-se facilmente que as perdas clássicas diminuem com a diminuição da espessura das chapas utilizadas e com o aumento da resistividade do material ferromagnético; daí usarem-se chapas finas com adições de silício, até cerca de 4%, para aumento da resistividade do material.

3.3.11.3 - Perdas por correntes de Foucault excedentes

Medindo as perdas magnéticas totais numa lâmina de material ferromagnético a operar em regime dinâmico, medindo também as respectivas perdas por histerese em regime quasi-estático e calculando as perdas de Foucault clássicas pela equação (3.32), verifica-se que a soma $P_h + P_{cl}$ é inferior às perdas totais. A essa diferença chama-se perdas excedentes ou, anómalas, P_{exc} , tendo-se então,

$$P_{exc} = P_t - P_h - P_{cl} \quad (3.33)$$

As perdas excedentes estão associadas com o movimento em larga escala das paredes de domínios (Bertotti, G., 1998), (Fiorillo, F., 2004) e respectiva rotação de domínios magnéticos que ocorre na zona do joelho da curva de magnetização (ver Figura 3.27). Segundo (Cullity, B.D., Graham C.D., 2009), para um aço-silício de grão orientado é razoável representar a sua estrutura como um conjunto de domínios separados por paredes de 180° , igualmente espaçadas de uma distância d (i.e. domínios antiparalelos). Sob acção de um campo de indução sinusoidal de frequência f , as paredes movem-se em sentidos opostos. Quando as

paredes se encontram são aniquiladas. A saturação é atingida quando cada parede se moveu uma distância igual a metade da largura do domínio, ou seja, uma distância $d/2$. Este processo ocorre num tempo igual a $1/4$ de ciclo, isto é, em $\Delta t = 1/(4f)$. A velocidade média de uma parede de domínio é dada por

$$v_{\text{méd}} = \frac{d/2}{1/4f} = 2df \quad (3.34)$$

A f.e.m. $e(t)$ induzida pelo movimento das paredes é proporcional a dB/dt e, portanto, à $v_{\text{méd}}$. Como a potência posta em jogo no material pelo movimento das paredes é proporcional ao quadrado da tensão eléctrica ($P = U^2/R$), então isso significa que as perdas excedentes variam com $(v_{\text{méd}})^2$, ou seja, são directamente proporcionais a $(df)^2$. Pode então concluir-se que quanto maior for o número de domínios magnéticos numa amostra, isto é, quanto mais pequenos forem, mais próximas estão as paredes (menor d) e, portanto, para uma dada excitação externa à frequência f , menor será a velocidade média dessas paredes e, conseqüentemente, menores serão as perdas excedentes. Isso significa também que, quanto menor for o tamanho de grão (menor grão, significa domínios magnéticos mais pequenos), menores serão as perdas excedentes, o que é um parâmetro muito importante no controlo das perdas magnéticas em MMM. Note-se no entanto que, por outro lado, um menor tamanho de grão (TG) dá origem a maiores perdas por histerese. Este assunto será analisado na secção seguinte.

Segundo o modelo estatístico de Bertotti, as perdas excedentes podem ser traduzidas pela equação (Bertotti, G., 1998),

$$P_{\text{exc,B}} = C_{\text{exc,B}} \sqrt{\frac{1}{\rho}} \cdot B_m^{3/2} \cdot f^{3/2} \quad (3.35)$$

em que $C_{\text{exc,B}}$ é um parâmetro relacionado com a estrutura dos domínios magnéticos, sendo directamente proporcional ao tamanho de grão (Campos, Falleiros, & Landgraf, 2003), (Fiorillo, F., 2004), podendo afirmar-se que quanto maior for $C_{\text{exc,B}}$ mais discreto é o processo de magnetização. Portanto, como já foi dito, para a minimização das perdas excedentes não são desejáveis materiais com grande tamanho de grão. Depois de experimentalmente se ter obtido P_{exc} a partir das P_t e das P_{cl} , para uma dada frequência de trabalho, o valor de $C_{\text{exc,B}}$ pode ser obtido a partir da curva (B_m, P_{exc}) .

Para M. Campos, as P_{exc} variam de acordo com a equação (Campos, Falleiros, & Landgraf, 2003),

$$P_{\text{exc,C}} = C_{\text{exc,C}} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot B_m^2 \cdot f^{3/2} \quad (3.36)$$

em que, neste caso, o parâmetro $C_{\text{exc,C}}$ é directamente proporcional à raiz quadrada do tamanho de grão. As equações (3.35) e (3.36) foram obtidas empiricamente.

A influência da estrutura de domínios nas perdas magnéticas por correntes de Foucault foi apresentada inicialmente por Pry e Bean no artigo (Pry & Bean, 1958). Eles consideraram que para uma chapa de espessura e e comprimento infinito, constituída por domínios de largura d magnetizados antiparalelamente entre si, a razão $P_{\text{din}}/P_{\text{cl}}$ era função da relação entre a largura dos domínios e a espessura da amostra, isto é, da razão d/e . Pry e Bean verificaram que para valores de B menores ou iguais ao de saturação, as perdas por correntes de Foucault totais eram superiores ao valor previsto pela equação clássica (3.32), o que deixava antever outro tipo de perdas por correntes induzidas. Por exemplo, para domínios com largura igual à espessura da chapa ($d = e$), sob acção de um campo de indução igual ao de saturação, as perdas dinâmicas praticamente duplicavam em relação às P_{cl} e que para domínios de largura muito inferior a e , as perdas por correntes induzidas eram praticamente iguais às previstas por (3.32).

Pode então concluir-se destes cálculos que, quanto menor for a largura dos domínios em comparação com a espessura das chapas, menores serão as perdas excedentes, tal como foi apresentado também por (Cullity & Graham, 2009).

Considerando o modelo de Bertotti pode então escrever-se para as perdas magnéticas totais,

$$P_t = K_h f B_m^\alpha + K_{\text{cl}} f^2 B_m^2 + K_{\text{exc}} f^{3/2} B_m^{3/2} \quad (3.37)$$

em que cada parâmetro desconhecido pode ser obtido a partir dos resultados experimentais.

Nos aços-silício de grão orientado convencionais e nos de grão não orientado, à frequência de 50 Hz, as três componentes de perdas têm valores aproximadamente iguais. No entanto nas ligas magnéticas amorfas, embora as perdas magnéticas totais sejam muito inferiores às dos aços de GO e GNO, as perdas excedentes são responsáveis por uma grande fracção do total (Graham, 1982).

3.3.12 – Efeitos da microestrutura nas perdas magnéticas de aços eléctricos

Nos aços eléctricos, as perdas magnéticas dependem de vários factores que afectam a microestrutura. Entre esses factores destacam-se:

- a composição química, nomeadamente o teor de Si
- as impurezas e/ou precipitados (incluindo o envelhecimento magnético)
- o tamanho de grão
- a textura cristalográfica
- a deformação plástica

Analisar-se-á em seguida a influência de cada um destes parâmetros nas perdas magnéticas dos MMM, e em particular, nas ligas Fe-Si.

Composição química do material

O principal efeito da composição química do material é alterar a sua resistividade eléctrica, o que afecta as perdas por correntes de Foucault. Os elementos químicos mais utilizados para esse efeito são o alumínio e, principalmente, o silício que é usado comercialmente em valores até cerca de 4% em peso, sendo que a resistividade do aço aumenta com o aumento do teor em Si, até cerca de 11-12% em peso deste elemento. Por exemplo, para uma liga de Fe com 3% de Si, a resistividade é aproximadamente $45 \mu\Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ e para 4% é de $55 \mu\Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ (Bozorth, 2003). No entanto, o aumento do teor em silício tem associados alguns factores adversos: por um lado, faz diminuir a magnetização de saturação que, para o Fe puro, vale cerca de 2,15 T e que, para uma liga com 3,5% de Si, passa a valer 2,0 T (Bozorth, 2003), e por outro, torna o material mais rígido mecanicamente o que dificulta a sua maquinagem e portanto limita a espessura das chapas. Normalmente chapas com 1 a 2,5% de Si são usadas em máquinas rotativas enquanto ligas com teores entre 3 e 4,5% de Si são usadas em transformadores (Robert, 1989).

No caso de se usar alumínio, a percentagem está limitada normalmente a cerca de 5,5% (Bozorth, 2003). As ligas Fe-Al têm a vantagem de ter maior ductibilidade e maior resistividade, comparativamente às de Fe-Si, no entanto o controlo do processo de fabrico é mais complicado uma vez que se forem expostas ao ar, o alumínio oxida rapidamente e

endurece a superfície das chapas desgastando mais rapidamente a maquinaria usada para o seu fabrico.

O efeito do fósforo (P) na resistividade é ainda mais pronunciado, no entanto a sua solubilidade máxima é de 0,2% (Landgraf F. J., 2002).

A adição de 3% de Si também reduz a anisotropia magnetocristalina do material e portanto contribui para a diminuição das perdas excedentes.

Impurezas e/ou precipitados (incluindo o envelhecimento magnético)

As impurezas susceptíveis de formar inclusões de nitretos, sulfuretos e óxidos e, também o carbono, que dá origem à precipitação de carbonetos, devem ser reduzidas aos valores mínimos. Estas inclusões (nestes casos, não magnéticas) e os precipitados de carbono (normalmente sob a forma de cementite-Fe₃C) actuam como centros de ancoragem das paredes de domínio diminuindo a permeabilidade, aumentando o campo coercivo, que será tanto maior quanto mais próximas estiverem as inclusões, e portanto aumentando as perdas por histerese. Por outro lado, durante o processo de fabrico das chapas, a existência de inclusões limita o crescimento de grão, o que contribui também para o aumento da histerese, e dificulta a uniformização da textura cristalográfica, aumentando também as perdas excedentes.

O envelhecimento magnético, que ocorre durante o período de utilização do material magnético, e que consiste na precipitação de carbonetos ou nitretos de ferro resultante dos sucessivos processos de magnetização, também faz aumentar as perdas magnéticas. O teor de carbono no aço deverá ser sempre inferior a 0,003%. Na prática os aços podem ser descarbonetados durante o recozimento final numa atmosfera controlada (Werner & Jaffee, 1992).

Tamanho de grão

O tamanho de grão tem uma grande influência nas perdas magnéticas, nomeadamente nas perdas por histerese e nas perdas excedentes. No entanto o seu efeito em cada um dos tipos de perdas é oposto. Isto é, por um lado o aumento do tamanho de grão diminui as perdas por histerese uma vez que, por exemplo, diminui a superfície de limites de grão, diminuindo assim os possíveis pontos de ancoragem das paredes e os pontos de nucleação e aniquilação destas. Segundo (Landgraf F. J., 2002) e (Campos, Teixeira, & Landgraf, 2006), existem

muitas evidências de que o campo coercivo e , portanto P_h , são proporcionais ao inverso do tamanho de grão. Por outro lado, o aumento do tamanho de grão (maiores domínios) faz com que o movimento das paredes de Bloch tenha que ser feito a maior velocidade (para igual frequência), o que aumenta a variação dB/dt e, conseqüentemente, as perdas excedentes. Ou, analisando de outra forma, maior tamanho de grão significa domínios com maior largura d e maior razão d/e , logo as perdas excedentes aumentam em relação às clássicas que não têm em consideração o tamanho de grão. Esta conclusão em relação ao comportamento P_{exc} vs TG também pode ser obtida a partir das equações (3.35) e (3.36).

Assim, para otimizar as perdas magnéticas em relação ao tamanho de grão do material é necessário obter uma solução de compromisso entre as duas parcelas de perdas. Segundo (Campos, Teixeira, & Landgraf, 2006), o tamanho de grão ótimo é dado pela equação

$$TG_{op} = \left(\frac{K \cdot \rho}{B_m^{2-\alpha} \cdot e^2 \cdot \sqrt{f}} \right)^{2/3} \quad (3.38)$$

em que K é uma constante que é determinada experimentalmente e α é o coeficiente de Steinmetz. O tamanho de grão ótimo varia normalmente entre 100 e 150 μm (Landgraf F. J., 2002), (Matsumura & Fukuda, 1984), embora na prática se usem tamanhos de grão que podem variar entre 3 e 5 mm uma vez que industrialmente ainda não se conseguem produzir chapas com o que seria o ótimo.

Textura cristalográfica: aços de grão-orientado e não orientado

A textura cristalográfica do material, isto é, a forma como os cristais de ferro se encontram orientados, tem grande influência nas propriedades magnéticas da chapa. Existem essencialmente dois tipos de aços quanto ao modo de orientação dos cristais: os aços de grão orientado (GO), que exibem uma orientação preferencial de magnetização, e os aços de grão não orientado (GNO), que exibem propriedades magnéticas aproximadamente isotrópicas. Estes tipos de texturas de aços elétricos serão abordados na secção (3.3.15).

Deformação plástica

A deformação plástica de um material tem influência na sua microestrutura, nomeadamente na estrutura dos domínios, e portanto nas suas propriedades magnéticas. Tensões mecânicas no material quer sejam aplicadas, quer sejam residuais, provocam um aumento no campo coercivo e portanto nas perdas por histerese.

Segundo (Landgraf F. J., 2002), um material com $2,7 \text{ W}\cdot\text{Kg}^{-1}$ de perdas a 50 Hz, após sofrer um alongamento de apenas 0,5%, passou a exibir perdas totais no valor de $4,3 \text{ W}\cdot\text{Kg}^{-1}$. No mesmo material um alongamento de 8% originou perdas de $6,2 \text{ W}\cdot\text{Kg}^{-1}$, ou seja, mais do que duplicou as perdas. Assim, é importante proceder ao tratamento térmico dos aços após laminagem de forma a aliviar tensões mecânicas induzidas durante o processo de fabrico.

Pelo que foi exposto pode concluir-se que os factores que afectam a microestrutura dos aços estão intimamente relacionados com as perdas por histerese e excedentes. Por outro lado, factores como a espessura das chapas condicionam as perdas por correntes de Foucault clássicas, que são tanto menores quanto menor for \underline{g} . No entanto, o fabrico de chapas de menor espessura implica processos de laminagem mais intensos e mais tratamentos térmicos o que poderá prejudicar algumas propriedades magnéticas.

3.3.13 – Influência da temperatura nas propriedades magnéticas dos aços eléctricos

A influência da temperatura nas propriedades dos materiais ferromagnéticos é normalmente estudada para temperaturas de funcionamento superiores à temperatura ambiente e até à temperatura de Curie, isto é, a temperatura à qual os materiais perdem as propriedades ferromagnéticas e se tornam paramagnéticos. De um modo geral, o aumento da temperatura degrada algumas das propriedades magnéticas dos materiais e melhora outras. Nomeadamente, diminui a indução de saturação, diminui a magnetização espontânea e, a permeabilidade magnética máxima e inicial começa por aumentar com o aumento da temperatura, para depois diminuir abruptamente junto ao ponto de Curie. Por outro lado, o campo magnético coercivo e as perdas por histerese diminuem com o aumento da temperatura (Bozorth, 2003), e a resistividade eléctrica do material aumenta, contribuindo para a diminuição das perdas clássicas.

A dilatação térmica linear do material também aumenta com o aumento da temperatura o que influencia a microestrutura do material, nomeadamente o tamanho de grão e o tipo de fases metalúrgicas presentes.

A magnetostricção, isto é, a variação das dimensões do material quando submetido a um campo magnético, para além de depender da intensidade do campo aplicado também

depende da temperatura a que o material se encontra, como se ilustra no gráfico da Figura 3.32.

Concretamente a temperaturas abaixo da ambiente e até à temperatura do azoto líquido, existem poucos dados publicados sobre o comportamento magnético dos aços eléctricos. Isto deve-se provavelmente ao facto de, até ao advento dos materiais supercondutores de alta temperatura e à sua utilização em dispositivos electrotécnicos, as aplicações de materiais ferromagnéticos a baixa temperatura eram praticamente inexistentes.

3.3.14 – Tipos de aços eléctricos

Os aços eléctricos usados para a construção transformadores, motores e geradores dividem-se em dois grandes grupos: os *aços de grão orientado* (GO) e os *aços de grão não orientado* (GNO), sendo ambas as classes materiais cristalinos. No entanto os materiais magnéticos amorfos, chamados também *vidros metálicos*, são provavelmente a classe mais importante de novos MMM a ser descoberta após as ferrites.

Seguidamente far-se-á uma breve exposição das principais características destes tipos de materiais.

3.3.14.1 - Aços de grão orientado

Os aços de grão orientado são os mais usados em transformadores, e a sua descoberta foi feita por Norman Goss em 1934. Estes aços eléctricos caracterizam-se por apresentar uma textura cristalográfica em que um dos eixos cristalográficos de fácil magnetização de um grande volume de grãos, isto é, uma das direcções $\langle 100 \rangle$, se encontra alinhado paralelamente à direcção de laminagem e em que os planos (110) se encontram paralelos à superfície da chapa. Nestas chapas a permeabilidade magnética é muito mais elevada segundo a direcção de laminagem. Esta textura é chamada *textura Goss*, e é conseguida através de uma sucessão de processos de laminagem a frio (após uma laminagem a quente até espessuras de aproximadamente 2 mm), intercalados com recozimentos e terminando com um recozimento final a uma temperatura de cerca de 1200°C para produzir o que se chama uma textura de recristalização secundária (neste caso a textura Goss). Esta textura está esquematizada na Figura 3.36. Normalmente os aços de GO são produzidos em lâminas de espessura igual ou inferior a 0,35 mm, sendo formadas por grãos cujo tamanho médio é de cerca de 5 mm (Landgraf F. J., 2002), e portanto existe um único grão na espessura da

chapa. O teor de Si varia entre 2,2 e 3,2% (Littmann, 1971) e as perdas totais podem ter valores na ordem de $1 \text{ W}\cdot\text{Kg}^{-1}$ para 1,5 T e 50 Hz.

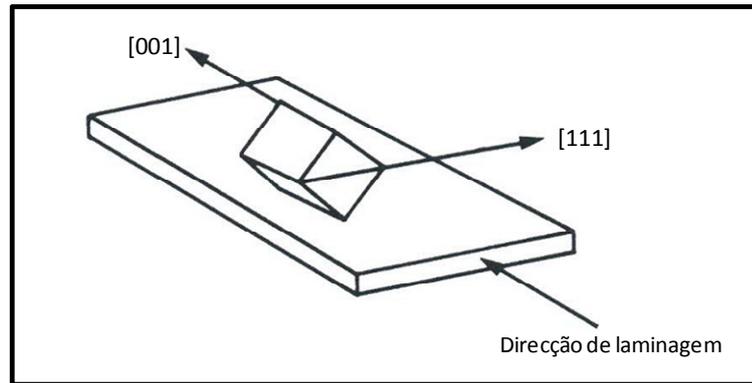


Figura 3.36 – Textura Goss. Adaptado de (Robert, 1989).

Na Figura 3.36 está representado um diagrama onde se observa a variação de algumas propriedades magnéticas em função do ângulo entre a direcção de laminagem e o campo magnético H aplicado.

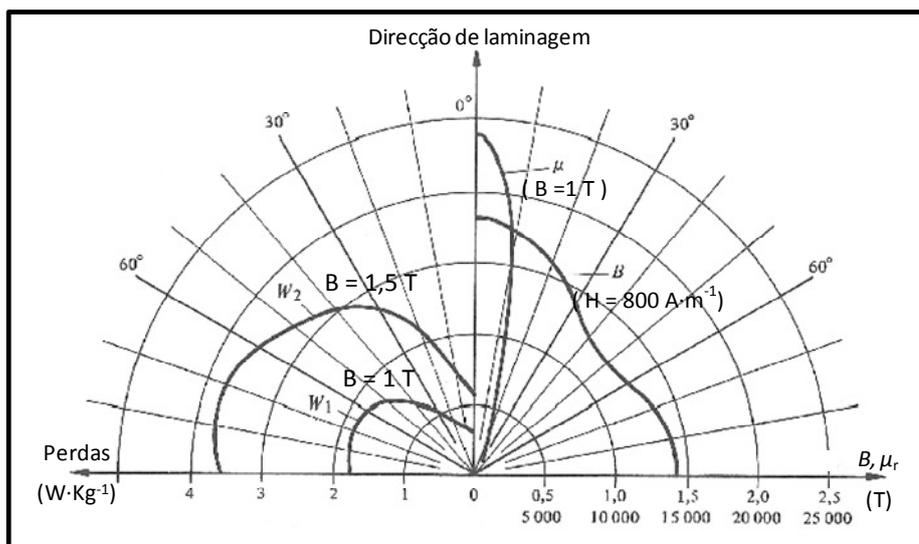


Figura 3.37 – Características típicas de uma chapa de aço de grão orientado de 0,35 mm com 3,5% de Si em função da direcção da medição e para 50 Hz. Adaptado de (Robert, 1989).

Para campos magnéticos aplicados segundo a direcção de laminagem as perdas magnéticas totais são muito inferiores às registadas, por exemplo, na direcção transversal (90°). A permeabilidade magnética também é muito superior para H aplicado segundo a direcção de laminagem (podendo ter-se valores na ordem de $2,5 \times 10^4$), observando-se uma redução superior a 1/3 para campos fazendo um ângulo de apenas 10° com a direcção preferencial.

Assim, num transformador o corte e a montagem das chapas deve ser feito de forma que o fluxo magnético seja conduzido paralelamente à direcção de laminagem. Os aços de GO

podem ainda dividir-se em aços de grão orientado convencionais (GOC) e aços de grão orientado de elevada permeabilidade (GOEP), estes últimos sendo comercializados em chapas de espessuras 0,30 mm, 0,27 mm e 0,23 mm. Os aços de GOEP apresentam campos coercivos e perdas histeréticas inferiores às dos convencionais, e os valores mais elevados de permeabilidade, devido à quase ausência de centros de ancoragem e à presença de grãos grandes muito bem orientados (Fiorillo, F., 2004).

3.3.14.2 - Aços de grão não orientado

Os aços de grão não orientado (GNO) foram desenvolvidos em 1900 por R. Hadfield (Cullity & Graham, 2009) e caracterizam-se por exibir uma textura cristalográfica aproximadamente isotrópica (Fiorillo, F., 2004). Estes materiais magnéticos macios são os mais usados em máquinas rotativas, uma vez que nestas máquinas o campo magnético muda continuamente de direcção e, portanto, interessa uniformizar as propriedades magnéticas do material. Nestes materiais as perdas são principalmente por histerese, podendo atingir 60 a 70% do total, e devem-se essencialmente às impurezas existentes, que dão origem a inclusões. Aumentando o tamanho de grão até cerca de 1 mm, as perdas totais diminuem, mas um maior grão aumenta as perdas excedentes que se tornam predominantes. Normalmente estes aços são produzidos em chapas com espessuras padrão de 0,35 mm, 0,50 mm e 0,65mm (Moses, 1990), com teores de Si que variam entre 1 e 3,7%, podendo ter também algum Al (0,2-0,8%) e algum Mn (0,1-0,3%) (Fiorillo, F., 2004). Nestes aços as perdas específicas são superiores às encontradas em aços de GO, podendo ter-se valores na ordem de 3 a 5 W·Kg⁻¹ para induções de 1,5 T a 50 Hz.

3.3.14.3 - Materiais magnéticos amorfos

Os materiais magnéticos amorfos, foram descobertos nos anos 60, quando se verificou que algumas ligas arrefecidas a elevada velocidade solidificavam sob a forma de materiais não cristalinos. Essas ligas foram chamadas *ligas amorfas* ou *vidros metálicos*. Estes materiais são produzidos por injeção da liga fundida sobre um cilindro rotativo que gira a velocidade elevada, havendo uma solidificação muito rápida, com taxas na ordem de 10⁵-10⁶ K·s⁻¹. Normalmente obtêm-se chapas de espessuras 10 vezes inferiores às conseguidas para os aços eléctricos.

As ligas amorfas mais importantes em termos de aplicações contêm cerca de 80% de material ferromagnético como Fe, Ni e Co e 20 % de um metalóide que usualmente é B ou Si.

Uma das ligas mais usadas em aplicações de potência é $\text{Fe}_{80}\text{B}_{11}\text{Si}_9$. Esta liga permite uma indução em serviço de 1,4 T (DeCristofaro, N., 1998).

De um modo geral, as ligas amorfas exibem uma indução de saturação, na ordem de 1,5 a 1,9 T, cerca de 20% inferior à dos materiais cristalinos para igual temperatura, baixa anisotropia magnetocristalina e uma magnetostricção na ordem de 20 a 30×10^{-6} , à temperatura ambiente, que se assemelha à dos materiais cristalinos. A resistividade eléctrica é muito elevada, tendo valores na ordem de $10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$, ou seja, duas ou três vezes superior à das ligas Fe-Si cristalinas, o que diminui consideravelmente as perdas clássicas. Isto deve-se à desordem atómica da rede e à presença de metalóides (não magnéticos) que, em conjunto, limitam o deslocamento livre médio dos electrões aumentando a resistividade. De um modo geral, as perdas magnéticas totais nas ligas amorfas são cerca de 60 a 70% inferiores à das ligas de Fe-Si cristalinas (DeCristofaro, N., 1998).

No entanto, as ligas amorfas têm algumas desvantagens: por um lado, são extremamente duras e por isso difíceis de trabalhar mecanicamente, o que provoca um aumento dos custos de produção e, adicionalmente, é difícil controlar a uniformidade da sua espessura o que dá origem a factores de empilhamento das chapas nos núcleos na ordem dos 80%, valores estes muito inferiores aos 95% dos materiais cristalinos (Vieira, Pinto, Teixeira, Fraga, Silveira, & Oliveira, 2000). Este último factor implica um aumento da área de secção recta do núcleo e, conseqüentemente, um aumento do volume.

Existem ainda outros materiais magnéticos utilizados em aplicações electrotécnicas tais como, por exemplo, ligas de ferro com 6,5% de silício e ligas com Ni-Fe com 50 ou 80% de níquel, estas últimas conhecidas por *permalloys*. Normalmente o número que precede o nome refere-se ao teor de Ni. Estas ligas exibem excelentes propriedades magnéticas, sendo utilizadas em aplicações onde o custo não é determinante. Exibem também elevada permeabilidade magnética relativa, entre 2×10^4 a 2×10^5 , e perdas baixas, e podem ser fabricadas em espessuras bastante finas, na ordem de 0,05 mm (Bozorth, 2003). Mais informações sobre estas ligas podem ser obtidas em (Bozorth, 2003).

3.4 – Síntese do capítulo

Depois do que até aqui foi exposto, convém destacar os pontos mais importantes de forma a enquadrar o trabalho experimental desenvolvido e que será apresentado no capítulo seguinte.

Como destacado nas secções 3.1, 3.2 e 3.3, um transformador supercondutor é um dispositivo electrotécnico que engloba três áreas distintas principais:

- a electrotecnia, que é a base para o entendimento do princípio de funcionamento do transformador tanto convencional como supercondutor,
- a supercondutividade para explicar as principais características dos materiais supercondutores aplicados em sistemas de potência,
- e o ferromagnetismo para compreender os mecanismos ligados às perdas magnéticas nos transformadores, e nas máquinas em geral, nomeadamente a sua origem e os factores de que dependem, os quais são determinantes para a optimização do rendimento de uma máquina.

Uma outra área envolvida no estudo integrado do transformador supercondutor é a criogenia, interessando neste trabalho destacar o comportamento dos aços eléctricos a temperaturas criogénicas.

Assim, apresentou-se um conjunto de fundamentos teóricos que foram seleccionados e redigidos de forma a destacar o mais relevante das áreas atrás referidas e com enquadramento dentro do trabalho desta tese. Os assuntos seleccionados foram, por ordem de apresentação:

- a teoria geral do transformador, nomeadamente o seu princípio de funcionamento e as equações gerais que regem esse funcionamento em regime alternado sinusoidal,
- a supercondutividade e os materiais supercondutores, dando ênfase aos materiais supercondutores de alta temperatura, por serem os mais usados em dispositivos de potência, e
- o ferromagnetismo, com uma abordagem mais extensa do que os tópicos anteriores, por estar na base da questão essencial colocada nesta tese e que se lembra ser, se a escolha de materiais ferromagnéticos, com vista à melhoria do rendimento, a usar no núcleo frio de transformadores supercondutores deverá seguir os critérios já

estabelecidos para transformadores convencionais ou, pelo contrário, deverão estabelecer-se novos critérios adaptados às condições específicas de funcionamento destas máquinas.

Ligado ao ferromagnetismo, surge uma exposição dos diferentes mecanismos de perdas magnéticas existentes em regime alternado sinusoidal, e como é que a microestrutura dos materiais e as condições de funcionamento, em particular a temperatura de operação, podem condicionar essas mesmas perdas.

É inédito encontrar estes temas reunidos num único documento uma vez que à Engenharia Electrotécnica interessa em particular o desempenho da máquina sob o ponto de vista da função a que se destina, incluindo obviamente quantificar e otimizar o seu rendimento mas não, actuar sobre a alteração das propriedades físicas e químicas dos materiais que a constituem. Essa é uma área da Engenharia de Materiais. No entanto, para que a Engenharia de Materiais se dedique ao estudo e optimização de determinados comportamentos é necessário que haja um estímulo como, por exemplo, uma necessidade de outra área do conhecimento. Ora, neste trabalho expõe-se a necessidade da Engenharia Electrotécnica, que é otimizar o comportamento magnético dos aços eléctricos à temperatura de 77 K, e apresentam-se os princípios físicos que estão na origem das perdas magnéticas nos materiais ferromagnéticos e os factores que as podem influenciar.

Esta análise do problema e dos factores que o influenciam permitiu estabelecer de forma adequada o conjunto de procedimentos experimentais que deveriam ser realizados, de forma a caracterizar individualmente os vários tipos de perdas magnéticas associadas aos aços eléctricos escolhidos, e como varia o seu comportamento em função da temperatura de operação do dispositivo electrotécnico. Este estudo é realizado no capítulo seguinte.

4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL, RESULTADOS OBTIDOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo serão apresentados os procedimentos experimentais seleccionados para efectuar as medidas necessárias para responder às questões colocadas inicialmente. Basicamente medem-se as perdas magnéticas totais e as perdas em regime quasi-estático à temperatura ambiente e criogénica. A resistividade eléctrica dos aços, a densidade e a sua composição química também são medidas. Os resultados obtidos são apresentados, procedendo-se à interpretação e discussão dos mesmos sempre que seja considerado oportuno.

4.1 - Dimensionamento dos núcleos magnéticos e chapa de características do transformador

Para a análise de perdas magnéticas em regime alternado sinusoidal, à frequência de 50 Hz, e às temperaturas ambiente e criogénica, escolheram-se três transformadores monofásicos de potência aparente 1,15 kVA, com uma relação de tensões entre o primário e o secundário de 230 V/115 V. Para tal foram construídas duas bobinas de cobre com um número de espiras de 203 e 102, no primário e no secundário do transformador, respectivamente. A secção transversal de material ferromagnético, S_{Fe} , necessária para conter a densidade de fluxo magnético máxima sem saturar o ferro foi calculada a partir da equação

$$S_{Fe} = \frac{U_{1ef}}{4,44 \cdot f \cdot N_1 \cdot B_m} \quad (4.1)$$

onde U_{1ef} é a tensão eficaz nominal do primário, f é a frequência de trabalho, neste caso 50Hz, N_1 é o número de espiras no primário e B_m é o campo de indução máximo ou, densidade de fluxo magnético máxima. A equação anterior resulta de, em regime sinusoidal se ter, $U_m = \omega \phi_m$, $\omega = 2\pi f$ e $U_m = \sqrt{2}U_{ef}$. Com campo uniforme na secção tem-se $\phi_m = S_{Fe}B_m$, e substituindo tudo obtém-se a equação (4.1) usada na prática.

Considerando uma indução máxima de 1,5 T obtém-se um valor para a secção de material ferromagnético de, no mínimo, $S_{Fe} = 34 \text{ mm}^2$.

As dimensões dos núcleos necessárias para albergar os dois enrolamentos e satisfazer a equação anterior estão indicadas na Figura 4.1.

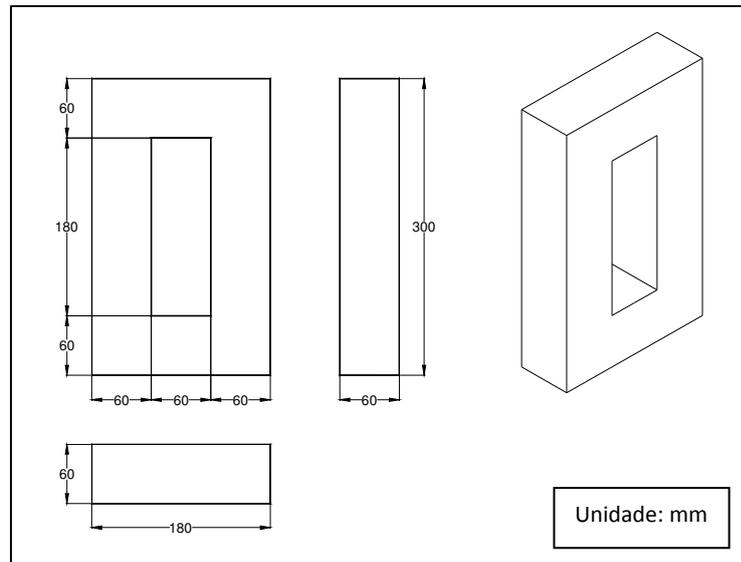


Figura 4.1 - Dimensões dos núcleos ferromagnéticos

Os núcleos dos transformadores foram construídos na forma UI tendo-se escolhido três aços eléctricos de produção industrial com diferentes características, e normalmente utilizados em transformadores. Todos os núcleos têm as dimensões indicadas na figura anterior e são desmontáveis para que possa ser utilizado o mesmo par de bobinas. As bobinas usadas como primário e secundário dos transformadores são de cobre e abraçam cada uma das colunas do núcleo, como se observa na Figura 4.2.

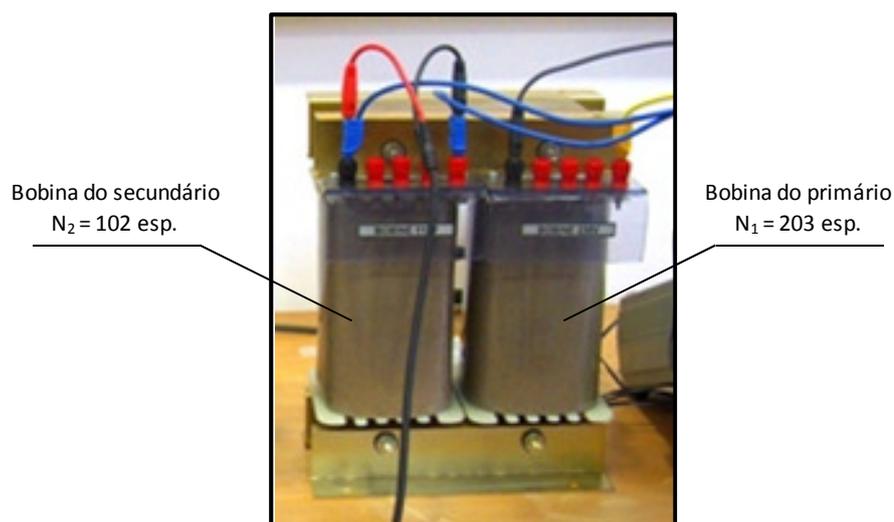


Figura 4.2 – Transformador usado nos ensaios

A Figura 4.3 mostra dois dos núcleos construídos para os ensaios experimentais.

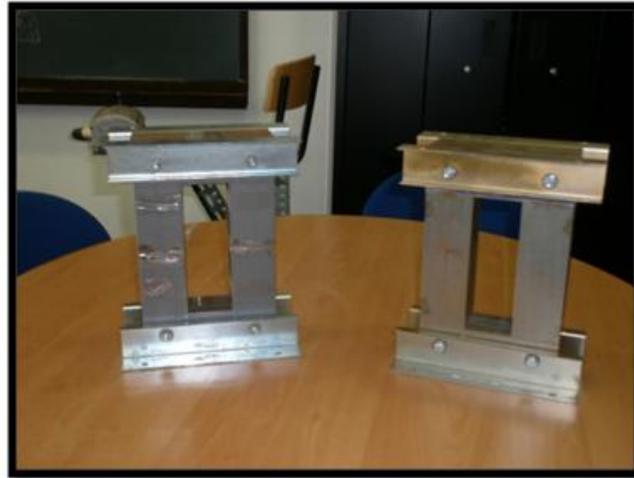


Figura 4.3 – Núcleos ferromagnéticos usados nos ensaios

Os transformadores sob ensaio exibem portanto a chapa de características representada na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Chapa de características dos transformadores

| | |
|-------|----------|
| S_n | 1,15 kVA |
| U_1 | 230 V |
| U_2 | 115 V |
| I_1 | 10 A |

4.2 - Caracterização dos aços eléctricos utilizados para a construção dos núcleos

Para contribuir para o estudo das propriedades magnéticas dos aços eléctricos a baixa temperatura, decidiu-se em primeiro lugar escolher duas classes de materiais magnéticos macios com diferentes características físicas e propriedades magnéticas: aços de grão não orientado (GNO) e aços de grão orientado (GO), sendo que dos últimos foram seleccionadas duas composições e espessuras de chapa diferentes. Na Tabela 4.2 indicam-se as especificações das chapas de Fe-Si utilizadas na construção dos núcleos.

Tabela 4.2 – Especificações dos aços eléctricos utilizados

| Designação dos núcleos | Tipo de liga Fe-Si | Espessura das chapas (mm) | Designação AISI | Designação DIN 46400 | % wt Si | Densidade (g·cm ⁻³) |
|------------------------|--------------------|---------------------------|-----------------|----------------------|---------|---------------------------------|
| T1 | GNO | 0.50 | M43 | V400-50A | 2.7 | 7.69 |
| T2 | GOC | 0.35 | M6 | VM111-35N | 3.9 | 7.05 |
| T3 | GOC | 0.30 | M5 | M140-30S | 3.9 | 7.44 |

A composição química dos aços foi determinada por fluorescência de raios X tendo sido obtidos os resultados indicados na Tabela 4.3.

Tabela 4.3 – Composição química dos aços eléctricos T1, T2 e T3 (principais componentes)

| | %Fe | %Si | %Al | %Zn | %Cr | %Mg | %Mn |
|----|-----|-----|------|-----|------|------|-------|
| T1 | 93 | 2,7 | 0,3 | 3 | 0,01 | - | 0,2 |
| T2 | 94 | 3,9 | 0,01 | 1 | 0,01 | 0,01 | 0,003 |
| T3 | 94 | 3,9 | 0,01 | 0,8 | 0,08 | 0,07 | 0,05 |

4.3 - Determinação da resistividade eléctrica às temperaturas ambiente e criogénica

Para a determinação da resistividade eléctrica dos materiais foi utilizado o método dos quatro terminais tendo-se para isso cortado pequenas lâminas dos três tipos de materiais com 100 mm de comprimento por 10 mm de largura, segundo a direcção longitudinal da chapa e segundo a direcção transversal. Na Figura 4.4 está representada a montagem experimental utilizada.

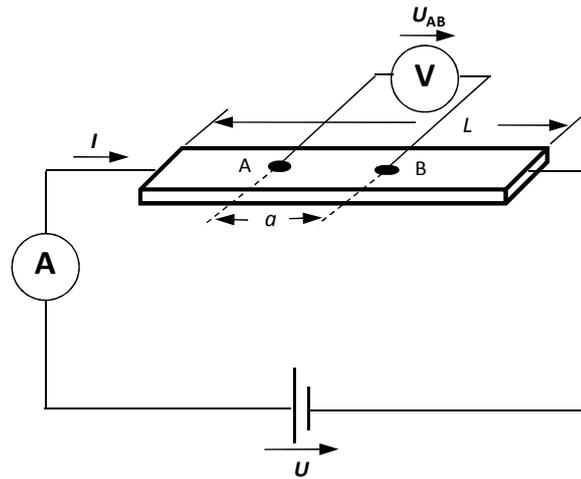


Figura 4.4 – Esquema dos quatro pontos para medição da resistividade dos aços

Para a medição da resistividade eléctrica a 77 K as chapas foram mergulhadas num banho de azoto líquido. Os valores obtidos a ambas as temperaturas estão sumarizados na Tabela 4.4. As diferenças obtidas entre os valores das resistividades longitudinal e transversal foram, no máximo, de 9%, pelo que se adoptou como valor final a média aritmética entre a medida longitudinal e transversal.

Tabela 4.4 – Resistividade eléctrica dos aços eléctricos sob ensaio a 298 e a 77 K

| Material | T1 | T2 | T3 |
|--------------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| $\rho_{298K} (\Omega \cdot m)$ | $3,68 \times 10^{-7}$ | $4,83 \times 10^{-7}$ | $4,86 \times 10^{-7}$ |
| $\rho_{77K} (\Omega \cdot m)$ | $2,84 \times 10^{-7}$ | $3,93 \times 10^{-7}$ | $4,02 \times 10^{-7}$ |

Pode verificar-se que em todas as amostras a resistividade é menor à temperatura criogénica, observando-se uma redução de cerca de 23, 18 e 17% comparativamente aos valores obtidos a 298 K, para os aços T1, T2 e T3, respectivamente.

As medições foram posteriormente repetidas usando um multímetro com precisão de $0,1\mu\Omega$, tendo-se obtido iguais valores.

4.4 - Procedimento experimental para a determinação das perdas magnéticas totais, P_t

A determinação das perdas magnéticas totais dos três aços eléctricos foi efectuada em regime alternado sinusoidal à frequência de 50 Hz, uma vez que é nessas condições que, na Europa, operam os transformadores de potência. Na Figura 4.5 está representado o esquema eléctrico da montagem experimental utilizada para determinar o ciclo de histerese dinâmico dos materiais seleccionados.

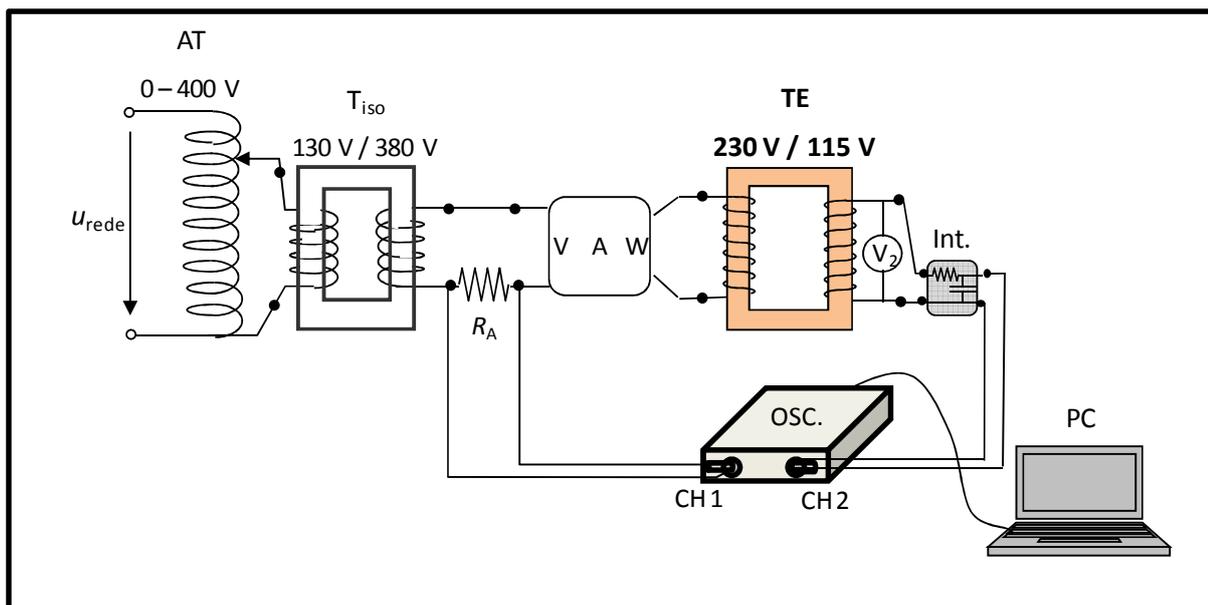


Figura 4.5 – Montagem experimental para a determinação do ciclo de histerese dinâmico.
Adaptado de (Gonçalves, 2001).

O material utilizado, e que está representado esquematicamente na figura anterior, foi o seguinte:

- Autotransformador 0-400 V para permitir a variação da tensão no primário de TE
- T_{iso} – Transformador auxiliar, ou transformador de isolamento, usado para isolar galvanicamente a montagem experimental da rede
- R_A – Resistência de amostragem, cujo valor é $2,62 \Omega$ e que permite medir a corrente no circuito. Esta resistência foi medida para variações de temperatura ambiente entre os 20 e os 40 °C, tendo mantido sempre o valor indicado.
- V,A,W – Multímetro que permite medir tensão, corrente e potência activa, e que é usado apenas como controlo
- V_2 – Voltímetro digital para controlo da tensão em vazio no secundário de TE

- TE – Transformador cujo núcleo é o que se pretende ensaiar, com uma relação de tensões 230 V / 115 V
- Int. – Integrador passivo com uma constante de tempo igual a 1,00 s, e que permite medir uma imagem da indução magnética no material ferromagnético
- OSC. – Osciloscópio digital Pico Scope série 3000 da Pico Technology
- PC – Computador para aquisição dos resultados obtidos e tratamento dos dados

As medições em regime dinâmico foram efectuadas aplicando uma tensão alternada ao primário do transformador deixando o secundário em vazio. A indução máxima B_m foi controlada através da variação da amplitude de u_1 , pelo que cada valor de tensão impõe um valor constante de B_m . As imagens das formas de onda da indução magnética B (CH 2) e do campo magnético aplicado H (CH 1) foram adquiridas pelo osciloscópio digital (OSC). O campo magnético H é calculado a partir da medição da tensão aos terminais da resistência calibrada R_A indicada na Figura 4.5, o qual é uma imagem da corrente no primário $i_1(t)$, e o campo de indução magnética B é obtido a partir da integração da tensão em vazio $u_2(t)$ aos terminais do secundário do transformador. As medidas foram efectuadas à temperatura ambiente, para vários valores de B_m e posteriormente repetidas a 77 K para iguais valores de B_m . As medidas à temperatura criogénica foram realizadas mergulhando o transformador num banho de azoto líquido como ilustram as imagens da Figura 4.6. Na referência (Gonçalves, 2001) encontram-se informações mais pormenorizadas sobre a obtenção dos valores de H e B , a partir de $i_1(t)$ e $u_2(t)$.



(a)



(b)

Figura 4.6 – Ensaio do transformador em azoto líquido

Por este processo obtiveram-se os ciclos de histerese do material para vários valores de B_m , assim como, os valores dos campos coercivos, densidades de fluxo remanescente, entre outros. As áreas dos ciclos de histerese foram calculadas, recorrendo ao software Matlab.

4.5 - Procedimento experimental para a determinação das perdas por histerese, P_h

Para a medição das perdas por histerese em regime quasi-estático, P_h , o primário do transformador sob ensaio TE foi alimentado com uma corrente constante cujo valor varia de zero até $+I_{m\acute{a}x}$, volta a zero, inverte o sentido e varia de novo até $-I_{m\acute{a}x}$, retornando depois a zero, de forma a descrever um ciclo de magnetização completo. Esta variação da corrente é feita através da variação de resistências (R_v) que se encontram ligadas em série com a bobina primária e de um comutador de cruzamento que permite a sua comutação de sentido (CC). Os vários valores de $I_{m\acute{a}x}$ escolhidos, correspondem aos valores de campo magnético H_m aplicados aos núcleos em regime AC. A montagem experimental utilizada está indicada na Figura 4.7. As medições foram também realizadas a 298 e a 77 K. A área do ciclo de histerese assim obtido é uma medida das perdas por histerese no material magnético.

Refere-se ainda o facto de inicialmente se ter tentado medir as perdas por histerese por dois outros processos. Primeiro construindo um amplificador a transistor que permitisse obter uma tensão alternada sinusoidal de muito baixa frequência, concretamente 500 mHz, para alimentar o transformador com uma corrente eléctrica que atingia aproximadamente 10 A. Os resultados obtidos não foram satisfatórios. Posteriormente procedeu-se à tentativa de determinar o ciclo de histerese estático utilizando um magnetómetro, no entanto, alguns dos valores de indução magnética usados eram demasiado baixos para o magnetómetro em questão que, por isso, mascarava os resultados. Assim, em alternativa, recorreu-se ao método ilustrado na figura seguinte que, embora artesanal, permitiu obter resultados bastante satisfatórios.

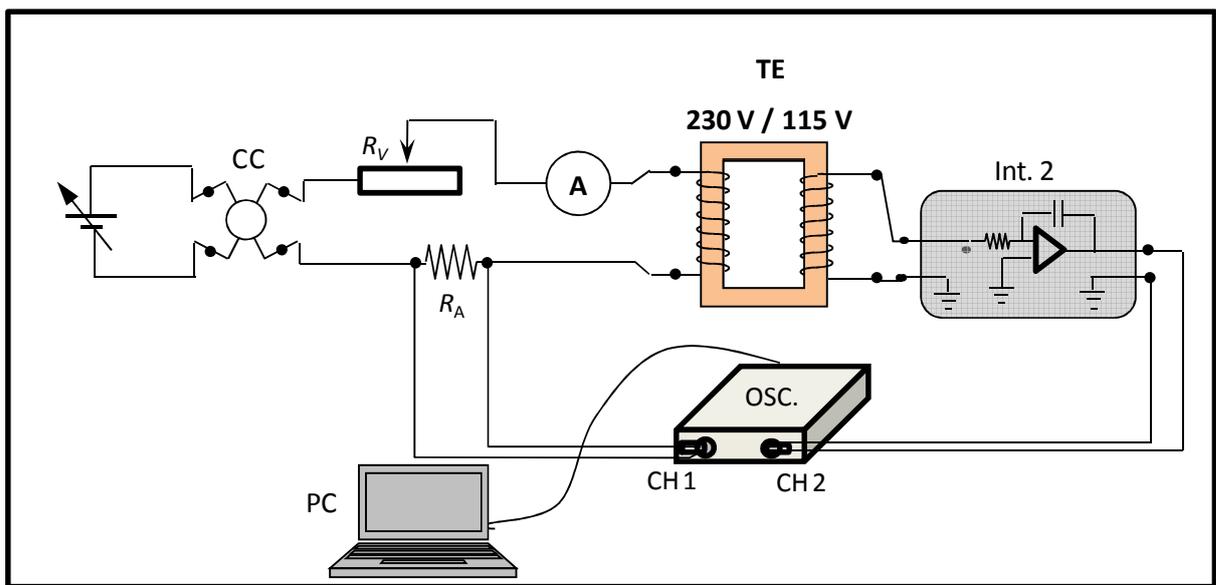


Figura 4.7 - Montagem experimental para a determinação do ciclo de histerese quasi-estático

O processo de aquisição e tratamento de resultados foi o mesmo que se utilizou para a obtenção dos valores em regime AC, com excepção de se ter utilizado um integrador activo (Int.2), também com uma constante de tempo de 1,00 s.

4.6 - Procedimento para a determinação das perdas por correntes de Foucault clássicas, P_{cl} , e excedentes, P_{exc}

As perdas por correntes de Foucault clássicas foram calculadas recorrendo a (3.32), isto é:

$$P_{cl} = \frac{\pi^2 \cdot e^2 \cdot B_m^2 \cdot f^2}{6\rho d_m}$$

As perdas clássicas foram calculadas para os materiais T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K, para a frequência de 50 Hz, para cada valor de indução máxima B_m , e utilizando os valores de resistividade medidos e indicados na Tabela 4.4. Na Tabela 4.5 estão indicadas as expressões de variação de P_{cl} com B_m , para cada aço e para ambas as temperaturas.

Tabela 4.5 – Expressões de variação das perdas clássicas em função da indução máxima

| Material | T1 | T2 | T3 |
|---------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $P_{cl,298K} (W \cdot Kg^{-1})$ | $0,3634 \cdot B_m^2$ | $0,1480 \cdot B_m^2$ | $0,1024 \cdot B_m^2$ |
| $P_{cl,77K} (W \cdot Kg^{-1})$ | $0,4710 \cdot B_m^2$ | $0,1819 \cdot B_m^2$ | $0,1236 \cdot B_m^2$ |

As perdas excedentes, P_{exc} , foram calculadas a partir dos valores obtidos para as restantes perdas à temperatura ambiente e criogénica, tal como foi exposto na secção 3.3.11.3, e de acordo com (3.33).

Todos os valores de perdas foram determinados em $W \cdot Kg^{-1}$, isto é, foram sempre calculadas as perdas específicas dos três aços eléctricos.

4.7 - Procedimento experimental para a determinação das perdas magnéticas totais, P_t , num material magnético amorfo

Os materiais magnéticos amorfos ou, vidros metálicos, têm vindo a ser objecto de investigação para aplicação em núcleos de transformadores de potência devido às baixas perdas magnéticas, como foi referido na secção 2.2.3. Assim, a título comparativo foram também medidas as perdas magnéticas totais em regime alternado sinusoidal, e à frequência de 50 Hz, de um núcleo magnético amorfo com as características indicadas na Tabela 4.6.

Tabela 4.6 – Características físicas e químicas do núcleo magnético amorfo

| Designação | Nº de espiras $N_1 = N_2$ | Espessura da chapa (mm) | Composição química | Densidade ($g \cdot cm^{-3}$) |
|------------|------------------------------|-------------------------|-------------------------------------|---------------------------------|
| NA | 92 | 0,04 | 98%Fe+2%Si com 0,02%Cr e 0,09%Mn | 9,82 |

A montagem experimental utilizada para a medição das perdas magnéticas totais é idêntica à utilizada para os aços T1, T2 e T3 e está representada esquematicamente na Figura 4.8.

Para a obtenção destas medidas foi utilizado o mesmo tipo de equipamento, com excepção do integrador (Int. 3), que neste caso embora seja também activo tem uma constante de tempo de 48,3 μs .

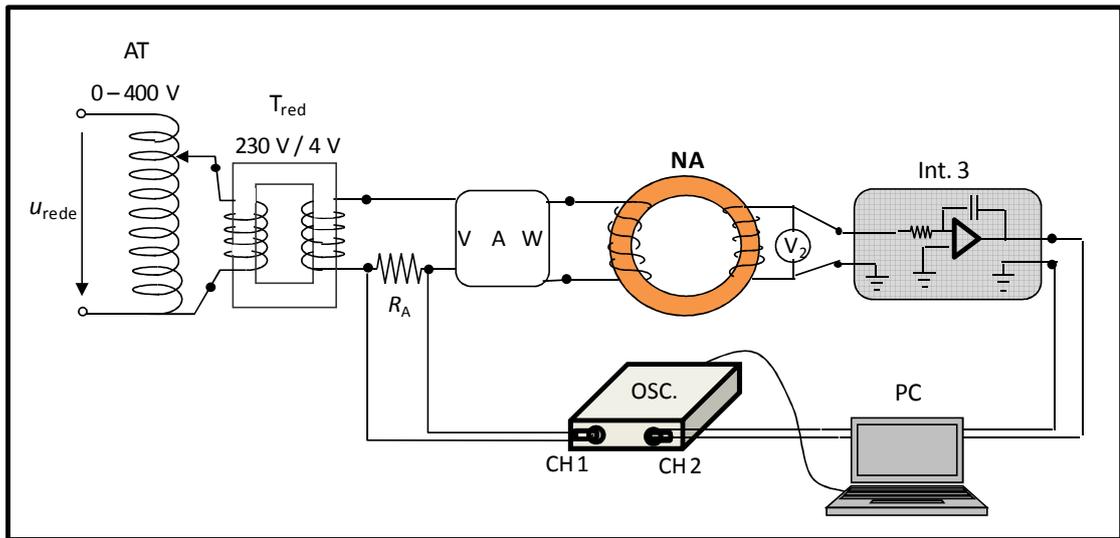


Figura 4.8 -- Montagem experimental para medição das perdas magnéticas totais no núcleo amorfo

Antes da apresentação de resultados chama-se a atenção para o facto dos núcleos construídos inicialmente apresentarem um problema técnico, que foi detectado após a medição das perdas magnéticas totais a 298 K e a 77 K. Estes núcleos praticamente não apresentavam diferenças entre os seus ciclos de histerese aparentes, o que não estava de acordo com o tipo de materiais seleccionados. Posteriormente foi descoberto o problema que consistia no facto de existir um cordão de solda que colocava em curto-circuito as várias chapas que constituem os núcleos. O fabricante foi alertado para o erro construtivo (que ele ignorava) e foram construídos novos núcleos, sobre os quais foram realizadas então todas as medidas apresentadas.

4.8 - Perdas magnéticas totais obtidas para T1, T2 e T3 a 298 e a 77K

Os materiais magnéticos macios T1, T2 e T3 apresentam, para uma indução máxima de 1,6 T, e a 298 K os ciclos de histerese indicados na Figura 4.9.

Tal como era esperado, o aço de grão não orientado (T1) apresenta um ciclo com menor declive, o que significa menor permeabilidade magnética. Para se obter em T1 uma indução máxima B_m igual a 1,6 T, é necessário aplicar um campo magnético H igual a $2140 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$, isto é, maior do que o necessário para os aços de grão orientado que valem, respectivamente, $1746 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$ e $1515 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$, para T2 e T3. O aço T3 é o que apresenta maior permeabilidade magnética e maior densidade de fluxo remanescente, B_r .

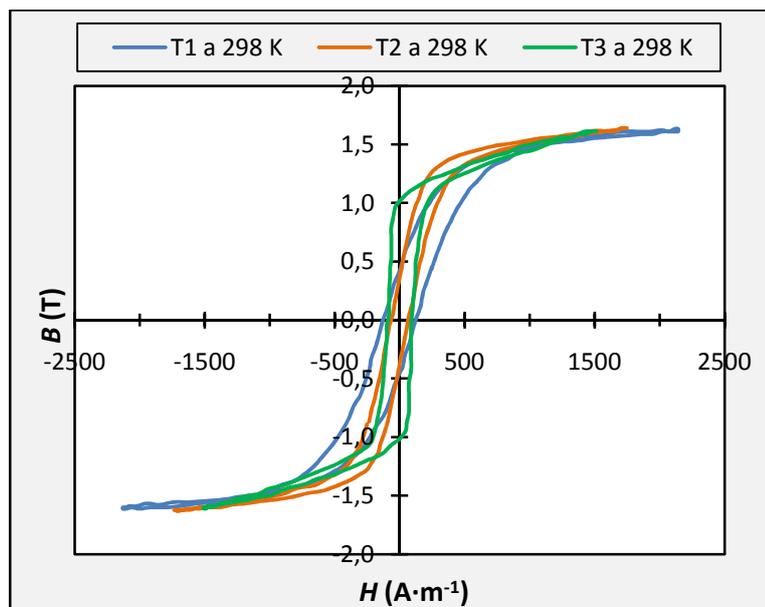


Figura 4.9 – Ciclos de histerese de T1, T2 e T3 para $B_m = 1,6$ T e $f = 50$ Hz, a 298 K

Para o núcleo mergulhado em azoto líquido, ou seja, a 77 K os resultados obtidos para os três materiais, e para igual B_m , estão indicados no gráfico da Figura 4.10. Neste caso observa-se para T1 uma diminuição de aproximadamente 17% no valor do campo magnético necessário para obter uma densidade de fluxo de 1,6 T. No caso de T2, H mantém-se constante e para T3 diminui cerca de 5%. Isto significa que o aço T1 é mais fácil de magnetizar a 77 K, para uma indução de 1,6 T. É de notar que em todos os casos os materiais já atingiram a zona de saturação magnética.

Na Figura 4.11 estão representados separadamente os ciclos obtidos nas condições anteriores para T1, T2 e T3.

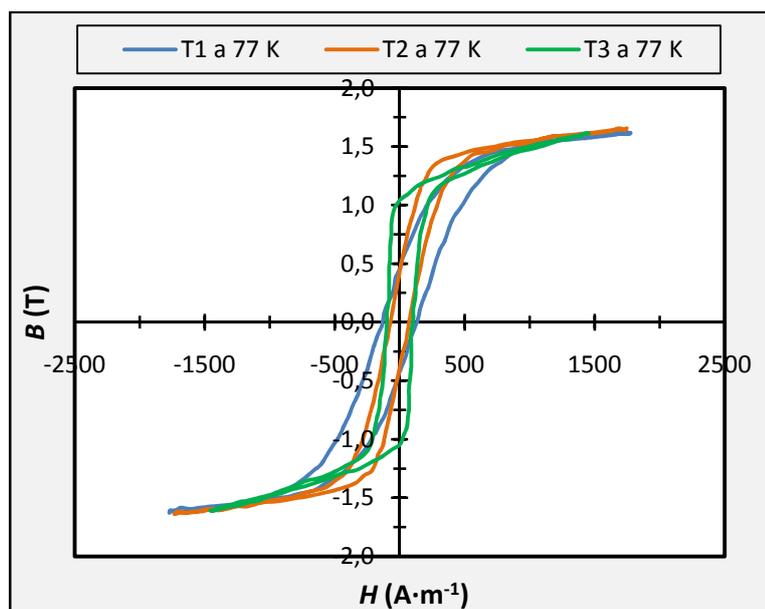


Figura 4.10 - Ciclos de histerese de T1, T2 e T3 para $B_m = 1,6$ T e $f = 50$ Hz, a 77 K

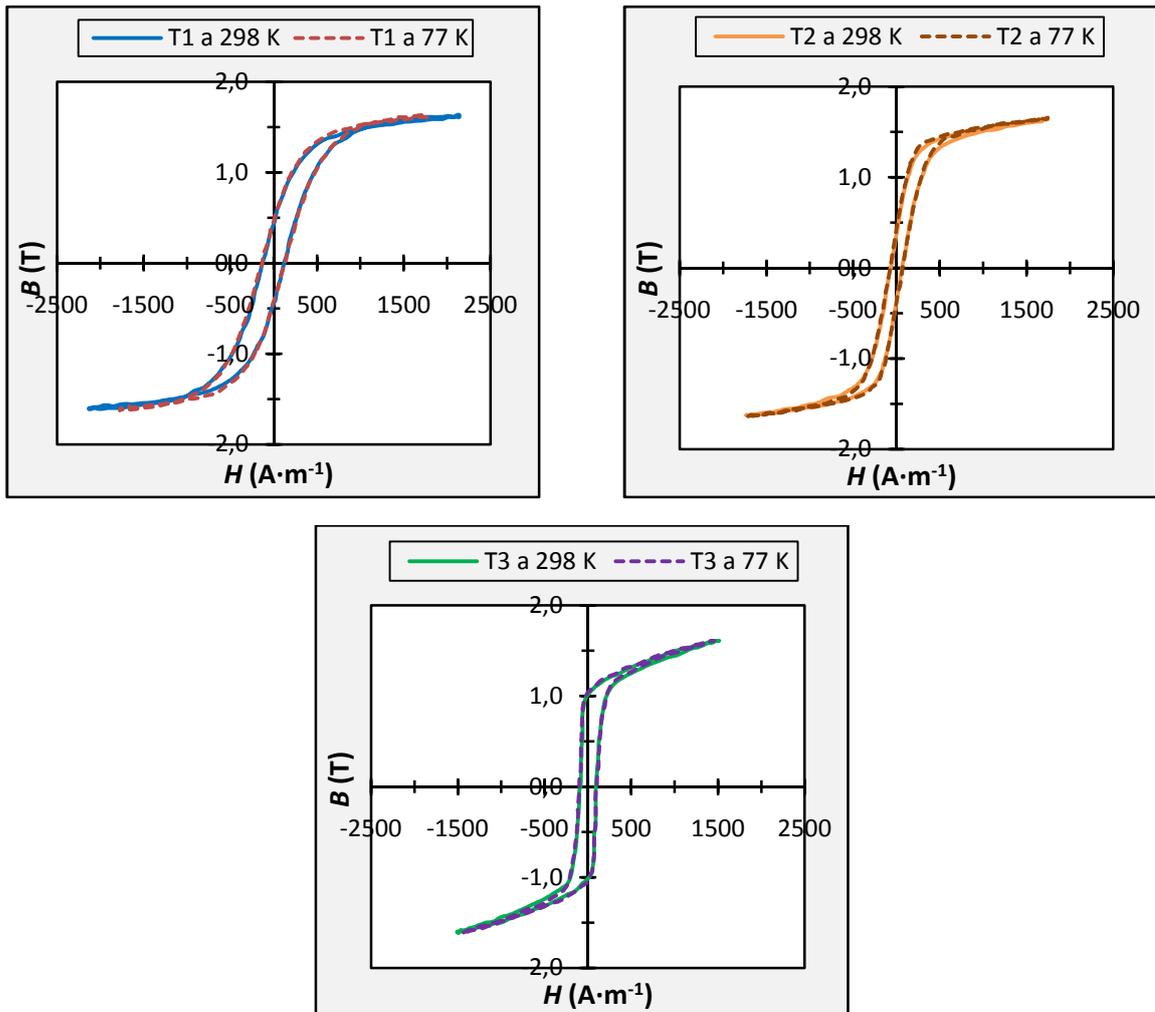


Figura 4.11 – Comparação dos ciclos de histerese a 298 e a 77 K para T1, T2 e T3 a 1,6 T

A partir do traçado dos ciclos de histerese para vários valores de B_m , obtiveram-se as características de magnetização para os vários materiais, a 77 K e à temperatura ambiente, como se ilustra na Figura 4.12, Figura 4.13 e Figura 4.14.

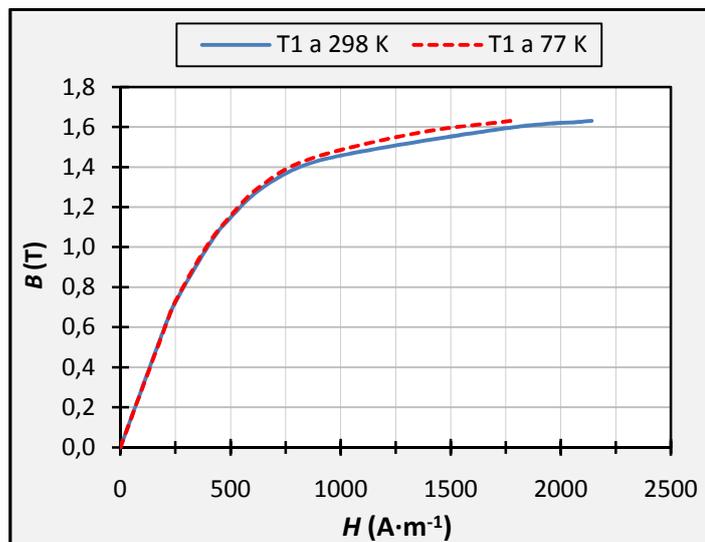


Figura 4.12 – Característica de magnetização inicial para o aço de GNO a 298 e a 77 K

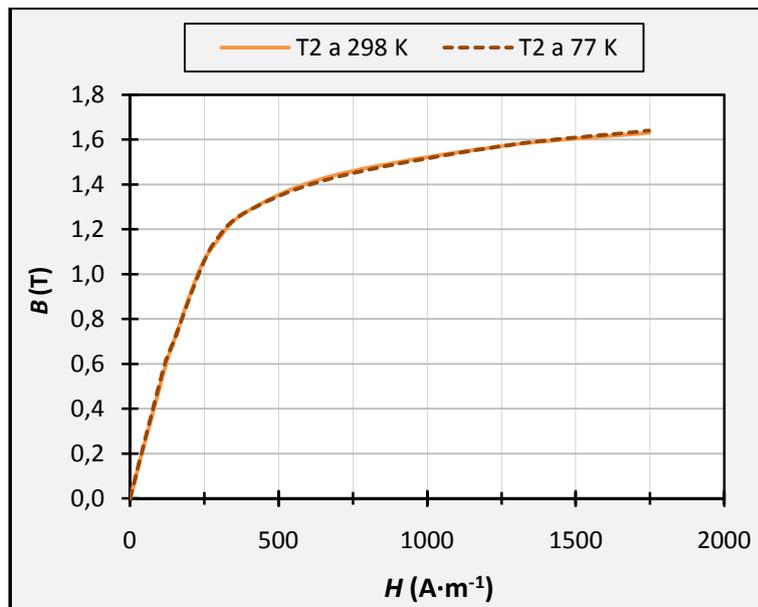


Figura 4.13 - Característica de magnetização inicial para o aço T2 de GO a 298 e a 77 K

A partir das curvas pode dizer-se que a indução de saturação, B_s , praticamente não varia com a temperatura, verificando-se os valores de, aproximadamente, 1,2 T para os aços T1 e T2 e 1,0 T para o material T3.

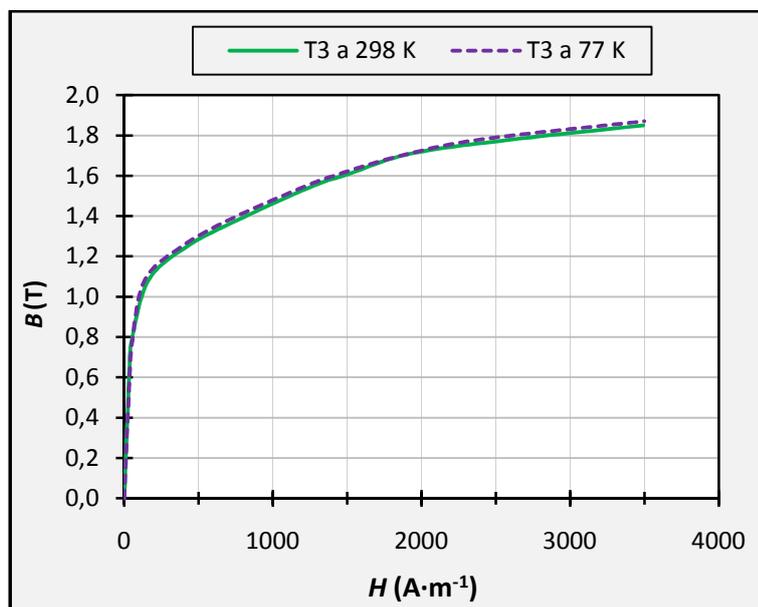


Figura 4.14 - Característica de magnetização inicial para o aço T3 de GO a 298 e a 77 K

Na Figura 4.15 podem comparar-se as características de magnetização para os três materiais.

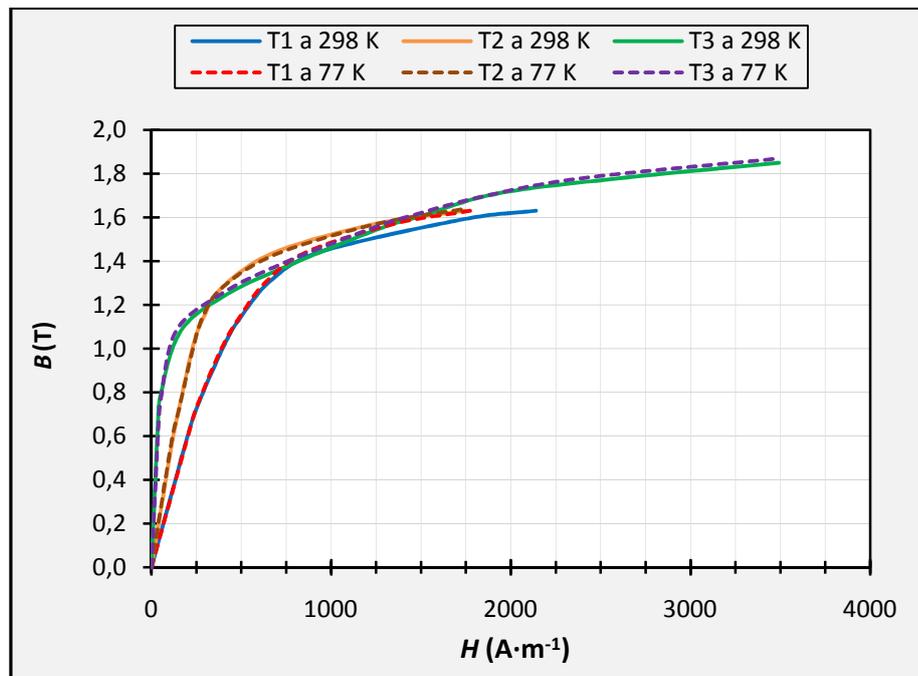


Figura 4.15 – Comparação entre as características de magnetização inicial para T1, T2 e T3

Observa-se pelos gráficos anteriores que a diferença mais acentuada entre as características a 298 e a 77 K acontece para o aço de GNO. Para o material T1, a 77 K, a indução máxima atinge-se para valores de campo aplicado, H_m , menores do que os necessários à temperatura ambiente, o que está de acordo com (Bozorth, 2003). No caso dos aços de grão orientado T2 e T3 não se encontram diferenças significativas entre as curvas (H_m , B_m) para as duas temperaturas. Pelo declive das curvas conclui-se também que o material T3 exibe a maior permeabilidade magnética e T1 a menor, estando de acordo com o esperado, uma vez que se trata de um aço de GNO.

A variação da densidade de fluxo remanescente em função da densidade de fluxo máxima, assim como a variação do campo coercivo em função do campo magnético máximo aplicado estão representadas nos gráficos da Figura 4.16 e da Figura 4.17.

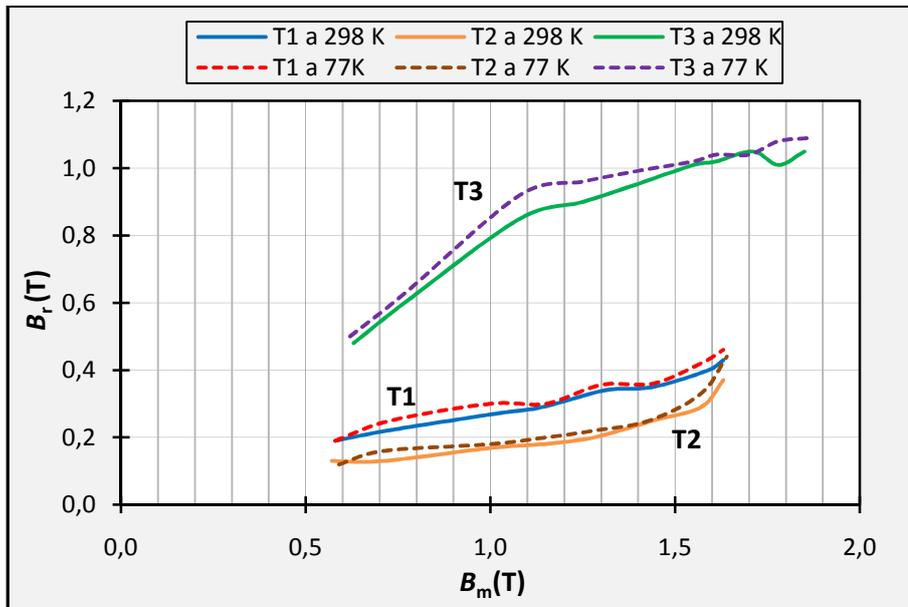


Figura 4.16 – Variação de B_r em função de B_m para T1, T2 e T3

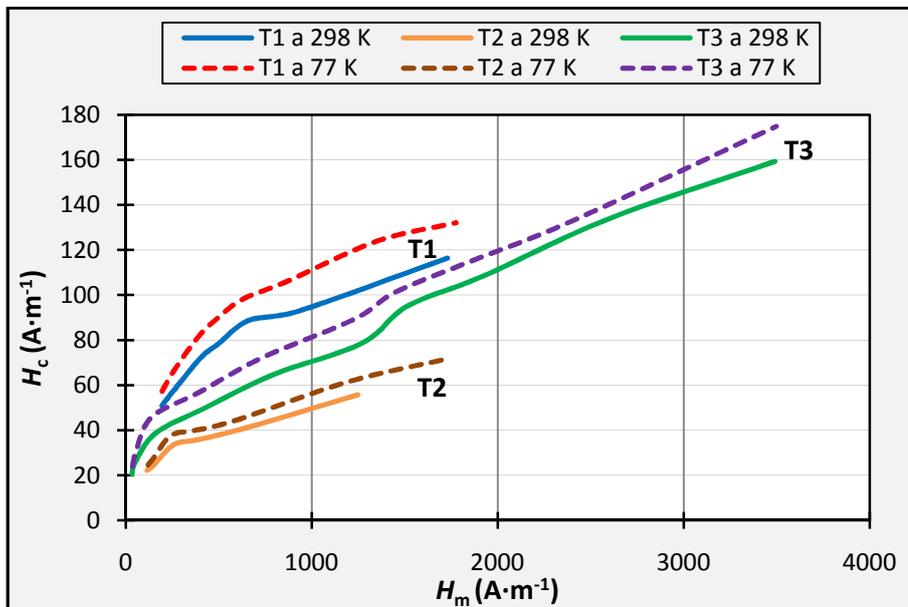


Figura 4.17 – Variação de H_c em função de H_m para T1, T2 e T3

Os resultados obtidos estão de acordo com (Bozorth, 2003). Isto é, a densidade de fluxo remanescente, B_r , aumenta à medida que a indução máxima, B_m , aumenta, verificando-se que à temperatura criogénica a densidade de fluxo remanescente é maior para qualquer dos materiais magnéticos ensaiados. No caso de T3, a densidade de fluxo remanescente para igual valor de B_m é cerca de quatro vezes superior à de T2, o que indica que T3 é provavelmente um material com mais impurezas e/ou precipitados, ou com textura cristalográfica mais anisotrópica, que T2.

Quanto ao campo coercivo, verifica-se que para igual valor de campo magnético aplicado, H_c aumenta com a diminuição da temperatura, o que pode ser uma indicação de que as perdas por histerese também aumentam. Para T2 e T3, verifica-se um aumento médio de H_c na ordem de 12 e 14%, respectivamente.

A variação da permeabilidade magnética normal relativa (ver secção 3.3.4) em função da indução máxima está indicada na Figura 4.18.

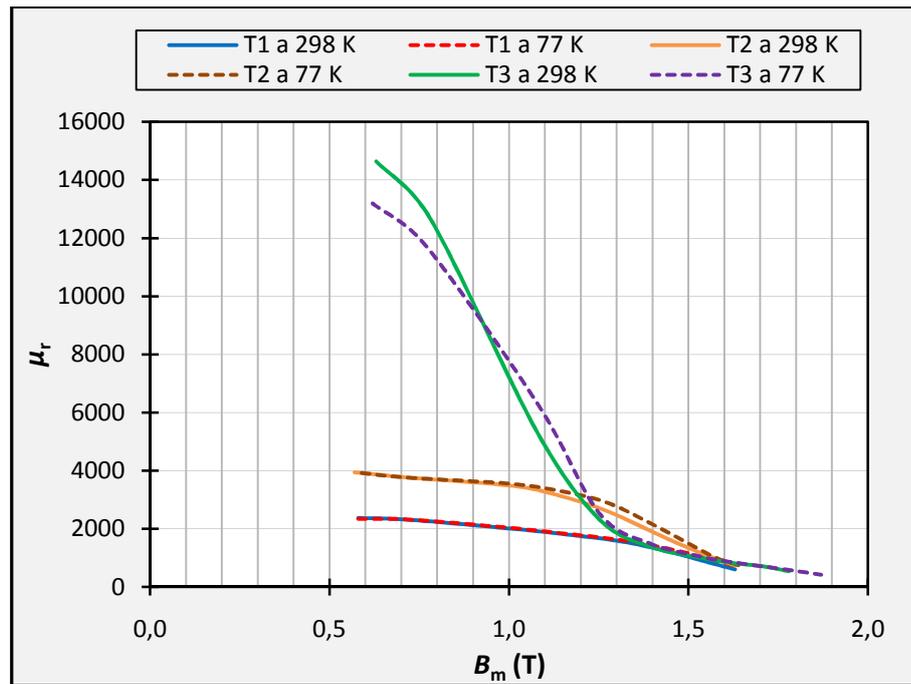


Figura 4.18 – Variação da permeabilidade magnética relativa em função do campo de indução máximo para T1, T2 e T3

Na Tabela 4.7 estão indicados os valores de permeabilidade relativa máxima obtida nos vários casos.

Tabela 4.7 – Permeabilidade magnética relativa máxima para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K

| | Permeabilidade magnética relativa máxima, μ_r | |
|-----------|---|-------|
| | 298 K | 77K |
| T1 | 2371 | 2347 |
| T2 | 3942 | 3922 |
| T3 | 14645 | 13189 |

Pela tabela constata-se que a permeabilidade magnética máxima é muito maior para o aço T3 a 298 K, observando-se uma redução de aproximadamente 10% a 77 K. Para T2 e T3 a

permeabilidade máxima é praticamente constante a ambas as temperaturas (variações de 1 e 0,5%, respectivamente). Retirando T3 do gráfico anterior, pode analisar-se na Figura 4.19 o comportamento da permeabilidade magnética relativa para T1 e T2 em função de B_m . Observa-se para T1, T2 e T3 que, apesar do valor máximo se registrar a 298 K, para induções superiores 0,9 T a permeabilidade magnética é ligeiramente maior a 77 K. Resultados idênticos estão reportados em (Miyagi, Otome, Nakano, & Takahashi, 2010) para aços de GNO. Esse aumento de permeabilidade deverá favorecer a rotação dos domínios magnéticos, o que poderá indiciar uma redução das perdas excedentes em relação ao que seria esperado.

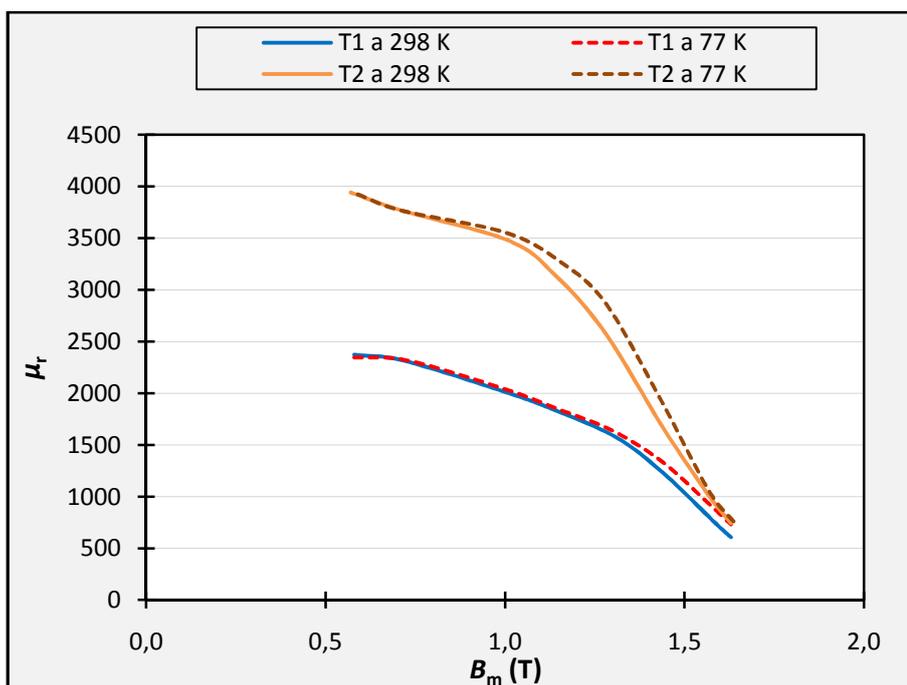


Figura 4.19 - Variação da permeabilidade magnética relativa em função do campo de indução máximo para os aços T2 e T3

Desprezando as perdas ôhmicas no enrolamento primário, a potência magnetizante fornecida pela rede ao primário, isto é, $U_{ef} \cdot I_{ef}$, necessária para magnetizar os vários núcleos a 77 e a 298 K, está representada nos gráficos da Figura 4.20. A estas curvas também se chamam *curvas de excitação* (Bozorth, 2003).

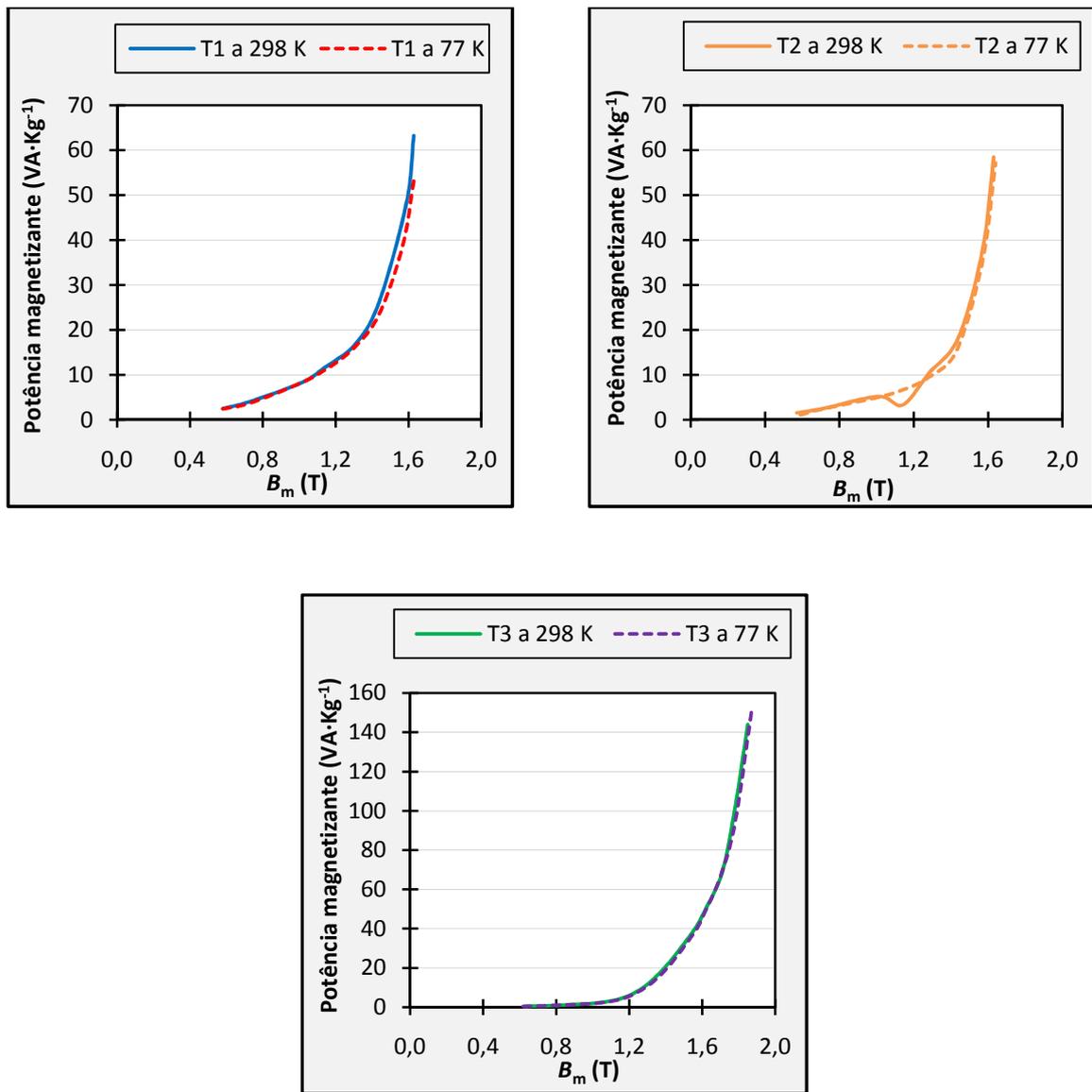


Figura 4.20 – Potência magnetizante em função da indução máxima para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K

Nos três núcleos a potência necessária para magnetizar o material até um dado valor de B_m é sempre ligeiramente menor a 77 K, o que está de acordo com o facto da permeabilidade magnética ser também ligeiramente superior à temperatura criogénica.

A partir do ensaio realizado para a determinação das perdas magnéticas totais para T1, T2 e T3 obtiveram-se os gráficos indicados na Figura 4.21 e na Figura 4.22.

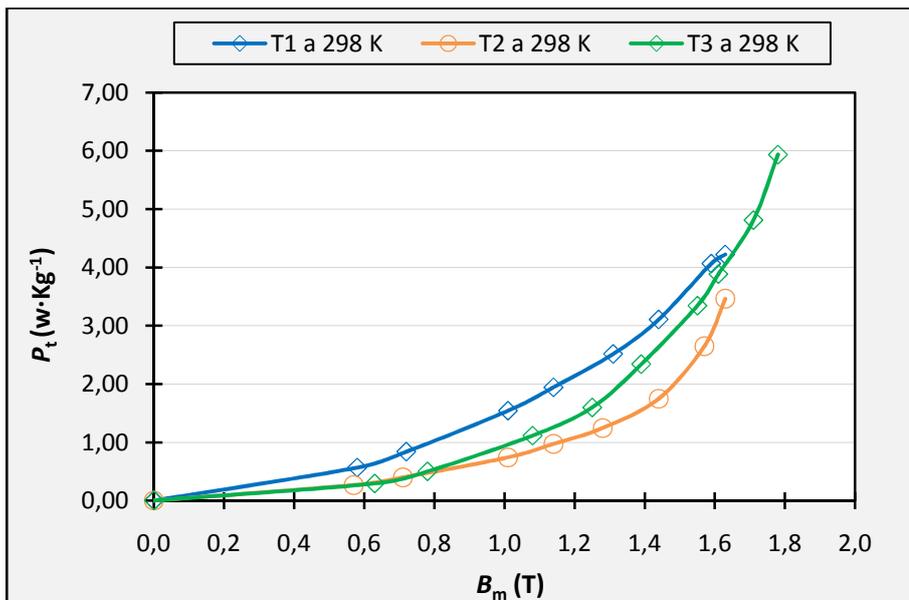


Figura 4.21 – Perdas magnéticas totais para T1, T2 e T3 à temperatura ambiente

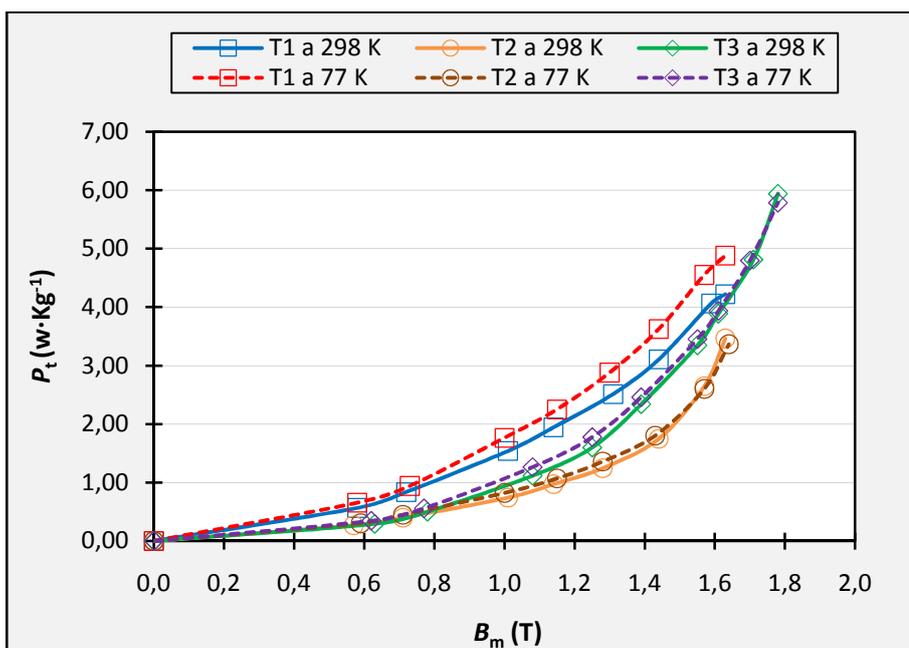


Figura 4.22 - Perdas magnéticas totais para T1, T2 e T3 à temperatura ambiente e criogénica

Pelos gráficos anteriores observa-se o seguinte:

- as perdas totais são maiores no aço de GNO (T1), o que está de acordo com o esperado, e menores no aço de GO T2, isto para ambas as temperaturas
- no aço T1 as perdas magnéticas são maiores à temperatura criogénica, verificando-se um aumento aproximadamente constante de cerca de 15%, em função da indução máxima B_m

→ nos aços de GO, T2 e T3, as perdas a 77 K também aumentam em relação às perdas a 298 K, no entanto esse aumento vai diminuindo à medida que a densidade de fluxo máxima aumenta, verificando-se que acima de determinado valor de B_m as perdas magnéticas totais a 77 K são inferiores às perdas a 298 K.

Os gráficos da Figura 4.23 e da Figura 4.24 permitem analisar melhor esse comportamento.

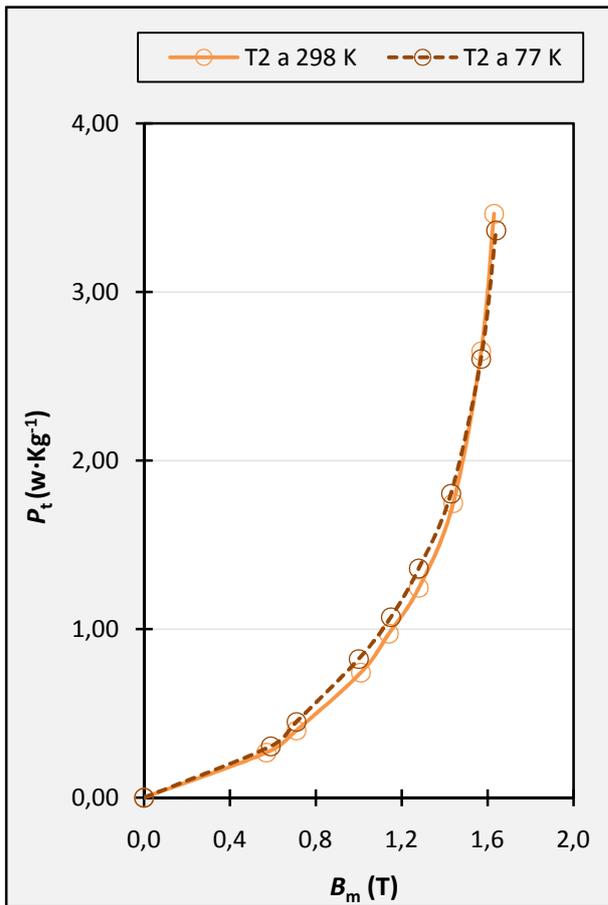


Figura 4.23 – Perdas totais para o aço T2 a 298 e a 77 K

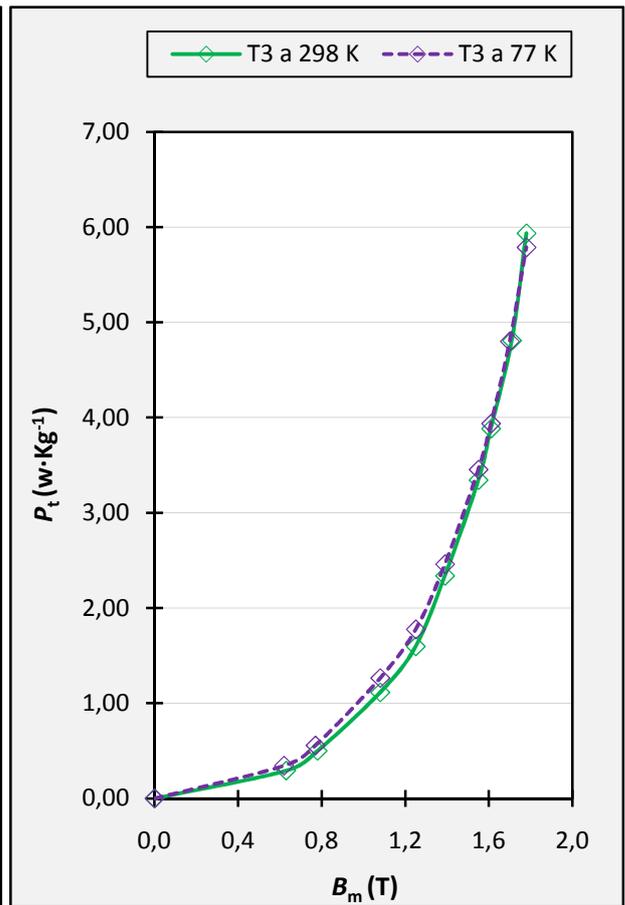


Figura 4.24 - Perdas totais para o aço T3 a 298 e a 77 K

O aumento relativo das perdas está representado na Figura 4.25. Verifica-se para T1 que o aumento das perdas magnéticas totais em função de B_m é praticamente constante, valendo aproximadamente 15%. Para os aços de grão orientado T2 e T3, observa-se um aumento das P_t à temperatura criogénica, no entanto, à medida que B_m aumenta, o aumento relativo das perdas diminui, até que as perdas magnéticas se tornam menores a 77 K. Isso ocorre, aproximadamente, para 1,5 T e 1,7 T, respectivamente para T2 e T3.

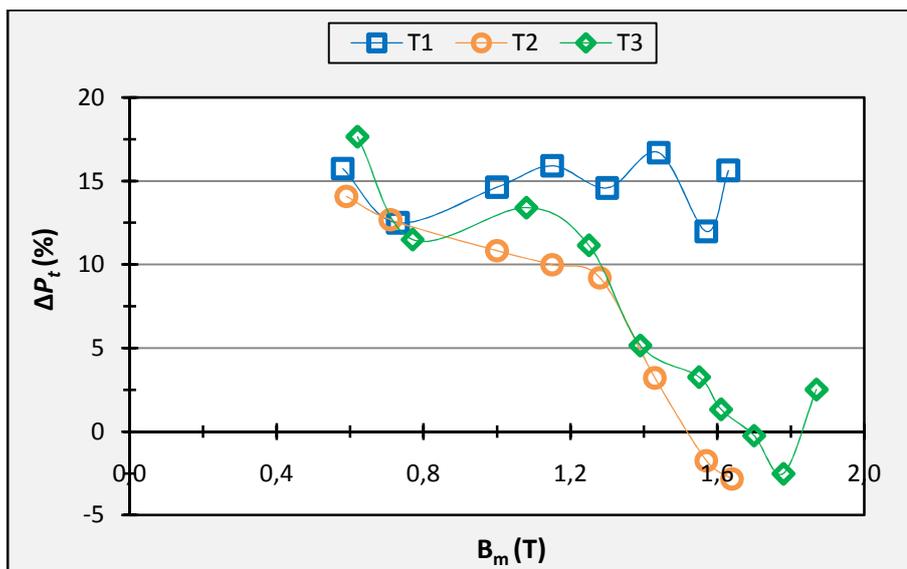


Figura 4.25 – Variação das perdas magnéticas totais, ao passar de 298 para 77 K, comparativamente às obtidas a 298 K, para T1, T2 e T3

Devido às perdas totais se tornarem menores a 77 K, para um dado valor de indução máxima, e, principalmente, o facto da variação das perdas com a temperatura diminuir com B_m , reforçou a necessidade de proceder à separação das perdas nas suas três componentes.

4.9 - Perdas por histerese obtidas para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K

De forma a proceder à separação de perdas mediram-se as perdas por histerese em regime quasi-estático segundo o procedimento descrito na secção 4.5. Um dos ciclos de histerese obtido para o aço de GNO, a 298 K está indicado no gráfico da Figura 4.26.

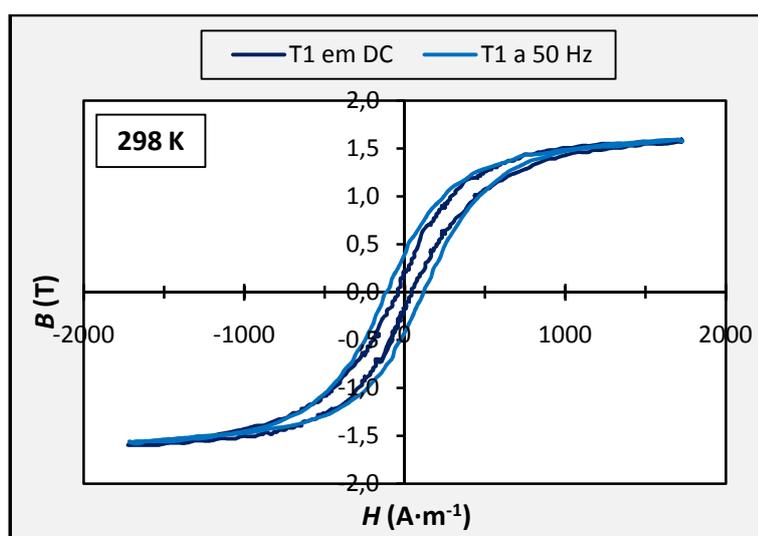


Figura 4.26 – Ciclos de histerese em regime quasi-estático e em regime dinâmico para T1 a 298 K

Analogamente, os gráficos da Figura 4.27 e da Figura 4.28 ilustram um dos ciclos de histerese obtidos em DC e AC para os aços de GO a 77 K.

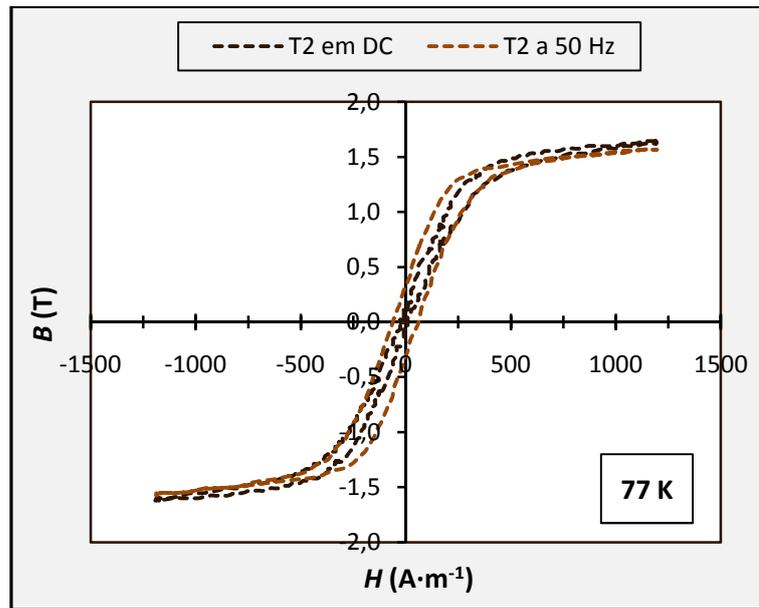


Figura 4.27 - Ciclos de histerese em regime quasi-estático e em regime dinâmico para T2 a 77 K

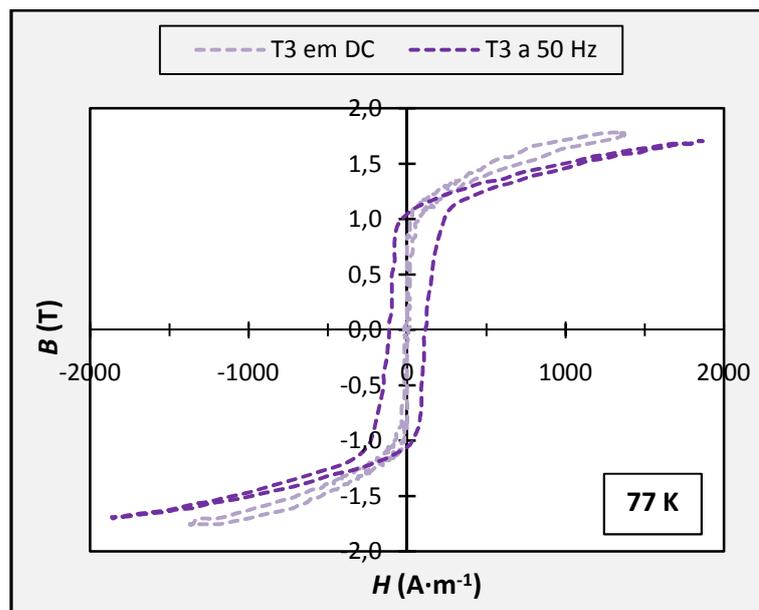


Figura 4.28 - Ciclos de histerese em regime quasi-estático e em regime dinâmico para T3 a 77 K

Observa-se em qualquer das situações, e para ambas as temperaturas, que a área do ciclo de histerese em regime quasi-estático é inferior à área do ciclo obtido a 50 Hz, para igual valor de B_m , tal como seria de esperar.

As perdas por histerese, P_h , obtidas para os três núcleos à temperatura ambiente e à temperatura do azoto líquido estão representadas no gráfico da Figura 4.29.

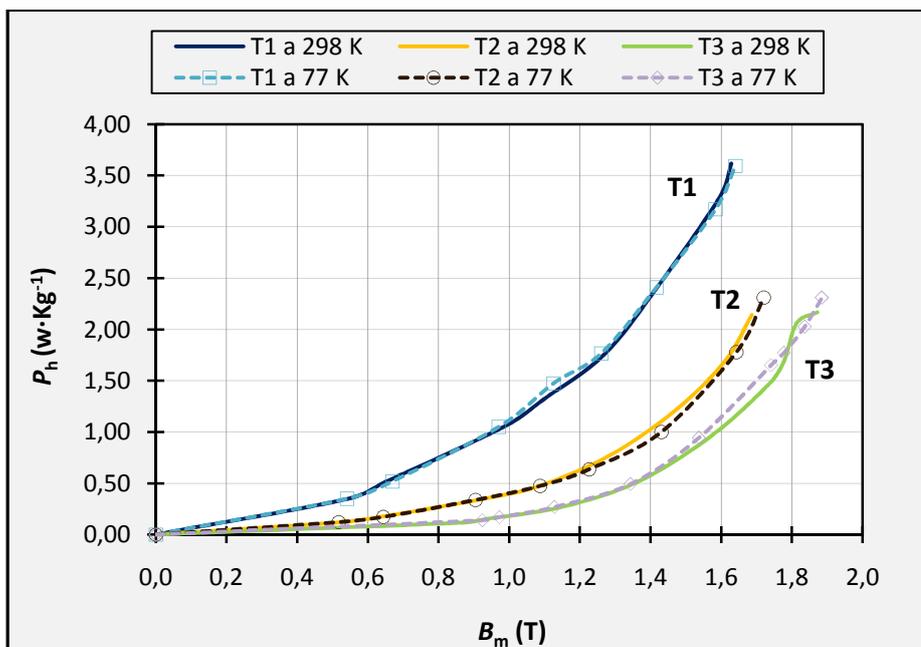


Figura 4.29 – Perdas por histerese em função da indução máxima para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K

Analisando o gráfico da figura anterior pode concluir-se que as perdas por histerese praticamente não variam com a temperatura para T1 e T2 e, no caso do aço T3, as perdas histeréticas a 77 K são cerca de 7% superiores às perdas a 298 K. Outro aspecto interessante é o facto de, comparando o gráfico anterior com o da Figura 4.22, se verificar que embora o aço T2 tenha perdas magnéticas totais inferiores a T3, as suas perdas por histerese são superiores às deste último. Embora não esteja exactamente no âmbito deste trabalho, o aço T3 será mais indicado para ser usado em dispositivos que funcionem a baixa frequência, ou seja, inferior com certeza aos 50 Hz.

O facto dos materiais T1 e T2 exibirem perdas por histerese praticamente invariáveis com a temperatura de funcionamento, embora se constate que a 77 K a resistividade eléctrica diminui em 23 e 18%, respectivamente, reforça a teoria de Campos e Landgraf, que afirmam que estas perdas não têm origem nas correntes de Foucault no material (como defende Bertotti), mas sim, na aniquilação e nucleação de paredes. No caso de T3, a redução das perdas histeréticas a 77 K é de cerca de 7%, no entanto a diminuição de resistividade é de 17%. O aço T3, ao ser um material de elevada permeabilidade magnética, e com perdas por histerese baixas ($0,80$ e $0,86 \text{ W} \cdot \text{Kg}^{-1}$, a 298 e a 77 K, respectivamente) isso significa provavelmente que tem uma textura cristalográfica muito bem definida, com grão grande. Como a baixa temperatura o material contrai, neste material a contracção em valor absoluto será maior (admita-se $\Delta/l_i = 19,5 \times 10^{-4}$, segundo (Barron & White, 1999)) do que nos outros

núcleos, aumentando assim ligeiramente as perdas histeréticas por variação do tamanho de grão da amostra. No entanto serão necessários outros ensaios para poder confirmar, ou não, esta afirmação.

A partir das curvas obtidas para as perdas por histerese em função da indução máxima, procuraram-se os coeficientes da lei de Steinmetz para cada um dos materiais e temperaturas. Como é referenciado por vários autores (Bozorth, 2003), (Landgraf, Emura, & Campos, 2008), acima de 1,2 T as P_h não seguem o comportamento previsto pela lei de Steinmetz, verificando-se um crescimento mais rápido com B_m . Na Tabela 4.8 estão indicadas as expressões encontradas para T1, T2 e T3. Constata-se que para induções inferiores a 1,2 T, as perdas seguem o modelo de Steinmetz no caso de T1 e T2. No caso do aço T3, que se pode considerar de elevada permeabilidade, o expoente de Steinmetz é superior ao previsto. Para campos superiores a 1,2 T, os expoentes são sempre superiores a 2, tal como refere (Landgraf, Emura, & Campos, 2008), denotando um crescimento das perdas mais acentuado.

Tabela 4.8 – Expressões empíricas baseadas na lei de Steinmetz e obtidas para as perdas por histerese de T1, T2 e T3

| | 298 K | | 77 K | |
|-----------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| | $B_m < 1,2 T$ | $B_m > 1,2 T$ | $B_m < 1,2 T$ | $B_m > 1,2 T$ |
| T1 | $P_h = 1,10 \cdot B^{1,82}$ | $P_h = 0,93 \cdot B^{2,68}$ | $P_h = 1,14 \cdot B^{1,98}$ | $P_h = 0,94 \cdot B^{2,71}$ |
| T2 | $P_h = 0,41 \cdot B^{1,88}$ | $P_h = 0,32 \cdot B^{3,49}$ | $P_h = 0,40 \cdot B^{1,86}$ | $P_h = 0,24 \cdot B^{4,15}$ |
| T3 | $P_h = 0,18 \cdot B^{3,02}$ | $P_h = 0,11 \cdot B^{4,71}$ | $P_h = 0,18 \cdot B^{3,13}$ | $P_h = 0,155 \cdot B^{4,32}$ |

Embora se verifiquem algumas variações entre as constantes de histerese K_h , e entre os expoentes de Steinmetz, para 298 e 77 K, na prática isso não se traduz por diferenças significativas nas perdas por histerese a ambas as temperaturas, como já foi visto.

4.10 - Perdas por correntes de Foucault clássicas obtidas para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K

A partir do valor da resistividade eléctrica do material, medida para 298 K e para 77 K (ver Tabela 4.4), e recorrendo a (3.32) obtiveram-se as perdas por correntes de Foucault clássicas

para os três aços à temperatura ambiente e criogénica. No gráfico da Figura 4.30 estão representadas as curvas de P_{cl} em função de B_m .

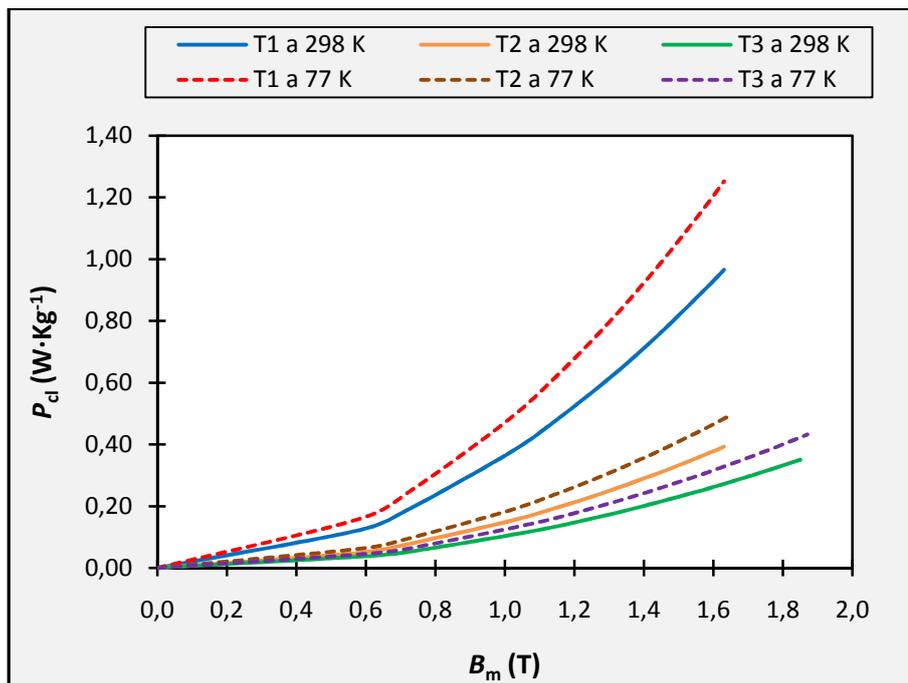


Figura 4.30 – Perdas magnéticas clássicas para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K

As perdas magnéticas clássicas variam quadraticamente com B_m , verificando-se que são sempre maiores à temperatura do azoto líquido. O aço T3 exhibe as menores perdas clássicas, uma vez que junta os efeitos de ser o material com maior resistividade eléctrica a cada temperatura, e de ter a menor espessura. O aumento relativo das perdas a 77 K, é de 23, 18 e 17%, para T1, T2 e T3, respectivamente.

4.11 - Perdas por correntes de Foucault excedentes para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K

As perdas excedentes são obtidas por diferença entre as perdas magnéticas totais e as de histerese mais as clássicas. Os resultados obtidos estão apresentados no gráfico da Figura 4.31.

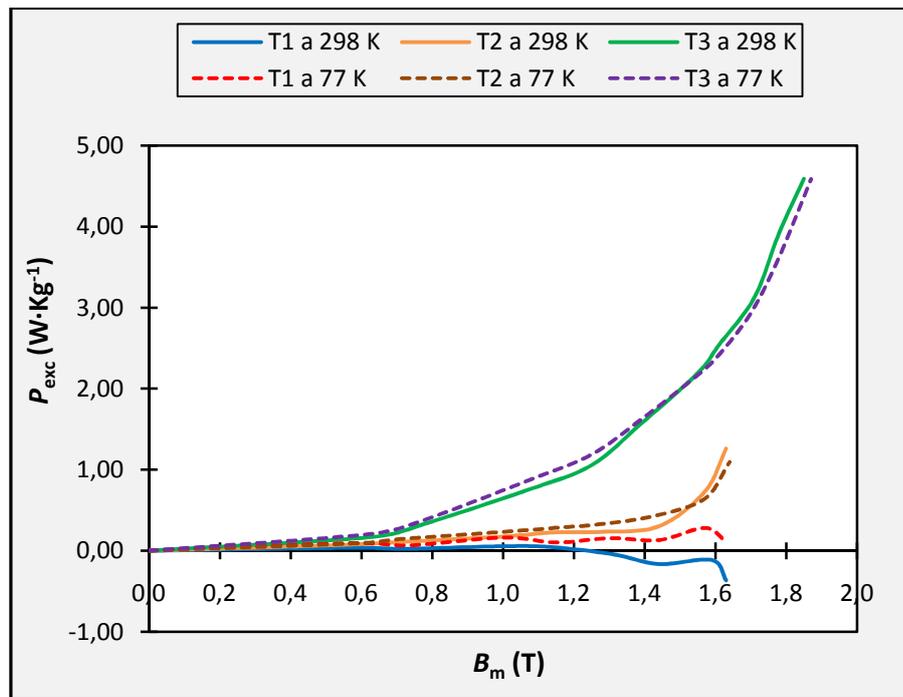


Figura 4.31 – Perdas magnéticas excedentes para T1, T2 e T3 a 298 e a 77 K

No caso do aço de GNO, as perdas excedentes à temperatura criogénica mais do que duplicam, o que resulta do facto de haver uma diminuição da resistividade do material, para cerca de 3/4 do valor à temperatura ambiente. No entanto estas perdas são muito baixas neste material, uma vez que a estrutura de GNO caracteriza-se normalmente por grão mais pequeno e, conseqüentemente, menores P_{exc} . Para os aços de GO, T2 e T3, as P_{exc} são maiores a 77 K, mas apenas até B_m na ordem de 1,5 T. A partir deste valor de indução máxima as perdas excedentes a 77 K tornam-se inferiores às perdas a 298 K. Para T2 até 1,2T, as perdas variam, aproximadamente, com $B_m^{1,5}$ (de acordo com o modelo de Bertotti), no entanto para valores de indução superiores, o crescimento das perdas excedentes é muito superior, verificando-se um expoente na ordem de 12. No caso do aço T3, até 1,2 T as perdas excedentes são proporcionais a $B_m^{2,5}$ e, acima de 1,2 T observa-se uma variação com B_m^4 , quer à temperatura ambiente, quer à temperatura criogénica.

4.12 – Separação das perdas magnéticas totais para T1, T2 e T3

Interessa então analisar, em termos de perdas magnéticas, o comportamento individual de cada um dos aços eléctricos seleccionados a 77 K, e compará-lo com o observado à temperatura ambiente, que é a de funcionamento dos transformadores convencionais, e das máquinas em geral.

Aço eléctrico de grão não orientado, T1

No gráfico da Figura 4.32 estão representadas as três componentes de perdas e as perdas magnéticas totais obtidas para o material T1.

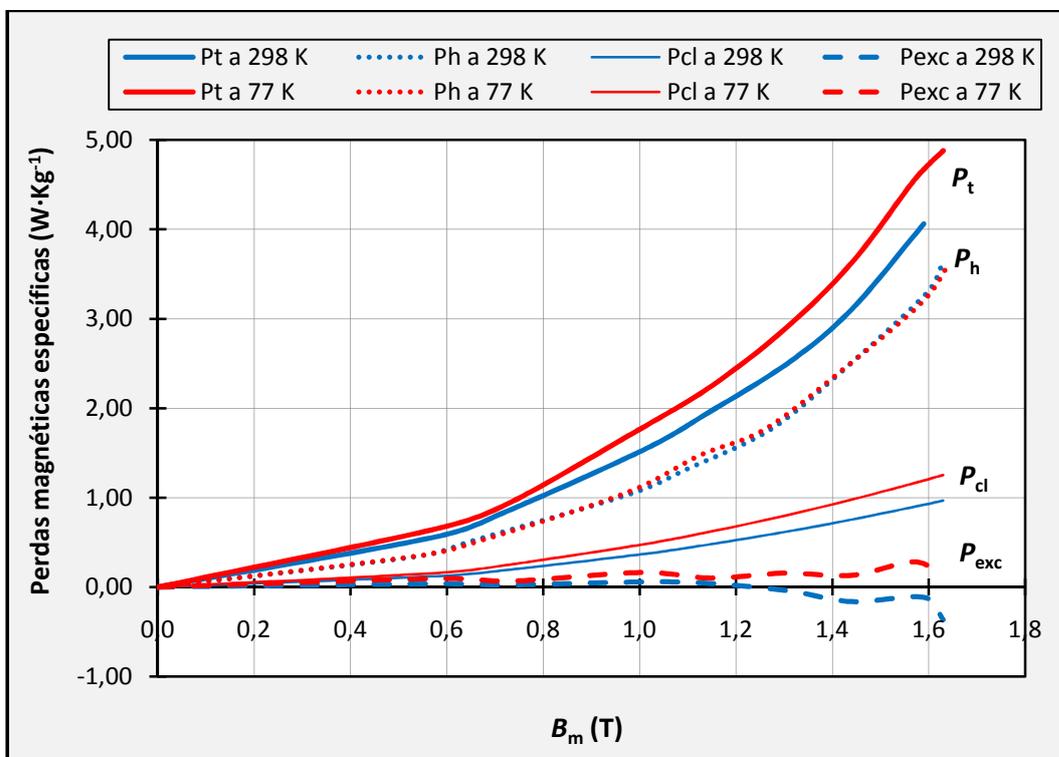


Figura 4.32 – Perdas magnéticas específicas obtidas para T1 a 298 e a 77 K

Para o aço T1, o peso relativo, em média, das perdas por histerese, das perdas clássicas e das excedentes, em relação às perdas magnéticas totais está indicado na Tabela 4.10.

Tabela 4.9 – Peso relativo de cada uma das componentes de perdas para o aço T1

| | $\frac{P_h}{P_t} \times 100\%$ | $\frac{P_{cl}}{P_t} \times 100\%$ | $\frac{P_{exc}}{P_t} \times 100\%$ |
|--------------|--------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------|
| 298 K | 74 | 22 | 4 |
| 77 K | 67 | 26 | 7 |

Verifica-se neste aço que as perdas por histerese representam a grande fatia de perdas, o que está de acordo com o previsto (Moses, 1990), sendo as perdas excedentes praticamente residuais. Pode afirmar-se então que, comparativamente a T2 e T3, se trata de um material de grão pequeno, o que é característico dos aços de GNO, onde podem existir tamanhos de grão na ordem de 1 mm.

No gráfico da Figura 4.33 está representado um parâmetro chamado factor anómalo η em função da indução máxima. O factor anómalo mede o peso relativo das perdas excedentes em relação às perdas clássicas, as quais consideram o material homogéneo em termos magnéticos, isto é, $\eta = \frac{P_{exc}+P_{cl}}{P_{cl}}$.

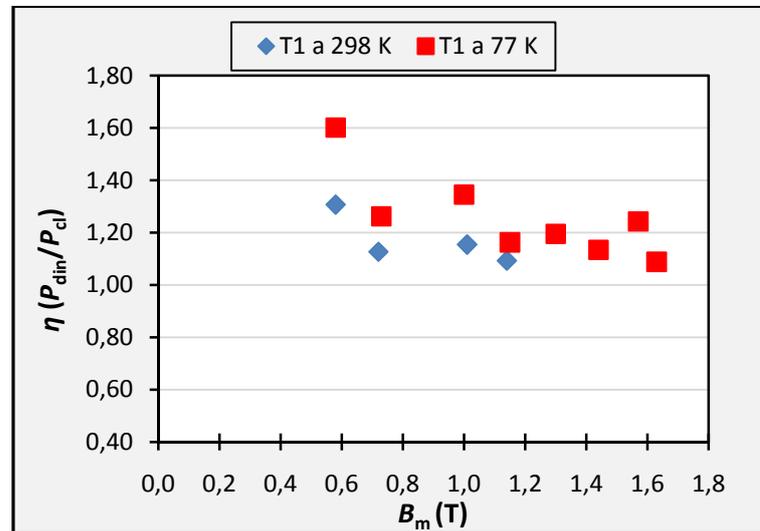


Figura 4.33 – Factor anómalo η em função de B_m para T1 a 298 e 77 K

No aço de grão não orientado ensaiado neste trabalho, as perdas magnéticas totais aumentam à temperatura criogénica cerca de 15%, o que se deve exclusivamente ao aumento das perdas dinâmicas, $P_{cl}+P_{exc}$. Logo, este material não é opção para ser usado em transformadores de potência supercondutores uma vez que trará um aumento de custos de, aproximadamente, 66€ por ano e por KW de perdas do transformador, num dispositivo que funcione em contínuo. Simultaneamente, o peso das perdas excedentes em relação às clássicas (e, claro ao total) é cerca de 30%, diminuindo com o aumento da indução, o que se deve ao facto de acima do cotovelo da curva de magnetização, predominar a rotação de domínios que tem associada menores perdas excedentes.

Aço eléctrico de grão orientado, T2

No gráfico da Figura 4.34 estão representadas as três componentes de perdas e as perdas magnéticas totais obtidas para o aço eléctrico T2.

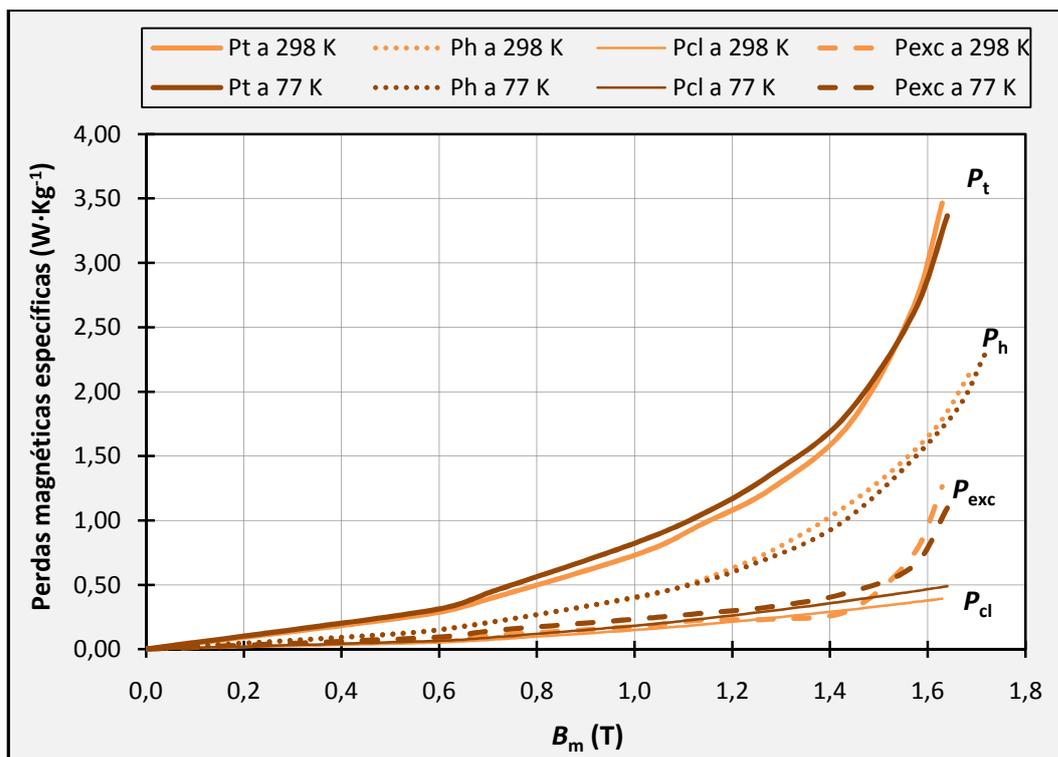


Figura 4.34 - Perdas magnéticas específicas obtidas para T2 a 298 e a 77 K

Para o aço T2, o peso relativo, em média, das perdas por histerese, das perdas clássicas e das excedentes, em relação às perdas magnéticas totais está indicado na Tabela 4.10.

Tabela 4.10 – Peso relativo de cada uma das componentes de perdas para o aço T2

| | $\frac{P_h}{P_t} \times 100\%$ | $\frac{P_{cl}}{P_t} \times 100\%$ | $\frac{P_{exc}}{P_t} \times 100\%$ |
|--------------|--------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------|
| 298 K | 58 | 17 | 25 |
| 77 K | 52 | 20 | 28 |

Neste material as perdas por histerese são as mais importantes a ambas as temperaturas, no entanto a 77 K, verifica-se um aumento relativo da contribuição das perdas dinâmicas, à custa da diminuição da histerese. Esse comportamento dever-se-á ao facto de, a baixa temperatura, a agitação térmica da rede ser menor que à temperatura ambiente, o que aumenta a permeabilidade magnética do material e, portanto reduz as perdas por histerese. A 77 K a resistividade eléctrica diminui, o que provoca um aumento das perdas dinâmicas, ao contrário do que acontece com as perdas estáticas. No entanto, observa-se que para densidades de fluxo magnético superiores a cerca de 1,5 T, as perdas excedentes tornam-se maiores a 298 K, havendo portanto uma inversão do comportamento em relação à

temperatura. A diminuição das perdas excedentes a 77 K comparativamente às que se têm a 298 K, a partir de $B_m \approx 1,5$ T, deverá ter origem no seguinte:

- a baixa temperatura a agitação térmica da rede diminui o que, por um lado contribui para a diminuição da resistividade eléctrica, mas por outro contribui para o aumento da permeabilidade magnética. Assim, como acima de 1,5 T o material se encontra essencialmente na região de rotação dos domínios, esta torna-se mais fácil devido ao aumento da permeabilidade. Adicionalmente, como a rotação de domínios tem associada uma variação dB/dt inferior à do movimento das paredes, isso significa que nesta região a diminuição de ρ é contrabalançada pelo aumento da facilidade em proceder à rotação de domínios o que, no conjunto, provocará um aumento de perdas excedentes a 77 K, mas que acima de 1,5 T é menos acentuado do que o que se tem à temperatura ambiente.

- por outro lado, sabendo que a contracção térmica do ferro a 77 K é na ordem de $19,5 \times 10^{-4} l_i$, (Barron & White, 1999), sendo l_i o comprimento do material a 298 K, e admitindo que T2 exhibe um valor semelhante, esta contracção dá origem à diminuição do tamanho de grão o que, por si só, contribui para a diminuição das perdas excedentes, embora contribua também para o aumento da histerese. Para um grão de 10 mm de tamanho médio, esta contracção dá origem a uma redução de comprimento de 19,5 μ m. Considerando que o tamanho de grão óptimo varia entre 100 e 150 μ m, esta variação representa mais do que 10% desse tamanho óptimo. Para se poder fundamentar devidamente esta afirmação, de futuro terão que ser feitas medições da contracção térmica dos aços ensaiados. A contracção de origem térmica poderá conjugar-se com a magnetostricção do material.

- a variação da magnetostricção em função da temperatura e de B_m está pouco documentada para os aços eléctricos. No entanto, para o ferro à temperatura ambiente, a magnetostricção é positiva (na ordem de 10^{-6}) e aumenta até cerca de 1,6 T, começando depois a diminuir, como resultado da rotação dos domínios segundo o campo aplicado. Se assim for para o aço T2 e também a 77 K, acima desse valor de indução, a magnetostricção provocará uma diminuição do tamanho de grão relativamente ao que se tem até 1,5-1,6 T. Para campos na ordem de 1,8 T a magnetostricção torna-se negativa, passando a haver contracção do material também por magnetostricção. No entanto, e ao contrário da contracção térmica, para um grão médio de 10 mm de comprimento, a magnetostricção a

1,8 T é de cerca de 60 nm, o que parece não ter influência significativa no tamanho de grão. Note-se no entanto, que os valores dados como referência não se referem a ligas de Fe-Si, mas sim ao ferro puro, e apenas à temperatura ambiente. No futuro haverá também necessidade de medir a magnetostricção destes aços sob acção do campo magnético e para 298 e 77 K.

Aço eléctrico de grão orientado, T3

No gráfico da Figura 4.35 estão representadas as três componentes de perdas e as perdas magnéticas totais obtidas para o aço eléctrico T3.

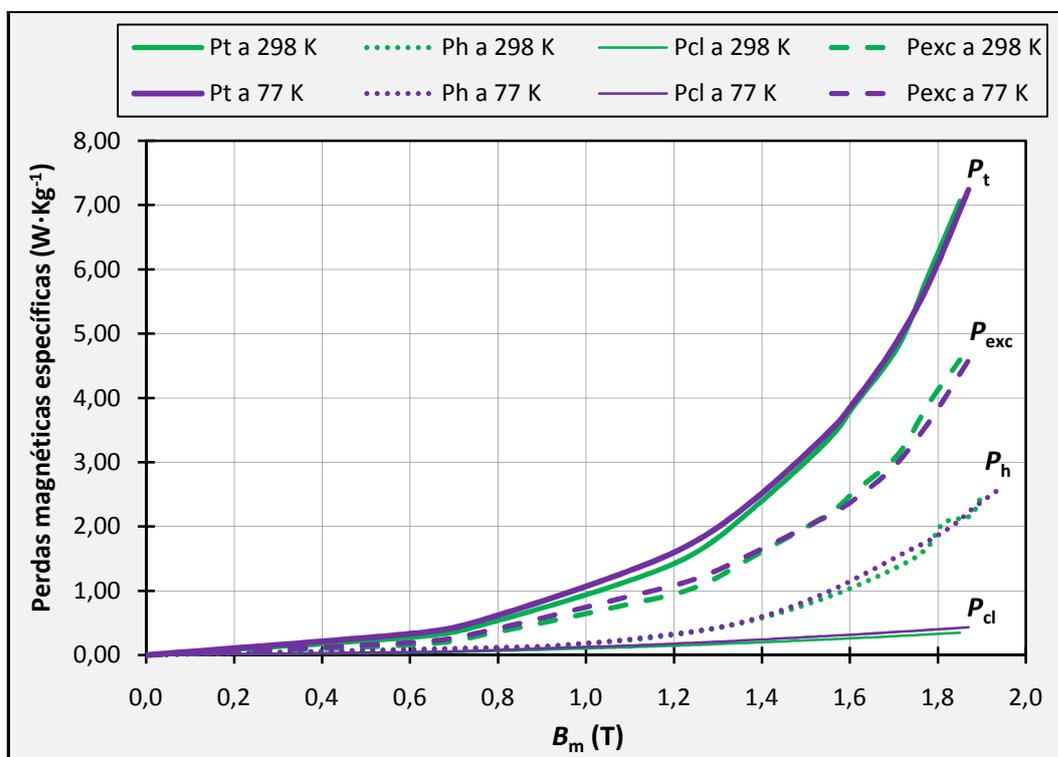


Figura 4.35 - Perdas magnéticas específicas obtidas para T3 a 298 e a 77 K

Para o aço T3, o peso relativo médio das perdas por histerese, das perdas clássicas e das excedentes, em relação às perdas magnéticas totais está indicado na Tabela 4.11.

Tabela 4.11– Peso relativo de cada uma das componentes de perdas para o aço T3

| | $\frac{P_h}{P_t} \times 100\%$ | $\frac{P_{cl}}{P_t} \times 100\%$ | $\frac{P_{exc}}{P_t} \times 100\%$ |
|--------------|--------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------|
| 298 K | 26 | 8 | 66 |
| 77 K | 27 | 9 | 64 |

Para o aço T3, as perdas excedentes são responsáveis pela maior parte das perdas magnéticas, cerca de dois terços, quer à temperatura ambiente, quer à temperatura criogénica. As perdas clássicas são apenas cerca de 8-9% do total devido ao facto da espessura da chapa ser inferior à dos outros aços e da resistividade eléctrica ser superior. O peso relativo das P_{exc} indica um aço de grão grande, com uma textura cristalográfica bem definida. Isto está de acordo com a elevada permeabilidade magnética exibida a ambas as temperaturas, como se refere na Tabela 4.7.

Tal como acontece com o aço T2, neste material também se observa que, embora as perdas magnéticas totais sejam inferiores a 298 K até cerca de 1,7 T, acima desse valor as perdas tornam-se menores a 77 K. Também neste aço se observa que, ao contrário do que acontece com o aço de GNO, a razão $P_{t,77}/P_{t,298}$ vai diminuindo à medida que B_m aumenta.

As P_{exc} são inferiores a 298 K, mas apenas até 1,5 T, aproximadamente. Para densidades de fluxo superiores as perdas excedentes diminuem à temperatura criogénica provavelmente pelos mesmos motivos que foram apresentados para o aço T2. Tal como já foi também referido para T2, a contracção térmica linear e a magnetostricção do material a 298 e a 77 K terá que ser medida em trabalho futuro.

Neste trabalho não foi possível medir convenientemente a variação da resistividade do material em função da indução máxima, fenómeno ao qual se dá o nome de *efeito magnetoresistivo*. A magnetoresistência consiste no facto de a resistividade do material aumentar à medida que a intensidade do campo também aumenta. Foram feitas tentativas de medir a resistividade de uma amostra de chapa dos diferentes materiais, a qual foi colocada no interior do núcleo, tendo-se usado o método das quatro pontas para medir ρ . O método de medida não se tornou fiável uma vez que não se conseguiu determinar a indução magnética na chapa que era usada para a medida. Será necessário também efectuar medições precisas, provavelmente recorrendo a um magnetómetro SQUID que permita também medir a resistividade em função de B_m .

4.13 - Perdas magnéticas totais obtidas para um ferro amorfo a 298 e a 77 K

O material amorfo utilizado para determinação das perdas magnéticas totais é uma liga com cerca de 98% de ferro e 2% de silício, como se indicou na Tabela 4.6, e que se designou por NA. A característica de magnetização obtida para o ferro amorfo, à temperatura ambiente e criogénica, está indicada no gráfico da Figura 4.36.

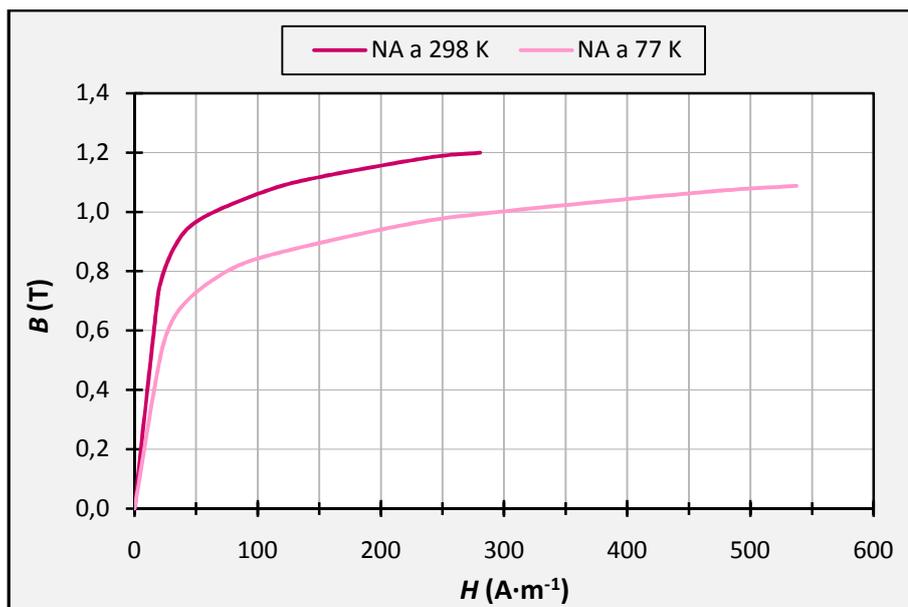


Figura 4.36 – Característica de magnetização inicial para o material amorfo a 298 e a 77 K

No caso desta liga amorfa, verifica-se que à temperatura criogénica, a indução de saturação diminui de 0,8 T para 0,6 T, aproximadamente, o que reflecte uma redução de cerca de 25%. A permeabilidade magnética relativa obtida para ambas as temperaturas está representada no gráfico da Figura 4.37.

A permeabilidade magnética do material amorfo a 77 K é cerca de 50% inferior à que se verifica à temperatura ambiente. No entanto, observando o gráfico da Figura 4.38 verifica-se que NA exhibe uma permeabilidade magnética superior à do aço T3, a 298 K, e que a 77 K também se verifica o mesmo, mas apenas até 0,7 T, aproximadamente.

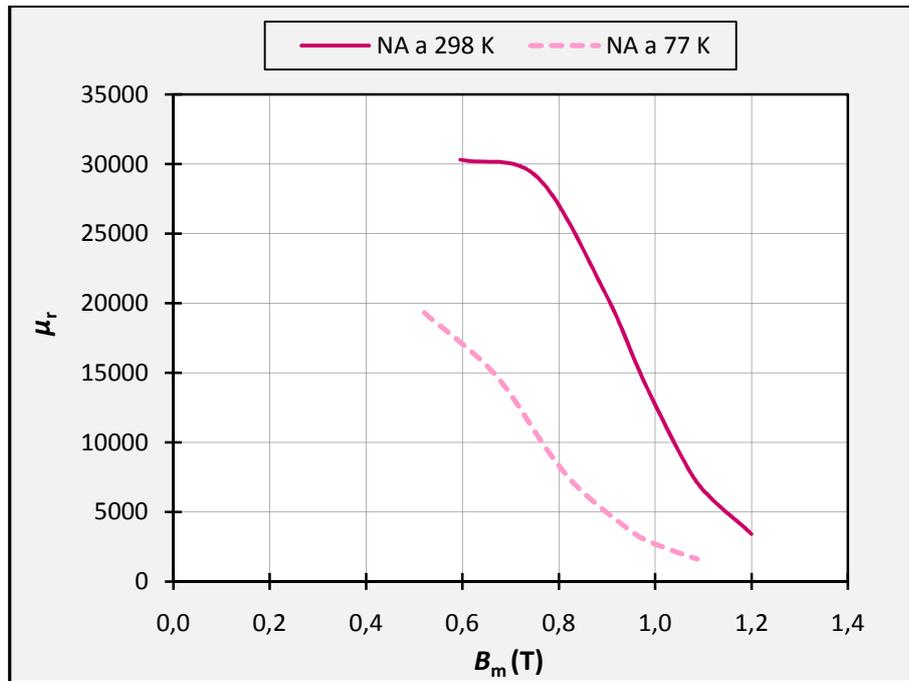


Figura 4.37 – Permeabilidade magnética relativa para NA a 298 e a 77 K

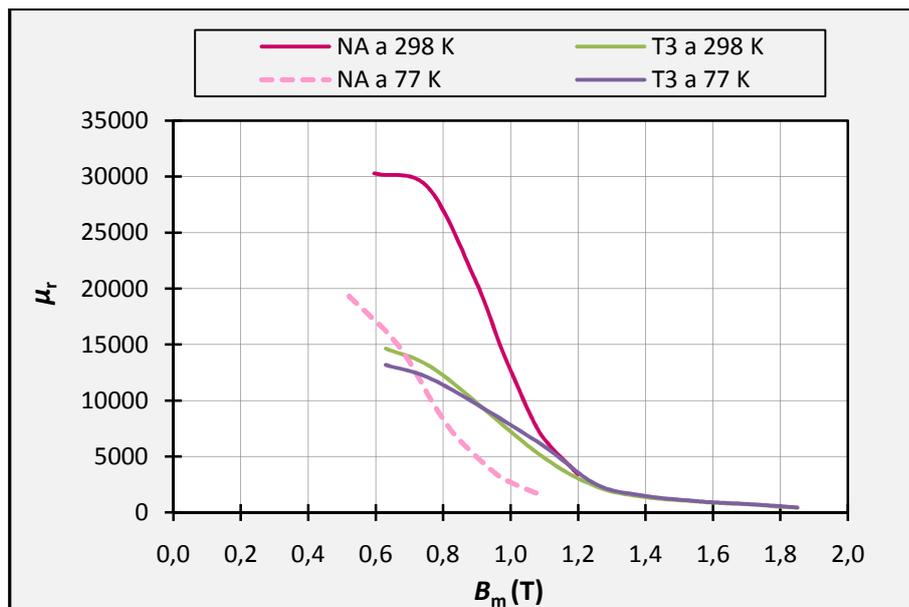


Figura 4.38 – Comparação entre a permeabilidade magnética relativa para NA e T3

Um outro aspecto interessante relacionado com o material magnético amorfo ensaiado, é o facto ser necessária uma potência magnetizante inferior à dos materiais cristalinos testados, como se exemplifica no gráfico da Figura 4.39. Note-se, no entanto, que isso apenas se verifica até ao valor da indução de saturação. Por outro lado, em NA a potência magnetizante é sempre superior para o material à temperatura criogénica.

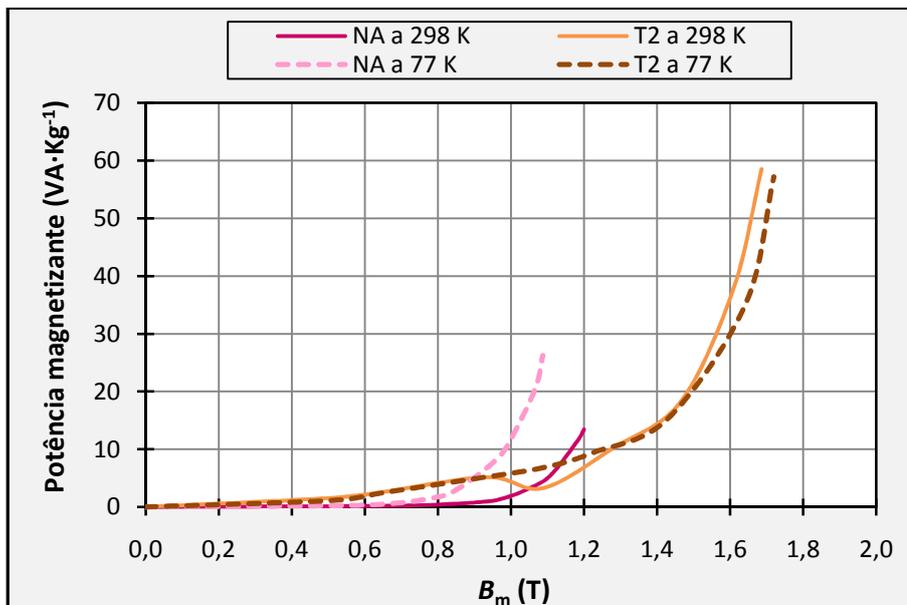


Figura 4.39 – Potência magnetizante para NA a 298 e a 77 K. Comparação com o aço T2.

Para o material amorfo, as perdas magnéticas totais medidas em função da indução máxima estão indicadas no gráfico da Figura 4.40.

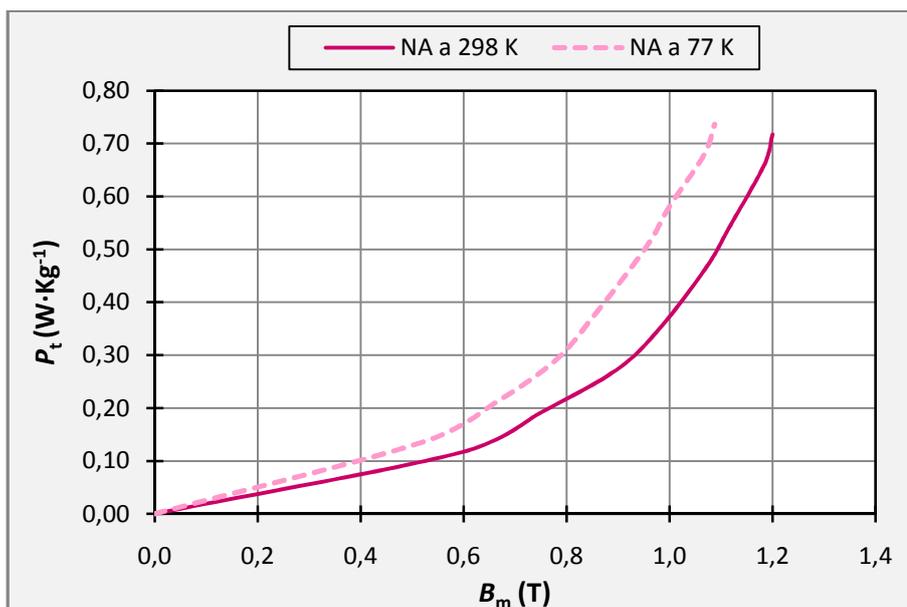


Figura 4.40 – Perdas magnéticas totais para NA a 298 e a 77 K

Para o material amorfo ensaiado, as perdas magnéticas totais medidas a 50 Hz, e para uma indução máxima de 1 T, valem 0,47 e 0,68 W·Kg⁻¹, a 298 e a 77 K, respectivamente. Comparativamente ao aço T2, observa-se o comportamento indicado na Figura 4.41.

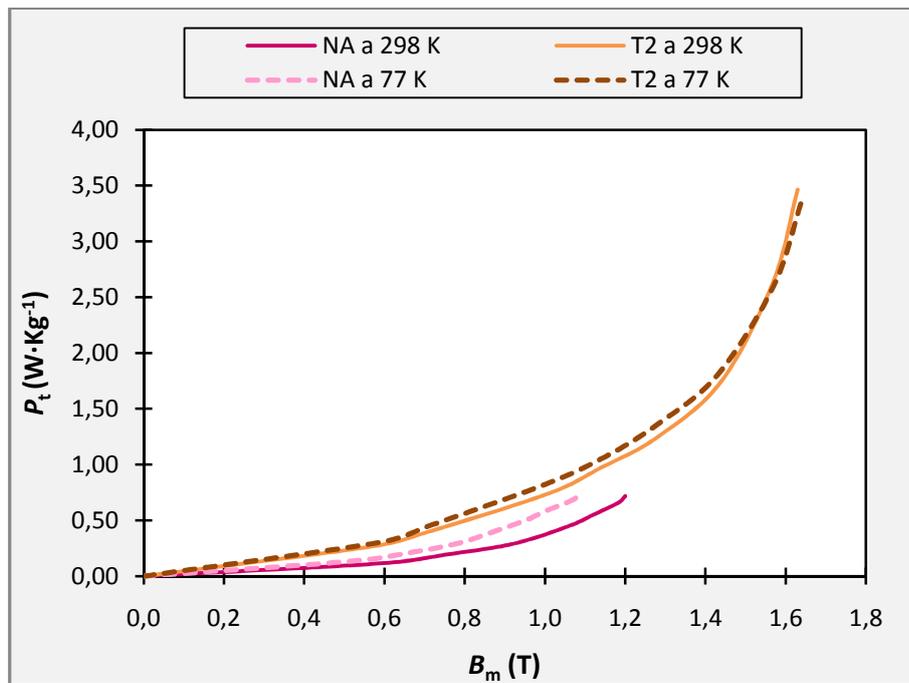


Figura 4.41 – Comparação entre as perdas magnéticas totais para NA e T2 a 298 e 77 K

Analisando o gráfico anterior verifica-se que, em média, as perdas magnéticas no material amorfo são cerca de 65% inferiores à do material cristalino T2. Essa variação observa-se a 298 e a 77 K. No entanto, para NA as perdas a 77 K aumentam cerca de 50% em relação às medidas à temperatura ambiente o que é um aumento muito superior ao medido em T2, que não chega atingir 15%.

Estas observações tornam o material NA muito interessante para ser utilizado em núcleos de transformadores de potência uma vez que representa uma poupança energética significativa. No entanto, o aumento observado à temperatura de 77 K é grande, embora as perdas totais sejam, ainda assim, inferiores às dos materiais cristalinos ensaiados.

Serão necessários fazer mais ensaios em núcleos amorfos e, se possível, de dimensões idênticas às utilizadas para os núcleos dos materiais T1, T2 e T3.

4.14 – Resumo dos valores medidos para as perdas magnéticas dos vários materiais ensaiados

Na Tabela 4.12 podem comparar-se alguns resultados obtidos para os três tipos de materiais magnéticos macios cristalinos e para o material magnético amorfo.

Tabela 4.12 – Alguns valores de perdas magnéticas específicas obtidas experimentalmente para os aços T1 (GNO), T2 (GO), T3 (GO) e NA (Amorfo)

| | B_m (T) | T (K) | P_t (W·Kg ⁻¹) | P_h (W·Kg ⁻¹) | P_{cl} (W·Kg ⁻¹) | P_{exc} (W·Kg ⁻¹) |
|-----------|--------------|------------|--------------------------------|--------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------|
| T1 | 1,0 | 298 | 1,54 | 1,04 | 0,36 | 0,14 |
| | | 77 | 1,76 | 1,13 | 0,47 | 0,16 |
| | 1,5 | 298 | 3,49 | 2,81 | 0,82 | --- |
| | | 77 | 4,05 | 2,79 | 1,06 | 0,20 |
| T2 | 1,0 | 298 | 0,74 | 0,41 | 0,15 | 0,19 |
| | | 77 | 0,82 | 0,41 | 0,18 | 0,23 |
| | 1,5 | 298 | 2,16 | 1,32 | 0,33 | 0,51 |
| | | 77 | 2,20 | 1,25 | 0,41 | 0,54 |
| | 1,6 | 298 | 3,06 | 1,65 | 0,38 | 1,02 |
| | | 77 | 2,93 | 1,62 | 0,47 | 0,84 |
| T3 | 1,0 | 298 | 0,95 | 0,19 | 0,10 | 0,66 |
| | | 77 | 1,08 | 0,19 | 0,12 | 0,77 |
| | 1,5 | 298 | 3,03 | 0,80 | 0,23 | 2,00 |
| | | 77 | 3,14 | 0,86 | 0,28 | 2,01 |
| | 1,8 | 298 | 6,26 | 1,92 | 0,33 | 4,01 |
| | | 77 | 6,11 | 1,87 | 0,40 | 3,82 |
| NA | 1,0 | 298 | 0,47 | -- | -- | -- |
| | | 77 | 0,68 | -- | -- | -- |

Como se constata na tabela anterior, o material amorfo NA exibe perdas magnéticas muito inferiores às dos cristalinos, o que em termos de aplicações de potência é uma característica

importante. Estes resultados estão de acordo com os obtidos por (Blundell, Overshott, & Graham, 1979) e (Min, et al., 2003), entre outros.

Entre os materiais cristalinos, o aço T2 exhibe as menores perdas magnéticas totais tanto a 298 K, como a 77 K, pelo que será a melhor escolha para se utilizar em transformadores de potência. O facto das perdas a 77 K, diminuírem para T2 e T3, acima de um dado valor de B_m , é uma indicação de que, provavelmente, se conseguirão fabricar transformadores supercondutores para operar com núcleo frio com perdas inferiores às que se teriam com núcleo quente. Estas conclusões serão apresentadas no capítulo seguinte.

4.15 – Síntese do capítulo

No presente capítulo foram apresentados os procedimentos experimentais seleccionados para a determinação das várias componentes das perdas magnéticas, bem como a respectiva execução e resultados obtidos.

Compararam-se as propriedades magnéticas dos aços eléctricos obtidas à temperatura ambiente e à temperatura criogénica tendo-se verificado um aumento das perdas magnéticas totais à temperatura criogénica, o que é indicativo da inadequação dos materiais seleccionados para aplicação em transformadores com núcleo frio.

No caso do aço de grão não orientado, o aumento das perdas a 77 K é aproximadamente uniforme com o aumento da indução máxima, no entanto, para os aços de grão orientado T2 e T3 verifica-se uma diminuição progressiva da diferença entre as perdas a 77 e a 298 K. Para estes materiais ocorre mesmo uma inversão de comportamentos, ou seja, uma redução das perdas totais a 77 K, acima de determinado valor de indução máxima.

Apresentaram-se também os resultados obtidos para o material magnético amorfo seleccionado, os quais permitiram concluir que a 77 K estes materiais exibem perdas magnéticas cerca de 50% superiores às obtidas a 298 K, mostrando também a necessidade de manipular o material amorfo para otimizar aplicações a baixa temperatura.

O capítulo seguinte apresentará as principais conclusões alcançadas e o trabalho futuro que será conveniente e necessário realizar.

5 CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO

Neste capítulo serão apresentadas as principais conclusões obtidas após a realização deste trabalho. No entanto, e como na maioria dos trabalhos de investigação, este assunto não se encerra de modo algum com esta contribuição, pelo que será também apresentado um plano de trabalho futuro.

5.1 - Conclusões

Após a realização deste trabalho e relembrando a questão inicialmente colocada e que foi observar, caracterizar e tentar interpretar o comportamento das perdas magnéticas à temperatura do azoto líquido dos materiais magnéticos macios usados em dispositivos de potência e, em particular, em núcleos de transformadores, pode concluir-se o seguinte:

- As perdas magnéticas totais à frequência de 50 Hz e sob excitação alternada sinusoidal, aumentam ao diminuir a temperatura, da ambiente para a do azoto líquido, para todos os materiais ensaiados, pelo menos até determinado valor de indução máxima.
- O material de grão não orientado T1, exhibe as maiores perdas magnéticas tanto a 298K, como a 77 K, sendo portanto o menos adequado para utilizar em transformadores de potência. A 77 K e para 1,0 T, com o material T3 consegue-se uma redução 39% nas perdas magnéticas em relação ao valor obtido com T1, com T2 reduz-se 53% e com o material amorfo NA consegue-se uma redução de 61%. Para 1,5 T, conseguem-se reduções de perdas em 46% e 30%, com os materiais T2 e T3, respectivamente. Estas reduções nas perdas estão de acordo com o facto dos materiais T2 e T3 serem aços de grão orientado e, portanto, com uma microestrutura favorável à redução de perdas.
- O material magnético amorfo NA exhibe um valor de perdas magnéticas totais extremamente baixo, $0,68 \text{ W}\cdot\text{Kg}^{-1}$ para 1,0 T à temperatura criogénica mas que, no

entanto, é superior ao que se obtém à temperatura ambiente e que vale $0,47 \text{ W}\cdot\text{Kg}^{-1}$. Este material tem boas perspectivas de ser usado em núcleos de transformadores, embora exiba uma indução de saturação relativamente baixa (cerca de 0,8 T). No entanto, com o núcleo em material amorfo não existe nenhuma vantagem em utilizá-lo imerso em azoto líquido uma vez que as perdas magnéticas aumentam cerca de 50%.

- O aço T3 exibe a maior permeabilidade magnética relativa, no entanto satura para densidades de fluxo na ordem de 1 T, o que é relativamente baixo para um transformador de potência. Neste material verificou-se que as perdas por histerese são menores do que em T1 e T2, embora as perdas totais sejam superiores às de T2, a ambas as temperaturas. Embora, como já foi referido, seja um pouco fora do âmbito deste trabalho, este aço será adequado para aplicações a baixa frequência (inferior a 50 Hz).
- Os aços de grão orientado T2 e T3 exibem uma característica que não era esperada à partida e que consiste no facto de acima de, aproximadamente, 1,5 T as perdas magnéticas totais a 77 K diminuírem, comparativamente às perdas a 298 K. Esse aspecto levou à necessidade de separar as perdas nas suas várias componentes para tentar perceber qual o mecanismo responsável por esse comportamento. Verificou-se para T2 que as perdas por histerese são praticamente invariáveis com a temperatura, e que para T3 estas sofrem um aumento de cerca de 7% a 77 K. Para as perdas excedentes verificou-se para T2 que as perdas são superiores a 77 K, mas apenas até 1,5 T, pelo que a partir desse valor as perdas excedentes se tornam inferiores a 77 K. O mesmo se verificou para T3, mas acima de 1,7 T. Este comportamento das perdas excedentes parece pois ser o responsável pela diminuição das perdas totais a 77 K e acima de $B_m = 1,5 \text{ T}$. Tal como foi interpretado e discutido no capítulo anterior, esta redução deve-se provavelmente ao facto de, a baixa temperatura, embora a resistividade eléctrica do material diminua, a agitação térmica da rede cristalina também diminui (e proporcionalmente a T), aumentando a permeabilidade magnética, e o material contrai, o que faz diminuir o seu tamanho de grão médio. Ora, como a partir do joelho da curva de magnetização predomina o

movimento de rotação dos domínios magnéticos em detrimento do movimento das paredes de Bloch, e como a rotação tem associada uma menor variação dB/dt , isso significa que, nesta região, a conjugação da diminuição do tamanho de grão, com a diminuição das correntes induzidas resultantes da rotação dos domínios, permite uma redução das perdas magnéticas totais, apesar da diminuição de resistividade a baixa temperatura.

Por outro lado, será necessário medir a magnetostricção destes materiais (e de outros aços eléctricos) a 77 K para também poder avaliar de que forma este fenómeno condiciona, ou não, as propriedades magnéticas dos materiais, nomeadamente as perdas. Normalmente a magnetostricção varia entre 10^{-5} - 10^{-6} à temperatura ambiente, aumentando com B_m até determinado valor e diminuindo depois, podendo mesmo tornar-se negativa. É necessário caracterizá-la a 77 K.

Um outro fenómeno que poderá também ser responsável por esta inversão no comportamento das perdas é o facto da resistência eléctrica do material, aumentar com o aumento do campo magnético aplicado. É o chamado efeito magnetoresistivo. Será necessário caracterizar este efeito para T2 e T3 a 298 e 77 K, para determinar também se contribuem de alguma forma para o comportamento observado.

- Do que foi referido até aqui parece claro que, para a construção de transformadores de potência supercondutores se devem usarem materiais magnéticos macios especificamente fabricados para funcionarem a baixa temperatura, e não apenas usar os aços eléctricos utilizados em núcleos de transformadores convencionais e, para tal mantê-los à temperatura ambiente, enquanto as bobinas supercondutoras são mantidas em crióstatos. A expressão indicada na secção 3.3.12 para a determinação do tamanho de grão óptimo é função da resistividade eléctrica do material e da espessura da chapa. Logo, só por esse facto, o tamanho de grão que minimiza as perdas magnéticas à temperatura ambiente não é aquele que as minimiza à temperatura criogénica, ou a qualquer outra temperatura. Tal como acontece para a frequência, e que é referido por (Campos, Teixeira, & Landgraf, 2006), para cada condição de funcionamento haverá uma nova escolha de material. Este assunto terá que ser alvo de maior investigação até ser possível fundamentar e, principalmente, quantificar convenientemente estas afirmações.

- O material amorfo exibe as menores perdas magnéticas, entre os vários materiais ensaiados, pelo que será uma escolha muito interessante para utilizar em transformadores de potência. No espaço da União Europeia não foi possível, à data da realização deste trabalho, adquirir um núcleo amorfo com dimensões idênticas às dos núcleos fabricados com materiais cristalinos. Na sequência deste trabalho tentar-se-á adquirir um novo núcleo para investigação das propriedades magnéticas a baixa temperatura.

Poder-se-á ainda perguntar para quê e qual a vantagem de manter um núcleo frio num dispositivo supercondutor. A resposta é que, simplifica a construção do crióstato, o azoto líquido actua como isolante acústico e eléctrico, limitando os riscos de incêndio, e não é necessário usar óleo para o arrefecimento do núcleo, o que em termos ambientais é mais favorável. Algumas destas vantagens são muito bem recebidas em zonas habitacionais.

5.2 - Trabalho futuro

A resposta à pergunta inicial e que se refere ao facto de saber se a escolha de um material ferromagnético para construir um dispositivo de potência que vá funcionar à temperatura do azoto líquido, deverá ser a mesma da seleccionada para um dispositivo que funciona à temperatura ambiente, a resposta é não. No entanto, é necessário prosseguir com a investigação das propriedades magnéticas a baixa temperatura para uma maior variedade de aços eléctricos, de grão não orientado, de grão orientado e amorfos, e, se for comercialmente possível, dentro dos mesmos tipos de aços, em chapas de diferentes espessuras e/ou com diferentes tamanho de grão. Para os vários aços, os já ensaiados e outros que serão adquiridos, será necessário em seguida estudar os seguintes pontos:

- Determinação das perdas magnéticas totais usando um aparelho de Epstein para comparação dos resultados obtidos e obtenção de resultados para novos materiais
- Comportamento da magnetostricção dos vários aços em função da indução máxima, a 298 e a 77 K
- Análise do efeito magnetoresistivo à temperatura ambiente e criogénica
- Caracterização da microestrutura dos materiais a 298 e a 77 K

O estudo do comportamento, a baixa temperatura, dos revestimentos usados nas chapas dos núcleos também será importante, uma vez que é necessário saber se exibem coeficientes de contracção térmica da mesma ordem de grandeza da dos aços eléctricos, caso contrário induzirão tensões mecânicas no material que podem comprometer as propriedades magnéticas a 77 K.

BIBLIOGRAFIA

- Andreev, E. N., & Chubraeva, L. I. (2007). Investigation of a model HTSC transformer with amorphous alloy cores. *Journal of Materials Processing Technology* , 181, 25-30.
- Ariante, M., Formisano, A., Marignetti, F., Martone, R., Masullo, G., Matrone, A., et al. (2006). New perspectives in HTS transformer design. *Institute of Physics , Conference series* 43, 845-848.
- Barranger, J. (1965). *Hysteresis and eddy-current losses of a transformer lamination viewed as an application of Poynting vector*. NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION, Lewis Research Center. Clearinghouse for Federal Scientific and Technical Information Springfield.
- Barron, T. H., & White, G. K. (1999). *Heat Capacity and Thermal Expansion at Low Temperatures*. USA: Lluwer Academic/ Plenum Publishers.
- Becker, J. J. (1963). Magnetization changes and losses in conducting ferromagnetic materials. *Journal of Applied Physics* , 34, no.4, 1327-1332.
- Bednorz, J. G., & Muller, K. A. (1986). Possible High Tc Superconductivity in the Ba - La- Cu- O System. *Zeitschrift fur Physik B - Condensed Matter* , 64, 189-193.
- Bertotti, G. (1988). General properties of power losses in soft ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics* , 24, no.1, 621-630.
- Bertotti, G. (1998). *Hysteresis in Magnetism*. USA: Academic Press, Inc.
- Bertotti, G. (1985). Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. I. Theoretical considerations. *Journal of Applied Physics* , 57, no. 6, 2110-2117.
- Blas del Hoyo, A. (2005). *Modelización de la Histéresis Magnética y su Aplicación al Cálculo Numérico en Máquinas Eléctricas*. Tesis doctoral, Universidad Politécnica de Cataluña, Depº de Ingeniería Eléctrica, Barcelona-Soria.
- Blundell, M., Overshott, K. J., & Graham, J. C. (1979). Power loss measurements in amorphous alloys. *Journal of Applied Physics* , 50(3), 1598-1600.

Bohn, F., Gündel, A., Severino, A. M., Landgraf, F. J., & Sommer, R. L. (2004). Propriedades magnéticas de aços eléctricos de grão não-orientado. *XVI Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciência dos Materiais*. Porto Alegre.

Bonfiglioli, G., Ferro, A., & Montalenti, G. (1952). Comparison of magnetoelastic energy losses and magnetic hysteresis in ferromagnetic materials. *Physycal Review*, 86, no. 6, 959-961.

Boon, C. R., & Robey, J. A. (1968). Effect of domain-wall motion on power loss in grain-oriented silicon-iron sheet. *Proceedings on IEE*, 115, no.10, pp. 1535-1540.

Bozorth, R. M. (2003). *Ferromagnetism* (3rd ed.). New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.

Brown, E. H., & Brennand, J. J. (1959). Magnetic losses at low temperature. *Journal of Applied Physics*, 30, no.1, 112-114.

Campos, M. F., & Landgraf, F. (2008). Efeito de diversas variáveis sobre o componente anômalo de perdas. *Anais do CBECIMAT*, (pp. 4420-4431). São Paulo.

Campos, M. F., Emura, M., & Landgraf, F. J. (2006). Consequences of magnetic aging for iron losses in electrical steels. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 304, e593-e595.

Campos, M. F., Falleiros, I. S., & Landgraf, F. J. (2003). Análise crítica do modelo das perdas em excesso. *58º Congresso Anual das ABM*, (pp. 2237-2246). Rio de Janeiro.

Campos, M. F., Teixeira, J. C., & Landgraf, F. J. (2006). The optimum grain size for minimizing energy losses in iron. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 301, 94-99.

Carr, J. W. (1993). *AC loss and macroscopic theory of superconductors*. New York, USA: Gordon and Breach.

Chandrasena, W., McLaren, P., Annakkage, U. D., Jayasinghe, R. P., Muthumuni, D., & Dirks, E. (2006). Simulation of hysteresis and eddy current effects in a power transformer. *Electric Power Systems Research*, 76, no.8, 634-641.

Charap, S. H. (1974). Magnetic Hysteresis Model. *IEEE Transactions on Magnetics*, MAG-10, no. 4, 1091-1096.

Chikazumi, S. (1997). *Physics of Ferromagnetism* (2nd ed.). Oxford University Press.

Chwastek, K., & Szczglowski, J. (2009). Modelling dynamic hysteresis loops in steel sheets. *The International Journal for Computation And Mathematics in Electrical and Electronic Engineering* , 28, no. 3, 603-612.

Coltman, J. W. (2002). The Transformwer. *IEEE Industry Applications Magazine* , pp. 8-15.

Constantinides, S. (2010). *Thin Gage Silicon-Iron for Motors, Generators, Transformers and Inductors*. Arnold Magnetic Technologies, Germany.

Costa, E. M. *Aços e ligas magnéticas*. PUCRS, DEM, Brasil.

Cullity, B. D., & Graham, C. D. (2009). *Introduction to Magnetic Materials* (2nd ed.). New Jersey: IEEE Press, John Wiley & Sons, Inc.

Cullity, B.D., Graham C.D. (2009). *Introduction to Magnetic Materials*. New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.

DeCristofaro, N. (1998). Amorphous metals in electrical-power distribution applications. *Materials Research Society Bulletin* , 23, pp. 50-56.

DeCristofaro, N. (1998). Amorphous metals in electric-power distribution applications. *Materials Research Society Bulletin* , 23, 5, 50-56.

Dewar, J., & Fleming, J. A. (1896). On the changes produced in magnetised iron and steels by cooling to the temperature of liquid air. *Proceedings of the Royal Society of London*. 60, pp. 57-71. London: The Royal Society.

Donnier-Valentin, G., Tixador, P., & Vinot, E. (2001). Considerations about HTS superconducting transformers. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1, 1498-1501.

Faraday, M. (1922). *Experimental Researches in Electricity* (2nd ed.). (E. Rhys, Ed.) London: J. M. Dent & Sons, Ltd.

Fiorillo, F. (2004). *Measurement and characterization of magnetic materials*. USA: Elsevier Inc.

Fiorillo, F. (2004). *Measurement and Characterization of Magnetic Materials* (1st ed.), Elsevier, Inc.

- Fish, G. E. (1990). Soft Magnetic Materials. *Proceedings of IEEE*. 78, 6, pp. 947-971. IEEE.
- Flores, J., & Vicent, J. L. (1988). A new experimental method for measuring differential resistivity and magnetoresistance in amorphous materials. *Journal of Physics E: Sci. Instrum.*, 21, 1146-1149.
- Ford, P. J., & Saunders, G. A. (2005). *The rise of Superconductors*. CRC Press.
- Formisano, A., Marignetti, F., Martone, R., Masullo, G., Matrone, A., Quarantiello, R., et al. (2006). Performance evaluation for HTS transformer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 16, no.2, 1501-1504.
- Foster, K., Werner, F. E., & Del Vecchio, R. M. (1982). Loss separation measurements for several electrical steels. *Journal of Applied Physics*, 53, no. 11, 8308-8310.
- Gale, W. F., & Totemeier, T. C. (2003). *Smithells Metals Reference Handbook* (8th ed.). Butterworth-Heinemann.
- Ginzburg, V. L., & Andryushin, E. A. (2004). *Superconductivity*. World Scientific Publishing Co Pte. Ltd.
- Gonçalves, A. (2001). *Ensaio de um Transformador*. PAPCC, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Dep^o Eng^a Electrotécnica, Caparica.
- Goodenough, J. B. (2002). Summary of losses in magnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38, no.5, 3398-3408.
- Graham, J. C. (1982). Physical origin of losses in conducting ferromagnetic materials. *Journal of Applied Physics*, 53, no.11, 8276-8280.
- Gündel, A., Severino, A. M., Landgraf, F. J., & Sommer, R. L. (2004). Barkhausen noise and high induction losses in non-oriented electrical steel. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 272-276, e561-e562.
- Haller, T. R., & Kramer, J. J. (1970). Observation of dynamic domain size variation in a silicon-iron alloy. *Journal of Applied Physics*, 41, no.3, 1034.
- Haller, T., & Kramer, J. (1970). Model of reverse-domain nucleation in ferromagnetic conductors. *Journal of Applied Physics*, 41, no.3, 1036.

-
- Harlow, J. H. (2004). *Electrical Power Transformer Engineering*. USA: CRC Press LLC.
- Hascicek, Y. S., Akin, Y., Baldwin, T. W., Rindfleisch, M. M., Yue, J., Sumption, M. D., et al. (2009). A MgB₂ 12,5 KVA superconductor transformer. *Superconductor Science and Technology*, 22.
- Hazelton, D. W., Selvamanickam, V., Duval, J. M., Larbalestier, D. C., Markiewicz, W. D., Weijers, H. W., et al. (2009). Recent developments in 2G HTS coil technology. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19, no.3, 2218-2222.
- Jansak, L., Zizek, F., Jelinek, Z., Timoransky, Z., Piel, H., & Polak, M. (2003). Loss analysis of a model transformer winding. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13, no.2, 2352-2355.
- Janu, Z., Wilçd, J., Repa, P., Jelinek, Z., Zizek, Z., Peksa, L., et al. (2006). Experimental setup for precise measurement of losses in high temperature superconducting transformer. *Cryogenicvs*, 46, 10, 759-761.
- Janu, Z., Wilçd, J., Repa, P., Jelinek, Z., Zizek, Z., Peksa, L., et al. (2006). Experimental setup for precise measurement of losses in high temperature superconducting transformer. *Cryogenics*, 46, 10, 759-761.
- Jiles, D. C. (1993). Frequency dependence of hysteresis curves in "non-conducting" magnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 29, no. 6, 3490-3492.
- Jiles, D. C., & Atherton, D. L. (1983). Ferromagnetic hysteresis. *IEEE Transactions on Magnetics*, MAG-19, no.5, 2183-2185.
- Jiles, D. (1998). *Introduction to magnetism and magnetic materials* (2nd ed.). New York: Chapman & Hall.
- Jiles, D., & Atherton, D. (1984). Theory of ferromagnetic hysteresis. *Journal of Applied Physics*, 55, no. 6, 2115-2120.
- Johnson, R. C., McConnell, B. W., Mehta, S. P., & Walker, M. S. (1996). *Status of superconducting power transformer development*. Oak Ridge National Laboratory. U. S. Department of Energy.

Jones, I. P. (2001). *Materials Science for Electrical and Electronic Engineers*. Oxford University Press.

Karsai, K., Kerényi, D., & Kiss, L. (1987). *Large Power Transformers*. Amsterdam and Budapest: Elsevier Science Publishers.

Kim, H. J., Kim, J. H., Cho, J. W., Sim, K. D., Oh, S. S., Kwag, D. S., et al. (2006). AC loss characteristics of Bi-2223 HTS tapes under bending. *Physica C: Superconductivity* , 445-448, 768-771.

Kim, J. T., Kim, W. S., Kim, S. H., Choi, K. D., Hong, G. W., Joo, H. G., et al. (2005). Optimization of transformer winding considering AC loss of BSCCO wire. *IEEE Transaction on Applied Superconductivity* , 15, no.2, 1839-1842.

Landgraf, F. G., Campos, M. F., & Leicht, J. (2008). Hysteresis loss subdivision. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* , 320, 2494-2498.

Landgraf, F. J. (2002). Propriedades Magnéticas de aços para fins Eléctricos. In I. Bott, P. Rios, & R. Paranhos, *Aços: perspectivas para os próximos 10 anos* (1ª ed., pp. 109-128). Rio de Janeiro: I. Bott.

Landgraf, F. J., Emura, M., & Campos, M. F. (2008). On the Steinmetz hysteresis law. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* , 320, e531-e534.

Leão Rodrigues, A. (1985). *Comportamento magnético dos materiais*. Faculdade de Ciências e Tecnologia, Depº de Ciências dos Materiais, Caparica, Portugal.

León, F. d., & Semlyen, A. (1995). A simple representation of dynamic hysteresis losses in power transformers. *IEEE Transactions on Power delivery* , 10, no. 1, 315-321.

Littmann, M. F. (1971). Iron and silicon-iron alloys. *IEEE Transactions on Magnetics* , 7, no.1, 48-60.

Martín, J. C. (1960). *Teoría, Cálculo y Construcción de Transformadores*. Barcelona: Editorial Labor, S. A.

Matsumura, K., & Fukuda, B. (1984). Recent developments of non-oriented electrical steel sheets. *IEEE Transactions on Magnetics* , MAG-20, no.5, 1533-1538.

- McConnell, B. W. (2000). Transformers-A successful application of high temperature superconductors. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 10, no.1, 716-720.
- McConnell, B., Mehta, S. P., & Walker, M. S. (June de 2000). HTS transformers. *IEEE Power Engineering Review* , 7-11.
- Mehta, S. P., Aversa, N., & Walker, M. s. (July de 1997). Transforming transformers. *IEEE Spectrum* , 43-49.
- Min, C., Yu, Y., Xiao, L., Wang, Q., Chung, W., Kim, K., et al. (2003). The magnetic properties of the ferromagnetic materials used for HTS transformers at 77 K. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, no.2, 2313-2316.
- Miyagi, D., Otome, D., Nakano, M., & Takahashi, N. (2010). Measurement of magnetic properties of nonoriented electrical steel sheet at liquid nitrogen temperature using single sheet tester. *IEEE Transactions on Magnetics* , 46, no.2, 314-317.
- Morandi, a., Trevisani, L., Ribani, P. L., Fabbri, M., Martini, L., & Bocchi, M. (2008). Superconducting transformers: Key design aspects for power applications. *Journal of Physics , Conference Series* 97.
- Morgan, J. V., & Overshott, K. J. (1978). The variation of domain-wall motion throughout the magnetization cycle in grain-oriented silicon-iron. *IEEE Transactioins on Magnetics* , MAG-14, no.5, 770-772.
- Moses, A. J. (1990). Electrical steels: past, present and future developments. *IEE Proceedings*, 137, 5, 233-245.
- Orlando, T. P., & Delin, K. A. (1991). *Foundations of Applied Superconductivity*. USA: Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- Ouboter, R. B. (March de 1997). Heike Kamerlingh Onnes's Discovery of Superconductivity. *Scientific American* , 98-103.
- Pauling, L. (1953). A theory of ferromagnetism. *Proceedings of N. A. S.* , 39, 551-559.
- Pérez, B. M. (2004). *Una aportación al diseño de transformadores superconductores com cinta de BSCCO y núcleo no ferromagnético*. Tese de Doutoramento, Universidad de Extremadura, Dep. de electrónica e Ingeniería Electromecánica, Badajoz.

Pina, J. M. (2010). *Desenho, Modelização e Controlo de Dispositivos de Energia Empregando Materiais Supercondutores de Alta Temperatura*. Tese de Doutoramento, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Departamento de Eng^a Electrotécnica, Caparica.

Pluta, W. A. (2010). Some properties of factors of specific total loss components in electrical steel. *IEEE Transactions on Magnetism* , 46, no.2, 322-325.

Poole, C. H., Farach, H. A., & Creswick, R. J. (2007). *Superconductivity* (2nd ed.). Academic Press.

Poole, J. C., Farach, H. A., & Creswick, R. J. (2007). *Superconductivity* (2nd ed.). Academic Press, Elsevier Ltd.

Pronto, A. G., Ventim Neves, M., & Leão Rodrigues, A. (2009). Analysis of magnetic properties of steels used in HTS transformers' cores at cryogenic and room temperature. *Proceedings of European Conference on Applied Superconductivity*. Dresden, Germany.

Pronto, A. G., Ventim Neves, M., & Leão Rodrigues, A. (September de 2010). Measurement and separation of magnetic losses at room and cryogenic temperature for three types of electrical steels used in HTS transformers. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*.

Prusseit, W. (2008). Superconductor Industry in Germany: Status and Perspectives. *IEEE/CSC & ESAS European Superconductivity News Forum* , No. 4.

Pry, R. H., & Bean, C. P. (1958). Calculation of energy loss in magnetic sheet materials using a domain model. *Journal of applied Physics* , 29, no.3, 532-533.

Rabbers, J. J. (2001). *AC loss in superconducting tapes and coils*. University of Twente, The Netherlands: University of Twente.

Reinert, J., Brockmeyer, A., & De Doncker, R. (2001). Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation. *IEEE Transactions on Industry Applications* , 37, no. 4, 1055-1061.

Reis, C. T., Mehta, S. P., McConnell, B. W., & Jones, R. H. (2002). Development of high temperature superconducting power transformers. *IEEE Power Engineering Society Winter Meeting*, 1, pp. 151-156.

- Robert, P. (1989). *Matériaux de l'Électrotechnique (Traité d'Électricité)* (3^{ème} ed., Vol. II). Lausanne: Presses polytechniques romandes.
- Sato, A., Terada, H., Nagata, T., Kurita, S., Matsuda, Y., Fukui, K., et al. (2009). Development of distribution transformer based on new amorphous metals. *20th International Conference and Exhibition on Electricity Distribution (CIRED 2009)*. Czech Republic: Institution of Engineering and Technology (IET).
- Simonyi, K. (1963). *Foundations of Electrical Engineering*. New York: Pergamon Press Ltd.
- Sissimatos, E., Harms, G., & Oswald, B. R. (2001). Optimization of high temperature superconducting power transformers. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1, 1574-1577.
- Soulen Jr., R. J., Osofsky, M. S., Patten, M., & Datta, T. (2005). A new technique for the measurement of AC loss in second-generation HTS tapes. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 15, 2, 2381-2384.
- Steinmetz, C. P. (1892). On the law of hysteresis. *American Institute of Electrical Engineers Transactions* , 9, 3-64.
- Stephenson, E. T. (1985). Separation of losses in low-alloy, nonoriented electrical steels. *Journal of Applied Physics* , 57, no. 1, 4226-4228.
- Stewart, K. H. (1951). Experiments on a specimen with large domains. *Journal de Physique et le Radium* , 12, no.3, 325-331.
- Sykulski, J. K., Beduz, C., Stoll, R. L., Harris, M. R., Goddard, K. F., & Yang, Y. (1999). Prospects for large high-temperature superconducting power transformers: conclusions from a design study. *IEE Proceedings in Electrical Power Applications* , 46, no.1, 41-52.
- Thiessen, A. H. (1899). The hysteresis of iron and steel at ordinary temperatures and at the temperature of solid carbon dioxide. *The Physical Review* , VIII, 2, 65-78.
- Vieira, G. A., Pinto, M. F., Teixeira, J. M., Fraga, B. L., Silveira, F. S., & Oliveira, R. W. (2000). *Materiais amorfos*. Universidade Federal de Minas Gerais.
- Werner, F. E., & Jaffee, R. I. (1992). Energy-efficient steels for motor laminations. *Journal of Materials Engineering and Performance* , 1, 227-234.

Wilson, E., Clayton, B. C., & Power, A. E. (1911). On hysteresis losses as affected by previous magnetic history at liquid air temperature. *Proceedings of the Royal Society of London*. 24, p. 294. London: The Royal Society.

Winders, J. J. (2002). *Power Transformers Principles and Applications*. New York: Marcel Dekker, Inc.

Wu, M. K., Ashburn, J. R., Torng, C. J., Hor, P. H., Meng, R. L., Gao, L., et al. (1987). Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure. *Physical Review Letters*, 58, no.9, 908-910.

Xiaoyuan, C., & Jianxun, J. (2007). Development and technology of HTS transformer. *Research Communication*, 1, no.1, 2.1-2.7.

Yamamoto, M., Yamaguchi, M., & Kaiho, K. (2000). Superconducting transformers. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 15, 2, 599-603.

Zirka, S. E., Moroz, Y. I., Marketos, P., & Moses, A. J. (2008). Comparison of engineering methods of loss prediction in thin ferromagnetic laminations. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320, 2504-2508.

Zirka, S. E., Moroz, Y. I., Marketos, P., & Moses, A. J. (2008). Evolution of the loss components in ferromagnetic laminations with induction level and frequency. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320, e1039-e1043.

ANEXO

A equação das perdas por correntes de Foucault clássicas

Considere-se uma chapa de um transformador com as dimensões indicadas na Figura A.1, em que o material se considera isotrópico e homogéneo, e com permeabilidade magnética relativa constante.

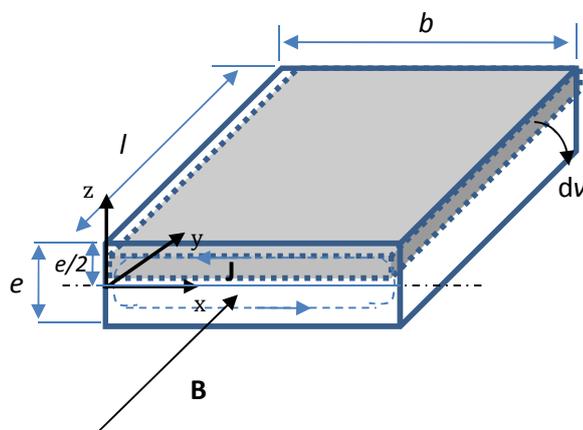


Figura A.1 – Chapa de aço de um transformador de espessura e

Pode demonstrar-se que as perdas por correntes de Foucault clássicas são dadas genericamente pela equação (Barranger, 1965), (Simonyi, 1963),

$$P_F = \int_V \frac{|J|^2}{2\sigma} dv \quad (\text{A.1})$$

onde J é a distribuição de densidade de corrente e σ é a condutividade eléctrica do material. No caso da chapa indicada na figura anterior em que $e \ll b$, e considerando que a profundidade de penetração, dada por $\delta_p = \sqrt{2/\omega\mu\sigma}$, é muito superior à espessura da chapa (no caso do ferro $\delta_p \approx 1 \text{ mm}$), então a distribuição de corrente é dada por

$$|J_x| = |J_0| \frac{z}{\left(\frac{e}{2}\right)} \quad (\text{A.2})$$

em que J_0 é a densidade de corrente junto à superfície da chapa, e que é dada por,

$$\bar{J}_0 = \frac{j\omega\bar{\Phi}}{2b\rho} \quad (\text{A.3})$$

Substituindo (A.3) em (A.2), e o resultado em (A.1), e sabendo que o elemento de volume vale $dv = bldz$, a equação das perdas toma a forma,

$$P_F = \frac{1}{2\sigma} \int_{-e/2}^{+e/2} \left(\frac{\omega\phi}{b\rho e} z \right)^2 bldz \quad (\text{A.4})$$

Desenvolvendo a equação anterior e sabendo que para campo e secção uniformes $\phi = BS$ obtém-se a equação clássica das perdas por correntes de Foucault por unidade de volume, que é,

$$P_F = \frac{\pi^2 e^2 f^2 B_m^2}{6\rho} \quad (\text{A.5})$$

e que, escrita por unidade de massa, isto é, em $\text{W}\cdot\text{Kg}^{-1}$, toma a forma,

$$P_F = \frac{\pi^2 e^2 f^2 B_m^2}{6\rho d_m} \quad (\text{A.6})$$

Esta equação foi a utilizada para o cálculo das perdas por correntes de Foucault clássicas ao longo deste trabalho.