

4 AÇOS ELÉTRICOS DE GRÃO NÃO-ORIENTADO

O aço elétrico ideal para aplicações magnéticas é aquele que pode ser magnetizado em seu maior nível de indução com o menor campo magnético externo e apresentar a menor quantidade de perdas totais [1]. Este é o princípio básico que faz com que os fabricantes de aços gastem milhões em pesquisas.

Os aços elétricos interessam a dois segmentos econômicos onde o Brasil tem engenharia forte, a siderurgia e a indústria da eletricidade [55]. Um por cento do volume total de aços produzidos anualmente é utilizado por suas propriedades magnéticas.

Os aços elétricos são utilizados por terem uma qualidade única, não disponível em outros metais, polímeros ou cerâmicas: sua capacidade de amplificar milhares de vezes um campo magnético externamente aplicado [55]. Essa propriedade é o que viabiliza a existência da maioria das máquinas elétricas tais como motores, geradores e transformadores.

Segundo Landgraf [55], a história dos aços elétricos no mundo tem seu início juntamente com a história da indústria da eletricidade em 1880. Os aços de grão orientado, por sua vez, foram desenvolvidos em 1934. No Brasil, a ACESITA iniciou produção de aço GNO em 1956, pelo processo de laminação a quente de pacotes. Em 1979, iniciou a produção de aço GNO laminado a frio, e, em 1981, a de aço GO, ambos com assistência técnica da Armco [69]. A evolução dos aços GNO, até hoje, tem sido na direção de reduzir as perdas magnéticas.

Tradicionalmente, as perdas magnéticas correspondem ao principal parâmetro de controle desses materiais. A consciência mundial da necessidade de conservar a energia torna o tema das perdas ainda mais relevante [55]. Sendo assim, os principais fabricantes de motores elétricos têm pressionado as siderúrgicas a conseguir aços com melhores desempenhos magnéticos. Para estas aplicações, onde há um aumento na demanda por maior eficiência de energia, de fato, novas classes de aços estão sendo desenvolvidas a cada ano, oferecendo menores perdas magnéticas e maior permeabilidade magnética [3].

4.1 Classificação e as características dos aços

Dentro de uma grande variedade de aços, destacam-se os aços elétricos. Estes são materiais magneticamente macios utilizados em núcleos de equipamentos para geração,

distribuição e utilização de energia elétrica [1]. Estes aços não conduzem corrente elétrica, mas, fluxo magnético, que circula no interior do material. Os aços elétricos se diferenciam dos outros tipos de aços por possuírem silício em sua composição. O aço ao silício é uma liga de ferro e carbono contendo o silício como principal elemento de liga [55].

Os aços planos siliciosos são classificados em GO e de GNO. Estes são aços ligados a aplicações elétricas uma vez que a presença do silício na sua composição química, aliada ao rígido controle de processo em todas as suas etapas de produção, garante ótimas propriedades magnéticas.

Os aços elétricos de grão não-orientado foram desenvolvidos pelo metalúrgico inglês Robert Hadfield em 1900 [52] e logo se tornaram os materiais preferidos para fabricação de transformadores, motores e geradores [11].

Para a classificação de GO e GNO, torna-se útil o conceito de grão. Um grão constitui-se de uma região, em uma dada amostra, em que os cristais formadores da rede estão orientados e posicionados da mesma forma.

A principal diferença entre os aços GO e GNO está nesta estrutura cristalográfica de ambos [55]. O aço ao silício GO apresenta uma textura pronunciada, chamada textura de Goss, cujos cristais apresentam a direção de mais fácil magnetização como a direção [001], que corresponde à aresta do cubo paralela à direção de laminação, e o plano diagonal do cubo (110) paralelo ao plano da chapa. Esta característica do GO lhe confere excelentes propriedades magnéticas na direção de laminação da chapa e o torna adequado para uso em núcleos estáticos, onde o fluxo magnético coincide com a direção de laminação, como no caso dos transformadores [1]. O aço GNO não apresenta uma textura pronunciada, ou seja, há uma dispersão na orientação dos grãos, e tem os valores das propriedades magnéticas parecidas em todas as direções do plano da chapa, o que o faz adequado para aplicações que exigem isotropia das propriedades magnéticas ao longo do plano da chapa, onde o fluxo magnético muda de direção, tais como motores elétricos e geradores de energia. Resumindo, aços GO possuem as propriedades magnéticas otimizadas na direção de sua laminação, enquanto os aços GNO apresentam boas propriedades em qualquer direção considerada [1].

No caso das amostras estudadas neste trabalho, a nomenclatura GNO é errônea, pois, na verdade, esses aços também apresentam textura. De acordo com a anisotropia de propriedades magnéticas em função das diferentes direções cristalográficas, sabe-se qual seria a textura teórica ideal para este tipo de aplicação. O ideal seria dispor de materiais com textura do tipo (100)[0vw], ou seja, todos os grãos com planos {100} paralelos à superfície da chapa e direções $\langle 0vw \rangle$ presentes em todas as direções no plano da chapa. Essa orientação

também é conhecida como fibra $\langle 100 \rangle$ paralela à direção normal da chapa. Entretanto, os aços hoje disponíveis não têm essa textura, pois ainda não foi descoberto um processo comercial que produza a textura ideal [55].

No caso de materiais texturizados, como os aços elétricos de grão não-orientado estudados neste trabalho, todas as propriedades constituem-se de uma média das contribuições de todos os grãos. A textura, por exemplo, pode ser representada através de uma função de distribuição de orientações [70]. É conhecido que existe uma relação direta entre a textura e perdas de energia e permeabilidade, mas esta correlação é apenas estabelecida empiricamente.

Os grãos e o contorno dos grãos têm papel fundamental nos processos de magnetização dos materiais magnéticos macios, uma vez que eles representam descontinuidades magnética e estrutural atuando como fonte de pólos magnéticos livres e centros de aprisionamento de paredes de domínio [7]. Porém, até hoje, uma interpretação coerente dos mecanismos físicos envolvendo a interação das paredes de domínios com o contorno dos grãos não foi desenvolvida.

Os aços GNO são classificados em três tipos com relação ao processamento: aços totalmente processados, onde as propriedades magnéticas dos aços são desenvolvidas e/ou alteradas completamente pelo fabricante. Na maioria de suas aplicações, ele pode ser utilizado sem qualquer tratamento posterior. Possui excelente valor de permeabilidade em altas induções e baixo valor médio de perdas magnéticas; aços semi-processados, que são aços ao silício onde as propriedades magnéticas devem ser desenvolvidas pelo usuário através de um tratamento térmico de recozimento. São processados para ter grande crescimento de grão neste recozimento; e por último, aços não processados, são os aços tipo ABNT 1006/1008 de qualidade comercial. Com tratamento térmico de descarbonetação e crescimento de grão é possível obter redução de cerca de 50% nas perdas magnéticas. Mesmo com o tratamento térmico adequado as propriedades magnéticas não são tão boas quando comparadas aos semi-processados em função da composição química diferenciada. São os aços de mais baixo custo [55].

As propriedades úteis nos aços elétricos de grão não-orientado são dependentes de vários parâmetros tais como a composição da liga, as impurezas constituintes, o tamanho de grão e a textura. Todos estes parâmetros são resultados do processo de fabricação [19].

4.2 As perdas magnéticas em aços

O tema das perdas magnéticas em dispositivos como motores e geradores projetados com aços elétricos GNO, onde o campo magnético é aplicado em diferentes direções em relação à RD, em comparação com transformadores fabricados com aços elétricos GO, onde o campo magnético é aplicado em apenas uma direção, é muito mais complexo pois as condições de magnetização são muito mais complicadas [11].

Como o material magnético é sujeito a um campo magnético com amplitude e direção que variam no tempo, as paredes de domínio ficam se movendo para frente e para trás enquanto o campo faz uma revolução completa. Mesmo neste caso, saltos Barkhausen ocorrerão gerando micro-correntes de Foucault e perdas por aquecimento Joule. A soma destas perdas para uma revolução é dada pela perda rotacional, que no caso geral, incluirá as perdas devido a rotações irreversíveis do vetor magnetização [11].

No caso dos aços elétricos, o valor das perdas magnéticas depende de características eletromagnéticas do ensaio tais como indução máxima e frequência de excitação; de características físicas da amostra tais como espessura, orientação da amostra em relação à direção de laminação, resistividade elétrica e densidade; e características estruturais do material como densidade de discordâncias, tamanho de grão, textura, distribuição de tamanho de inclusões e precipitados.

Para os aços elétricos, assim como para todos os materiais ferromagnéticos, as perdas crescem com o aumento da indução máxima e da frequência. A figura 4.1 mostra o comportamento da energia dissipada por ciclo de histerese em um aço ao silício. Observa-se claramente que quanto maior a indução atingida, maior é parcela das perdas.

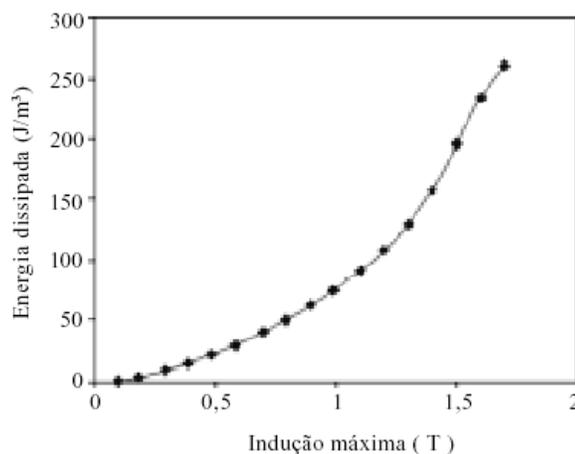


figura 4.1: Efeito de B_m na energia dissipada por ciclo em aços ao silício. Retirada da referência [14, 56].

É observado que através de muitos resultados experimentais que a porcentagem de Si, o tamanho de grão, a densidade de impurezas e a textura influenciam no valor das perdas totais.

No caso dos aços, o efeito da composição química sobre as perdas é muito importante uma vez que as principais classes de aços elétricos de grão não-orientado são diferenciadas basicamente pelo seu teor de silício, alumínio e fósforo. A adição desses elementos diminui a indução de saturação e a permeabilidade e aumenta a dureza e a resistividade elétrica dos aços [9]. Esta última, por sua vez, tem um efeito muito importante sobre a diminuição das perdas parasitas e anômalas. A adição do silício, por exemplo, ao ferro altera as propriedades elétricas, magnéticas e mecânicas do aço. Aumenta sua resistividade elétrica e diminuiu a anisotropia. Isto é de grande interesse, pois, com o aumento da resistividade elétrica, as correntes de Foucault geradas pela variação com campo magnético diminuem, e com a diminuição da anisotropia, como estes materiais são utilizados em equipamentos em que um campo magnético variável é aplicado em várias direções, este pode ser aplicado em qualquer direção sem ocorrerem grandes diferenças. Porém, a adição do silício diminui a indução do material, ou seja, o material satura em um menor valor, além de deixar o material quebradiço, tornando-se um problema para atividades que exigem a laminação do material.

O tamanho de grão corresponde à variável mais conhecida e importante no controle do valor das perdas magnéticas totais. Tem-se que um aumento no tamanho de grão 15 e 50 μm reduz as perdas magnéticas totais. Um mínimo no valor das perdas ocorre quando o tamanho de grão for de 150 μm . Porém, com tamanhos de grãos acima de 150 μm , o valor das perdas passa a aumentar. A existência de um tamanho de grão ótimo está ligada ao fato de que, apesar das perdas histeréticas serem continuamente reduzidas com o aumento do tamanho de grão, as perdas anômalas crescem. Deste modo, a soma das duas resulta em um valor mínimo quando o tamanho de grão estiver em torno de 150 μm [68].

As impurezas como o carbono, enxofre, nitrogênio e oxigênio têm forte influência no valor das perdas essencialmente por serem responsáveis pela formação de centros de aprisionamento de paredes de domínio [52].

A espessura da chapa tem efeito direto sobre as perdas parasitas, como mostrado anteriormente. Porém, é interessante notar que o efeito absoluto da espessura depende muito da resistividade elétrica do aço [9].

A deformação plástica, mesmo que em pequenas quantidades, aumenta o valor das perdas, pois introduz defeitos cristalinos e tensões elásticas. Neste ponto, está contido também o efeito de tensões elásticas aplicadas ao material.

O efeito da textura nas perdas é bastante forte. No caso extremo, do aço de grão orientado, as perdas a 1.5 T e 60 Hz são da ordem de 1 W/kg na direção de laminação e de 4.5 W/kg na direção transversal. No caso dos aços GNO, o efeito da textura também pode ser examinado comparando as perdas na direção de laminação e na direção transversal. As perdas na transversal são sempre maiores que as perdas na longitudinal. Além, nota-se que a maior parte da anisotropia das perdas totais está concentrada nas perdas histeréticas. Estas diferenças devido à textura ocorrem, pois, como já citado, a textura é a principal responsável pelo aparecimento de anisotropias nos aços elétricos [3]. Sendo assim, havendo esta anisotropia, os processos de magnetização serão dependentes da direção que o campo magnético for aplicado.

Honda *et. al.* [71] mostraram que, para maior parte dos aços elétricos, as propriedades magnéticas são piores quando medidas em 55° em relação à RD. Este comportamento angular das propriedades magnéticas dos aços elétricos de grão não-orientado é geralmente atribuído à textura cristalográfica, ou seja, à ocorrência de uma significativa componente (110)[001].

A figura 4.3 mostra o comportamento angular das perdas totais e das componentes histerética, parasita e em excesso. Através desta figura, pode-se observar que a anisotropia das perdas totais é originada principalmente a partir da anisotropia das perdas histeréticas.

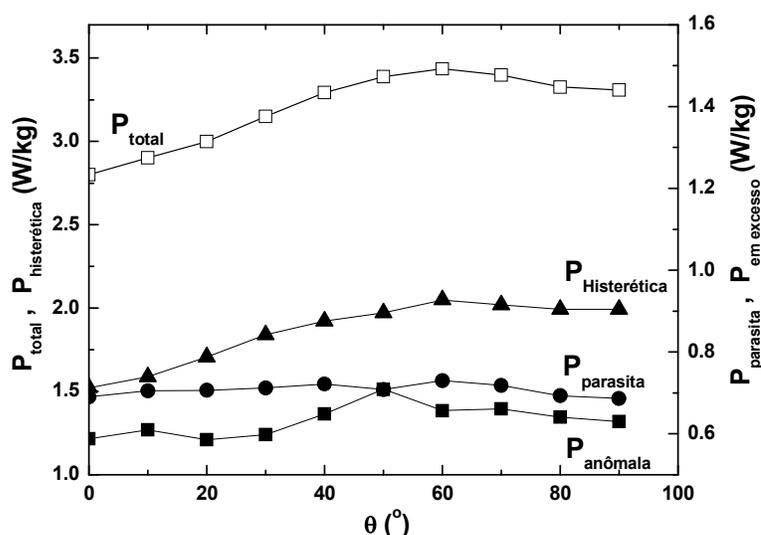


figura 4.2: Variação angular das perdas totais e da componente histerética, por corrente de Foucault e em excesso medida em 1.5 T e 60 Hz ara o aços $FeSi_{3.2\%}$. Retirada da referência [18].

De fato, de acordo com Landgraf *et. al.* [3, 4, 5, 18, 68], as perdas nos aços elétricos de grão não-orientado classe E110 produzidos pela ACESITA são muito dependentes da textura. A figura 4.3 mostra o comportamento da componente de alta indução e baixa indução das perdas histeréticas, de acordo com o método gráfico de divisão das perdas, em função do ângulo em relação à RD.

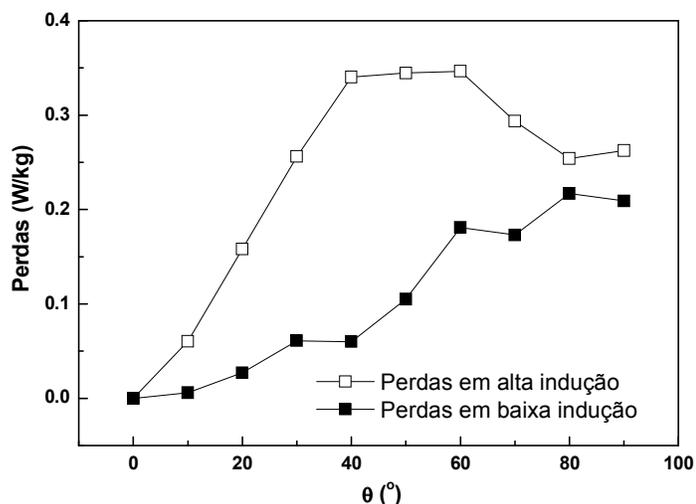


figura 4.3: Comportamento angular da componente de perda histerética para alta indução (P_{HAI}) e baixa indução (P_{HBI}) de acordo com a separação citada na seção 3.4.2. Retirada da referência [18].

Os gráficos acima apresentam as perdas em função do ângulo de corte observadas nos aços elétricos de grão não-orientado estudados nesta dissertação. Nota-se, facilmente que, as perdas são fortemente dependentes do ângulo de aplicação do campo magnético e medição das perdas em relação à direção de laminação. Neste fato, está implícito que os processos de magnetização que ocorrem ao longo da curva de histerese apresentam uma dependência com θ , devido à textura.

5 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Neste capítulo são descritos os sistemas experimentais e métodos de medida e tratamento de dados utilizados para o estudo dos processos de magnetização em aços elétricos de grão não-orientado.

5.1 Amostras

Neste trabalho, foram estudados aços elétricos de grão não-orientado FeSi_{3,2%} classe E110 produzidos pela empresa ACESITA (Aços Especiais Itabira). Estes aços, apesar de serem classificados como de grão não-orientado, na verdade apresentam uma componente relativamente pronunciada de textura (110)[001] orientada na RD. A textura foi determinada por difração de elétrons retroespalhados (EBSD) pela ACESITA.

Este aço apresenta alta permeabilidade e baixa remanência, como será observado através das curvas de magnetização, e a indução de saturação é de aproximadamente 1.5 T. Estas características fazem deste aço um ótimo material para ser utilizado em aplicações magnéticas.

De acordo com informações fornecidas pela ACESITA [72], estes aços possuem as seguintes características, como mostram as tabela 5.1 e tabela 5.2.

Perdas magnéticas máximas a 50 Hz e 1 T	1.1 W/kg
Perdas magnéticas máximas a 60 Hz e 1 T	1.4 W/kg
Perdas magnéticas máximas a 50 Hz e 1.5 T	2.7 W/kg
Perdas magnéticas máximas a 60 Hz e 1.5 T	3.45 W/kg
Indução magnética mínima B2500	1.49 T
Indução magnética mínima B5000	1.6 T
Indução magnética mínima B10000	1.71 T
Envelhecimento magnético máximo	5 %
Densidade assumida	7.6 g/cm ³
Fator de empilhamento mínimo	97 %
Índice de dobramento mínimo	3

tabela 5.1: Especificações garantidas fornecidas pela ACESITA [72].

Perdas magnéticas máximas a 50 Hz e 1 T	1.01 W/kg
Perdas magnéticas máximas a 60 Hz e 1 T	1.3 W/kg
Perdas magnéticas máximas a 50 Hz e 1.5 T	2.51 W/kg
Perdas magnéticas máximas a 60 Hz e 1.5 T	3.23 W/kg
Indução magnética mínima B2500	1.54 T
Indução magnética mínima B5000	1.63 T
Indução magnética mínima B10000	1.75 T

tabela 5.2: Características magnéticas típicas fornecidas pela ACESITA [72].

Segundo a referência [73], as amostras estudadas apresentam resistividade elétrica de $55.3 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, quantidade de Si + Al igual a 3.85% e tamanho de grão de $130 \mu\text{m}$. Assim como já citado anteriormente, estas amostras apresentam o comportamento típico dos aços elétricos de grão orientado, com os piores valores nas propriedades magnéticas em torno de 55° . A figura 5.1 mostra a microestrutura do aço estudado nesta dissertação, onde se pode observar o contorno dos grãos.

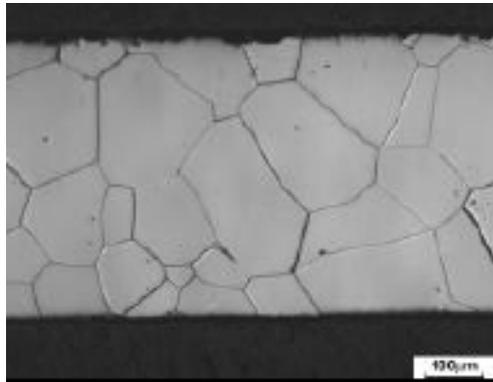


figura 5.1: Microestrutura mostrando o contorno dos grãos aços elétricos de grão não-orientado FeSi_{3,2%} classe E110. Retirada da referência [73]

Para a realização do estudo, foram cortadas amostras com o eixo principal a diferentes ângulos θ iguais a 0° , 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , 80° e 90° com relação à RD, definida durante o processo de fabricação. A figura 5.2 apresenta a definição do ângulo de corte θ para as amostras estudadas. O corte das amostras foi realizado através de fotocorrosão [74]. Com isto, garantem-se poucos danos nas bordas da amostra, reduzindo eventuais distorções na estrutura de domínios.

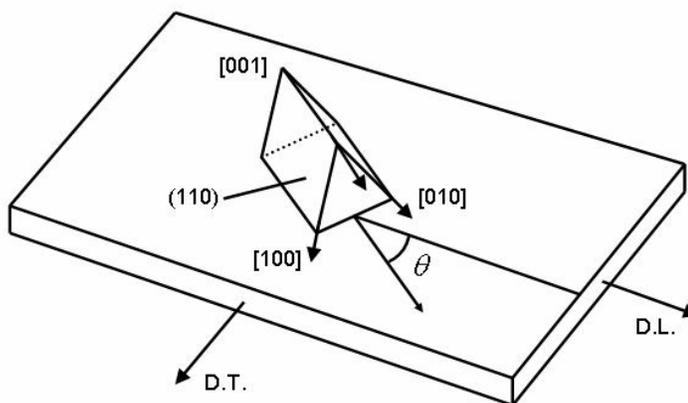


figura 5.2: Geometria das amostras com relação aos eixos cristalográficos.

Dois conjuntos de amostras foram utilizados. Para as curvas de magnetização e medidas de ruído Barkhausen, foi utilizado um conjunto nas quais as amostras têm dimensões de $30 \times 1 \times 0.5 \text{ mm}^3$. E para as medidas de magnetostricção, o conjunto é composto por amostras de dimensões de $30 \times 3 \times 0.5 \text{ mm}^3$.

5.2 Medidas de Magnetização

O dispositivo utilizado para medir a magnetização das amostras é o magnetômetro de amostra vibrante (VSM). Este tipo de magnetômetro, desenvolvido no final da década de 50 por S. Foner [75, 76, 77], combinou avanços de métodos magnetométricos e indutivos estáticos e é, atualmente, o sistema mais difundido para obtenção de características magnéticas nos laboratórios, sendo um instrumento muito sensível para medidas de momentos magnéticos. O seu princípio de funcionamento está baseado na Lei de Faraday-Lenz, ou seja, na detecção de uma força eletromotriz produzida em uma bobina por um fluxo magnético variável devido ao movimento da amostra. A amostra é colocada na extremidade de uma haste não magnética, fixada em um atuador eletromecânico, semelhante a um alto-falante, que lhe confere um movimento vibratório harmônico, através da vibração perpendicular à direção de um campo magnético constante. Sobre as peças polares do eletroímã são colocadas quatro bobinas sensoras, duas sobre cada pólo, de acordo com a configuração de Mallinson [75]. Esta configuração exige que as bobinas, sobre cada peça polar, estejam em oposição de fase. O sinal de tensão captado nas bobinas sensoras, proporcional a magnetização da amostra, é lida por um amplificador lock-in em fase com a frequência de excitação de movimento da

amostra. Este arranjo é insensível a campos estáticos de qualquer geometria e, deste modo, campos intensos podem ser aplicados sem efeitos adversos. A sensibilidade deste método é limitada principalmente pelo ruído mecânico transmitido do atuador eletromecânico para as bobinas sensoras. E como a magnetização da amostra é estática no VSM, então nenhum efeito de correntes de Foucault é considerado.

A caracterização magnética das amostras estudadas foi realizada utilizando-se um VSM presente no LMMM. O sinal de tensão aplicado no atuador eletromecânico é fornecido por uma fonte de corrente, controlada por um amplificador lock-in Stanford Modelo SR830.

O mesmo lock-in controla uma fonte de corrente, que fornece ± 12 A a um eletroímã comercial GMW Magneto System 5403, que é responsável pelo campo magnético aplicado ao longo do eixo principal das amostras. O campo aplicado, durante toda a medida, é medido por um sensor Hall modelo Globalmag TMAG-01T.

O sinal de campo é lido pela entrada auxiliar do lock-in e convertido em valor de campo. O lock-in é conectado ao computador através de uma interface GPIB. Para o controle e monitoramento do experimento, um programa foi desenvolvido na plataforma Agilent VEE.

No intuito de determinar o valor real da magnetização do material a ser estudado, calibra-se o VSM, adquirindo-se uma curva de magnetização para uma amostra de níquel, que possui magnetização de saturação conhecida, do mesmo tamanho e forma da amostra estudada. Deste modo, obtém-se um valor de referência para o sistema.

Neste trabalho, todas as curvas de magnetização foram obtidas a temperatura ambiente e com campos máximos iguais a 2000 Oe.

Na figura 5.3, um esquema de um magnetômetro de amostra vibrante é apresentado.

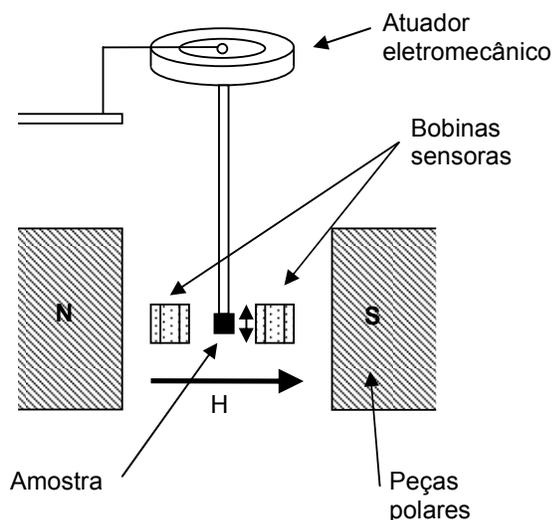


figura 5.3: Magnetômetro de amostra vibrante.

5.3 Medidas de Indução

Para a obtenção das curvas de indução dos aços, foi utilizado um fluxímetro. Neste sistema, uma bobina sensora é enrolada na região central da amostra em estudo e o sistema amostra mais bobina é colocado em um circuito magnético. Um gerador de funções, acoplado a uma fonte de corrente, é responsável pela variação do campo no interior do circuito magnético através de uma bobina de excitação. Devido à variação de fluxo no interior da amostra, uma força eletromotriz é induzida nos terminais da bobina sensora. Essa força eletromotriz induzida é dada por $\varepsilon = -N \frac{d\phi}{dt}$. Como o interesse está na indução magnética da amostra, que é proporcional ao fluxo magnético, integra-se o sinal detectado na bobina sensora através de um integrador analógico ou por integração numérica [54]. O sinal é lido por um osciloscópio digital Tektronix TDS320 com interface via GPIB a um computador. O software de aquisição foi desenvolvido na plataforma Agilent VEE.

As curvas de indução não são apresentadas nesta dissertação, pois foram obtidas apenas com o objetivo de expressar os resultados de ruído Barkhausen e magnetostricção como função da indução. As curvas de indução utilizadas para expressar os resultados de ruído Barkhausen foram obtidas no sistema Barkhausen enquanto que as curvas utilizadas para expressar as medidas de magnetostricção foram adquiridas em um sistema adaptado ao eletroímã. Esta distinção teve que ser feita, pois foram utilizadas diferentes amplitudes máximas de campo magnético nas medidas de ruído Barkhausen e magnetostricção.

5.4 Ruído Barkhausen

Tendo como base o artigo original de H. Barkhausen [6], os experimentos para medida do ruído Barkhausen são caracterizados pela indução de uma mudança de fluxo magnético em uma bobina sensora em resposta a uma lenta variação do campo externo. A regularidade da variação do campo aplicado contrasta com o caráter irregular dos pulsos, que são o resultado do movimento complicado das paredes de domínios.

Os componentes essenciais de uma medida indutiva de ruído Barkhausen consistem de um dispositivo capaz de produzir um campo homogêneo suficiente ao longo da amostra, e uma bobina sensora enrolada em torno da amostra para detectar o fluxo de indução.

Existem várias possibilidades para a geração de campo magnético sobre a amostra. Pode-se trabalhar utilizando um solenóide, eletroímã, yoke ou uma bobina de Helmholtz. No trabalho realizado, utilizou-se um solenóide pois, com este, conhece-se o valor correto do campo aplicado sobre a amostra, tem-se um campo homogêneo aplicado sobre a amostra e, como se trata de um circuito magnético aberto, há a presença de um campo desmagnetizante.

A presença do campo desmagnetizante aumenta as chances de se obter o valor médio de $\frac{dM}{dH}$ constante, ou seja, de haver um processo estacionário. Neste caso, um fator de desmagnetização alto pode permitir o estudo da nucleação e evolução de novas famílias de domínios, fato este que, possivelmente, não ocorreria em amostras maiores ou circuitos magnéticos fechados .

A bobina sensora detecta um sinal induzido que é a soma da taxa de variação de fluxo associada ao campo aplicado H , com a taxa de variação da magnetização do próprio material, ou seja:

$$\varepsilon(t) = -N \frac{d\Phi}{dt} = -N(A_{bobina} - A_{amostra})\mu_0 \frac{dH}{dt} - NA_{amostra} \frac{dB}{dt} \quad (5.1)$$

onde $\Phi = A\mu_0 B$.

Em condições experimentais mais simples, por exemplo quando um material tem apenas dois domínios com magnetizações opostas e, portanto, apenas uma parede de domínio, o fluxo induzido é simplesmente proporcional à velocidade da parede de domínio v , com $\Phi = N(2M_s d v)$. Porém, em um caso real as medidas indutivas detectam sempre o resultado do movimento coletivo de muitas paredes de domínio. Uma consequência disso é que o sinal medido não permite a distinção entre saltos Barkhausen únicos e a superposição espacial e/ou temporal deles.

5.4.1 Sistema de aquisição de Ruído Barkhausen

A figura 5.4 apresenta um diagrama esquemático do sistema experimental adotado para as medidas de ruído Barkhausen. Neste sistema, a excitação da amostra é feita por um solenóide, com compensação nas extremidades para redução dos efeitos das bordas. Este é

capaz de fornecer um campo magnético $H = 260 \cdot i$ Oe, onde i é a corrente em Ampères, alimentado por uma fonte de corrente baseada no circuito integrado Burr-Brown OPA541. Para melhorar a relação sinal/ruído, a fonte de corrente é alimentada por conjuntos de baterias de 12 V que fornecem uma tensão de alimentação simétrica +/- 12V . O controle desta fonte é feito por um gerador de funções Stanford Modelo DS345. Antes do sinal de corrente chegar ao solenóide, ele ainda passa através de um filtro passa-baixas, com frequência de corte menor do que 50 Hz, de modo a diminuir os efeitos da rede externa.

O sinal do ruído é detectado por uma bobina sensora, de 5 mm de comprimento, com aproximadamente 400 espiras de fio 44 AWG esmaltado, enrolada ao redor da região central da amostra. Em série a esta bobina, foi colocada uma bobina idêntica, mas em contra fase, com o objetivo de retirar o sinal captado referente ao campo magnético externo. A resistência de cada bobina sensora é de 40 Ω .

O sinal Barkhausen, por ter amplitude muito baixa, é amplificado e condicionado por um pré-amplificador Stanford Modelo SR560 com filtro passa-baixas ajustável. Este sinal é digitalizado ou por um osciloscópio digital Tektronix Modelo TDS320, com taxa de aquisição ajustável até 500 MBps e resolução de 8 bits, conectado ao computador de controle por uma interface GPIB (IEEE488). O processamento digital do sinal é feito por um programa desenvolvido na plataforma Agilent VEE.

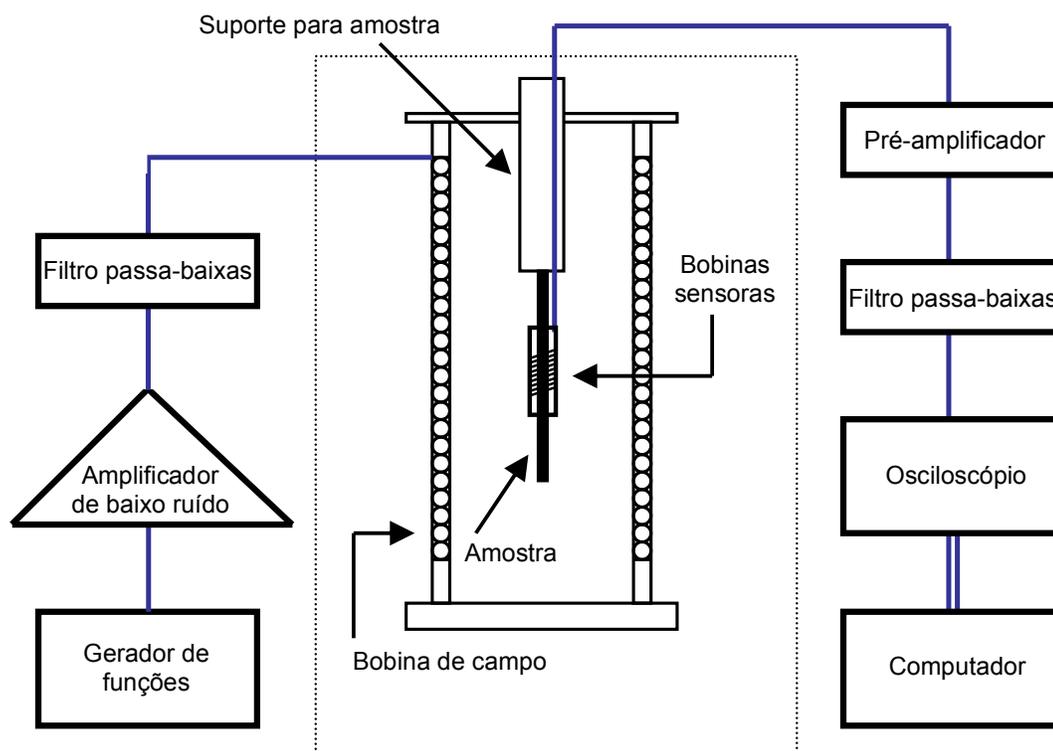


figura 5.4: Esquema do sistema de medida do ruído Barkhausen.

Como o sistema presente no laboratório não possui resolução suficiente para adquirir o ruído Barkhausen ao longo de meio ciclo de histerese em uma única aquisição, o procedimento desenvolvido foi de dividir o meio ciclo de histerese em N intervalos de tempos iguais. A amostra é levada a excursionar seu laço de histerese com valores máximos de campo magnético definido e, a um dado valor de campo determinado pelo operador, é enviado um sinal de disparo para o osciloscópio, iniciando a aquisição. Este valor de campo pré-ajustado é chamado de trigger do osciloscópio, como mostra a figura 5.5.

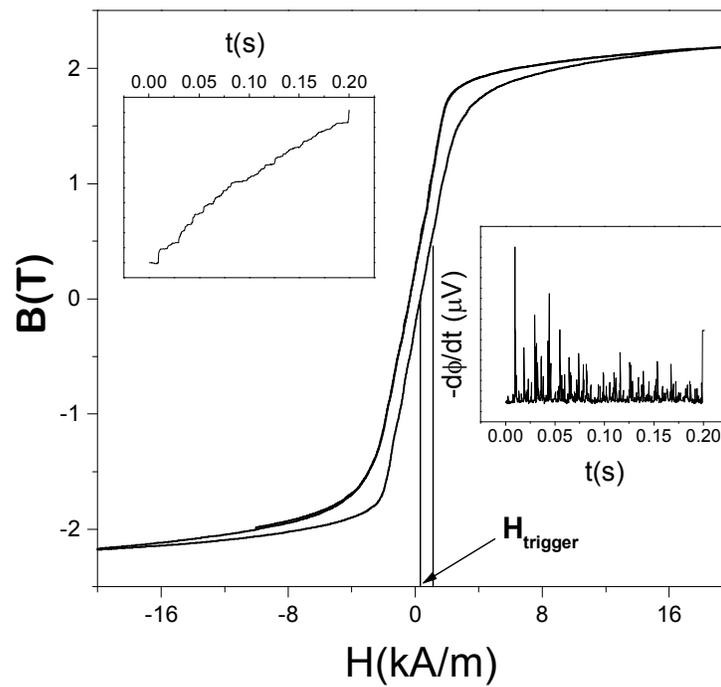


figura 5.5: Exemplo de curva de histerese onde é indicado o campo de trigger e o intervalo onde são adquiridos os dados de ruído. O gráfico interno inferior mostra uma série temporal típica. O gráfico interno superior mostra os saltos correspondentes na indução da amostra.

Sendo assim, o programa desenvolvido faz com que, para cada ciclo de histerese, com o mesmo valor de campo de trigger, seja dado um delay no osciloscópio para que a aquisição dos dados seja realizada. Em cada ciclo de histerese, com um delay diferente, é adquirida uma série temporal de ruído Barkhausen com 1000 pontos que corresponde a uma parte da curva. O valor do delay para cada aquisição é dado através da seguinte expressão:

$$delay = \frac{n}{N_0} \left(\frac{T}{2} \right) \quad (5.2)$$

onde n é o número da aquisição, N_0 é o número total de aquisições, ou seja, em quantas vezes o meio ciclo de histerese foi dividido, e T é o período do campo magnético externo.

Para todas as amostras, as medidas foram realizadas com um campo magnético de frequência igual a 50 mHz, amplitude máxima de 520 Oe, 2 A de corrente máxima na bobina de excitação, e forma de onda triangular. O campo foi aplicado ao longo do eixo principal da amostra.

A figura 5.5 apresenta a variação temporal do fluxo magnético ($d\phi/dt$) detectado por uma bobina sensora em função do tempo enquanto a amostra é excitada por um campo de frequência de 50 mHz, com amplitude máxima de 520 Oe e forma de onda triangular.

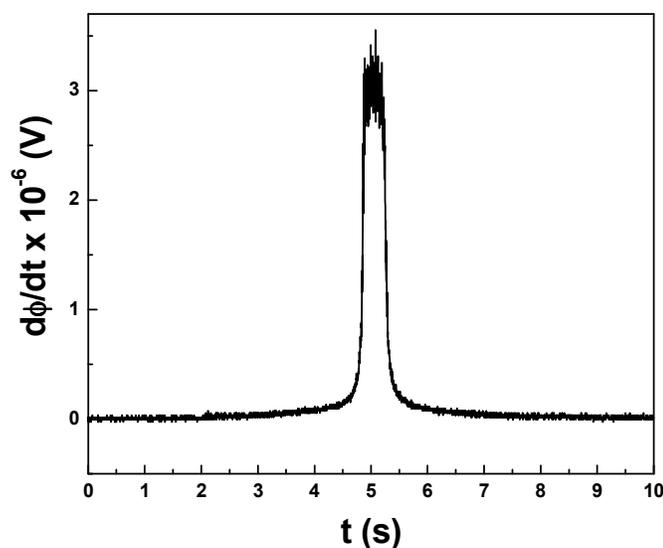


figura 5.6: Série temporal de ruído Barkhausen obtida em uma amostra de 0° com frequência de excitação de 50 mHz.

Várias medidas em meio ciclo de histerese foram realizadas e, nestas, observou-se que o ruído Barkhausen é relevante somente região central do ciclo de histerese, ou seja, em torno do campo coercivo. Deste modo, como as medidas são relativamente demoradas, a aquisição do sinal Barkhausen foi realizada somente em torno do campo coercivo.

Para cada amostra foram realizadas 50 medidas do ruído Barkhausen nos 2 segundos em torno do campo coercivo. Cada medida foi dividida em 20 partes, correspondendo a 100 ms para cada aquisição, ou seja, a escala de tempo no osciloscópio utilizada foi de 5 ms. Sendo assim, a taxa de amostragem utilizada foi de 100 kS/s no osciloscópio e frequência de corte de 30 kHz e 6 dB/oitava no filtro passa baixa. O ganho no pré-amplificador utilizado foi de 500.

Estes valores obedecem o que estabelece o teorema da amostragem, segundo o qual se um conjunto de dados é amostrado com um intervalo Δn entre pontos consecutivos, a transformada de Fourier discreta deste conjunto de dados só tem significado físico dentro do intervalo de frequências dado por [41]:

$$f < f_c \quad (5.3)$$

onde $f_c \equiv \frac{1}{2\Delta n}$ é chamada de frequência crítica de Nyquist. Qualquer componente fora desse intervalo de frequências é falsamente transladado para dentro do mesmo, contribuindo com componentes indesejadas no espectro de potência. Para satisfazer este critério e evitar as componentes indesejadas, é necessário filtrar as frequências maiores que a frequência de Nyquist. Isto é feito usando-se o filtro passa-baixas do pré-amplificador, que corta frequências maiores que a metade da frequência de amostragem. No caso do presente trabalho, a frequência de Nyquist foi de 50 kHz. [41]

A partir dos dados digitalizados, podem ser extraídas várias funções estatísticas tais como espectros de potência, distribuição de área, tempo e amplitude dos saltos Barkhausen. Porém, neste trabalho, foi obtido somente o valor médio quadrático (V_{rms}) do ruído, que é um parâmetro que indica o nível de atividade Barkhausen no material.

5.4.2 Tratamento do ruído

Para o tratamento do sinal e, conseqüente, obtenção do V_{rms} do ruído, foram desenvolvidas duas rotinas na plataforma Agilent VEE. A figura 5.7 mostra uma série temporal de ruído Barkhausen com adquirida. Em cada uma das 50 séries temporais adquiridas para cada amostra, foi realizado o processo de smoothing. Para isto, foi desenvolvida uma rotina que realiza o smoothing e subtrai a linha adquirida do sinal do ruído de modo a ter como resultado apenas o sinal de ruído propriamente dito, sem a linha base. A figura 5.8 mostra uma série temporal de ruído Barkhausen como adquirida e o respectivo smoothing realizado. A figura 5.9 mostra a curva de ruído já com o smoothing subtraído. É esta última curva que será utilizada para o cálculo do V_{rms} .

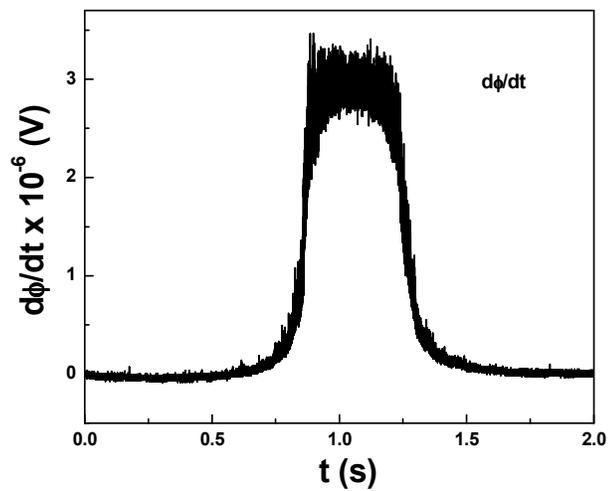


figura 5.7: Série temporal de ruído Barkhausen adquirida.

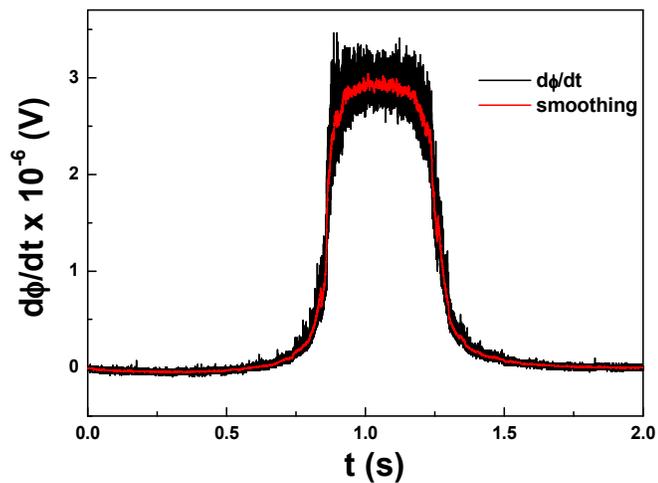


figura 5.8: Série temporal de ruído Barkhausen adquirida (linha preta) e smoothing (linha vermelha).

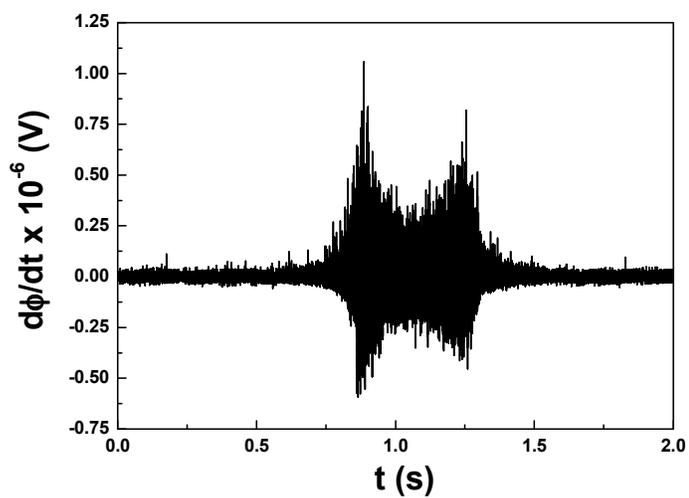


figura 5.9: Curva final obtida após a subtração da linha base.

No intuito de quantificar a intensidade do ruído Barkhausen, então, calcula-se o V_{rms} da voltagem, definido pela expressão:

$$V_{rms} = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (V_i)^2 \right]^{1/2} \quad (5.4)$$

onde, N é o número total de pontos por amostragem. Como em cada amostra foram realizadas 50 medidas de ruído Barkhausen e, para cada uma foi calculado o V_{rms} , tem-se que o valor efetivo é uma simples média aritmética sobre as 50 amostragens. Para o cálculo do V_{rms} e a realização da média aritmética foi desenvolvida uma rotina na plataforma Agilent VEE. A figura 5.10 mostra o V_{rms} em função do tempo obtido a partir da curva apresentada na figura 5.9.

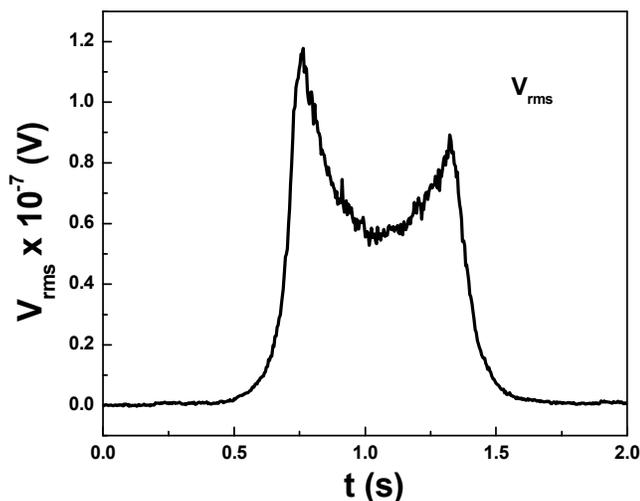


figura 5.10: V_{rms} como uma função do tempo.

5.5 Magnetostricção

5.5.1 Sistema de aquisição das curvas de magnetostricção

As medidas de magnetostricção foram realizadas pela técnica de strain gauges, explicada na seção 3.3.3 acima. A figura 5.11 mostra um esquema do sistema experimental utilizado para as medidas de magnetostricção.

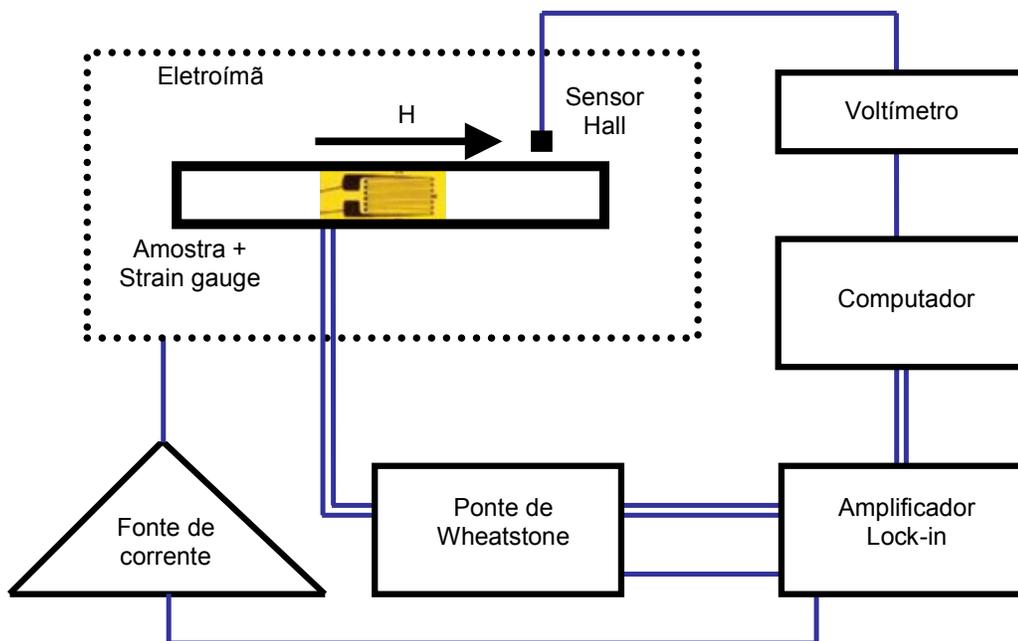


figura 5.11: Esquema do sistema de medida de magnetostricção.

Neste sistema, o sinal de voltagem proporcional à variação da resistência do strain gauge e ao alongamento do material foi medido usando uma ponte de Wheatstone com quatro resistores, na qual um destes resistores é o strain gauge, conectada a um amplificador lock-in Stanford Modelo SR830. O mesmo lock-in controla uma fonte de corrente, que fornece ± 12 A a um eletroímã comercial GMW Magneto System 5403, que é responsável pelo campo magnético aplicado ao longo do eixo principal das amostras. O campo aplicado, durante toda a medida, é medido por um sensor Hall modelo Globalmag TMAG-01T. Um programa desenvolvido por A. Gündel na plataforma Agilent VEE controla e monitora o experimento.

Todas as medidas foram realizadas com um campo magnético estático com amplitude máxima de 2000 Oe. O campo foi aplicado ao longo do eixo principal da amostra. Para cada amostra foram realizadas várias medidas uma vez que o sistema é muito sensível a ruídos externos. Cada medida corresponde a meio ciclo de magnetização de $-B_m$ a B_m . Medidas no ciclo completo não foram realizadas, pois o sistema não possui resolução para observar histerese.

Dois configurações de medidas foram realizadas: longitudinal e transversal. Em uma medida longitudinal, o strain gauge é colado paralelamente ao eixo principal da amostra. Na medida transversal, o strain gauge é colado em um ângulo de 90° com relação ao eixo principal da amostra. Em ambos os casos, o campo magnético é aplicado ao longo do eixo principal da amostra. A figura 5.12 exemplifica as duas configurações usadas neste trabalho.

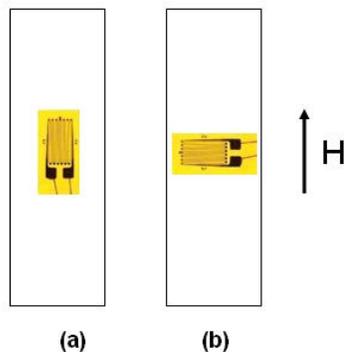


figura 5.12: Configurações dos strain gauges: (a) longitudinal e (b) transversal.

5.5.2 Colagem de strain gauge

Para todas as medidas de magnetostricção, foram utilizados strain gauges modelo 062BG de constantan produzidos pela empresa Excel Sensores Ind. Com. E Exportação Ltda, com resistência de 350Ω , fator de gauge de 2.1 ± 0.05 e dimensões para grelha de (a) $1.57 \times$ (b) 1.27 mm^2 e totais de (c) $2.79 \times$ (d) 1.27 mm^2 , de acordo com a figura 5.13, montados como um braço de uma ponte de Wheatstone com os outros três braços consistindo de três resistores de 350Ω cada. A voltagem de excitação para a ponte de Wheatstone fornecida pelo lock-in foi de 2.5 V .

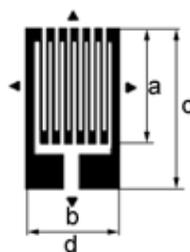


figura 5.13: Dimensões do strain gauge. (a) Comprimento da grelha, (b) comprimento total do strain gauge, (c) largura da grelha, (d) largura total do strain gauge.

Com o objetivo de identificar os efeitos externos de temperatura e campo magnético aplicado sobre o strain gauge, realizou-se o procedimento de colagem sobre uma amostra de cobre, com as mesmas dimensões das amostras estudadas. Nenhuma variação de resistência foi observada. Sendo assim, tem-se que as variações de resistência observadas são associadas somente a variações dimensionais da amostra.

Uma etapa crítica do processo para realizar as medidas de magnetostricção é a colagem dos strain gauges, pois, se conduzida de forma incorreta, pode comprometer os

resultados obtidos. O objetivo é o strain gauge reproduzir fielmente todas as deformações da superfície da peça. Para, tanto, a primeira condição é o strain gauge estar firmemente aderido a esta superfície, durante todo o tempo em que durar a medida. A preparação foi realizada com cuidado para evitar contaminação da amostra e do strain gauge. Toda a manipulação foi feita com pinça, isso porque os strain gauges são fabricados, limpos e embalados em ambientes controlados. Os materiais usados na limpeza da superfície, tais como algodão hidrófilo e papeis absorventes, são de alta pureza e os produtos químicos são da classe PA.

Na primeira etapa, lixa-se a amostra com lixas d'água com diferentes graduações ou granulometrias, partindo das mais grossas, lixa de 400, até as mais finas, de 600, com o objetivo de retirar as impurezas mais grosseiras. Após essa etapa, se limpa a superfície com acetona para a remoção de contaminantes.

Para a colagem do strain gauge, utiliza-se um adesivo, à base de Epoxi KBR-610. Usa-se fita adesiva com 12 mm de largura para auxiliar na manipulação, transferência e posicionamento dos strain gauges. Uma almofada de borracha de silicone $40 \times 40 \text{ mm}^2$ permite uma uniformização na distribuição da pressão aplicada sobre o strain gauge e uma película de teflon isola o contato do adesivo com o que não deve ser colado, quando o adesivo se espalhar pela pressão exercida. Todo o material utilizado foi produzido pela empresa Excel Sensores Ind. Com. E Exportação Ltda. O strain gauge, através de uma fita, fica preso à superfície da amostra por apenas um de seus lados, como se fosse a página de um livro. Então, levantando-se o strain gauge, como se fosse virar a página do livro, aplica-se o adesivo a base de Epóxi na superfície da amostra e do lado inferior do strain gauge. Com uma película de teflon por sobre o strain gauge, este é virado e encostado na amostra com a pressão dos dedos. Sobre o teflon coloca-se uma almofada de borracha de silicone, que é presa sobre a amostra utilizando um suporte, desenvolvido do LMMM, conforme mostra a figura a seguir.

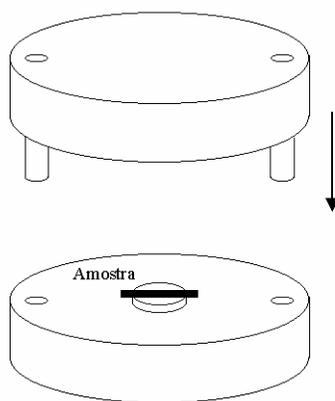


figura 5.14: Suporte utilizado na colagem do strain gauge na amostra.

Com o suporte, aplica-se pressão de 1 a 5 kg/mm². As duas partes, suporte mais amostra com strain gauge, são levadas para cura em um forno a temperatura de aproximadamente 150°C por 2 horas. Após o processo de cura, retira-se a almofada de borracha de silicone e a película de teflon e, com uma pinça, remove-se a fita adesiva.

6 RESULTADOS

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados das medidas de magnetização, indução, ruído Barkhausen e magnetostricção em aços elétricos de grão não-orientado FeSi_{3,2%} classe E110 produzidos pela ACESITA. Paralelamente à apresentação dos resultados são identificados os mecanismos de magnetização que podem ser medidos por cada uma das técnicas. Em seguida é realizada uma análise dos processos de magnetização como um todo através da combinação dos resultados, relacionando o mecanismo de magnetização com o nível de indução B , o ângulo θ e a evolução da estrutura de domínios.

6.1 Curvas de magnetização

As curvas de magnetização em função do campo aplicado foram adquiridas utilizando-se um magnetômetro de amostra vibrante. A figura 6.1 mostra as curvas de magnetização em função do campo magnético externo e as curvas de magnetização em função do campo efetivo, calculado de acordo com a equação 2.18. Não foi possível realizar a calibração do VSM devido à dimensão das amostras. O valor da magnetização de saturação foi obtido através do conhecido valor da indução de saturação do material utilizando a expressão $B = \mu_0 (H + M)$.

De acordo com as curvas de magnetização em função do campo efetivo, as amostras apresentaram um valor de magnetização de saturação de aproximadamente $12.943 \times 10^3 \text{ G} = 1.03 \times 10^6 \text{ A/m}$. Fica claro que este aço possui uma alta permeabilidade, como era esperado. O valor de magnetização de remanência médio é de aproximadamente $7288.5 \text{ G} = 580 \times 10^3 \text{ A/m}$. O campo coercivo é baixo. O valor médio para o campo coercivo em torno de $6 \text{ Oe} = 471.6 \text{ A/m}$. Não foi possível estabelecer um valor preciso do campo coercivo para cada amostra, pois o sistema utilizado não apresenta resolução e sensibilidade de campo. O campo de saturação é de aproximadamente 1000 Oe .

Observa-se que as curvas de magnetização não apresentam diferenças observáveis em função do ângulo de corte. Isto se deve ao fato que a curva de magnetização é um resultado da combinação dos efeitos de todos os mecanismos de magnetização que estão ocorrendo, não fazendo distinção como a magnetostricção, que não é sensível ao movimento de paredes de 180° .

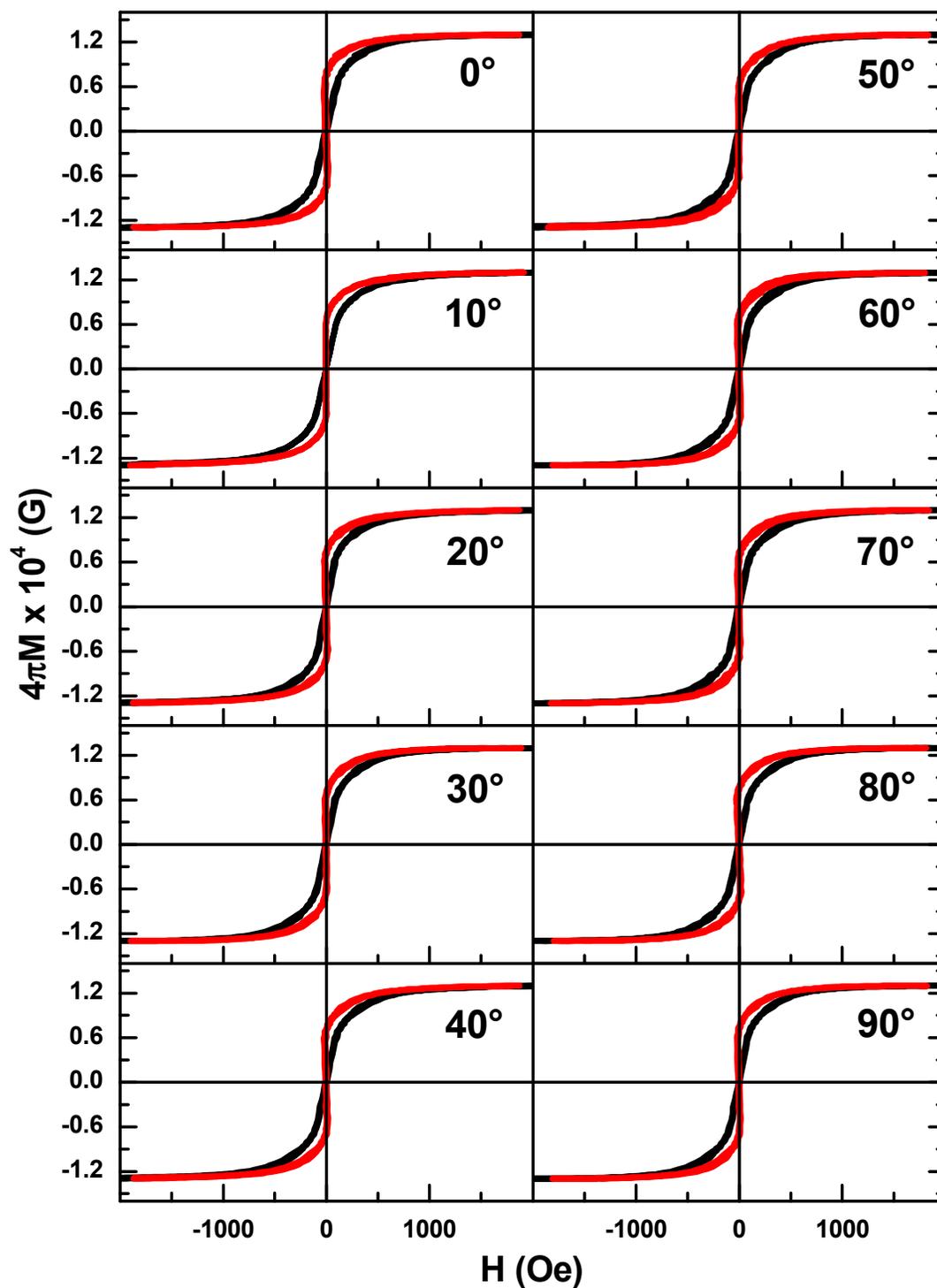


figura 6.1: Curvas de magnetização das amostras de 0°, 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80° e 90°. Linhas pretas indicam as curvas de magnetização como em função do campo externo. Linhas vermelhas indicam as curvas de magnetização em função do campo efetivo.

6.2 Curva de indução

A figura 6.2 apresenta uma a curva de indução típica em função do campo magnético aplicado. Neste caso, é mostrada a curva para a amostra de 0° . A curva foi obtida pelo método fluxométrico. Esta é uma típica curva dos aços elétricos GNO estudados. As curvas de indução para as outras amostras, não mostradas aqui, apresentam comportamentos similares. Além disto, as curvas de indução somente foram adquiridas com o objetivo de expressar as medidas de ruído Barkhausen e magnetostricção em função da indução.

A indução de saturação das amostras, como pode ser visto na curva, é de aproximadamente $1.5 \times 10^4 \text{ G}_B = 1.5 \text{ T}$. As variações observadas nas escalas de indução para diferentes amostras são atribuídas a variações dos campos desmagnetizantes associados a imprecisões nas dimensões da amostra. Além disto, como todas as medidas foram realizadas com campo magnético de frequência e amplitude iguais e desde que cada amostra tem um comportamento diferente no campo aplicado, o pico de indução reflete pequenas variações da permeabilidade de acordo com o ângulo com relação à RD. E esta variação de permeabilidade está associada à orientação dos grãos e dos eixos cristalográficos em relação ao ângulo de corte [17, 78].

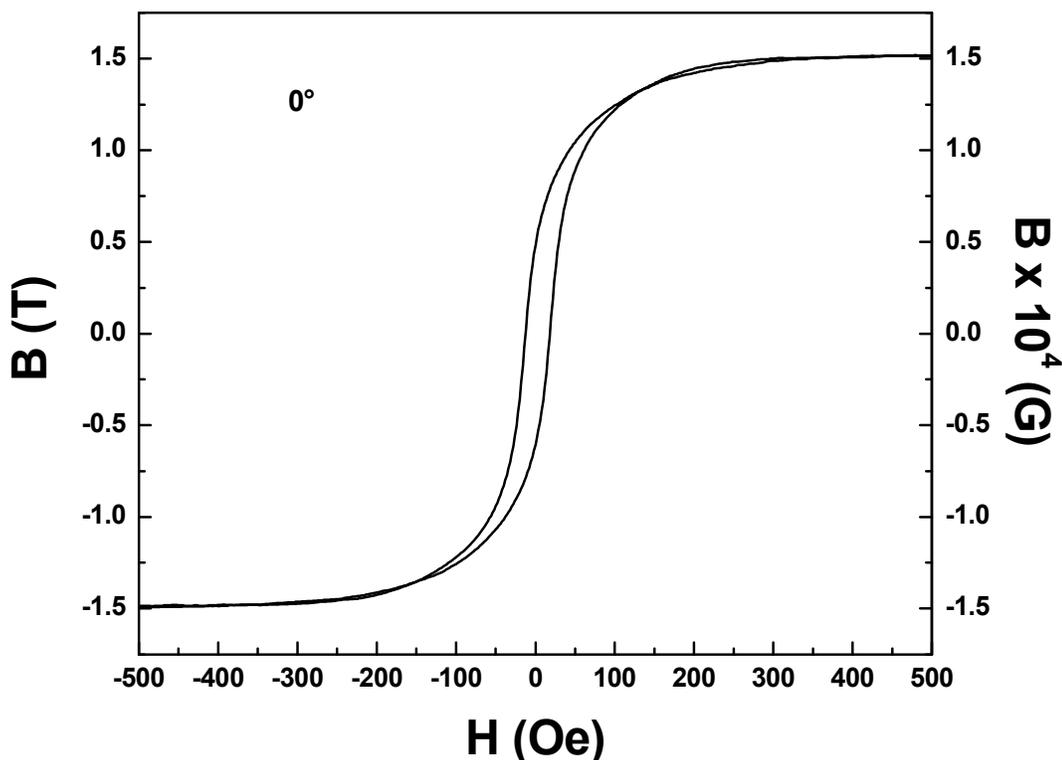


figura 6.2: Curvas de indução da amostra de 0° .

6.3 Medidas de ruído Barkhausen

A figura 6.3 apresenta a variação temporal do fluxo magnético ($d\phi/dt$) detectado por uma bobina sensora em função do tempo enquanto a amostra é excitada por um campo magnético de frequência de 50 mHz, amplitude máxima de 520 Oe e forma de onda triangular. A aquisição ocorreu somente nos dois segundos centrais em torno de campo coercivo. É importante notar que, mesmo adquirindo apenas 2 segundos no ciclo de histerese do material, abrangem-se valores de indução desde $-B_m$ a B_m , onde B_m é o valor máximo de indução atingida.

As séries temporais medidas nas amostras de 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , 80° e 90° , não mostradas aqui, apresentam comportamento semelhante. As medidas realizadas no outro meio ciclo de histerese apresentam comportamento simétrico.

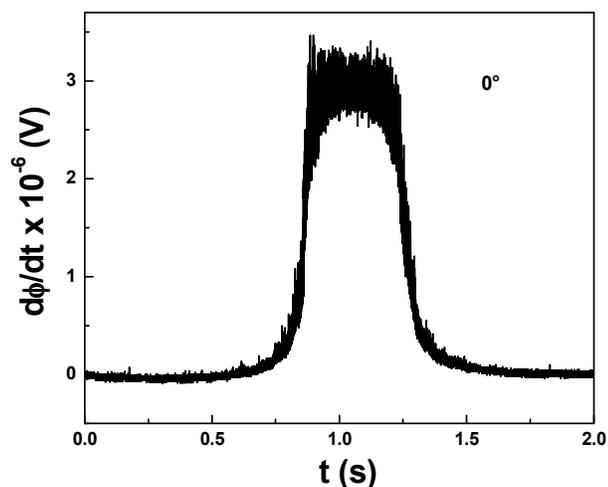


figura 6.3: Série temporal de ruído Barkhausen obtida nos dois segundos centrais em uma amostra de 0° com frequência de excitação de 50 mHz.

Nesta curva, observa-se uma grande quantidade de eventos Barkhausen. Além disto, o ruído está presente em quase todas as regiões da curva de histerese, incluindo a região de alta indução [79].

É interessante o fato de que, enquanto a amostra está sendo magnetizada a uma taxa constante de campo, ocorrem drásticas mudanças ao longo da curva de magnetização. Isto significa que, em diferentes níveis de indução, um mesmo aumento de campo em um dado intervalo de tempo faz com que o processo de magnetização ocorra através de propriedades

estatísticas completamente diferentes. Por exemplo, um grande estado não estacionário pode ser facilmente reconhecido pela simples observação do comportamento do ruído no osciloscópio.

Uma investigação com o intuito de quantificar a intensidade do ruído Barkhausen foi realizada através do cálculo do V_{rms} . A figura 6.4 apresenta os resultados obtidos no cálculo do V_{rms} do ruído Barkhausen em função da indução como definido no capítulo anterior. Em cada curva, a escala da indução foi mostrada para exibir o estado magnético de cada amostra. Neste caso, as características das curvas de V_{rms} podem ser conectadas aos processos físicos de magnetização do material ao longo da curva de histerese.

Em todas as medidas de ruído Barkhausen, o processo de magnetização procede de $-B_m$ para B_m .

A primeira característica marcante do comportamento do V_{rms} é a presença de dois picos intensos em valores de indução que correspondem a pontos acima do joelho da curva. Este fato se torna muito interessante, pois, se comparado com o ruído Barkhausen usualmente medido em amostras ferromagnéticas, o pico de intensidade ocorre geralmente em torno do campo coercivo e a discussão deste máximo em termos do movimento de paredes de domínio é lógica. Por outro lado, quando grandes intensidades de V_{rms} são observadas na região do joelho da curva de magnetização com menor intensidade na região do campo coercivo, a discussão em termos da nucleação e aniquilação de domínios é lógica [80].

Esta característica do V_{rms} indica que a evolução da estrutura de domínios ao longo da curva de magnetização é caracterizada por dois mecanismos diferentes.

Os dois picos observados em altos valores de indução acima do joelho da curva de magnetização correspondem a uma impressão típica de grandes instabilidades topológicas na estrutura de domínios do material. Estas instabilidades estão associadas com a nucleação de domínios magnéticos e refinamento da estrutura, caracterizando o primeiro pico, e com a aniquilação dos domínios, associado ao segundo pico.

Os processos associados à nucleação, crescimento e aniquilação de domínios são caracterizados em média por grandes variações de fluxo magnético pois durante estes processos, ocorrem movimentos de paredes de 90° e 180° e rotação da magnetização. Isto significa que campos internos de acoplamento muito fortes atuam nas paredes de domínio nas regiões onde ocorrem grandes variações da permeabilidade [81]. Bertotti [7] assume que a aniquilação de domínios e a nucleação de domínios sejam os principais meios de dissipação de energia acima do joelho da curva de magnetização [82, 83].

É notável que, para todos os ângulos em relação à RD, o primeiro pico do V_{rms} tem maior amplitude do que o segundo. Uma possível explicação para esta característica é que a nucleação e crescimento de novas estruturas de domínios geram mais atividade Barkhausen e, conseqüentemente, mais dissipação de energia do que a aniquilação de domínios magnéticos. Além disto, o primeiro pico é mais estreito, de modo que o processo de nucleação de domínios seja considerado em um nível de indução mais restrito, ou seja, o refinamento da estrutura e a nucleação de domínios ocorrem a partir de menores valores de indução.

Para todos os ângulos, as posições dos picos são aproximadamente as mesmas. O primeiro pico apresenta pequenas variações. Porém, o segundo pico tem a sua largura aumentada de modo que, em $\theta > 70^\circ$, este se transforma em um platô. Nestes ângulos, a aniquilação ocorre em menor proporção pois os domínios orientados ao longo dos eixos cristalográficos [100] e [010] estão favoráveis ao campo magnético.

Por outro lado, na parte central da curva do V_{rms} , em baixos valores de indução, o processo de magnetização pode ser associado simplesmente ao movimento de paredes de domínio. Correspondentemente, o valor do V_{rms} , neste ponto de indução em torno do campo coercivo, é menor do que nos picos e depende fracamente do valor da indução.

Em altos valores de indução, acima de 1.2 T, o V_{rms} é igual a zero. Sabe-se que os processos de magnetização como o movimento de paredes de domínios, aniquilação e nucleação de domínios magnéticos dão origem ao sinal Barkhausen. Sendo assim, neste nível de indução, a amostra se encontra praticamente saturada e as pequenas variações no valor da magnetização ocorrem predominantemente por rotações irreversíveis da magnetização.

Resultados semelhantes foram obtidos em amostras de aços texturizadas por Sommer *et. al.* [22]. Esta comparação é importante, pois os aços estudados são de grão não-orientado, mas apresentam uma componente de textura. Deste modo, os mecanismos de magnetização ao longo da curva de magnetização podem apresentar algumas semelhanças.

Uma notável diferença que existe entre os resultados obtidos nesta dissertação e os resultados obtidos por Sommer *et. al.* [22] é que no V_{rms} obtido para os aços GNO, há ausência do pico principal em torno de $B = 0$. Isto se deve ao fato de que as amostras estudadas, na ausência de campo magnético, não apresentam uma estrutura de domínios tal como a de aços elétricos GO formada por longos domínios separados por paredes de 180° .

Em resumo, os resultados de ruído Barkhausen e V_{rms} podem ser relacionados com o movimento de paredes de domínios e a nucleação de novas estruturas de domínios e aniquilação de domínios que são possíveis candidatos a responsáveis pela dissipação de energia nos níveis de alta indução.

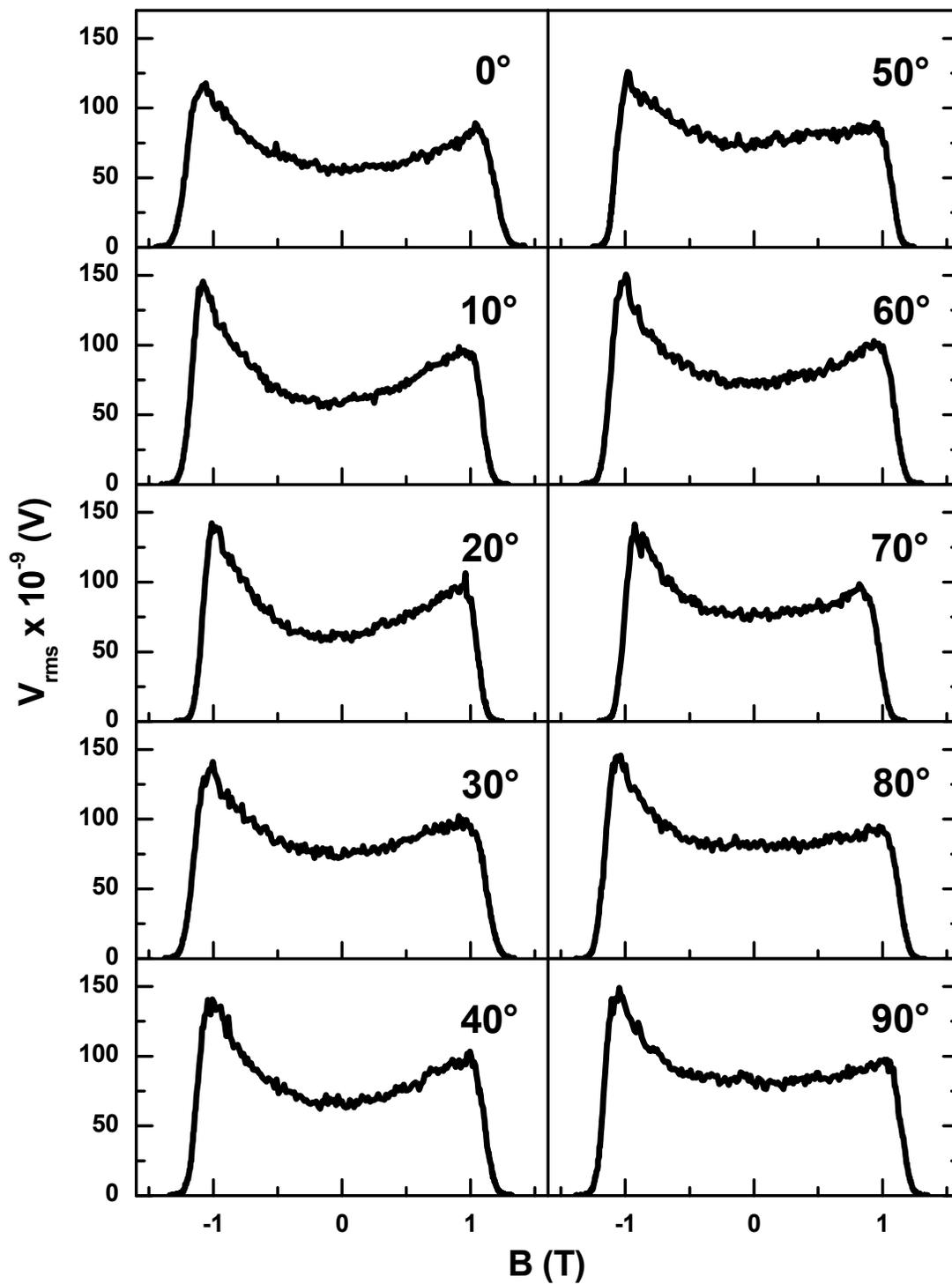


figura 6.4: Valor médio quadrático (V_{rms}) do sinal Barkhausen em função da indução B para as amostras de 0° , 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , 80° e 90° .

6.4 Medidas de magnetostricção

A figura 6.5 apresenta as curvas de magnetostricção estática longitudinal, detectada utilizando um strain gauge enquanto a amostra é excitada por um campo magnético com amplitude de 2000 Oe, em função do campo aplicado para as amostras de 0°, 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80° e 90°. Assim como nas medidas de ruído Barkhausen, abrangem-se valores de indução desde $-B_m$ a B_m .

Estas curvas são características de uma amostra policristalina [53]. As curvas de magnetostricção para materiais policristalinos são representadas por um rápido aumento da magnetostricção, λ , com o aumento do campo a partir de campo zero, até que um pico seja atingido. Em seguida, com o aumento do campo magnético, há uma gradual diminuição de λ . O rápido aumento inicial no valor de λ ocorre devido ao movimento de paredes de 90°. Como o aumento da intensidade do campo magnético a magnetização se orienta para direções fáceis próximas à direção do campo magnético e, deste modo, a magnetostricção atinge seu máximo. Um aumento maior do campo faz com que ocorra rotação da magnetização na direção do campo aplicado e, assim, havendo uma diminuição do valor de λ [53]. Todos estes processos estão ilustrados na figura 3.8.

No caso das amostras de aços elétricos GNO, λ medido corresponde a uma média da contribuição dos muitos domínios de diferentes grãos.

Observa-se que as maiores variações do valor de λ ocorrem em campos muito baixos. Porém, como as amostras apresentam alta permeabilidade, estas variações acabam acontecendo na região de alta indução.

A figura 6.6 apresenta a magnetostricção longitudinal como uma função da indução para todas as amostras. Em cada curva, a escala da indução foi mostrada para exibir o estado magnético de cada amostra. Assim, as características das curvas de magnetostricção podem ser conectadas aos processos físicos de magnetização do material ao longo da curva de histerese.

Antes de começar qualquer descrição sobre os mecanismos associados à magnetostricção, é importante citar que o valor da magnetostricção é o resultado da combinação dos efeitos associados à rotação da magnetização, movimento de paredes de 90°, nucleação e aniquilação de domínios magnéticos.

Neste trabalho, os dados de magnetostricção foram medidos a partir do estado saturado e, deste modo, considerar-se-á o valor da magnetostricção com o material saturado

como zero pois, neste estado, se conhece a estrutura de domínios do material. Este é um ponto crítico pois se poderia escolher qualquer outro ponto de indução como o zero da magnetostricção tal como a magnetostricção em $B = 0$. Porém, um estado desmagnetizado real pode ser obtido por um grande número de arranjos de domínios diferentes, ou seja, a estrutura que resulta em um estado desmagnetizado, não é única. Isto origina uma ambigüidade quando se define um estado com magnetostricção nula e que poderia prejudicar a precisa avaliação experimental do valor de λ . Tal estado com $\lambda = 0$ seria possível para um material em que todos os tipos de domínios participassem com a mesma freqüência, contribuindo com o mesmo volume. Neste caso seria definido um estado desmagnetizado ideal com magnetostricção nula.

Todas estas curvas correspondem a meio ciclo da curva de histerese. As medidas realizadas no outro meio ciclo são similares. Em todas as medidas de magnetostricção realizadas, o processo de magnetização procede de $-B_m$ para B_m .

Uma primeira característica observada do comportamento das curvas de $\lambda(B)$ é a semelhante forma apresentada para todas as amostras. Ou seja, nos mesmos pontos de indução ocorrem os mesmos fenômenos. Porém, nota-se que a amplitude das variações é diferente de amostra para amostra. Isto se deve ao fato de que, para amostras cortadas em um ângulo θ em relação à RD, as frações de domínios, na ausência de campo magnético, orientados ao longo dos eixos cristalográficos mudam. Sendo assim, quando o campo magnético é aplicado, o comportamento da estrutura de domínios será intensamente dependente do ângulo θ .

Dois picos no valor da magnetostricção são observados em altos valores de indução, aproximadamente -1.2 T e 1.2 T. Para a magnetostricção, quando é atingido o valor máximo, tem-se um estado magnético no qual os vetores magnetização estão orientados ao longo dos eixos de fácil magnetização. No caso dos aços elétricos GNO, os eixos cristalográficos [100], [010] e [001] do cristal correspondem aos eixos de fácil magnetização.

Em altos valores de indução, acima de -1.2 T, antes de atingir o valor máximo, $\lambda(B)$ apresenta um simples aumento. Este aumento, por sua vez, é associado à rotação da magnetização. O mesmo processo de rotação da magnetização é observado em valores de indução acima de 1.2 T, onde, após atingir seu máximo, ocorre a diminuição de $\lambda(B)$.

Entre -1.2 T e -1 T, $\lambda(B)$ diminui significativamente e isto pode ser associado ao movimento de paredes de domínio de 90° . Neste nível de indução, este movimento de paredes de domínio é uma consequência da nucleação e crescimento de novos domínios magnéticos.

Nos valores de indução entre -1 T e 0 T, $\lambda(B)$ não muda significativamente. Sendo assim, o processo de magnetização procede por movimento de parede de 180° .

Entre 0 T e 1.2 T, até atingir o seu segundo valor máximo, $\lambda(B)$ apresenta um aumento significativo e isto pode ser associado ao movimento de paredes de domínio de 90° .

É notável que, para todos os ângulos em relação à RD, a primeira variação associada ao movimento de paredes de 90° , que pode ser associado à nucleação, ocorre em um nível de indução mais estreito que o segundo. Assim como citado no caso do ruído Barkhausen, tem-se que o processo de nucleação de domínios ocorre em um nível de indução mais restrito, de modo que a nucleação de domínios ocorre a partir de menores valores de indução.

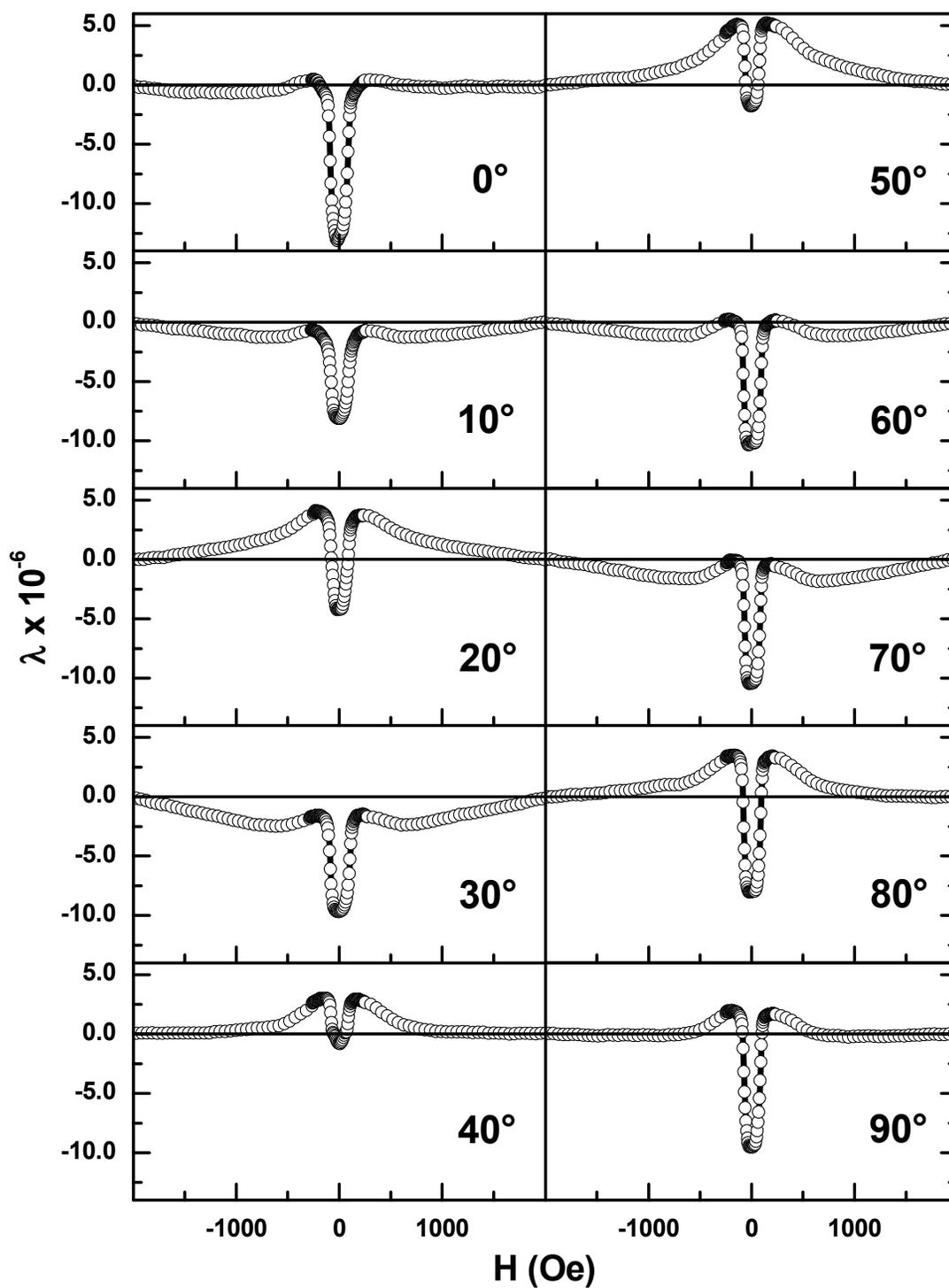


figura 6.5: Magnetostricção longitudinal em função do campo magnético aplicado nas amostras 0°, 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80° e 90°.

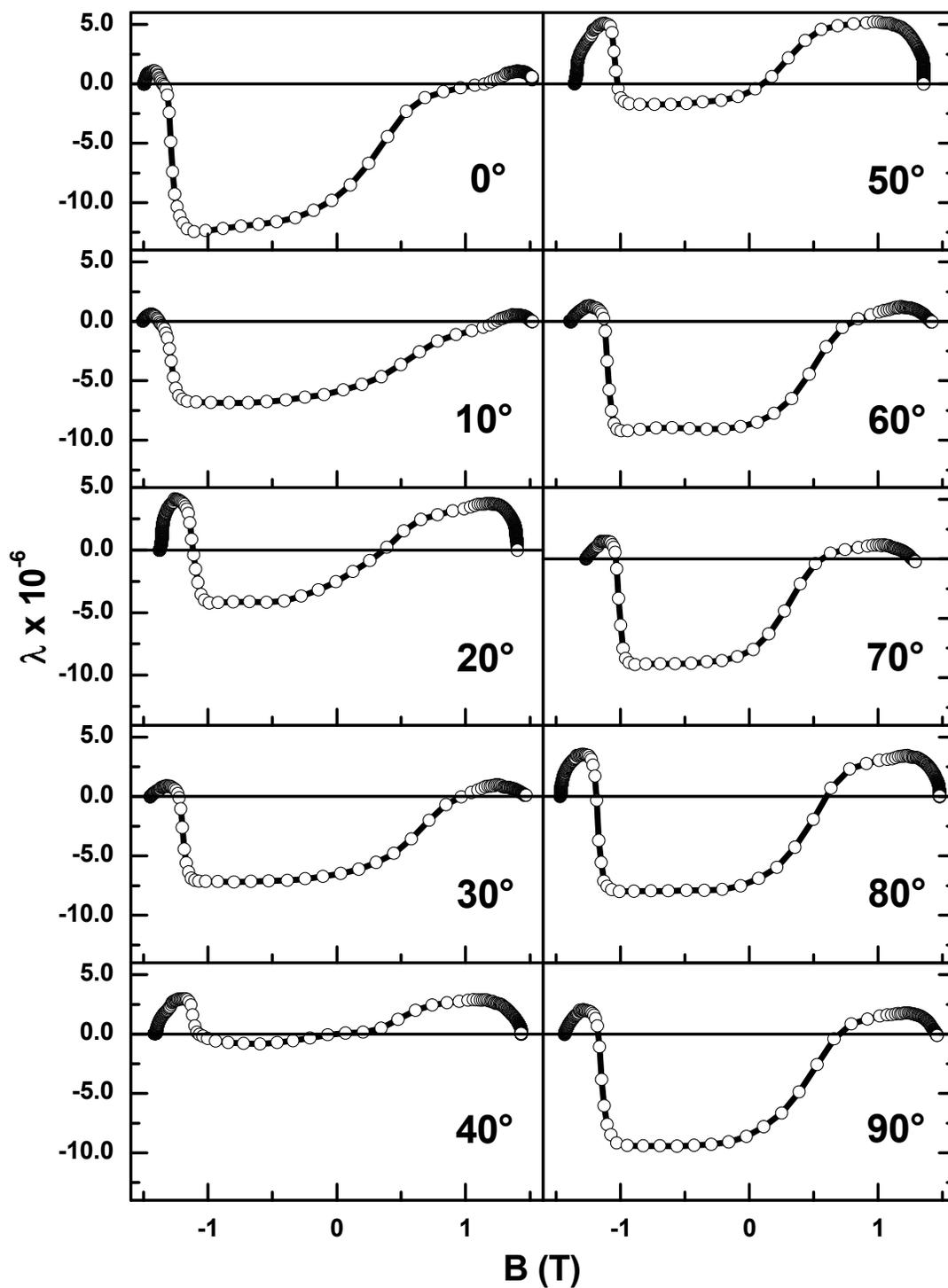


figura 6.6: Magnetostricção longitudinal em função da indução para as amostras de 0° , 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , 80° e 90° .

Poucos resultados de magnetostricção obtidos em amostras de aços de grão não-orientado são encontrados na literatura [2, 84]. Os resultados divergem entre si, provavelmente devido a diferentes composições e texturas dos aços. Os resultados obtidos neste trabalho são semelhantes aos obtidos por Makar *et al.* [84]. Além disto, são coerentes aos simulados a partir de dados experimentais de magnetização obtidos por Mohammed *et al.* [85]. A figura 6.7 mostra o comportamento da magnetostricção em função do campo aplicado e a figura 6.8, o comportamento da magnetostricção em função da indução para uma amostra GNO M-19 (Armco Non-oriented Electrical Steels) obtidos por simulação por Mohammed *et al.* [85]

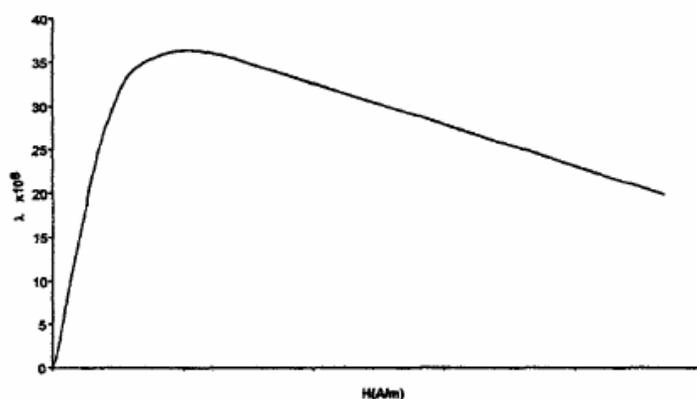


figura 6.7: Curva de magnetostricção em função do campo aplicado obtida por simulação. Retirado da referência [85].

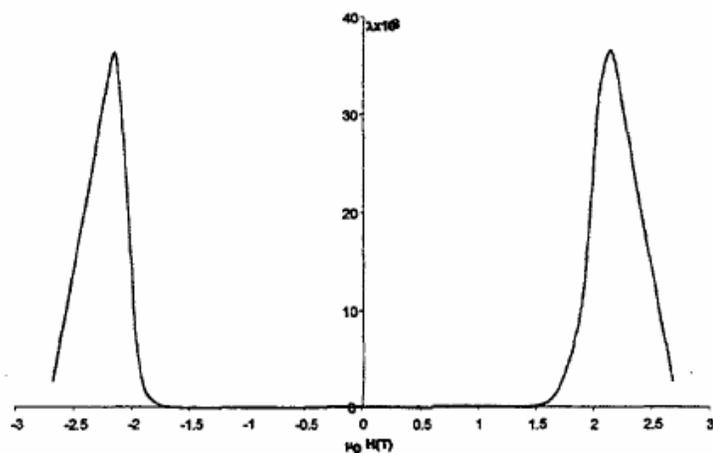


figura 6.8: Curva de magnetostricção em função da indução obtida por simulação. Retirado da referência [85].

A figura 6.9 mostra a magnetostricção transversal como uma função do campo. Para materiais elasticamente e magneticamente isotrópicos, um alongamento em uma direção é sempre acompanhado por uma contração na direção transversal e vice versa. Porém, esta regra

nem sempre é verdadeira para materiais magneticamente anisotrópicos. Pode ser visto que as mudanças nos valores da magnetostricção acontecem nos mesmos valores de indução que as mudanças da magnetostricção longitudinal. Porém, observa-se que as mudanças ocorrem em sentidos opostos.

A figura 6.10 apresenta a magnetostricção como uma função da indução para todas as amostras. Todas estas curvas correspondem a meio ciclo da curva de histerese. As medidas realizadas no outro meio ciclo são similares. Como já citado anteriormente, o valor de referência para o zero corresponde à magnetostricção de saturação, ou seja, a aproximadamente 1.5 T.

Como as curvas de magnetostricção são assimétricas, pode-se dizer que estes aços correspondem a amostras policristalinas que apresentam propriedades magneticamente anisotrópicas e exibem pelo menos um eixo de fácil magnetização. Isto certamente ocorre pois as amostras apresentam a textura já citada. A distribuição de orientação dos grãos individuais determina os eixos de fácil magnetização da amostra. Deste modo, a direção de magnetização determinará a fração de domínios magnéticos e os mecanismos envolvidos no processo de magnetização e, assim, a assimetria entre o movimento de paredes de domínio de 90° e 180° e a quantidade de rotação da magnetização necessária para magnetizar a amostra determinará o valor e a forma das curvas de magnetostricção observadas que ocorrem quando a magnetostricção ocorre ao longo de uma particular direção.

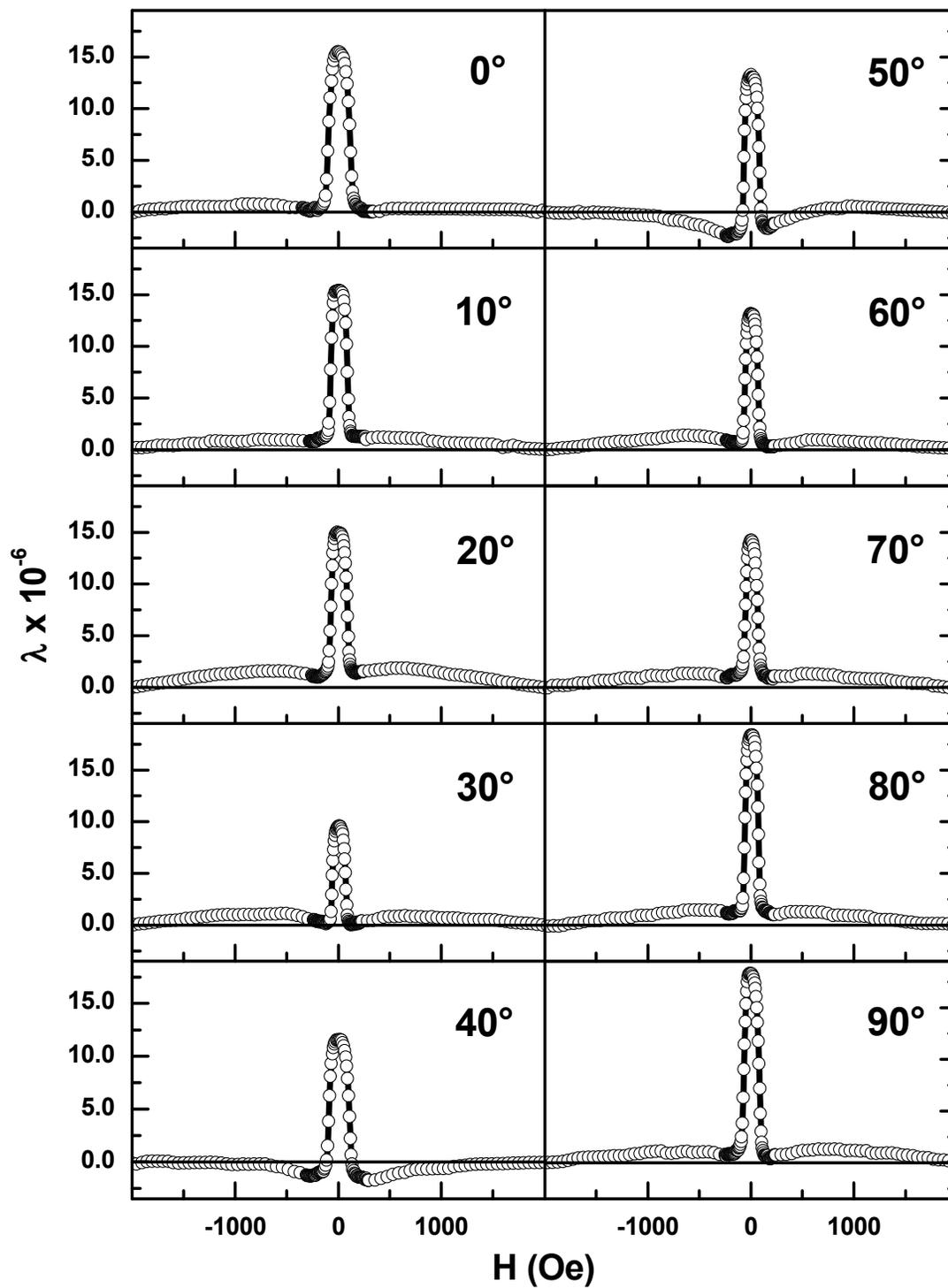


figura 6.9: Magnetostricção transversal em função do campo magnético aplicado nas amostras 0° , 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , 80° e 90° .

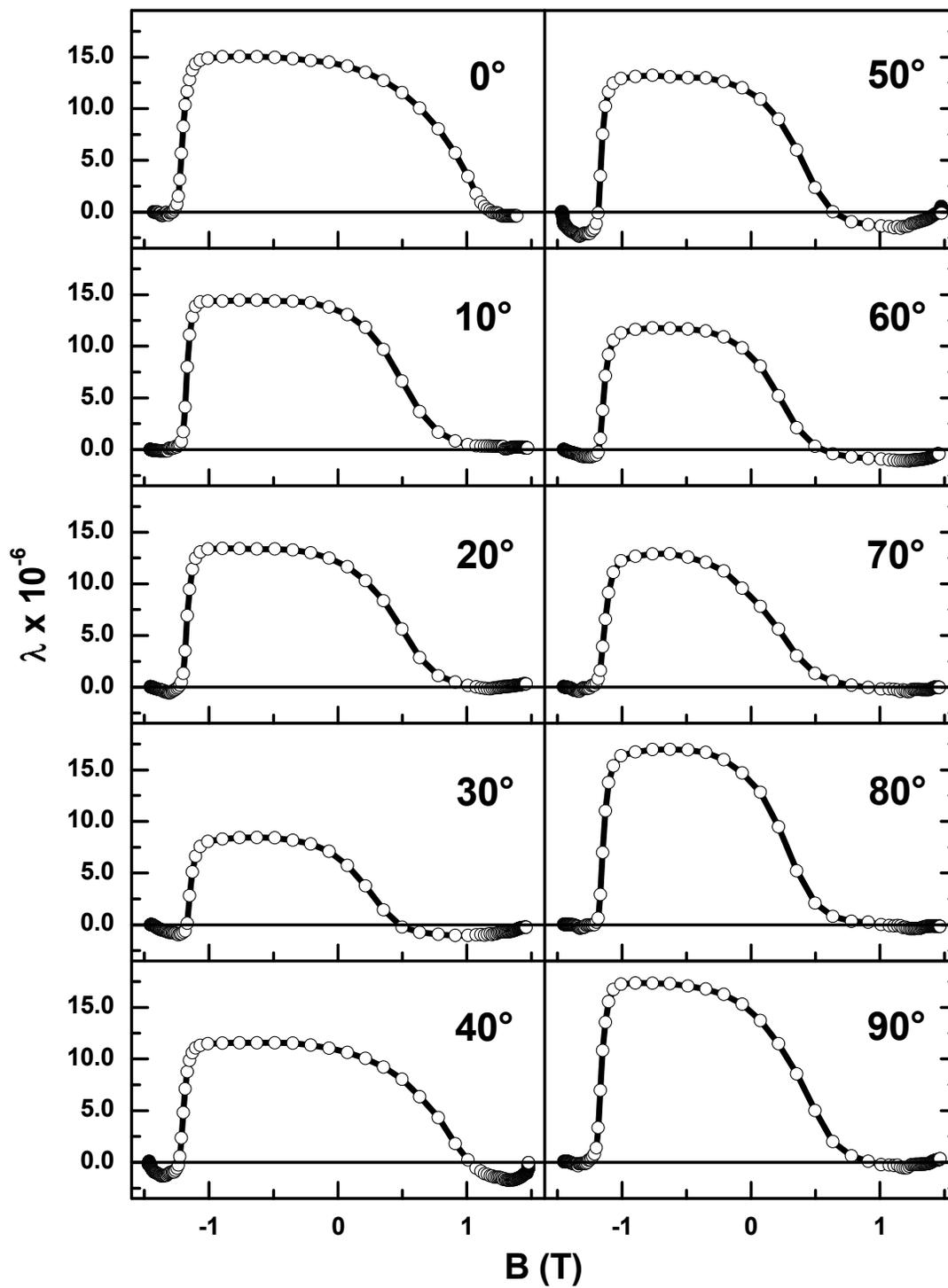


figura 6.10: Magnetostricção transversal em função da indução para as amostras de 0° , 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , 80° e 90° .

6.5 Detalhamento dos processos de magnetização ao longo da curva de histerese

Combinando os resultados obtidos nas medidas de ruído Barkhausen e magnetostricção, podem-se esclarecer quais são os mecanismos que, de fato, ocorrem ao longo da curva de magnetização e associá-los com as perdas nos aços elétricos de grão não-orientado nos vários níveis de indução. Para tanto, será considerada uma descrição relacionando a evolução da estrutura de domínios com os respectivos mecanismos de magnetização em vários níveis de indução.

Assim como para aços elétricos de grão orientado, a estrutura de domínios magnéticos nos aços elétricos de grão não-orientado pode ser dividida entre uma estrutura principal e uma estrutura suplementar, de acordo com a definição dada na referência [14]. Porém, nos aços GNO, uma diferenciação entre as duas estruturas não é possível de ser estabelecida, pois a fração da estrutura de domínios suplementar é da mesma ordem da estrutura principal. Conseqüentemente, a estrutura de domínios é bastante complexa [19, 89, 86], sendo difícil de ser observada através de métodos ópticos [14]. Além disto, a complexa estrutura de domínios superficial, muitas vezes, não revela a estrutura de domínios interna [87]. Então, como a estrutura de domínios corresponde essencialmente da superposição das estruturas principal e suplementar, as perdas podem ser associadas tanto com a nucleação, aniquilação e refinamento das duas estruturas em cada ciclo de histerese, bem como com as interações entre as mesmas [14].

Mesmo havendo uma estrutura de domínios bastante complexa na ausência de campo magnético, nos aços elétricos de grão não-orientado, os domínios estão distribuídos quase que uniformemente entre os seis eixos cristalográficos [88]. É interessante notar que, como as amostras são cortadas com diferentes ângulos θ com respeito à RD, a fração de domínios orientados em uma dada direção e, conseqüentemente, o comportamento magnético mudam, dependem de θ .

Vários autores já mostraram que as propriedades magnéticas das lâminas de aços elétricos comerciais cortadas em diferentes ângulos em relação à RD seguem um comportamento que pode ser associado à presença de uma componente Goss da textura [73].

Sendo assim, para a discussão dos resultados, é de fundamental importância ter sempre em mente que as amostras de aços elétricos de grão não-orientado estudadas apresentam uma considerável componente de textura (110)[001] orientada na RD.

Toda a descrição do processo de magnetização procede de $-B_m$ para B_m , onde B_m é aproximadamente 1.5 T. Nesta descrição, pode-se dividir a curva de indução em 8 regiões, de modo que cada região seja caracterizada por um determinado mecanismo de magnetização dominante.

A figura 6.11 mostra meio ciclo de uma curva $B \times H$, separada nas 8 regiões. A figura 6.12 mostra as curvas do V_{rms} do ruído Barkhausen, magnetostricção longitudinal e magnetostricção transversal para a amostra de 0° em função da indução separadas nas mesmas regiões.

As regiões são as seguintes:

Região (I): Partindo do valor de indução de saturação negativo, $-B_m$, até atingir -1.2 T, o processo de magnetização inicialmente procede por rotação da magnetização. Como a rotação da magnetização não gera ruído Barkhausen, o V_{rms} é zero. A magnetostricção, $\lambda(B)$, apresenta um aumento associado à rotação. Neste nível de indução, a amostra parte, através da rotação da magnetização, de um estado saturado para um estado onde os vetores magnetização dos domínios estão paralelos aos eixos [100], [010] e [001] do cristal, que correspondem aos eixos de fácil magnetização de um cristal de Fe. Em aproximadamente -1.2 T, tem-se o ponto exato em que a amostra apresenta o estado magnético no qual a magnetização está orientada ao longo dos eixos de fácil magnetização pois $\lambda(B)$ atinge seu valor máximo.

Região (II): Entre aproximadamente -1.2 T e -1 T, $\lambda(B)$ diminui significativamente e isto pode ser associado ao fato de que a rotação da magnetização dá lugar ao movimento de paredes de domínios de 90° . Neste nível de indução, o movimento de paredes de domínio é uma consequência da nucleação e crescimento de novos domínios, mecanismos estes que podem ser relacionados ao intenso aumento do V_{rms} .

Nota-se que, primeiramente, $\lambda(B)$ diminui de forma menos intensa e, em seguida, mais rapidamente. Isto ocorre, pois, primeiramente, tem-se predominantemente o movimento de paredes de 90° . À medida que o V_{rms} aumenta, observa-se o início do processo de nucleação e crescimento de novos domínios e, a estes, associa-se o aumento no movimento de paredes de domínio de 90° .

Em aproximadamente -1 T, o V_{rms} atinge o seu valor máximo, correspondendo ao primeiro surto de eventos Barkhausen. Neste ponto, o processo de magnetização ocorre através de dois mecanismos básicos: o crescimento dos domínios existentes e a nucleação de novos domínios [7, 22, 79]. A estes dois mecanismos, tem-se o movimento de paredes de domínios associado [83]. O fato do pico do V_{rms} tornar-se mais fino dá uma indicação do quão

intenso e rápido é a evolução da estrutura de domínios, ou, mais precisamente, a nucleação dos domínios magnéticos.

Região (III): No intervalo de indução entre -1 T e -0.4 T, $\lambda(B)$ não muda significativamente e o V_{rms} tem o seu valor diminuído. Como a magnetostricção é sensível somente a movimentos de parede de 90° e rotação da magnetização, conclui-se que nesta região o processo de magnetização e o refinamento da estrutura de domínios ocorrem predominantemente através do movimento de paredes de 180° . Nucleação de novos domínios ocorre em menor quantidade.

Região (IV): Entre B igual a -0.4 T e 0 T, $\lambda(B)$ e V_{rms} não mudam significativamente. Sendo assim, neste nível de indução, o processo de magnetização procede simplesmente por movimento de paredes de domínio de 180° .

Região (V): De B aproximadamente igual a 0 T até 0.4 T, há um refinamento da estrutura de domínios através do movimento de paredes de domínios de 90° e 180° . Neste intervalo de indução, V_{rms} permanece praticamente constante, enquanto que $\lambda(B)$ começa lentamente a aumentar.

Região (VI): Acima de 0.4 T até 1 T, a evolução da estrutura de domínios procede através do movimento de paredes de domínio de 90° e 180° como uma impressão do aumento do valor de $\lambda(B)$ e da mudança do V_{rms} . Porém, à medida que se atinge aproximadamente 1 T, o movimento de paredes de domínio pode ser associado à aniquilação de domínios magnéticos. Em aproximadamente 1 T, o V_{rms} atinge o seu valor máximo, correspondendo ao segundo surto de eventos Barkhausen. Neste ponto, o processo de magnetização ocorre através da aniquilação de domínios magnéticos [7, 22, 79].

Região (VII): Acima de 1 T, com a aniquilação dos domínios magnéticos, o V_{rms} do ruído tem seu valor reduzido a zero. Movimentos de paredes de 90° em pequena quantidade acontecem até em torno de 1.2 T, onde $\lambda(B)$ atinge o seu segundo valor máximo. Novamente, neste valor de indução, os domínios têm o vetor magnetização orientado ao longo dos eixos [100], [010] e [001] dos cristais.

Região (VIII): Em valores mais altos de indução, acima de 1.2 T, o V_{rms} é zero. Neste nível de indução, as pequenas mudanças na magnetização ocorrem devido à rotação da magnetização, como uma impressão da diminuição do valor de $\lambda(B)$.

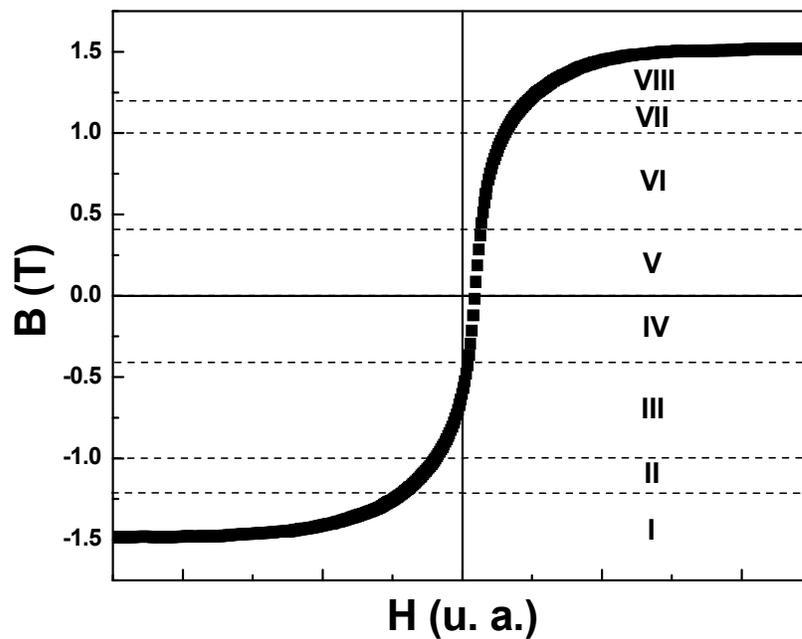


figura 6.11: Os processos de magnetização ao longo da curva de indução, de $-B_m$ a B_m , separados nas regiões (I), (II), (III), (IV), (V), (VI), (VII) e (VIII).

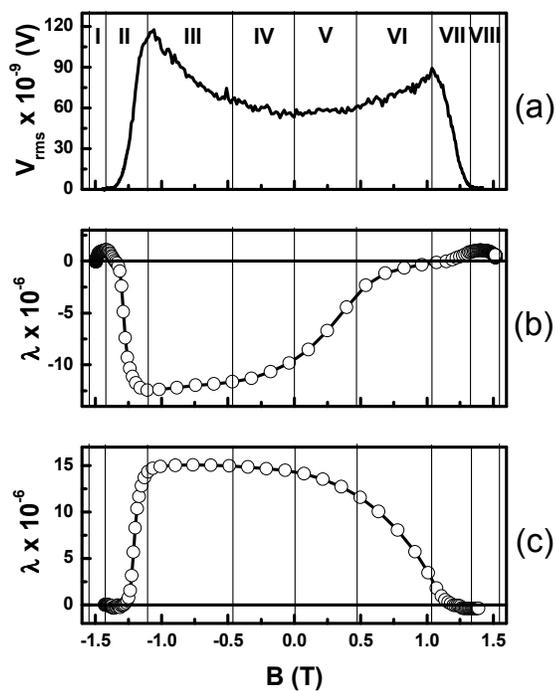


figura 6.12: (a) V_{rms} do ruído Barkhausen, (b) magnetostricção longitudinal e (c) magnetostricção transversal para a amostra de 0° em função da indução separadas pelas regiões (I), (II), (III), (IV), (V), (VI), (VII) e (VIII).

Sendo assim, torna-se claro que nos aços elétricos de grão não-orientado FeSi_{3,2%} com uma componente de textura (110)[001], a estrutura de domínios sofre modificações topológicas em valores críticos de indução. Considerando o ângulo θ entre a direção de laminação e o campo aplicado, as modificações na estrutura de domínios procedem nos mesmos valores de indução, porém, os mecanismos envolvidos ocorrem em diferentes proporções. Como para uma amostra cortada em um ângulo θ com RD, a fração de domínios orientados em um dado eixo cristalográfico muda, quando o campo magnético é aplicado, o comportamento da estrutura e os mecanismos envolvidos dependem de θ devido à textura [89].

Na literatura, dois intervalos angulares são considerados [22]:

Amostras com $0^\circ < \theta < 55^\circ$: o eixo [001] é favorecido. Partindo da indução de saturação, o processo de magnetização é inicialmente devido à nucleação de domínios e ao subsequente movimento de paredes de domínios. Em parte, ocorre a nucleação de domínios transversais ao plano da amostra, nos quais os vetores magnetização estão orientados ao longo dos eixos cristalográficos $\langle 100 \rangle$ e $\langle 010 \rangle$. A contração do material está conectada à nucleação dos domínios na transversal, associado às medidas de magnetostricção. Também, a nucleação e o crescimento são identificados pelo primeiro pico do V_{rms} do ruído Barkhausen. Em níveis de indução mais baixos, ocorre o refinamento da estrutura de domínios através do movimento de paredes de domínio de 180° até a reversão do campo magnético. A partir da reversão do campo, o movimento de paredes de domínio de 90° começa a ocorrer, até que em alta indução, ocorra a aniquilação de domínios magnéticos, incluindo a aniquilação dos domínios transversais ao plano da amostra. Com o aumento do campo magnético, a estrutura de domínios sofre um refinamento e, por fim, ocorre a rotação da magnetização.

Amostras com $55^\circ < \theta < 90^\circ$: os eixos cristalográficos [100] e [010] são favorecidos. Nestas amostras, partindo a indução de saturação, do mesmo modo, o processo de magnetização ocorre inicialmente pela nucleação de domínios transversais ao plano da amostra. Novamente, a contração do material está associada à nucleação dos domínios ao longo dos eixos $\langle 100 \rangle$ e $\langle 010 \rangle$. Porém, como todos estes ângulos favorecem estes eixos, existem pequenas diferenças de amostra para amostra dependendo de θ . Estas amostras possuem maiores frações de domínios transversais mesmo em campo zero e, deste modo, mais movimento de parede de 90° ocorre para levar a magnetização dos domínios transversais ao plano para a direção do campo magnético no plano da amostra. Este fato é observado através das medidas de magnetostricção. A partir da nucleação, como já citado, o processo de magnetização ocorre na mesma seqüência que para as amostras com ângulos entre 0° e 55° .

Como os aços estudados apresentam uma textura pronunciada, uma possível razão para a nucleação de uma estrutura de domínios transversais ao plano da amostra, assim como nos aços elétricos GO, reside no fato de contrabalançar o aumento da energia magnetostática e magnetoelástica associada a pólos magnéticos livres que formados nos planos da amostra. Considera-se que a formação dos pólos magnéticos livre seja uma consequência de um sutil desalinhamento dos grãos em relação ao plano da amostra [14, 54, 89, 90]. A figura 6.13 mostra uma possível estrutura de domínios transversais formada, que consiste de um domínio de fechamento formado pela combinação de domínios em certas direções de fácil magnetização e pode ser dividida em três partes. Duas delas estão localizadas nas superfícies opostas da amostra, em cima e embaixo. Elas têm forma triangular com base no plano (110) e são chamadas de “lancet domains”. A terceira parte conecta as duas anteriores através de vetores magnetização alinhados ao longo dos eixos [100] e [010] [91, 92].

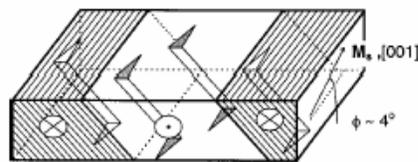


figura 6.13: Estrutura de domínios em forma de lanças. Retirada da referência [91].

Sendo assim, é observado que a dependência das perdas de energia com o ângulo de corte reflete a correspondente evolução dos mecanismos de magnetização pela transição do movimento de paredes de 90° e 180° em eixo fáceis $\langle 001 \rangle$ no plano para eixos fáceis $\langle 100 \rangle$ e $\langle 010 \rangle$ fora do plano. Tem-se que os domínios transversais ao plano estão limitados por paredes de domínio de 90° e desde que o movimento de paredes de domínio de 90° é geralmente relacionado a aumentar mais as perdas do que o movimento de paredes de 180° , devido talvez ao fenômeno magnetoelástico e às correntes de Foucault, a existência desta estrutura de domínio transversal pode aumentar muito as perdas.

Através da análise dos resultados de ruído Barkhausen e magnetostricção, observou-se que, na região de baixa indução, o processo de magnetização procede por meio de movimento de paredes de 90° e 180° . Já na região de alta indução, os resultados indicam que a evolução da estrutura de domínios ocorre por meio de movimentos de paredes de domínio que estão associados à nucleação e crescimento de novos domínios, no ramo descendente, e à aniquilação de domínios, no ramo ascendente da curva de magnetização, e por rotações reversíveis e irreversíveis da magnetização.

Deste modo, pode-se mostrar que, de acordo com a separação das perdas histeréticas em componentes de alta e baixa indução proposta por Landgraf *et. al.*, as perdas em baixa indução estão estritamente ligada aos movimentos de paredes de domínio de 180° e 90° . Logo, as perdas em alta indução podem ser explicadas em termos tanto da nucleação e crescimento de estruturas de domínios e aniquilação de domínios, quanto com movimento de paredes de domínio de 180° e 90° e rotação da magnetização. Sendo assim, torna-se razoável e entender o fato de que as perdas em alta indução, citadas anteriormente, representam quase 50% das perdas totais.

7 CONCLUSÕES E CONTINUAÇÃO DO TRABALHO

A proposta inicial deste trabalho foi de estudar o ruído Barkhausen e a magnetostricção em aços elétricos de grão não-orientado FeSi_{3,2%} classe E110 produzidos pela empresa ACESITA com o intuito de entender os processos de magnetização e identificar os mecanismos de magnetização que possivelmente são os responsáveis pela dissipação de energia ao longo da curva de histerese

Dentro desta proposta, estava a implementação do sistema de medidas de magnetostricção no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos e o melhoramento do sistema de aquisição de ruído Barkhausen. Estas duas idéias básicas foram realizadas com sucesso uma vez que se obtiveram resultados satisfatórios para o trabalho.

No que se segue, têm-se algumas conclusões que valem ser salientadas.

Através do estudo das medidas de ruído Barkhausen, observado na região de baixa e alta indução, pode-se concluir que a dissipação de energia na região de alta indução está associada com movimentos irreversíveis das paredes de domínios, rotações irreversíveis da magnetização e com nucleação de novas e diferentes estruturas de domínios, no ramo ascendente, e ainda na nucleação de domínios, no ramo descendente da curva de magnetização.

As medidas de magnetostricção mostram que movimento de paredes de domínio de 90° e rotação da magnetização estão presentes em altos níveis de indução. O movimento de paredes de 90°, em sua grande parte, está associado ao processo de nucleação, crescimento e aniquilação de domínios magnéticos, e está conectado com as perdas em alta indução.

Em resumo, as medidas de ruído Barkhausen e magnetostricção revelaram que na região de baixa indução, a dissipação de energia se dá predominantemente por movimento de paredes de domínio de 90° e 180°. Já, na região de alta indução, o movimento de paredes de domínio está presente, porém, o processo de magnetização procede principalmente pela nucleação, no ramo descendente, e aniquilação, no ramo ascendente da curva de magnetização. Devido à textura observada nos aços estudados, é possível que os domínios que estejam sendo nucleados sejam domínios transversais e lancet domains. É importante notar que a energia utilizada para a nucleação e aniquilação de domínios em um ciclo de histerese é convertida em perdas histeréticas [70].

Sendo assim, pode-se concluir que o método gráfico de divisão das perdas histeréticas em componente de baixa e de alta indução proposto por Landgraf e colaboradores não é

adequado ao sistema estudado pois ambas componentes de perdas podem ser associadas ao mesmo mecanismo de magnetização: o movimento de paredes de domínios.

A continuidade do trabalho se dará de forma a estudar aços com outras composições e texturas, realizando o mesmo procedimento de medidas magnetização, ruído Barkhausen e magnetostricção. Um próximo passo será observar os domínios deste aço estudado com o intuito de determinar o tipo de estrutura de domínios que é nucleada e aniquilada.

Também, pretende-se melhorar o sistema de aquisição de dados do sistema de ruído Barkhausen, implementando-se uma nova placa digitalizadora com 12 bits de resolução e velocidade de aquisição de até 25 MS/s, substituindo o atual osciloscópio digital, com o objetivo de se obter uma melhor resolução temporal.

Além disto, dispondo de um sistema de aquisição de ruído Barkhausen de alta resolução, tem-se por objetivo realizar o estudo da dinâmica de magnetização e do ruído Barkhausen em filmes finos.

8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] P. Brissonneau, *J. Magn. Magn. Mater.*, **41**, 38, (1984).
- [2] O. Rubert, L. Daniel, R. Billardon, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254-255**, 352, (2003).
- [3] L. J. G. Landgraf, J. C. Teixeira, M. Emura, M. F. de Campos, C. S. Muranaka, *Materials Science Forum*, **302**, 440, (1999).
- [4] F. J. G. Landgraf, M. Emura, K. Ito, P. S. G. Carvalho, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215-216**, 94, (2000).
- [5] F. J. G. Landgraf, M. Emura, *J. Magn. Magn. Mater.*, **242-245**, 152, (2002).
- [6] H. Barkhausen, *Physik Zeit*, **20**, 401, (1919).
- [7] G. Bertotti, “*Hysteresis in Magnetism: For Physicist Materials Scientists and Engineers*”, Academic Press, San Diego, (1998).
- [8] V. A. Zaykova, I. Ya. Eingorn, *Phys. Metals and Metallography*, **51**, 73, (1981).
- [9] B. D. Cullity, “*Introduction to Magnetic Materials*”, Addison-Wesley, New York, (1972).
- [10] C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.*, **21(4)**, 541, (1949).
- [11] A. Hubert, R. Schäfer, “*Magnetic domains, the analysis of magnetic microstructures*”, Springer, Berlin, (1998).
- [12] P. Langevin, *Ann. Chim. Phys.*, **5(8)**, 70, (1905).
- [13] K.J. Sixtus, L. Tonks, *Phys. Rev.*, **37**, 930, (1931).
- [14] J. W. Shilling, G. L. Houze Jr., *IEEE Trans. Magn.*, **10(2)**, 195, (1974).
- [15] G. Durin, S. Zapperi, *Cond. Mat.*, 0404512, (2004).
- [16] G. Hampel, A. Pundt, J. Hesse, *J. Phys.: Condensed Matter.*, **4**, 3195, (1992).
- [17] T. W. Krauze, J. A. Szpunar, M. Birsan, D. L. Atherton, *J. Appl. Phys.*, **79(6)**, 3156, (1996).
- [18] F. J. G. Landgraf, T. Yonamine, M. Emura, M. A. Cunha, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254-255**, 328, (2003).
- [19] P. Brissonneau, *J. Magn. Magn. Mater.*, **19**, 52, (1980).
- [20] B.A. Lilley, *Phil. Mag.*, **41(7)**, 792, (1950).
- [21] G. Bertotti, F. Fiorillo, M. P. Sassi, *J. Magn. Magn. Mater.*, **23**, 136, (1981).
- [22] R. L. Sommer, F. P. Livi, *Physica Status Solidi A*, **120**, 609, (1990).
- [23] K. Hartmann, A. J. Moses, T. Meydan, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254**, 318, (2003).
- [24] G. Bertotti, V. Basso, C. Beatrice, M. LoBue, A. Magni, P. Tiertto, *J. Magn. Magn. Mater.*, **226-230**, 1206, (2001).
- [25] I. F. Lyuksyutov, T. Nattermann, V. Pokrovsky, *Phys. Rev. B*, **59(6)**, 4260, (1999).
- [26] R. L. Sommer, *Tese de Doutorado*, UFRGS, (1992).

-
- [27] C Kittel, “*Introdução a Física do Estado Sólido*”, Guanabara Dois, Rio de Janeiro.
- [28] R. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *The Feynman lectures on physics, vol. II*, Addison-Wesley, (1977).
- [29] P. Weiss, *J. de Phys.*, **6**, 661, (1907).
- [30] B. Alessandro, C Beatrice, G. Bertotti, A. Montorsi, *J. Appl. Phys.*, **64(10)**, 5355, (1988).
- [31] E. P. T. Tyndall, *Phys. Rev.*, **24**, 439, (1924).
- [32] R. L. Sommer, A. Gomes, *J. Magn. Magn. Mater.*, **97**, 305, (1991).
- [33] R. L. Sommer, J. E. Schmidt, A. Gomes, *J. Magn. Magn. Mater.*, **103**, 25, (1992).
- [34] R. L. Sommer, J. E. Schmidt, A. Gomes, *J. Appl. Phys.*, **73(10)**, 5497, (1993).
- [35] B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti, J. Montorsi, *J. Appl. Phys.*, **64(10)**, 5355, (1988).
- [36] K. P. O’Brien, M. B. Weissman, *Phys. Rev. E*, **50(5)**, 3446, (1994).
- [37] S. Zapperi, P. Cizeau, G. Durin, H. E. Stanley, *Phys. Rev. B*, **58(10)**, 6353, (1998).
- [38] M. Bahiana, B. Koiller, S. L. de Queiroz, J. C. Denardin, R. L. Sommer, *Phys. Rev. E*, **59(4)**, 3884, (1999).
- [39] G. Durin, S. Zapperi, *Phys. Rev. Lett.* **84(20)**, 4705, (2000).
- [40] M. E. R. Dotto, *Dissertação de mestrado*, Programa de PG em Física, UFSM, (1998).
- [41] L. Santi, *Dissertação de mestrado*, Programa de PG em Física, UFSM, (2000).
- [42] J. C. Denardin, *Dissertação de mestrado*, Programa de PG em Física, UFSM, (1998).
- [43] L. Santi, J. C. Denardin, M. E. R. Dotto, R. L. Sommer, *Physica B*, **320**, 217, (2002).
- [44] B. Alessandro, C Beatrice, G. Bertotti, A. Montorsi, *J. Appl. Phys.*, **68(6)**, 2901, (1990).
- [45] B. Alessandro, C Beatrice, G. Bertotti, A. Montorsi, *J. Appl. Phys.*, **68(6)**, 2908, (1990).
- [46] P. J. Cote, L. V. Meisel, *Phys. Rev. Lett.*, **67(10)**, 1334, (1991).
- [47] L. V. Meisel, P. J. Cote, *Phys. Rev. B*, **46(17)**, 10822, (1992).
- [48] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **59(4)**, 381, (1987).
- [49] S. Chikazumi, “*Physics of Magnetism*”, Oxford University Press, Oxford, (1997).
- [50] D. C. Jiles, “*Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*”, Chapman & Hall, London, (1991).
- [51] E. D. T. de Laceyserie, “*Magnetostriction – Theory and applications of magnetolasticity*”, CRC Press, (1993).
- [52] R. M. Bozorth, “*Ferromagnetism*”, IEEE Press, Piscataway, (1993).
- [53] Y. Yu, L. Clapham, D. L. Atherton, T. W. Krause, *J. Magn. Magn. Mater.*, **171**, 94, (1997).
- [54] E. Hug, O. Hubert, M. Clavel, *IEEE Trans. Magn.*, **33(1)**, 763, (1997).
- [55] F. J. G. Landgraf, “*Propriedades magnéticas de aços para fins elétricos*”.

-
- [56] F. J. G. Landgraf, M. Emura, J. C. Teixeira, M. F. de Campos, “*Separação dos componentes de perdas magnéticas em aços totalmente processados*”, *Anais do 53o Congresso da ABM, CDRom*, 1542, (1998).
- [57] P. Allia, F. Vinai, *J. Appl. Phys.*, **48(11)**, 4649, (1977).
- [58] G. Bertotti, F. Fiorillo, P. Mazzetti, G. P. Soardo, *J. Appl. Phys.*, **53(11)**, 8287, (1982).
- [59] G. Bertotti, *J. Appl. Phys.*, **54(9)**, 5293, (1983).
- [60] G. Bertotti, *J. Appl. Phys.*, **55(12)**, 4339, (1984).
- [61] G. Bertotti, *J. Appl. Phys.*, **57(6)**, 2110, (1985).
- [62] C. Serpico, C. Visone, I. D. Mayergoyz, V. Basso, G. Miano, *J. Appl. Phys.*, **87(9)**, 6923, (2000).
- [63] G. Bertotti, F. Fiorillo, P. Mazzetti, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 146, (1992).
- [64] G. Bertotti, F. Fiorillo, P. Mazzetti, G. P. Soardo, *J. Magn. Magn. Mater.*, **46**, 68, (1984).
- [65] H. J. Williams, W. Shockley, *Phys. Rev.*, **75(1)**, 178, (1949).
- [66] P. Mazzetti, *IEEE Trans. Magn.*, **14**, 758, (1978).
- [67] C.D. Graham Jr., *J. Appl. Phys.*, **53(11)**, 8276, (1992).
- [68] F. J. G. Landgraf, M. Emura, J. C. Teixeira, M. F. de Campos, C. S. Muranaka, *J. Magn. Magn. Mater.*, **196**, 380, (1999).
- [69] J. R. S. Melo, J. L. R. Pimenta, A. M. S. Silva, M. A. Cunha, “*A Produção de Aços Planos Especiais da Acesita: Inoxidáveis e Siliciosos de Grão Orientado e de Grão Não Orientado*”, ACESITA, (1982).
- [70] M. Birsan, J. A. Szpunar, *J. Appl. Phys.*, **80(12)**, 6915, (1996).
- [71] A. Honda, B. Fukuda, I. Ohyama, Y. Mine, *J. Materials Engineering*, **12**, 41, (1990).
- [72] Catálogo publicado no site www.acesita.com, dia 03 de dezembro de 2005.
- [73] M. A. Cunha, N. C. S. B. Zwirrmann, V. W. Volgien, R. S. Germano, F. J. G. Landgraf, T. Yanomine, R. Takanohashi, N. B. de Lima, *21st Annual Conference on Properties and Applications of Magnetic Materials*, Illinois Institute of Technology, (2002).
- [74] M. Emura, F. J. G. Landgraf, W. Ross, J. R. Barreta, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254-255**, 358, (2003).
- [75] S. Foner, *Rev. Sci. Instrum.*, **30**, 548, (1959).
- [76] S. Foner, *Rev. Sci. Instrum.*, **46**, 1425, (1975).
- [77] S. Foner, *IEEE Trans. Magn.*, **17**, 3358, (1981).
- [78] F. J. G. Landgraf, T. Yanomine, R. Takanohashi, F. Q. Silva, J. P. V. Tosetti, F. Beneduce Neto, E. Albertin, V. N. G. Mazzarella, I. G. S. Falleiros, M. Emura, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254-255**, 364, (2003).
- [79] A. Gündel, A.M.S. Severino, F.J.G. Landgraf, R.L. Sommer, *J. Magn. Magn. Mater.*, **272-276**, E561, (2004).
- [80] D. K. Bhattacharya, S. Vaidyanathan, *J. Magn. Magn. Mater.*, **166**, 111 (1997).
- [81] G. Bertotti, F. Fiorillo, M. P. Sassi, *Sixth International Conference on Noise in Physical Systems*, Gaitherburg, (1981).

-
- [82] G. Bertotti, F. Fiorillo, *J. Magn. Magn. Mater.*, **41**, 303, (1984).
- [83] D. K. Bhattacharya, S. Vaidyanathan, *J. Magn. Magn. Mater.*, **166**, 111, (1997).
- [84] J. M. Makar, B. K. Tanner, *J. Magn. Magn. Mater.*, **184**, 193, (1998).
- [85] O. A. Mohammed, D. Minev, T. Calvert, R. McConnell, *The Ninth Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation (CEFC)*, Milwaukee, Wisconsin, USA, (2000).
- [86] A. J. Moses, A. Ntatsis, T. Kochmann, J. Schneider, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215-216**, 669, (2000).
- [87] R. Schäfer, S. Schinnerling, *J. Magn. Magn. Mater.*, **215-216**, 140, (2000).
- [88] G. H. Shirkoohi, M. Boukhalfa, *J. Magn. Magn. Mater.*, **112**, 222, (1992).
- [89] M. Takezawa, J. Yamasaki, T. Honda, C. Kaido, *J. Magn. Magn. Mater.*, **254-255**, 167, (2003).
- [90] P. Allia, A. Ferro-Milone, G. Montalenti, G. P. Soardo, F. Vinai, *IEEE Trans. Magn.*, **14**, 352, (1978).
- [91] M. Carara, A. Gündel, M. N. Baibich, R. L. Sommer, *J. Appl. Phys.*, **84(7)**, 3792, (1998).
- [92] M. Carara, R. L. Sommer, *J. Appl. Phys.*, **81(8)**, 4107, (1997).