

RAFAEL VENÂNCIO CACILHAS

ESTUDO DA INFLUÊNCIA DA MAGNETIZAÇÃO EM VÓRTICE NO TRANSPORTE DE SPIN EM SILÍCIO

Dissertação apresentada à Universidade Federal de Viçosa como parte das exigências do Programa de Pós-graduação em Física Aplicada para a obtenção do título de *Magister Scientiae*.

VIÇOSA
MINAS GERAIS – BRASIL
2017

**Ficha catalográfica preparada pela Biblioteca Central da Universidade
Federal de Viçosa - Câmpus Viçosa**

T

C119e
2017 Cacilhas, Rafael Venâncio, 19-
Estudo da influência da magnetização em vórtice no
transporte de spin em silício / Rafael Venâncio Cacilhas. –
Viçosa, MG, 2017.
vi, 46f. : il. (algumas color.) ; 29 cm.

Inclui apêndice.

Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Viçosa.

Referências bibliográficas: f.42-43.

1. Física. 2. Magnetismo. 3. Materiais magnéticos. 4. Spin.
I. Universidade Federal de Viçosa. Departamento de Física.
Programa de Pós-graduação em Física Aplicada. II. Título.

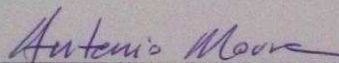
CDD 22. ed. 538

RAFAEL VENÂNCIO CACILHAS

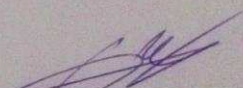
ESTUDO DA INFLUÊNCIA DA MAGNETIZAÇÃO EM VÓRTICE NO TRANSPORTE
DE SPIN EM SILÍCIO

Dissertação apresentada à
Universidade Federal de Viçosa, como
parte das exigências do Programa de
Pós-Graduação em Física Aplicada,
para obtenção do título de *Magister
Scientiae*.

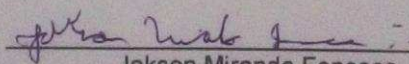
APROVADA: 17 de julho de 2017.



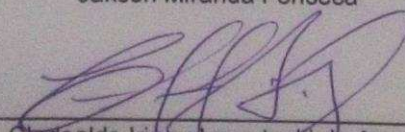
Antônio Ribeiro de Moura



Eduardo Nery Duarte de Araújo



Jakson Miranda Fonseca



Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo
(Orientador)

“Eu não terei medo.

O medo é o assassino da mente. O medo é a pequena morte que traz a obliteração total.

Eu enfrentarei meu medo, permitirei que ele passe sobre mim e através de mim. E, quando houver passado, voltarei meu olhar interior para ver a sua trilha. Para onde o medo foi, não haverá nada.

Só eu restarei. ”

Litania contra o Medo; Duna / Frank Herbert

Agradecimentos

Gostaria de agradecer à Capes, CNPq e FAPEMIG pelo apoio financeiro. Aos amigos do curso que sempre ajudaram e motivaram nos momentos de fraqueza. Aos professores que nas disciplinas feitas me ensinaram muito nestes dois anos. Ao Clodoaldo pela orientação e pela paciência.

À Tamires por me manter feliz.

Resumo

CACILHAS, Rafael Venâncio, M.Sc., Universidade Federal de Viçosa, julho de 2017. **Estudo da influência da magnetização em vórtice no transporte de spin em silício.** Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araújo.

Vórtices magnéticos tem sido alvo de intensa investigação nos últimos anos devido a possibilidades de aplicação em diversas áreas, como dispositivos lógicos, de memórias e até mesmo em combate ao câncer. Este trabalho tem como objetivo estudar e caracterizar estes vórtices em dois sistemas diferentes e suas possíveis aplicações como eficientes injetores e coletores de spin em semicondutores, sendo utilizadas para tal fim medidas de magnetorresistência Gigante (GMR) nos dispositivos híbridos laterais investigados. As duas amostras utilizadas são redes de discos de níquel evaporados sobre silício, construídos por litografia, e um sistema de aglomerados de permalloy eletrodepositados sobre silício. Para caracterizar a magnetização foram utilizadas diversas técnicas, como medidas de *Magneto-optic Kerr Effect* (MOKE) e de magnetorresistência (em configurações locais e não locais), além de ressonância ferromagnética e estudos teóricos feitos através de simulação com Mumax para determinar o estado fundamental e a histerese deste tipo de sistemas. Nossa proposta é de que este tipo de magnetização em vórtice é mais eficiente para medidas de GMR em comparação aos eletrodos ferromagnéticos compostos por monodomínio unidirecionais, pois não é necessário o uso de uma camada antiferromagnética para fazer o *pinning* de um dos contatos ferromagnéticos, já que os vórtices em rede se alinham antiferromagneticamente no estado fundamental para minimização de sua energia. Foi possível observar o sinal de GMR mesmo em distâncias de 100 μm , que estão muito acima dos valores usualmente encontrados na literatura, característica que traz grande potencial destes sistemas em aplicações práticas.

Abstract

CACILHAS, Rafael Venâncio, M.Sc., Universidade Federal de Viçosa, July, 2017. **Study of the influence of vortex magnetization in the transport of spin in silicon.** Adviser: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araújo.

Magnetic vortex have been subject of intense investigation in the past years due to the several possibilities of application in many areas of interest, such as logic and memory devices and even in cancer treatment. This work aims to study and characterize these vortex in two different systems and its possible applications as efficient spin injectors and collectors in semiconductors, being used for this purpose giant magnetoresistance measurements in the lateral hybrid devices. The two samples used are an array of nickel disks evaporated over silicon made by lithography technique and a system of Permalloy clusters electrodeposited over silicon. To characterize the magnetization several techniques were used, such as Magneto-optic Kerr Effect (MOKE) and magnetoresistance measurements (both local and non-local), ferromagnetic resonance, and a theoretical study using Mumax simulations to determine the fundamental state and the hysteresis of this kind of systems. Our proposal is that these vortex magnetizations are more efficient for GMR measurements than mono domain ferromagnetic electrodes since it is not necessary the use of an antiferromagnetic layer to pin one of the contacts, since the vortex array align in an antiferromagnetic structure to minimize its energy. It was possible to measure a clear signal of GMR even in distances around 100 μm , which are far greater than the values usually found in the literature, facts that bring much potential for these systems in new applications.

Sumário

| | |
|---|----|
| Introdução..... | 1 |
| Capítulo 1 - Fundamentação teórica..... | 3 |
| Vórtice magnético..... | 3 |
| Magnetorresistência..... | 5 |
| Injeção de spin..... | 8 |
| Magnetismo em escala nanométrica..... | 12 |
| Simulações Micro magnéticas..... | 13 |
| Ressonância Ferromagnética..... | 15 |
| Capítulo 2 - Fabricação das amostras..... | 17 |
| Rede de discos..... | 17 |
| Clusters de Permalloy..... | 19 |
| Capítulo 3 - Resultados e discussão..... | 20 |
| Simulações magnéticas..... | 20 |
| Histerese e Ressonância Ferromagnética..... | 24 |
| Magnetorresistência..... | 26 |
| Discussão dos resultados..... | 40 |
| Referências Bibliográficas..... | 42 |
| Apêndice..... | 44 |

Introdução

O magnetismo é uma área do conhecimento descoberta há mais de dois mil anos e que possui grande aplicação prática há séculos. Inicialmente utilizado na forma de bússolas, revolucionou as interações humanas ao permitir as navegações e a interação entre povos distantes; mais recentemente, é utilizado em dispositivos eletrônicos (como indutores), sensores (de campo magnético, de metais, de presença, entre outros), exames de ressonância magnética e até mesmo como parte fundamental dos trens de levitação magnética (MAGLEV), que estão entre os veículos terrestres mais rápidos do mundo. Apesar da utilização de seus efeitos práticos a compreensão da origem dos efeitos magnéticos é relativamente recente com a descoberta do *spin* do elétron.

Materiais ferromagnéticos são aqueles que apresentam um momento magnético mesmo na ausência de um campo magnético externo. Isto ocorre pois seus átomos possuem alguns elétrons desemparelhados que atribuem um momento magnético residual para o átomo [1].

A habilidade de manipular os *spins* dos elétrons é algo extremamente desejado e tem potencial de trazer muitos desenvolvimentos tecnológicos, visto que a eletrônica tradicional utiliza puramente a manipulação de cargas. A manipulação dos *spins* abre um novo caminho para o desenvolvimento de dispositivos, sendo tal área conhecida como spintrônica [2].

Ferromagnetos macroscópicos apresentam uma magnetização dividida em domínios magnéticos, ou seja, regiões onde a magnetização é uniforme. Em escala nanométrica a situação é mais complicada e diversas magnetizações mais exóticas podem aparecer, visto que várias interações são relevantes nesta escala. Uma destas formas exóticas é a magnetização em vórtice, que usualmente aparece em geometrias circulares da ordem de 500 nanômetros, e é caracterizada por duas grandezas: a polaridade, que indica o sentido da magnetização no centro do vórtice e a quiralidade, que indica o sentido de rotação do vórtice. Esta magnetização possui uma gama de aplicações, como em memórias [3], dispositivos lógicos [4] e até mesmo em tratamento de câncer [5].

Um das formas de integrar o uso do magnetismo na eletrônica atual é através das válvulas de spin. Em 1988, dois grupos [6,7] descobriram independentemente a magnetorresistência gigante (*Giant Magnetoresistance* - GMR), nome dado ao efeito de mudança da resistência elétrica em uma bicamada magnética dependendo da orientação relativa entre suas magnetizações. O controle da resistência elétrica possui aplicações práticas diversas e o potencial de inovação causado pela descoberta garantiu que os dois grupos fossem agraciados com o prêmio Nobel em 2007 [8]. Com o uso da GMR diversas ideias para a melhoria de produtos eletrônicos surgiram e surgem a cada dia. Usualmente eles possuem o mesmo princípio básico de funcionamento, baseando-se na capacidade de chavear corrente elétrica ao se alternar entre as configurações de baixa resistência e alta resistência.

Em uma rede de discos ou hemisférios os vórtices apresentam estado antiferro naturalmente visto que a quiralidade e a polarização entre vizinhos próximos tende a ser contrária para diminuir a energia magnetostática. Isto torna este tipo de sistema muito útil para utilização em válvulas de spin, visto que em outras configurações normalmente se torna necessário uma camada extra para prender a magnetização de uma das camadas ferromagnéticas, o que é ruim pois a camada extra gera desperdício de potência e requer mais etapas na produção.

O objetivo deste trabalho é estudar redes de discos deste tipo, tanto teoricamente quanto de maneira experimental. Faremos simulações computacionais com Mumax[9] buscando o estado fundamental, histerese e ressonância. Além disso construiremos um sistema semelhante com discos de 500nm de diâmetro e 30nm de altura de níquel evaporado e uma rede de hemisférios de permalloy de aproximadamente 100nm eletrodepositados sobre silício tipo n com orientação cristalográfica (1,0,0) e resistividade $(1-3)10^3$ ohm.cm. Faremos a caracterização magnética através de medidas de magnetorresistência, histerese e ressonância ferromagnética e compararemos o que for possível com os resultados teóricos obtidos através das simulações.

Este tipo de rede funciona como uma válvula de spin, visto que a corrente atravessa os discos de níquel sucessivamente, como esquematizado na Figura 1, visto que o níquel e o silício são resistências em paralelo e a resistência do níquel é muito menor que a do silício. Medidas de magnetorresistência podem trazer informações importantes a respeito da diferença entre a magnetização dos discos individuais e possibilidades de aplicação em dispositivos.

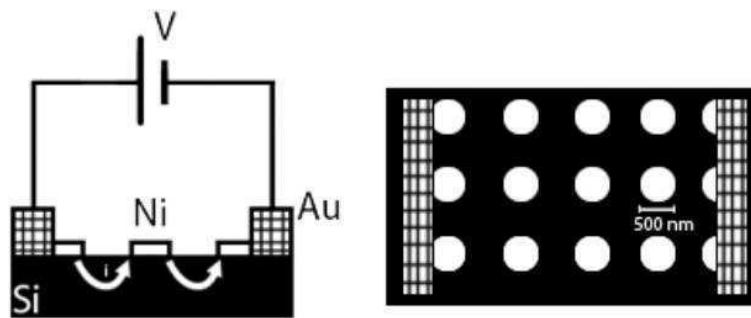


Figura 1 - Representação esquemática da amostra desejada.

Capítulo 1

Fundamentação teórica

Vórtice magnético

Um material ferromagnético de dimensões macroscópicas possui um estado fundamental composto de diversos domínios magnéticos. Estes domínios surgem como a necessidade de minimizar a energia entre diversas interações diferentes, sendo as duas mais importantes a interação ferromagnética, descrita pelo Hamiltoniano de Heisenberg e que tende a manter todos os spins alinhados e a interação dipolar, que tende a manter os spins desalinhados entre si. Nenhum destes dois casos extremos deve ser o mínimo de energia visto que uma magnetização em monodomínio gera um campo externo em todo o espaço que é altamente energético, ao passo que os spins perfeitamente antiparalelos geram um número muito grande de paredes de domínio, que também são muito energéticas. A Figura 2 mostra, qualitativamente, como a criação de domínios magnéticos leva a uma redução do campo magnético externo à amostra.

Para materiais em escala nanométrica a situação é mais complicada, visto que existem diversas interações (Dzyaloshinskii-Moriya, anisotropias cristalinas e de forma, etc) que passam a ser relevantes nesta escala. Com isto, é possível que certas magnetizações mais exóticas apareçam, principalmente quando a interação com a borda do material não é desprezível. Um exemplo disto são discos, que podem apresentar uma magnetização na forma de vórtice magnético, dependendo da razão entre o diâmetro e a altura [10], com o centro apontando para fora do plano [11,12].

A magnetização nesta escala de grandeza pode ser descrita pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert que será vista com mais detalhes em seções posteriores. Ela leva em conta diversas interações microscópicas, incluindo as duas interações já citadas, além de descrever a interação da magnetização com campos externos. Por uma análise qualitativa, no entanto, sabemos que as regiões com uma magnetização paralela ao campo externo tendem a ficar maiores e as regiões antiparalelas tendem a ficar menores [13]. Assim, é possível perceber que a aplicação de um campo externo faz com que o centro do vórtice se mova de maneira perpendicular ao campo.

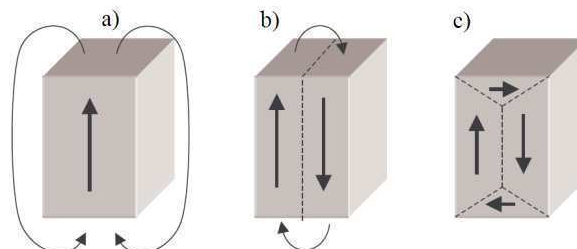


Figura 2 - Esboço de uma parede de domínio separando domínios magnéticos distintos.

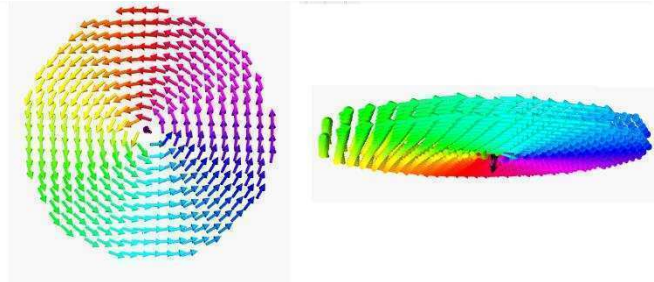


Figura 3 - Exemplo de um vórtice magnético. Note que a magnetização próxima ao centro se vira para fora do plano.

O aumento gradual deste campo externo faz com que o centro do vórtice se desloque cada vez mais até que seja completamente expelido do material, ponto no qual a magnetização se torna aproximadamente uniforme na direção do campo externo. Neste ponto dizemos que o vórtice foi aniquilado. O processo inverso, de redução gradual do campo faz com que em certo ponto o vórtice volte a ser formado, ponto que é chamado de nucleação do vórtice.

Um vórtice magnético pode ser descrito por duas grandezas: a quiralidade, associada com o sentido de rotação, e a polarização, associada com o sentido da magnetização no centro. Como estas configurações são equivalentes energeticamente um vórtice possui degenerescência quádrupla no estado fundamental. A Figura 3 representa este tipo de arranjo magnético com a cor das setas representando o sentido em que elas apontam.

Analisando qualitativamente a Figura 3 é possível perceber que este estado é eficiente em manter baixas as duas energias mencionadas. Com exceção do centro, ao longo de todo o disco temos spins próximos alinhados (o que minimiza a energia ferromagnética) e spins distantes em sentido oposto (o que minimiza a energia desmagnetizante). Próximo ao centro o raio de curvatura passa a ser muito grande e se torna energeticamente favorável para os spins apontarem para fora do plano.

Uma característica interessante dos vórtices é o fato de que para pequenos deslocamentos do núcleo este se comporta como um oscilador harmônico amortecido. Isto está demonstrado na Figura 4, que é o resultado de uma simulação computacional mostrando o comportamento da magnetização quando o vórtice foi deslocado através de um campo de 10mT e subitamente desligado.

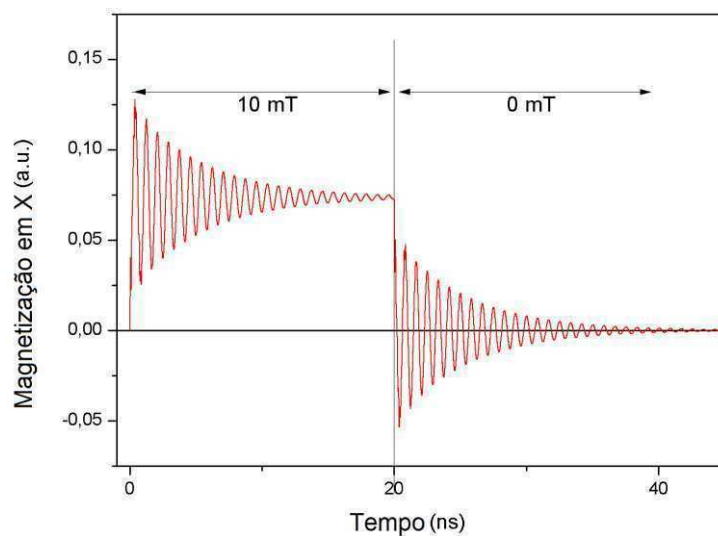


Figura 4 - Magnetização em x em função do tempo com a aplicação e eventual desligamento do campo magnético externo.

Magnetorresistência

Magnetorresistência é o nome dado à mudança na resistência elétrica devido à um campo magnético externo aplicado. Diversos tipos de magnetorresistência já foram descobertos, como por exemplo magnetorresistência gigante, colossal, ordinária, extraordinária e muitas outras.

Cada um destes tipos de magnetorresistência ocorre em certos tipos de materiais (metais, semicondutores, materiais magnéticos) e para certos tipos de geometria (materiais comuns, bicamadas magnéticas, bicamadas magnéticas separadas por um isolante, etc.), tornando desnecessário e muito trabalhoso uma completa descrição de todas. Nesta seção descreveremos os três tipos de magnetorresistência que são mais relevantes para o presente trabalho.

Magnetorresistência Ordinária

O efeito de magnetorresistência ordinária (*Ordinary Magnetoresistance* - OMR) ocorre em todos os tipos de materiais e é causada pela alteração do movimento dos elétrons sob um campo magnético, conforme descrito pelo Efeito Hall e representado na Figura 5. A primeira descoberta do efeito é associada à Thomsom em 1857 [14].

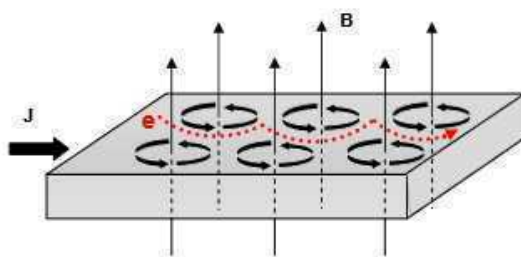


Figura 5 - Exemplo esquemático do efeito de OMR.

Todos os metais apresentam uma OMR positiva, ou seja, a resistividade aumenta com o campo magnético, mas não existe uma lei única que descreve tal comportamento [15]. No entanto em grande parte dos materiais a mudança de resistividade é proporcional ao quadrado do campo magnético externo [16], particularmente em semicondutores [17], de forma que a curva de resistência em função do campo magnético é uma parábola como esquematizado na Figura 6.

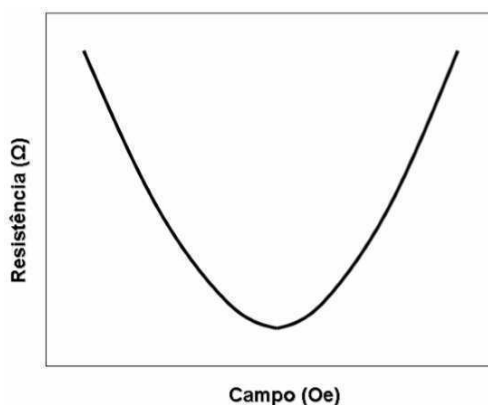


Figura 6 - Resultado característico de uma medida de magnetorresistência ordinária.

Magnetorresistência Anisotrópica

A magnetorresistência anisotrópica (*Anisotropic Magnetoresistance* - AMR) ocorre quando a variação na resistência depende do ângulo formado entre a corrente elétrica e o campo magnético aplicado.

Os primeiros trabalhos identificando este efeito também foram feitos por Thomsom (Lorde Kelvin) em 1856, que utilizou pedaços de ferro e níquel para demonstrar que o efeito de magnetorresistência era positivo com a corrente paralela ao campo e negativo com a corrente perpendicular ao campo [14].

A AMR se origina da interação spin-órbita e normalmente faz com que a resistência aumente em uma configuração longitudinal (campo e corrente paralelos) e diminua em configuração transversal (campo e corrente perpendiculares) [18], como na Figura 7.

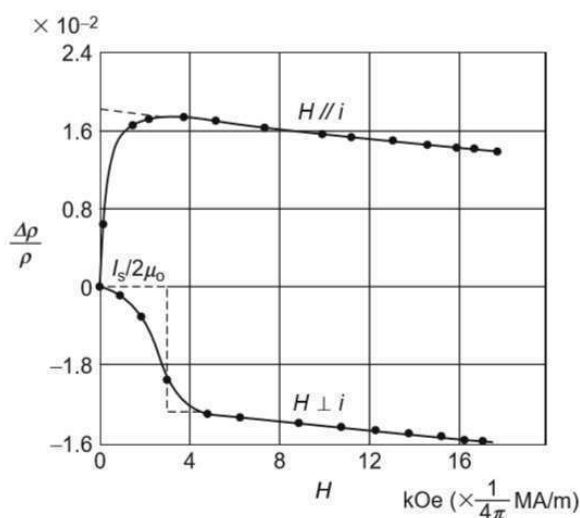


Figura 7 - Resultado característico de uma medida de magnetorresistência ordinária. Retirado de [18].

Magnetorresistência Gigante

A magnetorresistência gigante (*Giant Magnetoresistance* - GMR) é o nome dado para o fato experimental de que a resistência elétrica de camadas magnéticas é dependente da magnetização relativa (paralela ou antiparalela) entre as camadas.

Definimos como a magnitude do sinal de magnetorresistência gigante a diferença relativa entre a resistência elétrica da magnetização antiparalela com a magnetização paralela, ou seja, $GMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}$.

Grünberg e colaboradores [19] estudavam as propriedades magnéticas de filmes ferromagnéticos separados por filmes antiferromagnéticos em camadas alternadas, de modo a verificar a influência do separador antiferro no acoplamento magnético entre as camadas ferromagnéticas. Verificou-se que há um forte acoplamento antiferro entre estas camadas ferromagnéticas independente da espessura do separador, desde que este seja menor que 1 nm. Pouco depois, em 1988, Fert [6] estudou um sistema de 60 multicamadas alternadas de Fe/Cr e conseguiu efeitos de magnetorresistência da ordem de 20% em temperatura ambiente. De maneira independente, em 1989, Bisnach et al.] também observou o efeito em bicamadas de ferro em uma intensidade bem menor, da ordem de 1%.

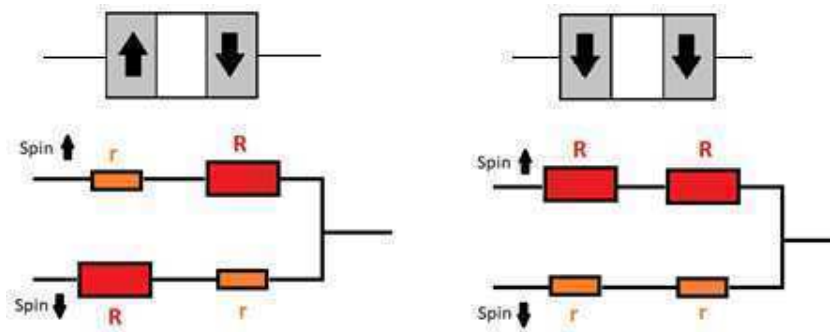


Figura 8 - GMR modelada como resistências em paralelo. Note que a resistência na configuração paralela é sempre menor que na configuração antiparalela, desde que $r < R$.

A explicação fenomenológica para este comportamento é devido ao fato de que os elétrons com spin paralelos à magnetização do material são espalhados de maneira diferente aos elétrons com spin antiparalelos, possuindo então uma resistência elétrica diferente. Mott [20] propôs que em materiais ferromagnéticos a corrente elétrica total pode ser descrita como sendo a soma da contribuição dos elétrons com spin *up* e spin *down* (usaremos *up* como sendo a direção dos elétrons majoritários e *down* dos minoritários). Com estes dois fatos a GMR pode ser modelada na forma de resistências em paralelo, como representado na Figura 8. Quando as camadas ferromagnéticas estão antiparalelas é possível garantir que as duas correntes de Mott enfrentarão uma resistência alta, ao passo que na configuração paralela um dos canais é transmitido totalmente através de uma resistência menor.

É possível entender este efeito fazendo uma analogia com polarização da luz, como ilustra a Figura 9. Considerando dois polarizadores em série e fixando a direção do primeiro como sendo para cima. Sabe-se que ao incidir uma luz não polarizada por eles aproximadamente 50% dos fótons serão transmitidos. Caso a direção do segundo polarizador também seja para cima os mesmos 50% de fótons conseguirão atravessar. Mas caso o segundo polarizador esteja em uma orientação perpendicular quase nenhum fóton será transmitido. Pode-se dizer, então, que o primeiro polarizador polariza a luz que passa por ele e o segundo filtra a polarização escolhida.

O mesmo ocorre no caso das camadas ferromagnéticas. A primeira camada, ao oferecer uma resistência elétrica menor para elétrons com spins paralelos, faz com que a corrente elétrica se torne polarizada em spin ao atravessá-la. A segunda camada, de maneira semelhante, faz o chaveamento da corrente elétrica polarizada ao permitir, ou não, a passagem desta. A formalização matemática desta teoria será apresentada na próxima seção.

A habilidade de se controlar a resistência elétrica de um dispositivo é algo extremamente útil em aplicações práticas, sendo um dos grandes motivos da revolução causada pelo transistor após a década de 50, fazendo com que a descoberta da GMR tenha grande potencial em inovação tecnológica. Com isto, em 2007 o prêmio Nobel de Física foi dado à Albert Fert e Peter Grünberg pela descoberta da Magnetorresistência Gigante [8].

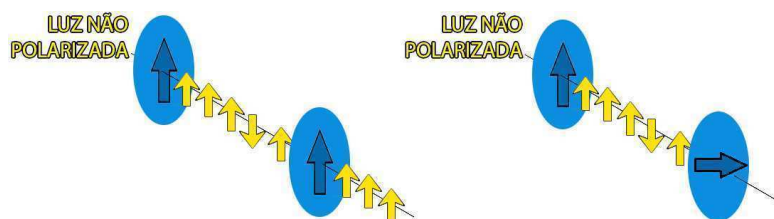


Figura 9 - Luz atravessando dois polarizadores

Injeção de spin

Conforme explicitado em seções anteriores o efeito de GMR é baseado na capacidade de se injetar e transportar spins na camada não magnética. Nesta seção vamos desenvolver uma teoria mais formal para a injeção de spin em um semiconductor. Esta seção foi escrita com base nas referências [21] e [22] e todos os gráficos foram retiradas de lá.

Uma das primeiras teorias de injeção de spin de modo a explicar a GMR foi criada por Schmidt [21]. Esta teoria se baseia na investigação dos potenciais químicos μ_{\uparrow} e μ_{\downarrow} , relacionados aos spins up e down, em uma estrutura composta de um material ferromagnético semi-infinito (de $-\infty$ até 0), um semiconductor (de 0 até x_0) e outro ferromagneto (de x_0 até ∞). Partimos da equação diferencial ordinária que rege a dinâmica de μ [23] em função da condutividade σ e corrente j ao longo de toda essa estrutura:

$$\frac{\partial \mu_{\uparrow\downarrow}}{\partial x} = -\frac{e j_{\uparrow\downarrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow}}$$

$$\frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{\tau_{sf}} = D \frac{\partial^2 (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})}{\partial x^2}$$

onde D é a constante de difusão e τ_{sf} é a constante de tempo relacionada aos *spin flips*. A solução destas equações mostra um desdobramento dos potenciais no semiconductor o que gera uma polarização do spin na corrente. A partir desta solução é possível calcular a polarização α da corrente, que é definida como o desbalanço entre elétrons com spin up e down em relação à corrente total:

$$\alpha = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}} = \beta \frac{\lambda_{NM}}{x_0} \frac{\sigma_{NM}}{\sigma_{FM}} \frac{2}{\left(2 \frac{\lambda_{NM}}{x_0} \frac{\sigma_{NM}}{\sigma_{FM}}\right) - \beta^2}$$

onde σ é a condutividade do material, λ é o comprimento de difusão do spin no material, x_0 é o tamanho do canal não-magnético e β é a razão entre spins up e down dentro do material ferromagnético. Os índices NM e FM representam, respectivamente, os materiais não magnéticos e ferromagnéticos. Uma representação esquemática da estrutura estudada pode ser vista na Figura 10.

Esta equação possui muitas características interessantes que merecem ser analisadas separadamente.

Na primeira delas o maior valor possível para a polarização α é β . Assim sendo, a escolha do material ferromagnético é de extrema importância para este tipo de dispositivo, visto que ele é o limitante superior para a polarização obtida. Mas mesmo este valor máximo só ocorre em casos altamente idealizados, onde x_0 tende a 0 e também $\frac{\sigma_{NM}}{\sigma_{FM}}$ e λ_{NM} tendem a infinito.

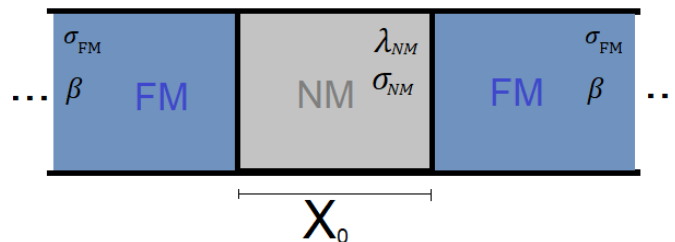


Figura 10 - Representação esquemática da estrutura estudada.

O segundo termo, $\frac{\lambda_{NM}}{x_0}$, está relacionado à conservação do spin no material semicondutor. Como a injeção de spins é um fenômeno fora do equilíbrio há diversas interações que tendem a inverter os spins e fazer com que a polarização vá para 0. Este termo mostra como o tamanho do canal semicondutor precisa ser comparável ao comprimento de difusão de spin, visto que se for muito maior haverá despolarização da corrente devido aos diversos *spin flips* ocorridos.

O terceiro termo, $\frac{\sigma_{NM}}{\sigma_{FM}}$, indica que a polarização é proporcional à diferença de condutividades entre os materiais, fenômeno chamado de descasamento de impedâncias. Este fato produz consequências complicadas para a aplicação prática destes sistemas, visto que valores típicos de $\frac{\sigma_{NM}}{\sigma_{fm}}$, caso o material não magnético seja um semicondutor, são por volta de 10^{-4} .

Uma estimativa realista dos valores de polarização possíveis de serem obtidos ($\sigma_{NM} = 10^{-4} \sigma_{FM}$, $\lambda = 10\text{nm}$, $x_0 = 1 \mu\text{m}$ e $\beta = 60\%$) gera valores de GMR da ordem de 0.002%.

Com estas conclusões, verifica-se que, ao contrário do caso onde o separador não magnético é metálico, parece ser impossível se obter uma injeção de spin eficiente em semicondutores. Note que no caso metálico o descasamento de impedância não existe, visto que σ possui valores muito parecidos nas duas camadas, mas λ_{metal} costuma possuir valores extremamente pequenos, impedindo que estruturas com mais do que alguns poucos nanômetros sejam possíveis.

Junções túnel

Para contornar o problema de descasamento de impedância, Fert [22] propôs que a inserção de uma fina camada de material isolante entre as camadas ferromagnética e semicondutora com uma resistência dependente do spin poderia restaurar a polarização da corrente elétrica injetada.

Partindo também da equação para o potencial químico μ a polarização da corrente α será dada por:

$$\alpha = \frac{\beta r_{FM} + \gamma r_b}{r_{FM} + r_{NM} + r_b}$$

onde γ é o coeficiente de assimetria de spin da barreira, r_{FM} e r_{NM} são dados por $r_{FM} = \rho_{FM} \times \lambda_{FM}$ e $r_{NM} = \rho_{NM} \times \lambda_{NM}$ e r_b é a resistência de junção.

Para o caso anterior de dois metais sem junção, pode-se fazer $r_b = 0$ e simplificar a expressão. O resultado é a equação abaixo:

$$\alpha = \frac{\beta}{1 + \frac{r_{NM}}{r_{FM}}}$$

Para o caso específico dos metais Cobalto e Cobre, onde $r_{FM} = 4,5 \times 10^{-15} \Omega \cdot \text{m}^2$ e $r_{NM} = 6 \times 10^{-15} \Omega \cdot \text{m}^2$, podemos fazer a aproximação $\alpha \sim \frac{\beta}{2.33}$, indicando que a polarização é somente reduzida moderadamente do seu valor original β . Porém, para semicondutores, temos que r_{NM} é muito maior que r_{FM} e a polarização é desprezível caso r_b seja nulo. Por outro lado é possível ter uma contribuição considerável se a resistência de interface for da ordem de r_{NM} .

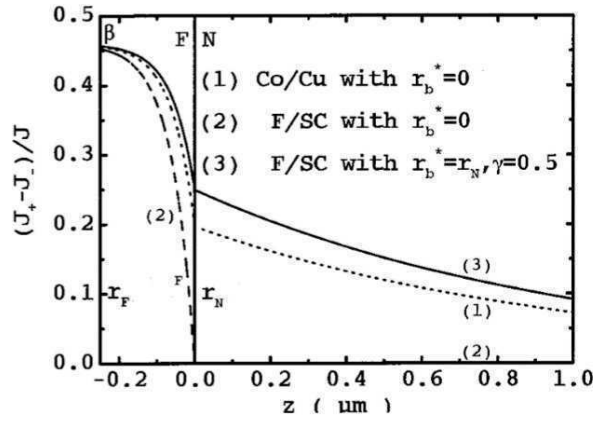


Figura 11 – Polarização da corrente pela distância percorrida no material semiconductor para três junções distintas.

A Figura 11 possui os três casos de maior interesse representados: uma estrutura metal/metal em (1) e uma estrutura metal/SC em (2) ambas com $r_b = 0$ e uma estrutura metal/SC em (3) com $r_b = r_{NM}$, onde é possível verificar que a polarização da corrente é maior até mesmo que o caso metal/metal.

Sem a resistência de barreira a variação do potencial $\Delta\mu$ possui o mesmo valor no limite em que z tende à interface e decresce exponencialmente ao se afastar desta. Se o valor de $\Delta\mu$ é o mesmo nos dois lados da interface o número de *spin flips* no material FM e NM é proporcional a $\frac{1}{r_{FM}}$ e $\frac{1}{r_{NM}}$, respectivamente, o que significa que grande parte das inversões dos spins acontecem no lado ferromagnético e a corrente já está quase completamente despolarizada ao atravessar a interface.

A introdução de uma interface com uma resistência dependente do spin faz com que $\Delta\mu$ seja maior do lado NM do que no FM e ocorre um balanceamento no número de *spin flips* nos dois lados, o que restaura a polarização de spin na interface e no lado semiconductor. Na Figura 12 está representado o comportamento de $\Delta\mu$ para o caso sem barreira e com barreira, onde fica clara a diferença de comportamento.

A magnitude do efeito de magnetorresistência gigante, definida por $\frac{(R_{AP} - R_P)}{R_P}$, pode ser calculada para os três casos de interesse nesse novo modelo em uma estrutura FM/NM/FM onde a parte FM possui largura da ordem de λ , seguida da parte NM de largura x_0 e terminando pela última parte FM também de largura da ordem de λ .

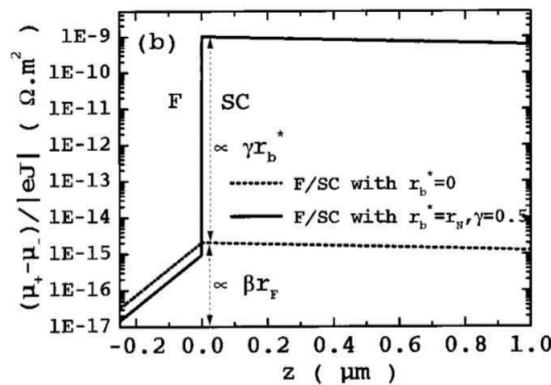


Figura 12 – Diferença no potencial químico em relação a r_b . Note que o caso com barreira não possui limite quando z tende a 0.

Para o caso onde NM é metálico a GMR é dada por:

$$\frac{\Delta R}{R_p} = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}$$

que está de acordo com a expressão encontrada por Schmidt na referência [21]. Mantendo a resistência de interface nula, mas trocando o material NM por um semiconductor temos o limite onde $r_{NM} \gg r_{FM}$ e a GMR é dada por:

$$\frac{\Delta R}{R_p} = 8 \beta^2 \left(\frac{r_{FM}}{r_{NM}} \frac{\lambda}{x_0} \right)^2$$

onde podemos ver claramente duas condições necessárias para que a GMR tenha um valor apreciável: r_{NM} não pode ser muito maior que r_{FM} e x_0 não pode ser muito maior que λ .

Para o terceiro caso, onde existe uma resistência de interface r_b , a variação ΔR é dada por:

$$\Delta R = \frac{2 (\beta r_{FM} + \gamma r_b)^2}{(r_{FM} + r_b) + \frac{x_0}{\lambda} \frac{r_{NM}}{2} \left(1 + \left(\frac{r_b}{r_{NM}} \right)^2 \right)}$$

É consequência desta expressão que uma GMR considerável é possível caso o valor de r_b seja maior que $r_{NM} \left(\frac{x_0}{\lambda} \right)$ e menor que $r_{NM} \left(\frac{\lambda}{x_0} \right)$. A Figura 13 mostra o esboço deste resultado para parâmetros típicos e três valores da razão $\frac{\lambda}{x_0}$. É possível notar que a maior faixa de GMR está localizada em um intervalo relativamente estreito centrado em aproximadamente $r_b = 1.6 r_{NM}$. O maior valor possível para a GMR neste limite é dado pela equação abaixo, que pode assumir valores da ordem de 33%:

$$\frac{\Delta R}{R_p} = \frac{\gamma^2}{1 - \gamma^2}$$

Em resumo, a parte inferior da janela, $r_b < r_{NM} \left(\frac{x_0}{\lambda} \right)$ representa o caso onde a maior parte dos spins flips ocorrem no lado FM e a corrente já chega despolarizada no lado NM. O caso superior, $r_b > r_{NM} \left(\frac{\lambda}{x_0} \right)$ representa a situação onde a corrente se despolariza devido à um caminho x_0 grande em relação ao livre caminho médio.

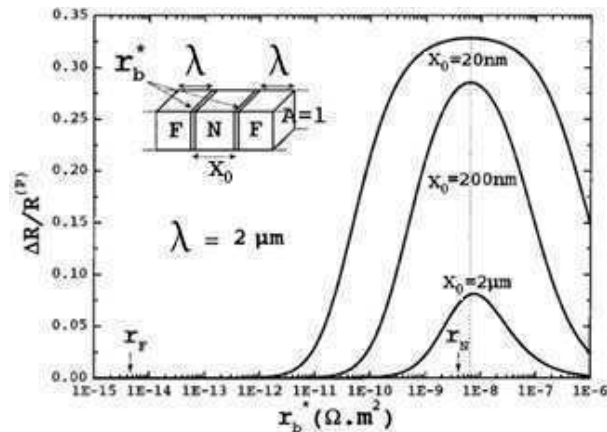


Figura 13 – Equação da variação da resistência esboçada para três valores da razão λ/x_0 : 10^{-2} , 10^{-1} e 1.

Magnetismo em escala nanométrica

A física clássica não consegue explicar de maneira completa o diamagnetismo, o paramagnetismo e muito menos o ferromagnetismo [24]. Assim sendo, para explicar fenômenos magnéticos em uma escala nanométrica, onde até mesmo a interação entre átomos é relevante, torna-se necessário uma teoria diferente.

Quatro energias são fundamentais para determinar o estado de um ferromagneto e suas propriedades, sendo elas as energias de troca, Zeeman, magnetostática e de anisotropia cristalina [9,25,26]. Diversas outras interações existem, mas não serão focadas nesta seção por serem menos relevantes que as já citadas. Caso haja muitos spins, a distribuição discreta destes pode ser substituída pela magnetização $\vec{M}(\vec{r}, t)$, tratada como uma função contínua do espaço e do tempo ou pela magnetização unitária $\vec{m} = \vec{M}/M_s$, onde M_s é a magnetização de saturação.

A propriedade chave dos materiais ferromagnéticos é a sua preferência por uma magnetização em uma única direção e sentido. Esta característica é descrita pelo hamiltoniano de Heisenberg:

$$H_{Heisenberg} = -J \sum_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

onde J é a constante de troca do material (positiva, para ferromagnetos) e a soma é feita somente entre primeiros vizinhos.

A energia magnetostática tem a sua origem nas interações entre os dipolos magnéticos. A sua forma é dada por:

$$E_{Magnetostatica} = - \int \frac{\mu_0 M_s}{2} (\vec{m} \cdot \vec{H}_{Dip}) dV$$

onde \vec{H}_{Dip} é o campo magnético de dipolo. A energia magnetostática, ao contrário da energia de troca, é uma interação de longo alcance, entre dois dipolos. A competição entre as duas energias é a principal responsável entre a formação dos domínios magnéticos e vórtices magnéticos. Um comprimento característico de materiais ferromagnéticos é dado pelo comprimento de troca, que é baseado na razão entre a constante de troca e da energia magnetostática em um filme fino. Ele tem a seguinte forma:

$$L_{ex} = \sqrt{\frac{A}{2\pi M_s^2}}$$

onde A é a dureza de troca (*exchange stiffness*) do material, que pode ser obtida à partir da constante de troca J . Para o permalloy e níquel o valor de L_{ex} é de aproximadamente 6nm [27].

A energia Zeeman dá a interação da magnetização com um campo externo \vec{H}_{Ext} e tem a seguinte forma:

$$E_{Zeeman} = - \int \mu_0 M_s (\vec{m} \cdot \vec{H}_{Ext}) dV$$

onde fica claro que a energia de Zeeman é mínima quando a magnetização está alinhada com o campo externo. O alinhamento com o campo externo em uma configuração de vórtice faz com que o centro do vórtice se desloque perpendicularmente à direção do campo. No chamado

campo de aniquilação o vórtice é completamente expelido do material e no campo de nucleação um estado diferente volta a apresentar um vórtice.

Por fim, a energia cristalina anisotrópica é dependente da direção da magnetização em relação à estrutura cristalina do material. Em diversos materiais, como o Permalloy, ela possui valores tipicamente muito menores que das outras energias, sendo pouco determinante nas propriedades magnéticas do material.

Utilizando as interações de troca, anisotropia magnetocristalina, campo magnético externo, campo desmagnetizante e outras interações menores, Landau e Lifshitz [28] criaram a equação que fornece a dinâmica da magnetização (ou do spin). Mais tarde a equação foi modificada por Gilbert, que adicionou o termo de amortecimento. Esta nova equação é chamada de equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, que é uma equação fundamental para entender e estudar a dinâmica da magnetização de sistemas em escala nano ou micrométrica.

O estado fundamental de um ferromagneto é obtido quando sua energia total é mínima. O termo de troca é mínimo quando os spins vizinhos se alinham paralelamente formando uma distribuição uniforme, enquanto o termo de desmagnetização faz o oposto, porém em uma escala de longo alcance.

As interações descritas nesta seção podem ser combinadas para gerar um campo magnético efetivo, que causa um torque na magnetização da forma $\vec{\tau} = \vec{m} \times \vec{H}_{Efetivo}$, o que faz com que as mudanças na magnetização obedeçam a seguinte equação:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{Efetivo}$$

onde γ é o fator giromagnético. No entanto, verifica-se fenomenologicamente que existe um fator de amortecimento. Ao adicioná-lo obtemos a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{Efetivo} + \alpha \vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \quad (1)$$

onde α é uma constante relacionada ao amortecimento.

Simulações Micro magnéticas

Determinar o estado fundamental e a dinâmica de um sistema magnético resolvendo explicitamente a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert é extremamente difícil caso a geometria e as interações envolvidas não sejam as mais simples possíveis. Com isso, métodos numéricos para resolver estes problemas são extremamente úteis.

Diversos softwares foram criados com o objetivo de realizar simulações magnéticas, como Mumax [9], OOMMF [29] e FastMag [30], além de muitos outros. Estes se diferenciam tanto pelo método escolhido para resolver as equações (elementos finitos no caso do FastMag e diferenças finitas no caso do Mumax e OOMMF) quanto pelo local onde as operações são realizadas (CPU no OOMMF e GPU no Mumax). Estes softwares geralmente funcionam com o usuário determinando a geometria do material e o campo externo, além de alguns parâmetros que determinam qual o material magnético está sendo utilizado, como magnetização de saturação, *exchange stiffness*, entre outros.

Neste trabalho foi utilizado o Mumax que tem licença aberta para sua utilização e realiza as simulações muito mais rapidamente que os concorrentes analisados, podendo ser até 25 vezes mais rápido que o OOMMF [9].

Este software funciona através da técnica de diferenças finitas dividindo a área simulada em células cúbicas. Todas as grandezas volumétricas são tomadas no centro das células enquanto as quantidades associadas ao acoplamento são consideradas nas faces entre as células.

O método de diferenças finitas é um método muito utilizado em Equações Diferenciais Parciais, onde divide-se a variável continua em uma rede discreta e substitui-se a função pela sua série de Taylor:

$$f(x+h) = f(x) + \frac{h}{1!} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{h^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{h^3}{3!} \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} + \dots$$

Truncando a série no primeiro termo e dividindo tudo por h, temos:

$$\frac{\partial f}{\partial x} \sim \frac{f(x+h) - f(x)}{h}$$

onde existem duas fontes de erro: o erro de discretização e o erro de truncamento. Note que ambos diminuem à medida em que h tende a 0.

Como dito anteriormente o software tenta resolver a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, onde o termo \vec{H}_{Efeito} representa a contribuição de diversas interações distintas, entre elas:

- Campo externo \vec{H}_{Ext}
- Campo magnetostático \vec{H}_{Demag}
- Interação de troca de Heisemberg H_{Troca}
- Campo de troca de Dzyaloshinskii-Moriya H_{DM}

É importante que o tamanho das células do software sejam menores que o comprimento de troca L_{ex} , de modo que a aproximação de uma magnetização constante e uniforme dentro da célula seja válida.

O software Mumax gera automaticamente imagens das magnetizações resultantes das simulações. De modo a visualizar os resultados o sentido da magnetização segue um código de cor, como na Figura 14.

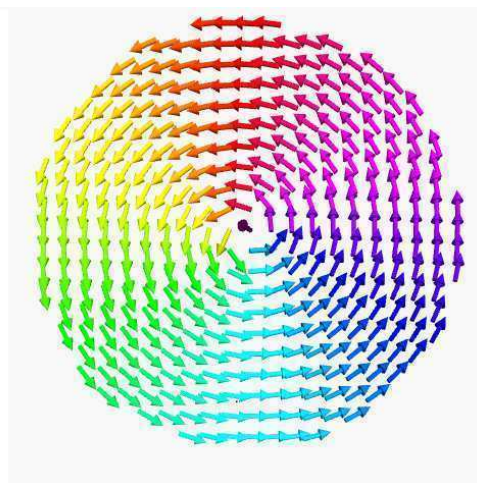


Figura 14 - Esquema de cor representando as direções da magnetização. A magnetização fora do plano é representada pela cor preta ou branca.

Os resultados não serão apresentados com as setas, pois as setas diminuem a resolução do resultado e tornam mais difícil de identificar o sentido da magnetização no centro de cada disco. No entanto, como irão sempre seguir este mesmo código de cor, com algum costume se torna fácil identificar o sentido exato da magnetização em cada ponto.

As discussões referentes à modelagem da amostra e as simulações realizadas serão deixadas para o próximo capítulo. O código-fonte utilizado pode ser visto no Apêndice A.

Ressonância Ferromagnética

A espectroscopia por ressonância ferromagnética é uma técnica experimental que permite analisar as propriedades e a dinâmica de materiais magnéticos. Este método utiliza um campo magnético constante em uma direção e uma onda eletromagnética em uma direção perpendicular para excitar os momentos magnéticos de uma amostra de modo a causar a precessão do spin na direção do campo uniforme.

De um ponto de vista macroscópico o campo magnético constante faz com que a magnetização da amostra precesse em torno do campo até que os efeitos do amortecimento façam com que ela se alinhe ao campo. Se a frequência da onda eletromagnética coincide com a frequência de precessão então a condição de ressonância é cumprida e a absorção da onda pela amostra é máxima. Tudo isto é descrito exatamente pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert [31].

Uma medida de FMR geralmente tem como resultado a derivada do sinal de absorção. O sinal de absorção pode ser aproximado por uma Lorentziana; o valor da frequência de ressonância é dado pelo pico da Lorentziana ou pelo valor onde a derivada da Lorentziana é zero, como representado esquematicamente na Figura 15.

A largura ΔL do pico de absorção, definida como sendo medida do pico até a meia altura ou do pico ao pico da derivada, está relacionada a processos de relaxação. Podemos então relacioná-la ao fator de Gilbert pela relação [32]:

$$\Delta L = \Delta L_0 + \frac{4\pi\alpha}{\gamma} f$$

onde o termo ΔL_0 está relacionado a impurezas da amostra. A relação entre ΔL e a frequência é linear e sua inclinação permite obter experimentalmente o fator de relaxação de Gilbert.

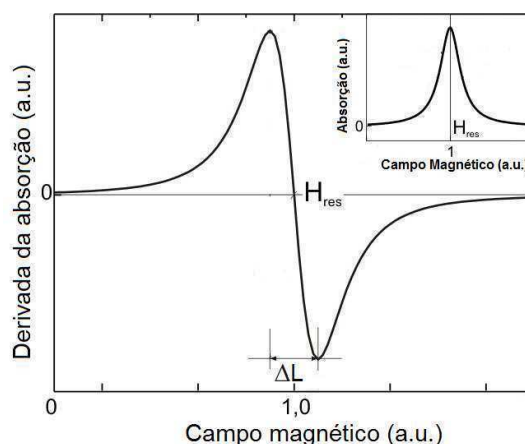


Figura 15 – Representação esquemática de uma medida típica de FMR.

O aparato experimental para uma medida de ressonância ferromagnética está representado na Figura 16. As bobinas aplicam um campo magnético \vec{H} constante e uma guia de onda transporta uma onda eletromagnética (cujo campo magnético \vec{B} é perpendicular a \vec{H}) através da amostra. Detectores medem a amplitude da onda após a interação com a amostra de modo a verificar o quanto de absorção ocorreu. Uma medida de ressonância pode ser feita com o campo externo fixo e uma varredura na frequência da onda incidente ou o oposto, com uma frequência fixa e uma varredura do campo externo. Neste trabalho, utilizamos o primeiro caso.

Em filmes finos a frequência de ressonância em função do campo externo aplicado segue a equação de Kittel [1]:

$$f^2 = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^2 (H + 4\pi M_{sat})H$$

onde M_{sat} é a magnetização de saturação e H é o campo de ressonância para dada frequência.

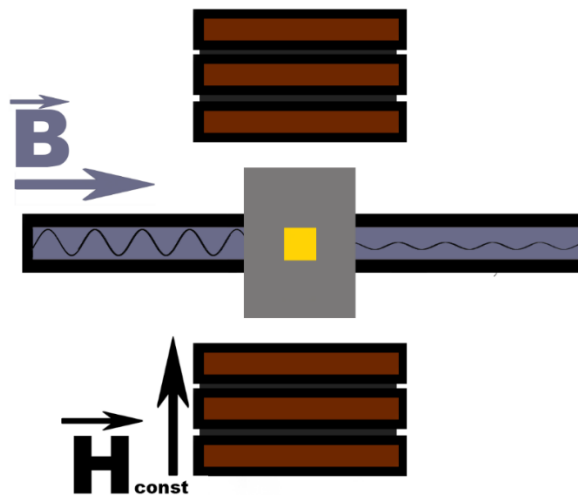


Figura 16 – Representação esquemática de uma medida de ressonância ferromagnética.

Capítulo 2

Fabricação das amostras

Rede de discos

As amostras utilizadas foram fabricadas utilizando a técnica de litografia por feixe de elétrons e evaporação térmica de níquel sobre silício tipo n com resistividade $(1-3) \times 10^3$ ohm.cm e orientação cristalina (1,0,0). A litografia foi feita nos laboratórios do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, enquanto a evaporação do níquel e os contatos elétricos foram feitos na Universidade Federal de Minas Gerais.

O primeiro passo para a fabricação é a limpeza dos substratos. Para remover a camada de óxido nativa do silício este foi mergulhado em uma solução de HF 10% durante 15 segundos, seguido de uma lavagem com acetona, álcool isopropílico e água deionizada, nesta ordem.

Tendo sido realizada a limpeza o próximo passo é a deposição do resiste sobre o substrato. É muito importante que esta etapa seja realizada em um ambiente extremamente limpo, como uma sala limpa, pois partículas de poeira podem causar grandes danos. Para a deposição de uma camada uniforme de resiste com a espessura adequada utiliza-se um *spinner*, equipamento que faz com que o substrato gire em velocidade controlada e espalhe o resiste. Os parâmetros necessários (velocidade e tempo de rotação) são encontrados no manual do resiste utilizado.

De modo a demarcar a área de interesse para a evaporação foi utilizada a técnica de litografia. Devido à dimensão dos discos (250nm de raio) não é possível utilizar fotolitografia, pois esta técnica é limitada a criar estruturas da ordem do comprimento de onda da luz utilizada (400nm – 700nm). Foi necessário então utilizar litografia por feixe de elétrons, uma técnica mais complexa, mas que permite criar estruturas de até 50nm. Como a UFV não possui este equipamento esta etapa foi realizada em parceria com os laboratórios do International Iberian Nanotechnology Laboratory (INL) e do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) posteriormente levados para Viçosa.

A demarcação das áreas de interesse é feita através de um software onde se desenha e define as coordenadas e dimensões do que se pretende demarcar. Foi criado uma rede de 100x100 discos com 500nm de diâmetro e três espaçamentos diferentes, sendo 200nm, 400nm e 600nm. A Figura 17 mostra parte do desenho feito no software; note que a escala cobriu um dos discos, o que não afeta a amostra real, e que somente parte da figura está representada, visto que a rede é de tamanho 100x100.

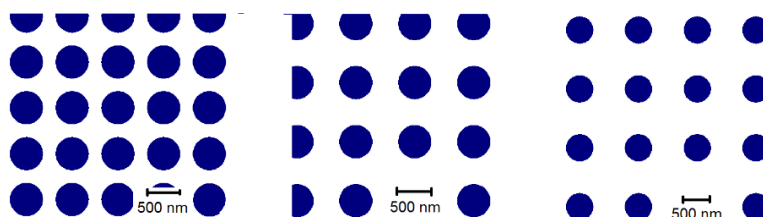


Figura 17 - Desenho utilizado pelo equipamento para fazer os discos de 500 nm de diâmetro com espaçamento entre as bordas de 200nm, 400nm e 600nm respectivamente.

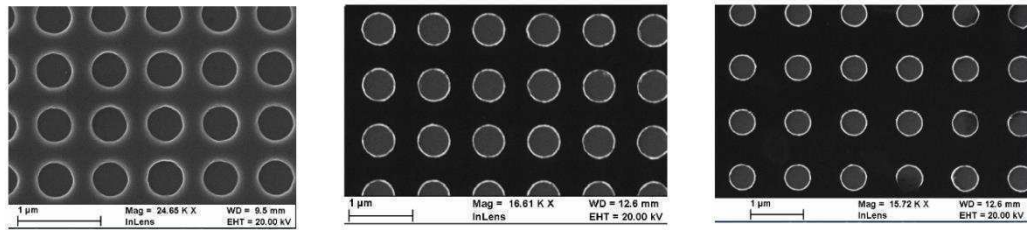


Figura 18 - Imagem de MEV feita após a evaporação de níquel.

Com as áreas de interesse demarcadas o próximo passo foi o crescimento de uma barreira túnel e dos discos em si. Utilizando uma evaporadora térmica foi evaporado uma fina camada (aproximadamente 2 nm) de alumínio que, com a posterior ventilação do sistema, se tornou óxido de alumínio (alumina). Com a camada de alumina crescida foi utilizado a mesma evaporadora e crescido uma camada de 30nm de níquel. Na Figura 18 temos imagens feitas por microscopia eletrônica de varredura (MEV) das amostras crescidas; note que a escala das três figuras é diferente, o que faz parecer que os discos têm tamanhos diferentes.

Com os discos evaporados a próxima etapa é a remoção do eletroresiste. Para tanto, a amostra foi mergulhada em um banho de acetona por aproximadamente 15 segundos. Como foi observado que grande parte do resiste permaneceu preso foi realizado um segundo banho de acetona e o béquer foi mergulhado em ultrassom durante 15 segundos, sendo então verificado novamente no microscópio se houve a remoção do resiste. Esta etapa foi repetida aproximadamente 3 vezes até que o resultado fosse satisfatório.

Com a amostra pronta o último passo foi fabricar os contatos elétricos. Como a dimensão dos contatos é da ordem de micrômetros não é necessário o uso de litografia por feixe de elétrons, visto que a fotolitografia realiza o trabalho com a mesma eficiência e muito mais simplicidade. Toda a etapa de crescimento é idêntica à da eletrolitografia, com a exceção de que o resiste utilizado é diferente e os equipamentos são mais simples de serem configurados. Foram feitos quatro contatos ao longo da amostra com diferentes espaçamentos para que fosse possível analisar a influência do espaço percorrido pela corrente elétrica polarizada no resultado final da magnetorresistência. A Figura 19 mostra uma imagem da amostra após esta etapa. O contato entre o ouro e o equipamento de medida foi feito utilizando *cold pressed contact* com Índio.

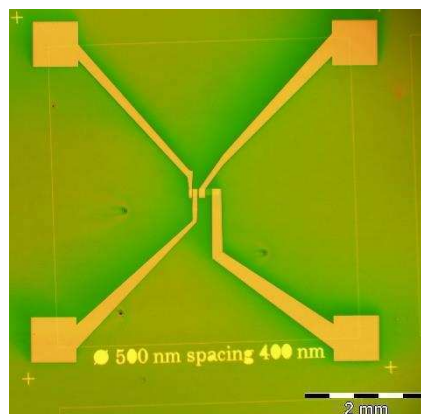


Figura 19 - Imagem de microscopia ótica de uma das amostras

Clusters de Permalloy

Os clusters de permalloy caracterizados nesta dissertação foram fabricados por José Roberto de Toledo [32] utilizando a técnica de eletrodeposição. Foi utilizada uma solução de 30 mM FeSO₄ + 700 mM NiSO₄ + 20 mM NiCl₂ + 16 mM Sacarina + 400 mM H₃BO₄ para deposição direta em um substrato de silício (1,0,0) tipo n com resistividade de $(1-3) \times 10^3$ ohm.cm em um círculo de 0,5 cm de diâmetro. A Figura 20 traz imagens feitas por MEV de três amostras diferentes, feitas com a mesma solução, porém com tempos de deposição diferentes. Como nosso objetivo é o de estudar injeção de spin em silício por eletrodos contendo estados magnéticos de vórtices os resultados apresentados nesta dissertação serão os obtidos na amostra com tempo de deposição de 10s, visto que esta possui os maiores hemisférios não conectados eletricamente.

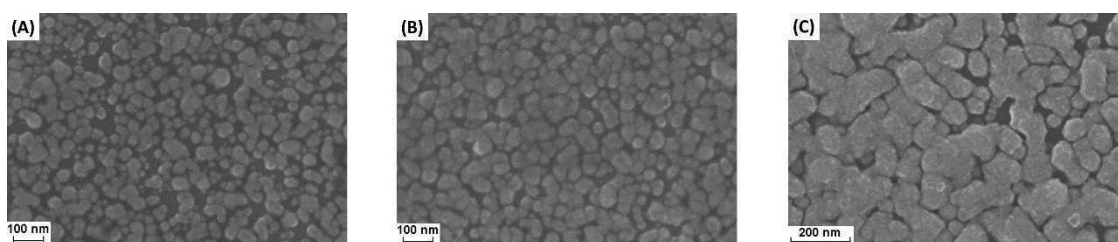


Figura 20 - Imagens de MEV para amostras com tempo de deposição de 5 segundos, 10 segundos e 15 segundos respectivamente.

Capítulo 3

Resultados e discussão

Simulações magnéticas

Para simular algo semelhante ao sistema experimental foi desenhada uma rede de discos com dimensões iguais à da amostra real: 500nm de diâmetro, 30nm de altura e espaçamento de 200nm, 400nm ou 600nm. Para determinar o material como sendo níquel foram utilizados os parâmetros $M_{sat} = 490 \times 10^3 \frac{A}{m}$ e $A = 9 \times 10^{-12} \frac{J}{m}$ [33]. Como o comprimento de troca neste material é por volta de 6nm, utilizamos células de 5nm de aresta.

Uma grande preocupação foi dada para o número de discos que compõe a rede. A rede original consiste de aproximadamente 100x100 discos, tamanho que é inviável em uma simulação devido ao longo tempo computacional necessário. A simulação em sistemas 2x2 e 3x3 não foram totalmente satisfatórias pois as bordas da simulação sempre apresentavam as mesmas características. Foi utilizado então um sistema 4x4, visto que assim existem 4 discos distantes das bordas que poderiam apresentar resultados mais próximos da realidade.

Uma imagem do sistema em seu estado fundamental pode ser vista na Figura 21, onde as cores representam o sentido da magnetização. Não existe uma direção preferencial para a quiralidade e a polarização de cada vórtice, visto que são igualmente favoráveis energeticamente. No entanto, podemos ver que metade dos discos apresenta polarização positiva e a outra metade apresenta polarização negativa, fazendo com que a magnetização total da amostra seja mínima, diminuindo a energia magnetostática.

A quiralidade tende a fazer com que a magnetização entre a região mais próxima entre dois discos seja antiparalela. Note que com exceção da fronteira entre a segunda para a terceira linha, dois discos nunca possuem lados vizinhos com a mesma cor, indicando um acoplamento antiferro entre eles. Este comportamento é extremamente interessante para aplicações práticas, visto que estas normalmente se utilizam se uma camada extra para prender uma das magnetizações, o que gera mais etapas de construção e possíveis fontes de erro. Um sistema como esse, que apresenta um estado antiferro naturalmente à campo nulo, é um excelente candidato a contatos ferromagnéticos em dispositivos baseados em magnetorresistência gigante.

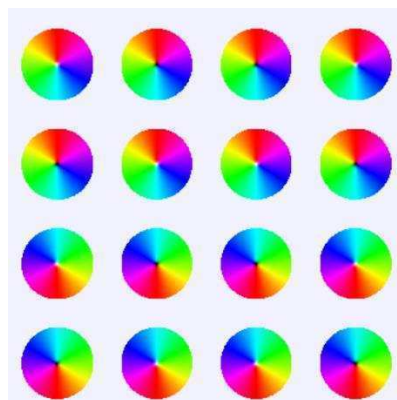


Figura 21 - Estado fundamental do sistema de discos utilizado nas simulações.

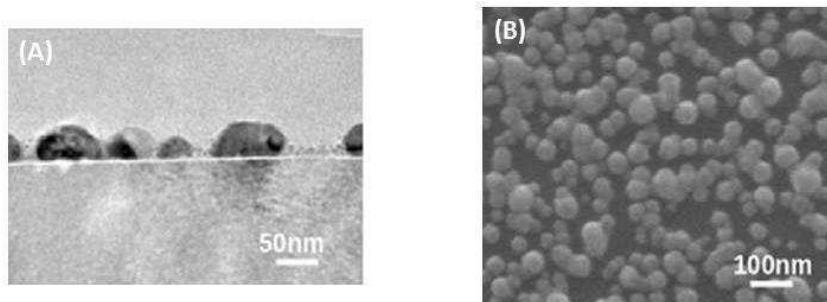


Figura 22 - Imagem de MEV de clusters eletrodepositados. Retirado de [34].

Para simular a amostra eletrodepositada de permalloy foi utilizado como base a Figura 22. A melhor maneira encontrada de simular esta geometria foi aproximar a forma de um hemisfério de diâmetro da ordem de 100nm e espaçamento da ordem de 50nm; foi utilizado um diâmetro de 120nm e espaçamento de 30nm. Esta geometria pode ser construída no Mumax ao se construir uma esfera e utilizar um cuboide para subtrair a metade inferior. Os parâmetros utilizados para o permalloy foram $M_{sat} = 800 \times 10^3 \frac{A}{m}$ e $A = 13 \times 10^{-12} \frac{J}{m}$ [33], com células de também 5 nm. Neste caso não faz tanto sentido utilizar uma rede regular 3x3 ou 4x4, visto que as posições dos clusters são mais aleatórias, mas ainda serve como uma boa aproximação.

O estado fundamental do sistema 3x3 está representado na Figura 23. A mesma análise feita para os discos é válida aqui: é impossível determinar de maneira exata a quiralidade e a polaridade de um vórtice específico, mas a polarização de aproximadamente metade é positiva e de metade é negativa. Em um trabalho prévio do grupo [34] foi demonstrado que em hemisférios a geometria curva das bordas induz uma interação do tipo Dzyaloshinskii-Moriya que faz com que estabiliza os vórtices e faz com que eles existam mesmo em dimensões menores do que as observadas nos discos. Esta simulação está de acordo com estes resultados, visto que discos com dimensões da ordem de 100nm não apresentam mais vórtices.

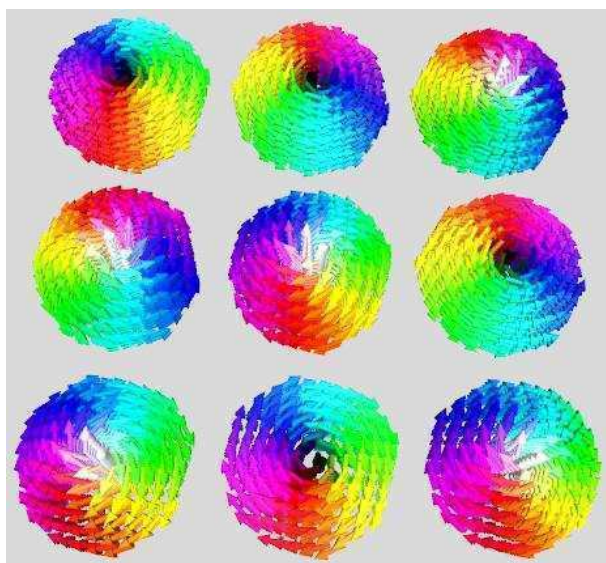


Figura 23 - Estado fundamental da rede de hemisférios de Permalloy.

Histerese

Nos discos, a histerese foi feita nas direções x e z, sabendo que não existe nenhum motivo para a direção y ser diferente da x. Para os hemisférios a histerese foi feita apenas em x, visto que o principal motivo de se fazer em z é entender mais profundamente as medidas de GMR, o que não foi feito nos hemisférios. A simulação trabalha com a magnetização em uma unidade arbitrária, onde o estado de monodomínio em uma dada direção é normalizado para 1. O campo magnético é dado em teslas.

Discos - Direção x (plano da amostra)

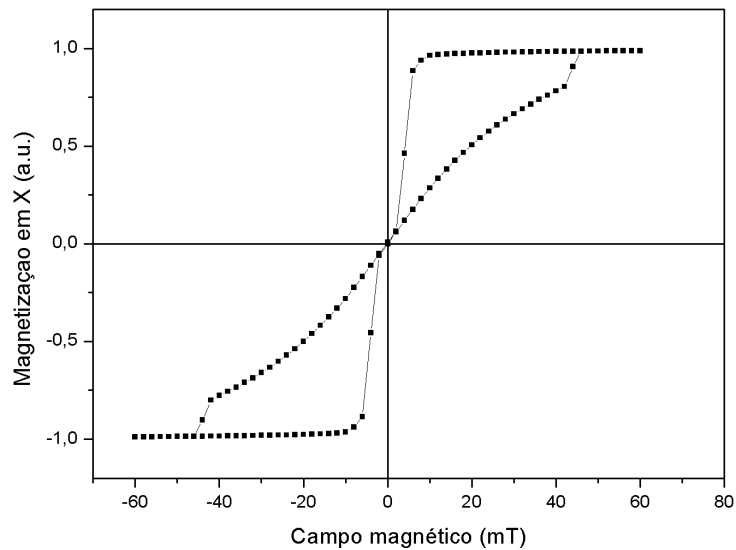


Figura 24 - Histerese simulada em uma rede de discos de níquel.

Hemisférios - Direção x (plano da amostra)

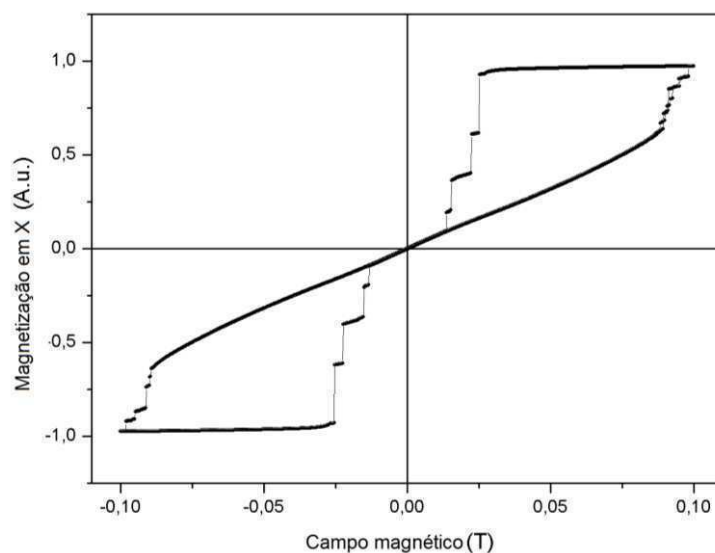


Figura 25 - Histerese simulada em uma rede de hemisférios de permalloy.

Discos - Direção z (fora do plano)

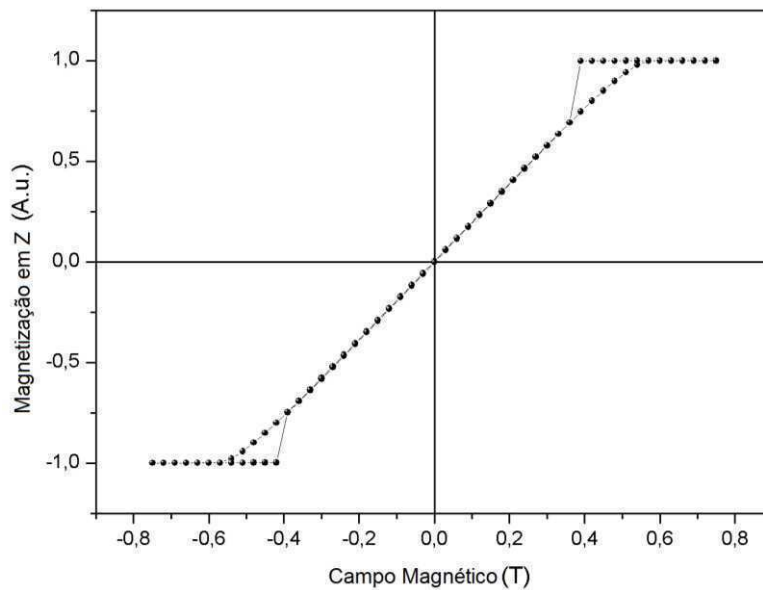


Figura 26 - Histerese simulada (na direção z) da rede de discos.

Discussão das simulações

O efeito de magnetorresistência gigante ocorre quando os contatos ferromagnéticos possuem uma configuração antiparalela em campo nulo e uma configuração paralela ao se aplicar um campo externo. A análise do estado fundamental das simulações nas Figuras 21 e 23 mostra que neste sistema a magnetização na borda de dois discos vizinhos apresenta um acoplamento antiferromagnético. A eventual aplicação de um campo magnético externo faz com que a magnetização dos discos aponte na mesma direção, em uma configuração paralela. Esta é provavelmente a origem do efeito de magnetorresistência gigante neste tipo de geometria e sua grande utilidade prática: é possível criar um estado acoplado antiferromagneticamente sem a utilização de uma camada extra fazendo o *pinning* da magnetização, ao contrário de sistemas onde o contato ferromagnético é um mono domínio.

Os resultados da histerese nas Figuras 24, 25 e 26 mostram que a aplicação de campo magnético no plano dos discos faz com que sua magnetização sature em campos relativamente baixos, por volta de 0,05 teslas, e de maneira aproximadamente linear. Após a aniquilação do vórtice a magnetização dá um salto e vai rapidamente para a saturação. A coercividade e o campo remanente são nulos, fazendo com que o sistema apresente novamente o estado de vórtice em campo zero.

O caso perpendicular traz algumas diferenças. Os campos necessários para a saturação da amostra são em torno de 10 vezes maiores. Por ser tão energeticamente difícil fazer com que a magnetização se alinhe fora do plano, vemos que por consequência a nucleação do vórtice acontece em valores relativamente grandes, completamente diferente do caso ao longo do plano em que o vórtice é formado somente em campos nulos. Algo interessante de se notar é que ao inverter a direção do campo os núcleos de todos os vórtices invertem de sentido ao mesmo tempo, em um campo externo de módulo 0,35 mT; apesar disso, a histerese não parece sofrer nenhuma descontinuidade e mantém o comportamento linear.

Além disso é interessante notar que a histerese dos discos e dos hemisférios possui um valor de saturação bem diferente. Os vórtices nos hemisférios são mais difíceis de serem

expelidos, indicando que os vórtices são ainda mais estáveis do que nos discos, mesmo em dimensões menores. Conforme discutido anteriormente para a existência dos vórtices mesmo em dimensões abaixo de 100nm, tal efeito é devido à uma interação do tipo Dzyaloshinskii-Moriya que surge devido à curvatura do hemisfério [34].

Histerese e Ressonância Ferromagnética

Foram feitas medidas de histerese e ressonância magnética nas duas amostras de modo a tentar determinar alguma maneira de se comprovar a existência de vórtices magnéticos. Infelizmente os discos de níquel não apresentaram nenhum sinal nestas duas medidas, provavelmente devido à falta de material magnético suficiente na amostra.

Uma estimativa rápida indica que a amostra dos clusters eletrodepositados possui um volume de material magnético da ordem de 10^3 vezes maior do que a amostra de discos, visto que a área de eletrodeposição ($\sim 78\text{mm}^2$) foi muito maior que a área marcada na litografia ($\sim 0,02\text{mm}^2$). Foi necessário fazer a rede de discos com uma área tão pequena devido ao longo tempo necessário para marcar as áreas na etapa de litografia.

As medidas de histerese foram feitas com medidas de Magneto-optic Kerr Effect (MOKE) no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF). O resultado da medida para os clusters de permalloy está na Figura 27 A).

Comparando com o resultado da simulação, apresentado na seção anterior, vemos que possuem diferenças significantes. A amostra não apresenta coercividade nula como previsto nas simulações, mas é necessário considerar que a amostra real possui clusters de vários tamanhos diferentes, incluindo alguns que são muito pequenos para apresentar vórtices. Portanto a medida de histerese possui a contribuição de diversas magnetizações diferentes, incluindo vórtices e monodomínios. Foi feita uma simulação onde alguns dos hemisférios propositalmente não apresentavam vórtices, de modo a comparar com a medida real; o resultado simulado pode ser visto na Figura 27 B). Há diversas semelhanças entre as duas figuras, como a variação gradual da magnetização em campos pequenos e o salto abrupto da magnetização perto da saturação, própria de vórtices ao serem expelidos.

Os vórtices são estruturas protegidas topologicamente, ou seja, apresentam difícil quebra do estado de magnetização, ao contrário do que acontece com as paredes de domínio em ferromagnetos macroscópicos que são facilmente deslocadas com campo externo. Outras

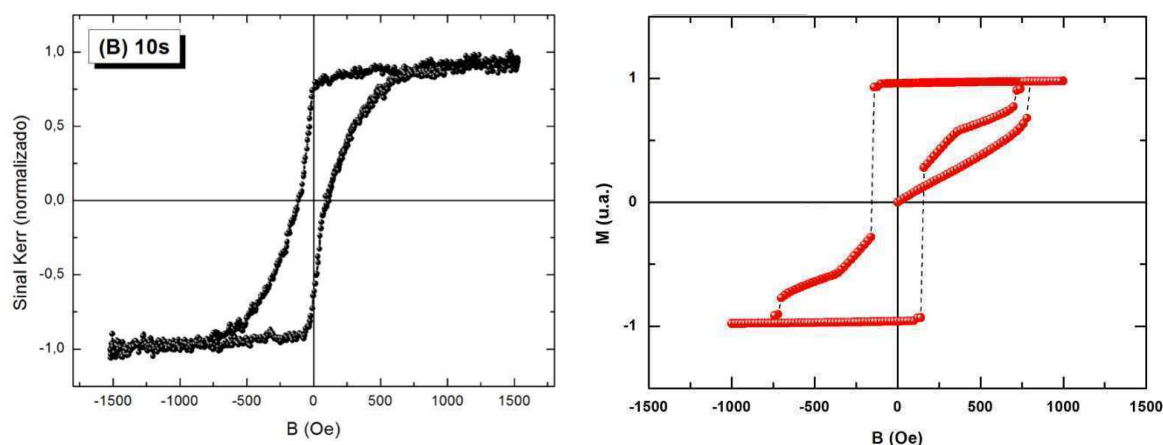


Figura 27 - Medida de MOKE dos clusters de permalloy (esquerda) e simulação da mesma (direita)

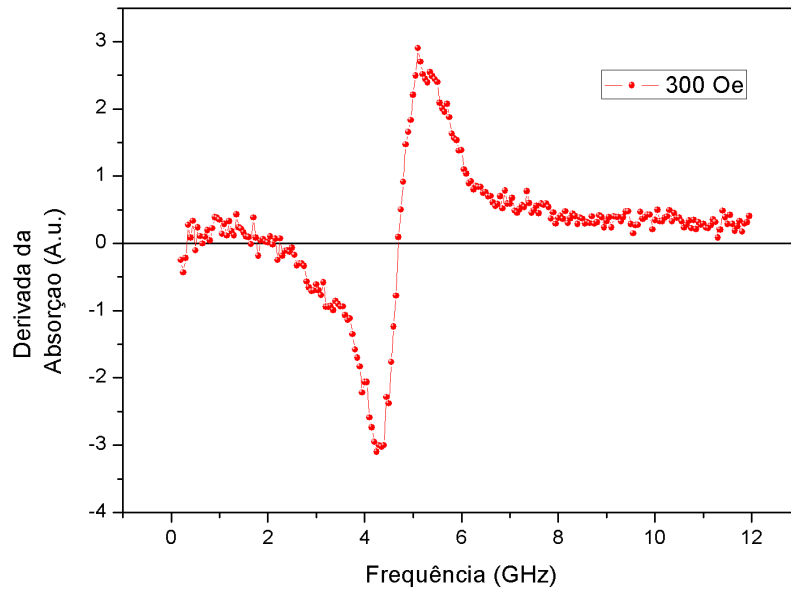


Figura 28 – Sinal de FMR para um campo externo de 300 Oe.

características próprias de vórtices que podem ser observadas na curva são os campos de saturação, o súbito crescimento próximo aos campos de saturação e o afinamento perto do campo nulo [11].

As medidas de ressonância ferromagnética também foram feitas no CBPF. Para cada medida foi mantido fixo o campo magnético externo e variado a frequência da onda incidente, de modo a verificar em qual frequência ocorre a maior absorção. Uma medida típica está representada na Figura 28. Esta medida foi repetida para diversos campos diferentes para que se possa investigar a relação de dispersão da amostra.

No gráfico da frequência de absorção em função do campo magnético externo aplicado é apresentada a relação de dispersão da amostra, representado na Figura 29.

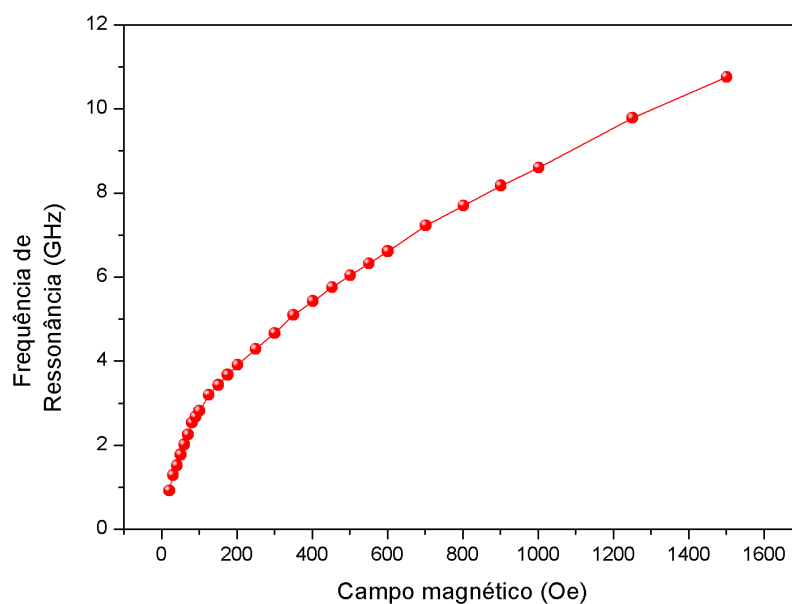


Figura 29 - Relação de dispersão dos clusters de Permalloy

Conforme discutido anteriormente, a fórmula de Kittel para a relação de dispersão é dada pela equação $f^2 = \left(\frac{\gamma^2}{4\pi^2}\right) H^2 + M_{sat} \left(\frac{\gamma^2}{\pi}\right) H$. Para melhor análise dos resultados é apresentado na Figura 30 um gráfico da frequência ao quadrado em função do campo externo, ajustado pela equação do tipo $y = ax^2 + bx + c$.

A análise da relação de dispersão mostra que a amostra segue a relação típica de filmes magnéticos, não sendo possível encontrar alguma característica típica de vórtices. Assim sendo, apesar da medida nesta configuração ter sido realizada com resultados consistentes, não foi possível extrair desta configuração de FMR, suplementar às utilizadas anteriormente [32,34], características próprias de vórtices em hemisférios.

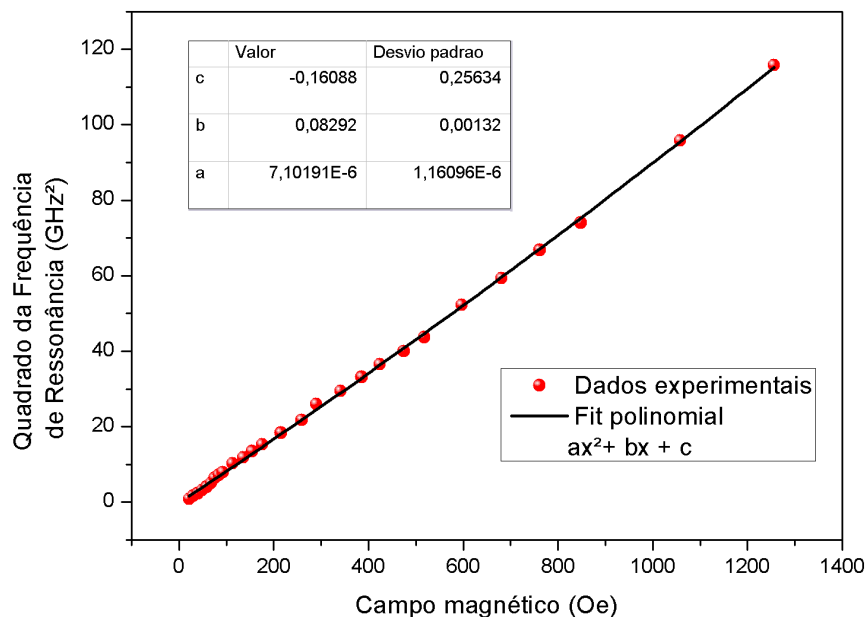


Figura 30 – Dados experimentais e fit de um polinômio de grau 2.

Magnetorresistência

As medidas de magnetorresistência foram feitas na amostra com discos em três configurações, referentes à direção relativa entre a corrente elétrica e o campo magnético externo. Elas podem ser feitas de maneira local ou não local.

As medidas locais são aquelas feitas com dois contatos elétricos, sendo aplicado uma corrente e medido uma voltagem entre os mesmos contatos. Elas são complicadas de serem realizadas devido à ocorrência de sinais elétricos não relacionados com a acumulação de spin e também devido ao fato de que é difícil realizar os requisitos teóricos, ou seja, construir uma barreira túnel com a resistência entre os limites inferiores e superiores propostos por Fert [22]. As medidas não locais são feitas com quatro contatos elétricos, sendo que se aplica a corrente elétrica em dois deles e é medida a diferença de voltagem entre os outros dois. A corrente elétrica, aplicada nos contatos do lado esquerdo, resulta em acumulação de spin na região dos contatos ferromagnéticos 1 e 2, que se estendem, por difusão, até o contato 3 e (em uma magnitude menor, visto que cai exponencialmente com a distância) até o contato 4. Este excesso de spin se traduz como uma diferença de potencial entre os contatos 3 e 4, que pode ser medida. Neste tipo de medida não há transporte de carga na região onde a diferença de potencial é

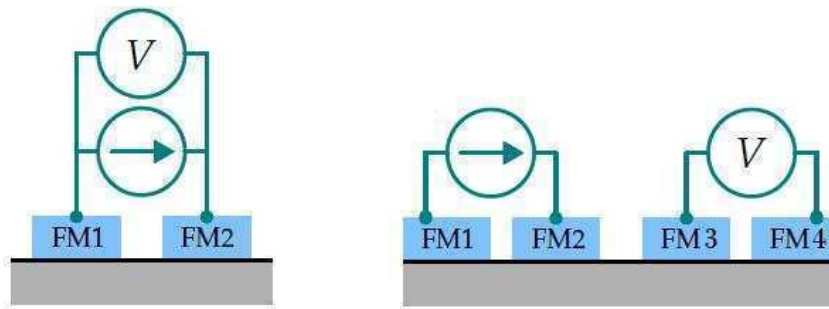


Figura 31 - Representação esquemática das medidas locais (esquerda) e não locais (direita)

medida, portanto sinais relacionados à carga não afetam as medidas, como AMR e efeito Hall. Por outro lado, os dispositivos laterais devem possuir dimensões maiores, visto que necessitam comportar quatro contatos ao invés de dois, fato que geralmente é indesejado para aplicações. Tudo isto está esquematizado na Figura 31.

O caso mais usual são as medidas longitudinais, onde a corrente e o campo externo são paralelos, pois fica fácil diferenciar a GMR da AMR, visto que os picos da GMR apontam para cima e da AMR apontam para baixo. Quando o campo externo é aplicado fora do plano da amostra as medidas são chamadas de perpendiculares, que devem ser diferentes das anteriores apenas pelos valores de campo necessários para saturar a amostra. Por fim as medidas transversais são aquelas onde o campo é aplicado no plano da amostra, mas fazendo 90 graus com a corrente. Neste caso, os efeitos de GMR e AMR são parecidos e é difícil saber qual mecanismo é mais relevante. Uma representação das três configurações está na Figura 32.

Em todas as medidas foi utilizado uma Keithley 2400 para gerar uma corrente elétrica DC e medir a respectiva diferença de potencial. Segundo o manual do fabricante as medidas possuem uma precisão da ordem de 0,012%, portanto não foram colocadas barras de erro nos gráficos, visto que ficariam dentro dos pontos experimentais. Foi feita uma medida não local na amostra de 400 nm, reproduzida na Figura 33. As outras medidas foram feitas na configuração local pois esta se apresentou com menos ruídos e menos possibilidade de erros externos (como mal contato dos fios) devido ao menor número de contatos.

Os valores indicados na legenda dos gráficos representa o valor da GMR, definido como sendo a diferença relativa entre a maior resistência e a menor resistência, sendo dada pela equação $GMR = \frac{R_P - R_{AP}}{R_{AP}}$. O erro da medida deste associado aos equipamentos é muito pequeno, portanto não foi considerado ao ser escrito nos gráficos. Nas discussões finais consideraremos o erro como sendo o desvio padrão das diversas medidas realizadas.

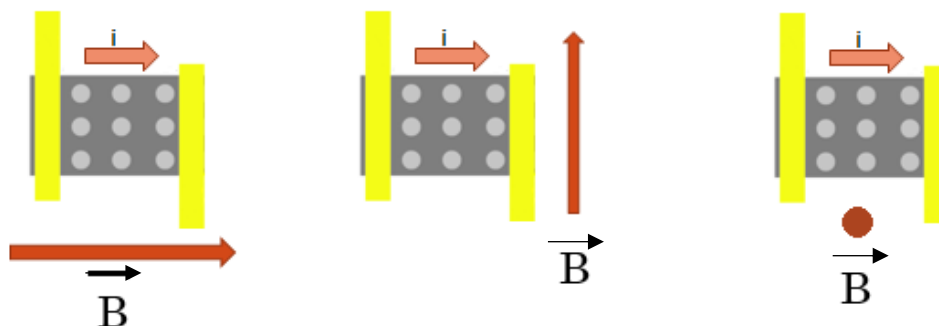


Figura 32 - Representação esquemática das medidas longitudinais, transversais e perpendiculares, respectivamente.

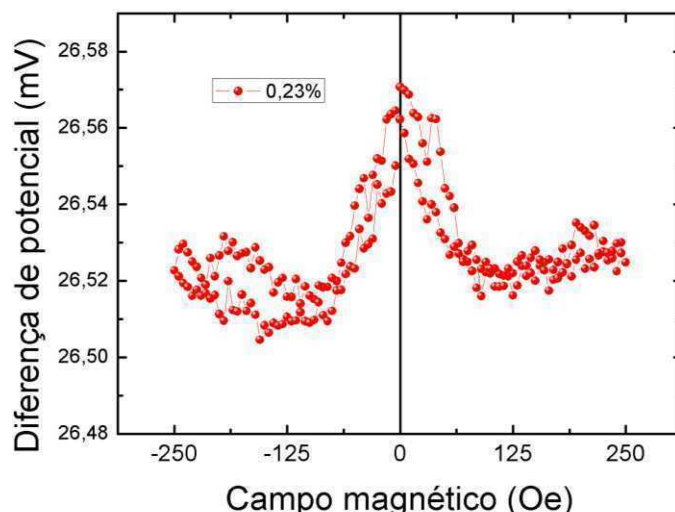


Figura 33 - Medida não local para a amostra de espaçamento de 400nm

A partir da próxima página estão apresentadas as medidas perpendiculares, transversais e longitudinais para as três amostras na configuração local. Normalmente as medidas magnéticas são dependentes não apenas do campo aplicado, mas também de toda a história do campo. Assim, foram utilizadas três cores diferentes nos gráficos para facilitar o entendimento de como a varredura foi feita: o começo da medida, do campo nulo até o valor máximo de campo terão os pontos experimentais vermelhos; do valor máximo até o valor mínimo de campo os pontos serão azuis; finalmente, do valor mínimo de campo até o campo nulo os pontos serão pretos.

Foi aplicado uma corrente de 1mA, pois foi verificado que uma corrente maior produzia um aquecimento da amostra que por sua vez gerava um aumento indesejável da resistência elétrica; correntes muito menores, por outro lado, produzem diferenças de potenciais muito pequenas para serem detectadas pelo equipamento e o resultado final é um comportamento aleatório da resistência em função do campo externo. Na Figura 34 foi colocado um resultado típico de quando ocorre aquecimento: No lado esquerdo vemos um comportamento atípico da resistência com o campo externo, mas ao fazer o gráfico de resistência em função do tempo ao longo da medida fica claro que a resistência apenas está, de modo geral, apenas aumentando linearmente com o tempo, um resultado típico do efeito Joule. Nestes casos basta aplicar correntes elétricas de menor intensidade.

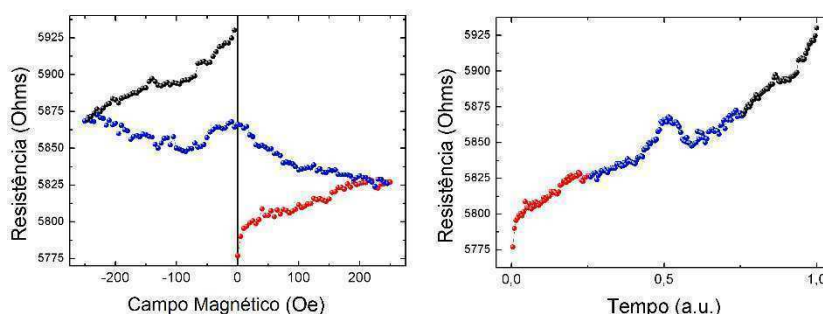


Figura 34 - Resultado típico obtido para correntes altas (esquerda) e medida em função do tempo (direita).

Após cada uma das configurações (perpendicular, transversal e longitudinal) seguirá uma breve discussão dos resultados apresentados, sendo que na próxima seção uma conclusão geral dos resultados será apresentada. Note que a medida de cada configuração se inicia em uma nova página pois devido ao número e tamanho das imagens foi a única maneira encontrada de se apresentar as três medidas de uma só vez.

Medidas perpendiculares

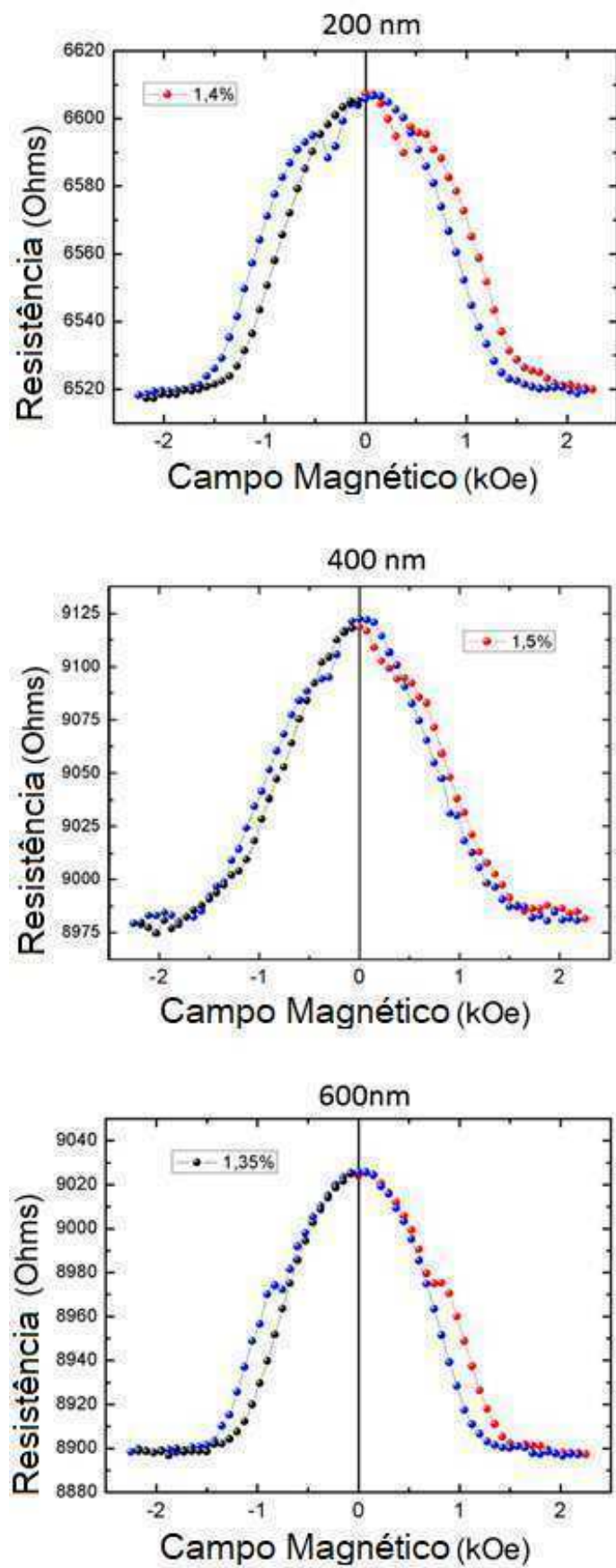


Figura 35 - Medidas de GMR perpendiculares para as três distâncias de contatos.

As medidas apresentadas na Figura 35 apresentam um sinal claro de magnetorresistência gigante, com uma resistência maior em um campo magnético nulo que progressivamente diminui até a saturação para campos altos. Em vórtices não é trivial entender porque o efeito de válvula de spin acontecesse, visto que a magnetização não é simples como um monodomínio; para ajudar a entender a origem do acoplamento ferromagnético e antiferromagnético entre as amostras foi colocado na Figura 36 as imagens de simulação junto com o resultado da medida de GMR.

Inicialmente, em campos nulos, apenas no centro do disco a magnetização possui componente em z ; à medida em que o campo magnético vai para valores positivos a magnetização das bordas e do centro começa a se alinhar cada vez mais com o campo externo, o que faz com que os discos se comportem cada vez mais com uma válvula de spin alinhada ferromagneticamente (no sentido positivo de z). Por fim, para campos maiores que 1,5 kOe o sistema se encontra saturado com a magnetização totalmente alinhada em z positivo, o que faz com que a resistência elétrica não seja mais afetada pelo campo externo. A diminuição do campo externo faz com o que o sistema volte em um caminho muito parecido, com a nucleação dos vórtices em campos ainda altos (entre 1 kOe e 1,5 kOe) e mantendo a sua polarização totalmente alinhada. Em campos negativos vemos que as bordas dos discos são as primeiras a se alinharem paralelas ao campo, até que em um campo (teórico) negativo de módulo de aproximadamente 0,35 T as polarizações de todos os discos se invertem ao mesmo tempo. O eventual aumento do módulo do campo magnético leva à saturação como no caso positivo e a volta ao campo nulo também percorre um caminho semelhante.

Um fato interessante da medida é o salto súbito que o sinal de GMR dá em campos de módulo de aproximadamente 1 kOe. Uma possível explicação é a súbita inversão da polarização que ocorre em todos os discos. A comparação com as imagens da simulação indica que é por volta deste valor que a inversão ocorre. Apesar da inversão não apresentar nenhum sinal distinto na histerese feita por simulação ela pode estar causando o salto no sinal de GMR, que é diretamente dependente da direção relativa da magnetização. Note que isto ocorre apenas quando o campo sobe (em módulo) da primeira vez; não ocorrendo quando o campo diminui seu módulo na volta, sendo uma evidência de que realmente se trata do fenômeno da inversão da polaridade. Mais estudos são necessários para verificar se este salto ocorre em outros sistemas com vórtices magnéticos. Caso seja confirmado, este tipo de salto pode inclusive ser utilizado para diferenciar vórtices magnéticos de outros tipos de magnetização.

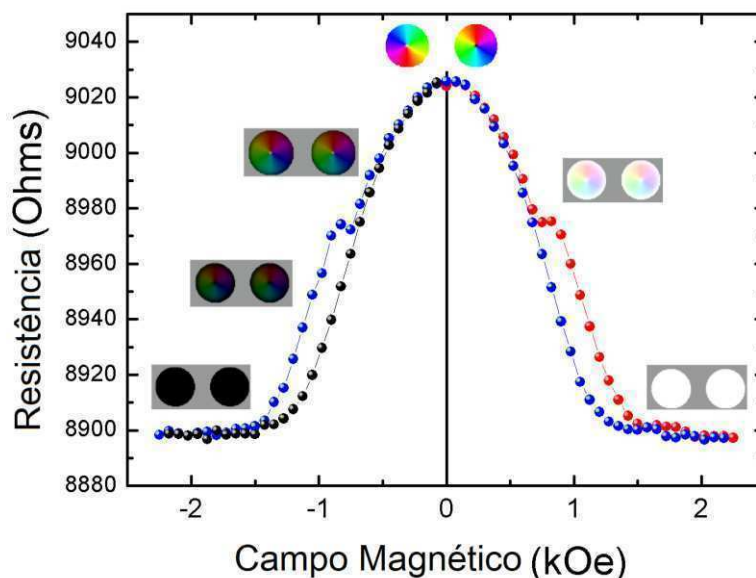


Figura 36 - Representação da magnetização ao longo da medida de GMR perpendicular.

Medidas transversais

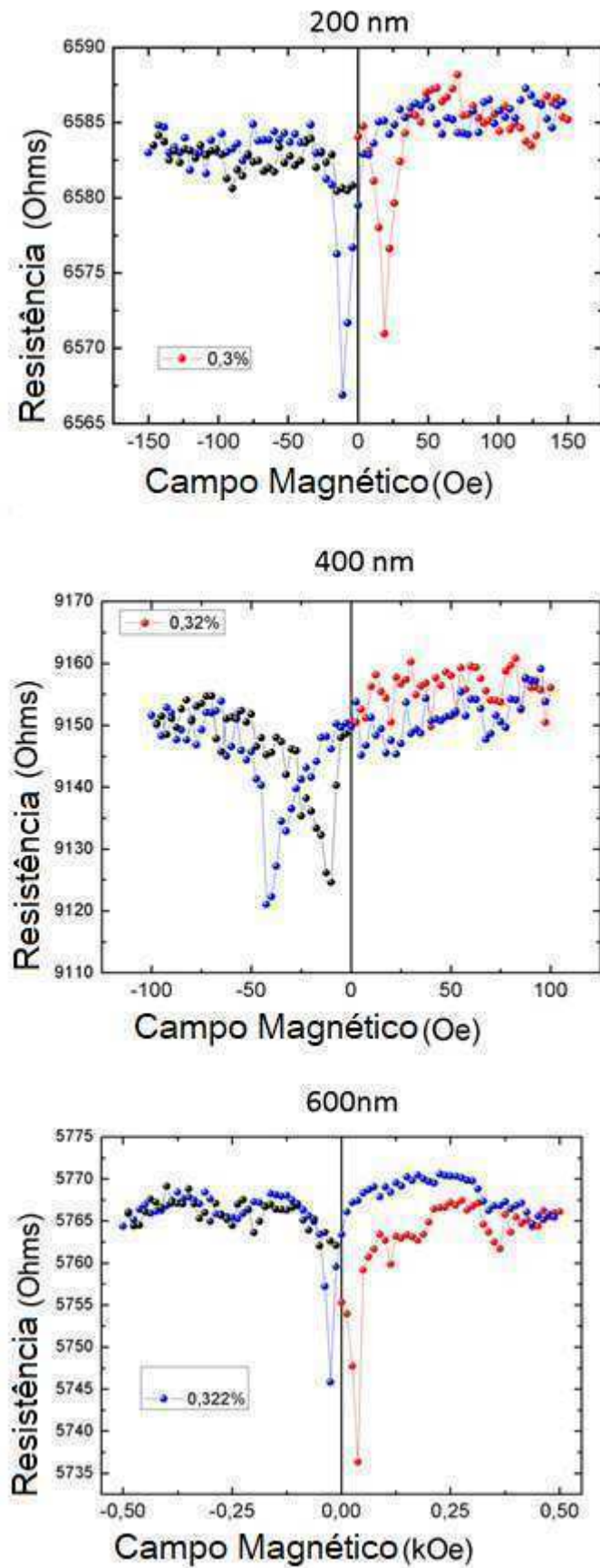


Figura 37 - Medidas de GMR transversais para as três distâncias de contatos

As medidas transversais, representadas na Figura 37, apresentaram-se de maneira invertida do que esperado teoricamente. Usualmente, quando a corrente e o campo estão perpendiculares, a resistência elétrica é maior quando o campo magnético externo é nulo, ao contrário do que foi verificado experimentalmente. Além disso, todas as medidas realizadas foram extremamente ruidosas, apesar das inúmeras tentativas de se melhorar o resultado. A explicação destes resultados ainda se encontra em aberto.

Medidas longitudinais

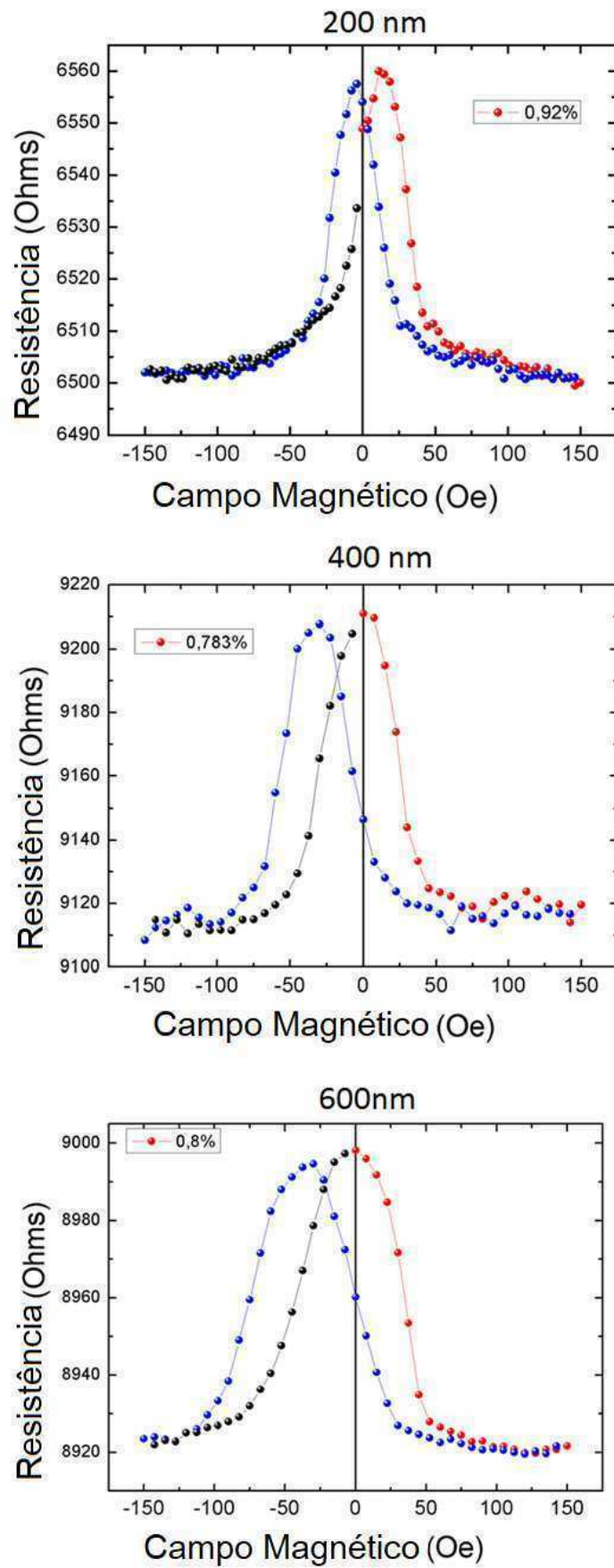


Figura 38 - Medidas de GMR longitudinais para as três distâncias de contatos

Para explicitar a saturação da resistência em campos altos, foi feita a mesma medida na amostra com espaçamento de 600nm, porém com um campo magnético externo máximo mais intenso. O resultado está representado na Figura 39.

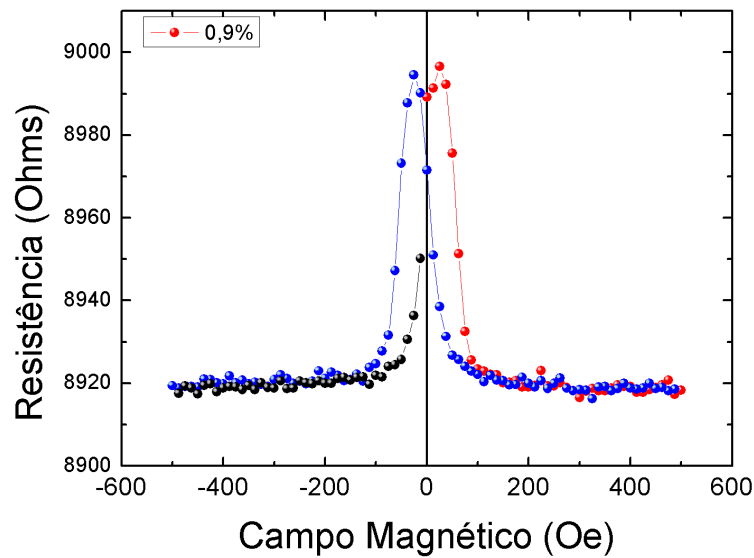


Figura 39 - Medida longitudinal na amostra de espaçamento de 600nm com um campo magnético máximo maior.

As medidas longitudinais em temperatura ambiente, representadas na Figura 38 e 39, apresentam poucas diferenças fundamentais das medidas perpendiculares. A Figura 40 possui o resultado de uma medida combinada com as figuras geradas pela simulação. O interessante nestas medidas é que o pico da GMR não ocorre em campo nulo, e sim em campos de módulo de aproximadamente 50 Oe. Uma possível explicação para isto é que ao se aplicar um campo magnético pouco intenso em discos com quiralidade semelhantes as regiões antiparalelas parecem ficar mais próximas. Note que na Figura 41 em campos nulos as magnetizações antiparalelas (da extremidade inferior de um disco com a superior do outro) ficam mais distantes entre si do que com um campo externo aplicado. Logo depois o alinhamento total ocorre e o alinhamento paralelo passa a dominar.

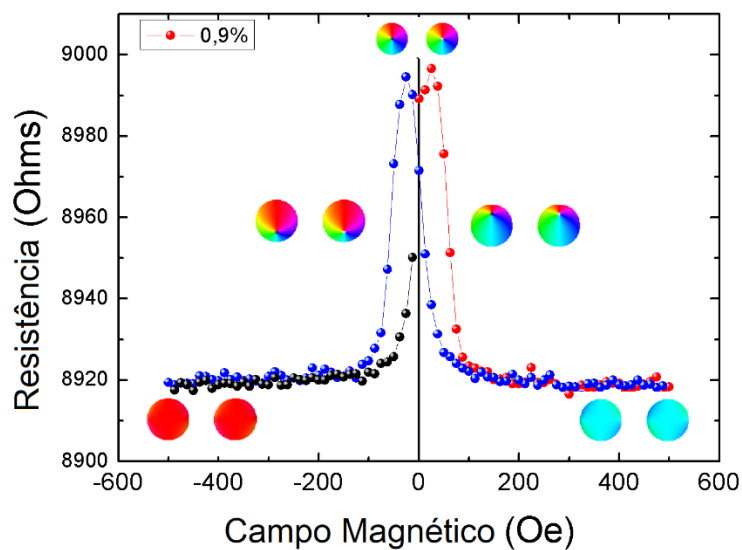


Figura 40 - Representação da magnetização ao longo da medida de GMR longitudinal.

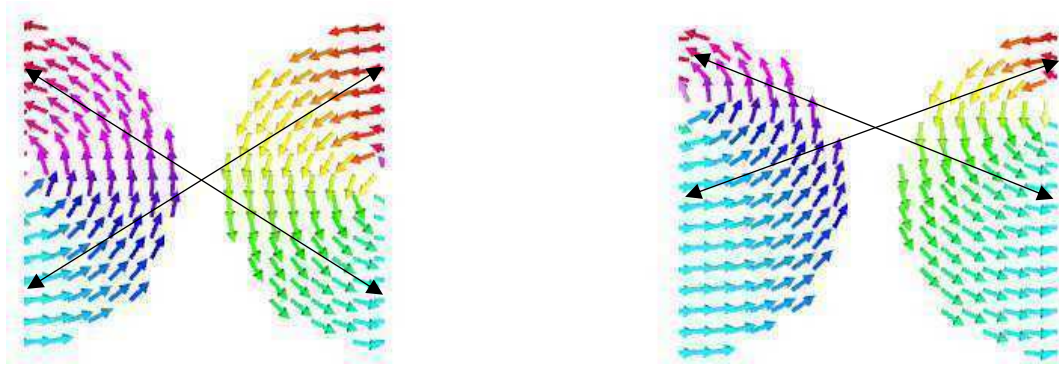


Figura 41 - Comparação entre o estado fundamental e um estado com campo magnético pouco intenso.

Magnetorresistência em função da temperatura

Para ver o efeito da temperatura na magnetorresistência foi escolhida uma amostra para realizar medidas em até 25 K. Como o valor do efeito de GMR foi aproximadamente o mesmo nas três amostras foi escolhida a amostra de 600nm visto que ela apresentou o sinal menos ruidoso.

As medidas foram feitas na configuração longitudinal, visto que o campo magnético necessário para saturar as amostras em uma medida perpendicular em baixas temperaturas é maior do que o que somos capazes de produzir. Foi aplicado um campo máximo de 4 kOe, que apesar de ser muito intenso para as primeiras medidas fica mais apropriado para baixas temperaturas. O resultado pode ser visto na Figura 42, representada abaixo.

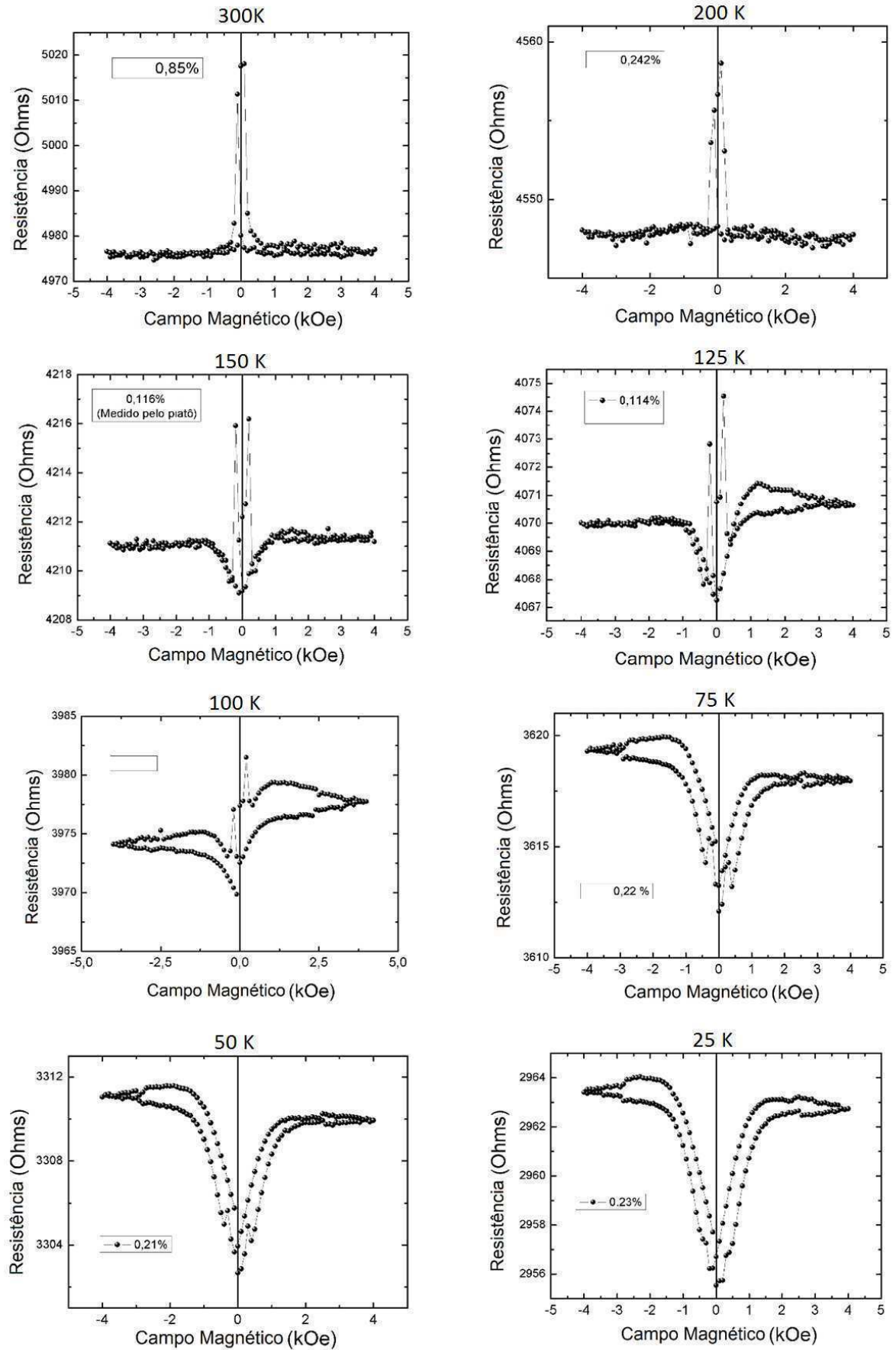


Figura 42 – Medidas de GMR longitudinais na amostra de 600nm para várias temperaturas

O sinal de magnetorresistência medido varia fortemente com a temperatura, sendo que fica difícil definir o valor de magnetorresistência em certas temperaturas; em 150K, para o valor de menor resistência, foi escolhido utilizar o valor para campos altos, pois apesar de possuir uma resistência maior do que para campos próximos de zero, certamente é ali que está a magnetização paralela; em 100K não foi possível definir objetivamente o valor da GMR.

Existem três regimes distintos nas medidas: no intervalo de 300K até 200K há uma evidente diminuição da GMR e nenhum efeito visível de OMR; abaixo de 100K há um aumento do sinal da OMR e o sinal de GMR mal pode ser visto; entre 100K e 175K o comportamento é intermediário sendo difícil dizer quais são as contribuições mais relevantes. É interessante notar que em todas as medidas o pico central para cima da GMR existe, embora mascarado pelos efeitos de OMR. A medida feita em 75K, por exemplo, apresenta picos relativamente perceptíveis próximos a 0,5 kOe.

Para visualizar a diferença entre as diferentes medidas foi feito também um gráfico 3D com todas as medidas juntas. Foi necessário separar em dois gráficos devido à grande diferença entre as primeiras e últimas medidas, que não caberiam em uma mesma escala. O maior sinal de cada gráfico foi normalizado para 1. Eles podem ser vistos na Figura 43.

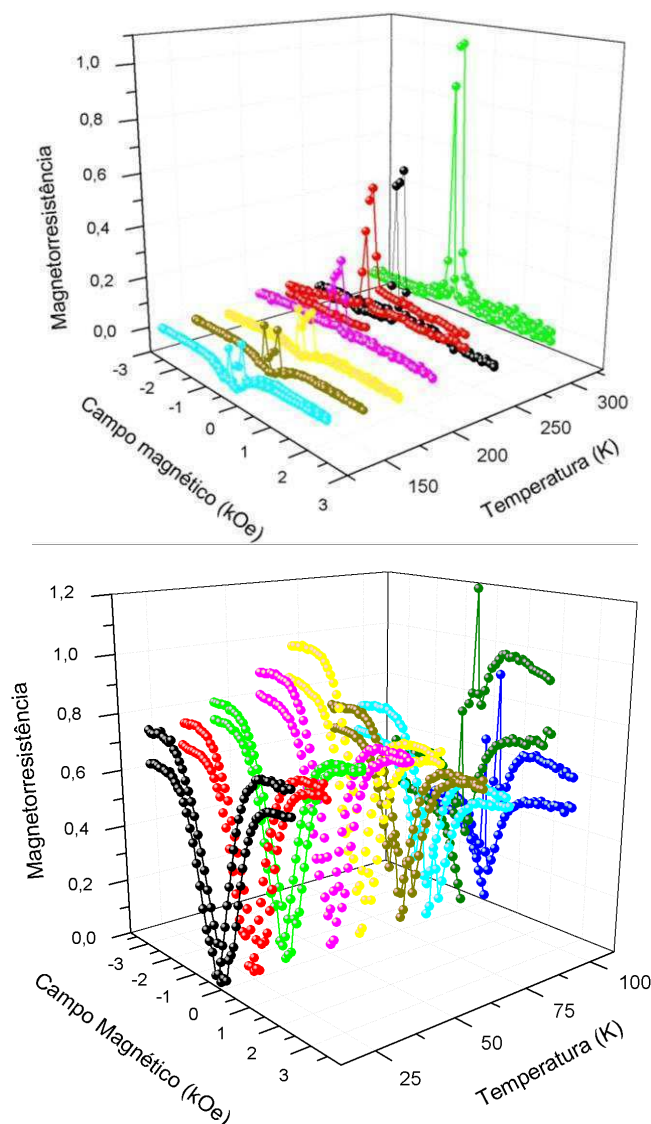


Figura 43 - Comparação entre as medidas para diversas temperaturas.

Para tentar visualizar melhor as mudanças no efeito de magnetorresistência gigante foi feito um gráfico da altura do pico central em função da temperatura. Para estimar o tamanho do pico central cada gráfico foi analisado separadamente para estimar a altura do pico e o valor da resistência logo abaixo do pico. Não é fácil fazer esta análise de maneira objetiva, visto que o tamanho do pico e a sua base não são claramente determinados, mas esta foi a melhor maneira encontrada de se estudar como a temperatura afeta o sinal de magnetorresistência gigante. A Figura 44 traz a altura do pico e o valor da menor resistência explicitado para a medida de 75K.

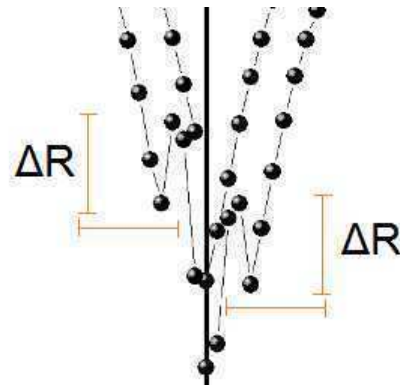


Figura 44 - Altura do pico central no gráfico de 75K.

O cálculo do efeito de GMR foi realizado desta maneira para todas as medidas e foi feito um gráfico de GMR em função da temperatura, de modo a tentar visualizar de maneira quantitativa a relação entre ambos. O resultado está representado no gráfico da Figura 45, onde é verificado uma queda brusca em temperaturas próximas a temperatura ambiente e uma eventual saturação em temperaturas abaixo de 50K.

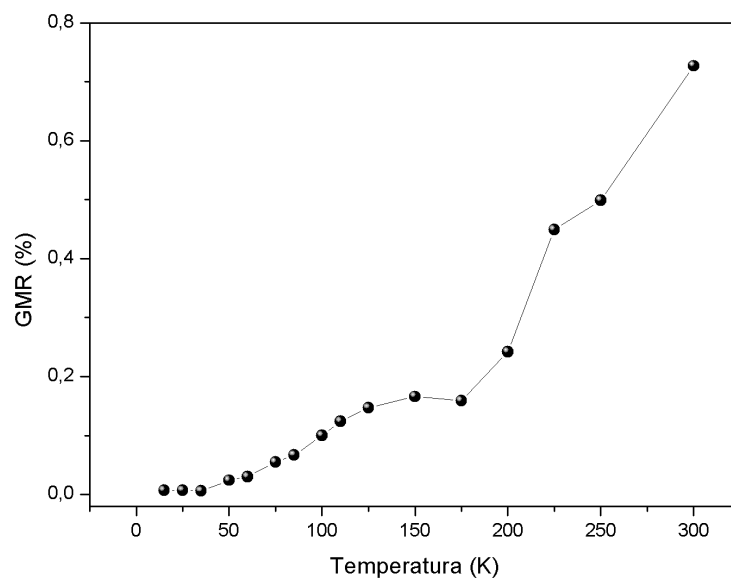


Figura 45 - Sinal de magnetorresistência em função da temperatura

Discussão dos resultados

Todas as medidas de GMR apresentadas possuem um valor da ordem de 1%, independente da configuração (longitudinal, transversal ou perpendicular) ou da distância entre os discos (200 nm, 400 nm e 600 nm). Apesar deste valor parecer pequeno, principalmente se comparado aos primeiros trabalhos no assunto, é necessário se considerar as enormes diferenças entre os dispositivos utilizados. Os trabalhos originais de Fert e Grünberg tratam de estruturas construídas em ultra alto vácuo e exigiam estruturas cristalinas quase perfeitas, enquanto as estruturas do presente trabalho podem ser construídas de maneira muito mais simples e baratas. Além disso, o transporte de spin nos primeiros trabalhos foi realizado por contatos elétricos separados de poucos ângstroms, ao passo que no trabalho atual foram utilizadas distâncias superiores à 100 μm . Os trabalhos presentes na literatura raramente apresentam transportes acima de 1 ou 2 μm , o que justifica sinais de GMR serem usualmente maiores. Uma utilidade de contatos elétricos tão afastados é a eventual facilidade de se criar dispositivos mais complexos, visto que novas estruturas podem ser crescidas entre os contatos, como por exemplo o transistor proposto por Datta-Das [35].

Na tabela abaixo foram resumidos os resultados obtidos para os valores de magnetorresistência nas amostras. O erro colocado se refere ao desvio padrão entre todas as medidas realizadas, que variaram de no mínimo três até por volta de dez, muitas vezes realizadas em dias diferentes. Todas as medidas de magnetorresistência, com uma exceção, possuem o mesmo valor nas três separações medidas, desde que se considere o erro da medida.

| | Longitudinal | Transversal | Perpendicular |
|---------------|---------------------|--------------------|----------------------|
| 200 nm | 0,91 \pm 0,05 | 0,24 \pm 0,01 | 1,346 \pm 0,001 |
| 400 nm | 1,0 \pm 0,2 | 0,26 \pm 0,03 | 1,67 \pm 0,07 |
| 600 nm | 0,83 \pm 0,05 | 0,3 \pm 0,1 | 1,40 \pm 0,08 |

Nas medidas em função da temperatura é possível observar um aumento significativo da magnetorresistência ordinária do silício em temperaturas abaixo de 100 K. Este efeito está provavelmente associado ao substrato utilizado e não ao material ferromagnético, que não tem polarização associada com a temperatura.

Uma hipótese para explicar este comportamento é que a camada de depleção, criada na junção entre o metal e o semiconductor, é responsável por interações que contribuem para que os elétrons sofram inversões de spin e portanto despolarização da corrente. Com a diminuição da temperatura ocorre o aumento da região de depleção o que faz com que a magnitude da GMR diminua. Quando as camadas de depleção se tocam no silício ocorre a total perda de polarização e os efeitos de OMR, que já tendem a ser maiores em temperaturas baixas, passam a ser dominantes. Novos estudos podem ser realizados para o teste destas hipóteses, principalmente com substratos com dopagens diferentes, de modo a determinar como a temperatura e o tipo de substrato podem influenciar os dispositivos laterais híbridos em silício.

A camada de depleção pode ser responsável também pela pouca diferença entre os três espaçamentos, pois como o comprimento de difusão do spin em silício deve apresentar valores maiores do que os espaçamentos utilizados [36] é possível que a polarização nas amostras utilizadas nesta dissertação seja muito dependente da camada de depleção na interface ferromagnética/semiconductor, que tem comprimento da ordem de 100nm [37]. Esta análise também é corroborada pelo fato pelas medidas de MR em função da temperatura mostrarem uma diminuição da polarização, contrária à esperada, já que o tempo de relaxação de spin em semicondutores diminui com a temperatura. Atribuímos portanto esta diminuição da polarização com o aumento da camada de depleção à baixas temperaturas. Para melhor análise

destes processos seria interessante estudar amostras de rede de discos com espaçamentos mais distantes ou realizar dopagem nas interfaces discos/silício para diminuição da camada de depleção.

De modo a verificar a influência da junção túnel nas medidas foi construído uma amostra idêntica sem a camada de alumina entre o níquel e o silício e realizado medidas locais de GMR. Foi verificado que para os contatos com distância de 100 μm , como o da amostra original, nenhum sinal de magnetorresistência pode ser medido. Por outro lado, ao se fazer a medida em contatos com distância de 10 μm foi possível medir uma magnetorresistência da ordem de 0,5% como verificado na Figura 46. Conforme explicitado na revisão de literatura, especificamente na Figura 11, o decaimento da polarização da corrente com a distância percorrida no material semiconductor é muito rápido. As medidas mostram que a presença da barreira nos dispositivos propostos com redes de discos permite um aumento considerável na distância de transporte da corrente spin polarizada.

Foi verificado então que a injeção e a detecção de spin em materiais semicondutores é possível mesmo em longas distâncias, da ordem de 100 μm . A mudança da resistência elétrica pode necessitar de campos magnéticos baixos (na configuração longitudinal) ou em campos altos (na configuração perpendicular), além de permitir uma alteração do seu comportamento com a temperatura. Simulações computacionais mostram que o efeito de válvula de spin ocorre devido as bordas dos discos, que apresentam uma configuração de vórtice magnético, possuem um acoplamento antiferromagnético. Este tipo de acoplamento, sem o uso de uma camada extra para o *pinning* da magnetização, faz com que este sistema seja de grande interesse em aplicações práticas. [34]

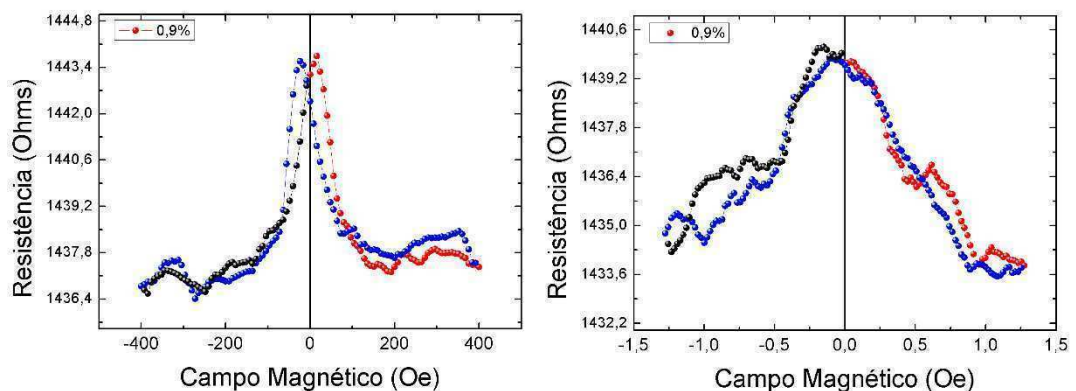


Figura 46 - Medidas de MR para uma amostra sem junção túnel com distância entre os contatos de 10 μm na configuração longitudinal (esquerda) e perpendicular (direita).

Referências Bibliográficas

- [1] C. Kittel, *Introdução À Física Do Estado Sólido* (LTC, 2006).
- [2] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. Von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, *Science* (80-.). **294**, 1488 (2001).
- [3] K. Bussmann, G. A. Prinz, and S.-F. Cheng, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2476 (1999).
- [4] M. Rahm, J. Stahl, and D. Weiss, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 182107 (2005).
- [5] D.-H. Kim, E. A. Rozhkova, I. V Ulasov, S. D. Bader, T. Rajh, M. S. Lesniak, and V. Novosad, *Nat. Mater.* **9**, 165 (2010).
- [6] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [7] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [8] Nobel Media AB, "The Nobel Prize in Physics 2007", Nobelprize.org (2007).
- [9] A. Vansteenkiste and B. de Wiele, *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 2585 (2011).
- [10] K. L. Metlov and Y. P. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 112506 (2008).
- [11] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999).
- [12] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* (80-.). **289**, 930 (2000).
- [13] L. D. Landau, E. M. Lifshits, and L. P. Pitaevskii, *Electrodynamics of Continuous Media* (Butterworth-Heinemann, 1984).
- [14] W. Thomsom, *Proc. R. Soc. Londom* **8**, 546 (1856).
- [15] D. Feng and G. Jin, *Introduction to Condensed Matter Physics* (World Scientific, 2005).
- [16] F. Seitz, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 372 (1950).
- [17] K. Seeger, *Semiconductor Physics - An Introduction* (Springer Berlin Heidelberg, 2004).
- [18] T. Shinjo, *Nanomagnetism and Spintronics* (Elsevier Science, 2009).
- [19] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [20] N. F. Mott, *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* **153**, 699 (1936).
- [21] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, *Phys. Rev. B* **62**, R4790 (2000).
- [22] A. Fert and H. Jaffrès, *Phys. Rev. B* **64**, 184420 (2001).
- [23] P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2271 (1987).
- [24] R. Feynman Richard abd Leighton and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (bookman, 1964).
- [25] R. Antos, Y. Otani, and J. Shibata, *J. Phys. Soc. Japan* **77**, 31004 (2008).

- [26] R. Hertel, *J. Magn. Magn. Mater.* **249**, 251 (2002).
- [27] M. Steiner, *Micromagnetism and Electrical Resistance of Ferromagnetic Electrodes for Spin-Injection Devices*, Universität Hamburg, 2004.
- [28] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Phys. Zeitschrift Der Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
- [29] M. J. Donahue and G. Porter D., *OOMMF User's Guide 1.0* (1999).
- [30] R. Chang, S. Li, V. Lubarda, B. Livshits, and V. Lomakin, *J. Appl. Phys.* **109**, (2011).
- [31] W. Kuch, *Ferromagnetic Resonance*, retirado de <http://www.physik.fu-berlin.de/einrichtungen/ag/ag-kuch/research/techniques/fmr/index.html> .
- [32] K. Freitas, J. R. Toledo, L. C. Figueiredo, P. C. Morais, J. F. Felix, and C. I. L. de Araujo, *Coatings* **7**, (2017).
- [33] D. Djuhana, E. Supriyanto, and D. H. Kim, *Makara J. Sci.* **18**, (2014).
- [34] C. I. L. de Araujo, J. M. Fonseca, J. P. Sinnecker, R. G. Delatorre, N. Garcia, and A. A. Pasa, *J. Appl. Phys.* **116**, 183906 (2014).
- [35] S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [36] C. I. L. De Araujo, M. A. Tumelero, J. I. Avila, A. D. C. Viegas, N. Garcia, and A. A. Pasa, *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 3449 (2013).
- [37] S. M. Sze and K. N. Kwok, *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, Inc., 2006).

Apêndice

Código-fonte das simulações

Não serão apresentados todos os códigos, visto que a mudança entre eles deve ser trivial. Com a histerese em z, aqui apresentada, é fácil modificar o código e obter a histerese nas outras direções.

Oscilador harmônico

```
//////////////////// Parâmetros //////////////////////
Msat = 490e3
Aex = 9e-12
alpha = 0.02

a := 500e-9 // diametro do disco
c := 30e-9 // espessura do disco

//////////////////// Tamanho Universo //////////////////////
grid := 10
Nx                                     := pow(2, grid) // Garantindo que as celulas tenham
Ny                                     := pow(2, grid) // tamanho em potencias de 2
Nz := pow(2, 3)
SetGridSize(Nx, Ny, Nz)
SetCellSize(5e-9, 5e-9, 5e-9)
SetPBC                                     (5, 5, 0)
EdgeSmooth                                 = 8

//////////////////// Estrutura //////////////////////
elip:= cylinder(a,c)
setgeom(elip)

//////////////////// Output //////////////////////
save(geom)
save(m)
save(regions)
m.Loadfile("disk_fundamental.ovf") // carrega o arquivo com a magnetização em vórtice. Pode
save(m) //ser substituido por m = RandomMag() e relax()

//////////////////// Deslocar vórtice //////////////////////
B_bias :=10e-3 // 10 mT
B_ext = vector(B_bias, 0, 0)
TableAutoSave(1e-12)
run(20e-9)
save(m)
B_ext = vector(0, 0, 0)
run(25e-9)
save(m)
```

Histerese em z

```
////////// Parâmetros //////////
Msat = 490e3
Aex = 9e-12
alpha = 0.02

////////// Tamanho Universo //////////
grid := 10
Nx      := pow(2, grid) // Garantindo que as celulas tenham
Ny      := pow(2, grid) // tamanho em potencias de 2
Nz := pow(2, 3)
SetGridSize(Nx, Ny, Nz)
SetCellSize(5e-9, 5e-9, 5e-9)
SetPBC      (5, 5, 0)
EdgeSmooth      = 8

////////// Estrutura //////////
c:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(-1100e-9, -700e-9, 0)
d:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(-1100e-9, 00e-9, 0)
h:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(-1100e-9, 700e-9, 0)

a:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(-400e-9, -700e-9, 0)
b:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(-400e-9, 00e-9, 0)
g:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(-400e-9, 700e-9, 0)

e:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(300e-9, -700e-9, 0)
f:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(300e-9, 000e-9, 0)
i:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(300e-9, 700e-9, 0)

o:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(1000e-9, -700e-9, 0)
k:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(1000e-9, 000e-9, 0)
l:= cylinder(2*250e-9, 30e-9).transl(1000e-9, 700e-9, 0)

setgeom( a.add(b).add(c).add(d).add(e).add(f).add(g).add(h).add(i).add(o).add(k).add(l) ) //
saveas(geom, "cylinder_transl")

m.LoadFile      ("fund.ovf") // A primeira simulação é feita com magnetização aleatoria
minimize()      // e relax. As proximas sao feitas com o estado fundamental
//m =          RandomMag() // obtido anteriormente, para poupar tempo
//relax()

////////// Corrente eletrica //////////
Jtot := 0.0001 // total current in A
area := (3)*(2*250e-9)*(30e-9)
jc := Jtot / area // current density in A/m2
J = vector(jc, 0, 0)

////////// Histerese //////////
TableAdd(B_ext)
TableAdd(m.region(1))

Bmax := 750.0e-3
Bstep := 30.0e-3
```

```
for B:=0.0; B<=Bmax; B+=Bstep{
  B_ext = vector(0, 0, B)
  relax() // pode-se utilizar minimize() para uma simulação mais rápida
  save(m)
  tablesave()
}
```

```
for B:=Bmax; B>=-Bmax; B-=Bstep{
  B_ext = vector(0, 0, B)
  relax() // pode-se utilizar minimize() para uma simulação mais rápida
  save(m)
  tablesave()
}
```

```
for B:=-Bmax; B<=10e-3; B+=Bstep{
  B_ext = vector(0, 0, B)
  relax() // pode-se utilizar minimize() para uma simulação mais rápida
  save(m)
  tablesave()
}
```