

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Estudo do efeito de transferência de spin

Artur Difini Accioly

Porto Alegre - RS
2011

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação de Mestrado

Estudo do efeito de transferência de spin*

Artur Difini Accioly

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Luis Gustavo Pereira, apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Porto Alegre - RS

2011

*Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq

Resumo

A ideia de transferência de spin, como forma de controle da magnetização, foi introduzida independentemente por Slonczewski e por Berger em 1996. Desde então, esse efeito tem sido alvo de inúmeras pesquisas, em especial pela possibilidade de aplicações em memórias magnéticas não voláteis e em osciladores de alta frequência. Devido à complexidade do problema, a grande maioria das pesquisas teóricas sobre o assunto é baseada em resultados numéricos. Porém, esses métodos podem dificultar a visualização das influências individuais dos diferentes termos envolvidos. Para isso, seria melhor a utilização de métodos analíticos, o que nos motiva a buscar por esses resultados. Nesse trabalho, apresentamos uma revisão sobre a teoria básica do efeito de transferência de spin e da dinâmica da magnetização. São revistas as principais equações que descrevem o comportamento da magnetização, as equações de Landau-Lifshitz e de Landau-Lifshitz-Gilbert, e comparadas suas componentes quando da inclusão do termo de transferência, analisando a melhor forma de incluir esse termo. É destacada a contribuição dada pelo termo de transferência na frequência de precessão da magnetização, que aparece ao se utilizar a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. Após essa revisão dos conceitos base, são buscadas soluções analíticas para a dinâmica da magnetização da camada livre de um sistema nanopilar em tricamada. Quatro casos são analisados: primeiro um sistema sem anisotropias e sem a inclusão do campo de Oersted, no segundo caso é incluído um termo de anisotropia e no terceiro novamente um sistema sem anisotropias, mas com a inclusão do campo de Oersted. Todas essas análises são feitas em uma aproximação de macrospin. Por último, uma aproximação de microspin com campo de Oersted. Nos três primeiros casos, é possível obter resultados analíticos e simular os resultados. São estimados o tempo de reversão e a frequência de precessão estável.

Palavras-chave: transferência de spin, nanopilar, dinâmica da magnetização, solução analítica, precessão estável.

Abstract

The idea of spin transfer as a way to control magnetization was introduced independently by Slonczewski and Berger in 1996. Since then, this effect has been the subject of numerous studies, especially for potential applications in nonvolatile magnetic memories and high-frequency oscillators. Due to the complexity of the problem, the vast majority of theoretical research on this subject is based on numerical results. However, these methods might not display the influences of individual terms involved. For this, it would be better to use analytical methods, which motivates us to search for these results. In this paper, we review the basic theory of spin transfer effect and of magnetization dynamics. We review the main equations that describe the behavior of magnetization, the Landau-Lifshitz and Landau-Lifshitz-Gilbert equations, and compare its components when inserting the spin torque term, analyzing the best way to include this term. The contribution of spin transfer on magnetization precession frequency, which appears when using the Landau-Lifshitz-Gilbert equation, is emphasized. After this review of basic concepts, analytical solutions for magnetization dynamics of the free layer in a tri-layer nanopillar are searched. Four cases are analyzed: first a system without anisotropy and without the inclusion of the Oersted field, in the second case an anisotropy term is considered and in the third case, again a system without anisotropy, but with the inclusion of Oersted field. All these analysis are done in a macrospin approximation. Finally, a microspin approach including Oersted field. In the first three cases, it is possible to obtain analytical results and simulate these results. Reversal time and stable precession frequency values are estimated.

Keywords: spin transfer, nanopillar, magnetization dynamics, analytical solution, stable precession.

Sumário

1	Introdução	p. 7
2	Efeito de transferência de spin	p. 11
2.1	Magnetorresistência gigante	p. 11
2.2	Transferência de spin	p. 14
3	Dinâmica da Magnetização	p. 18
3.1	Conceitos Básicos	p. 18
3.2	As equações de Landau-Lifshitz e de Gilbert	p. 20
3.3	Incluindo o termo de transferência de spin	p. 22
4	Transferência de spin em um sistema do tipo nanopilar	p. 26
4.1	Caso 1: Sistema sem campo de Oersted e sem anisotropias	p. 28
4.1.1	Discussão dos resultados	p. 30
4.1.2	Simulação dos resultados	p. 32
4.2	Caso 2: Sistema sem campo de Oersted e com anisotropias	p. 38
4.2.1	Discussão dos resultados	p. 39
4.2.2	Simulação dos resultados	p. 41
4.3	Caso 3: Sistema com campo de Oersted e sem anisotropias (macrospin)	p. 44
4.3.1	Discussão dos resultados	p. 46
4.3.2	Simulação dos resultados	p. 51
4.4	Caso 4: Sistema com campo de Oersted e sem anisotropias (microspin)	p. 56
4.4.1	Discussão dos resultados	p. 57

5	Considerações finais	p. 59
5.1	Conclusão	p. 59
5.2	Perspectivas futuras	p. 60
	Referências	p. 62
	Apêndice A - Transformação de coordenadas cartesianas para cilíndricas	p. 65
A.1	Transformação de coordenadas	p. 65
A.2	Produtos vetoriais	p. 65
	Apêndice B - Integrais e identidades utilizadas	p. 66
B.1	Integrais	p. 66
B.2	Identities	p. 66

1 Introdução

Sistemas magnéticos representam uma parte extremamente importante da tecnologia atual e são utilizados cotidianamente nas mais diferentes aplicações possíveis. Uma dessas aplicações, de fundamental importância, é a armazenagem de dados nos discos rígidos dos computadores. Essa armazenagem é possível devido ao fato de certos tipos de materiais (chamados ferromagnéticos) apresentarem uma magnetização “espontânea” em temperatura ambiente e preservarem essa magnetização (mais precisamente, a magnetização é mantida para temperaturas menores que a temperatura de Curie). Assim, pode-se utilizar algum método físico para modificar a magnetização de um dado sistema, sabendo-se que essa será mantida, e posteriormente realizar outra operação para obter uma medida dessa magnetização. É fácil perceber que esse é um resumo genérico de como são feitas gravações e leituras de dados em materiais magnéticos. A questão central passa a ser qual a melhor maneira possível de se realizar operações de gravação e leitura, que evidentemente dependerá do tipo de sistema com que estamos lidando, ou seja, qual a mais eficiente forma de manipular a magnetização de um dado material. A maneira tradicional de se alterar a magnetização é através da aplicação de um campo magnético, normalmente obtido com um eletroímã. Porém, existem problemas com essa forma de manipulação, especialmente quando se considera os sistemas atuais, que tem comprimentos de ordem nanométrica e operam em frequências na ordem de GHz. O ideal seria uma forma de interação mais localizada e de escala temporal muito reduzida. Seria possível atingir esse objetivo?

A íntima relação existente entre correntes elétricas e campos magnéticos é conhecida há bastante tempo, pelo menos desde 1819, quando o dinamarquês Hans Christian Oersted observou que a passagem de uma corrente elétrica em um fio resultava na deflexão de uma bússola próxima. Essa descoberta levou a um grande interesse em pesquisas envolvendo eletricidade e magnetismo e foi um passo fundamental em direção a posterior unificação, na forma da Teoria Eletromagnética de Maxwell, dessas duas grandes áreas. Dentre essas pesquisas subsequentes, estava a que levou William Thomson, o Lorde Kelvin, a observar o efeito de magnetorresistência em 1856(1). Os experimentos de Thomson

mostraram que a resistência elétrica de materiais ferromagnéticos (os primeiros estudados por ele foram Fe e Ni) muda com a orientação relativa entre a corrente e a magnetização. Aparece um máximo de resistência para uma orientação paralela e um mínimo para o caso em que essas são perpendiculares. Esse efeito hoje é conhecido como magnetorresistência anisotrópica (AMR, na sigla em inglês) e deriva de uma maior probabilidade de espalhamento eletrônico na direção da magnetização(2, 3). Por normalmente não apresentar uma relação $\Delta R/R$ maior que 2%, a AMR tem aplicações práticas limitadas, especialmente quando se considera a necessidade de alta intensidade de sinal com tamanho reduzido dos sistemas atuais. Em 1988, um novo efeito magneto resistivo foi descoberto: a magnetorresistência gigante (GMR na sigla em inglês). Sua descoberta foi feita separadamente pelos grupos de Albert Fert(4) e Peter Grunberg(5), o que valeu o Prêmio Nobel de Física de 2007 aos dois cientistas e representou uma abertura de portas para um novo ramo: a spintrônica. A magnetorresistência gigante ocorre em sistemas magnéticos em multicamada (filmes finos), devido às diferentes taxas de espalhamento dos elétrons de condução. O aumento ou diminuição da resistência decorre da orientação da magnetização das diferentes camadas ferromagnéticas e a razão $\Delta R/R$ pode ser mais do que vinte vezes a obtida via AMR (dai o nome magnetorresistência *gigante*).

Existem diversos tipos de experimentos onde a configuração magnética influencia o comportamento de transporte elétrico, como, por exemplo, a magnetorresistência de Lorentz e o efeito Hall. Em todos estes, juntamente com a GMR e AMR, o efeito é observado como a influência das características magnéticas no transporte eletrônico. O inverso seria possível? Uma corrente elétrica pode alterar a magnetização? Até 1996, o campo induzido de Oersted era a única forma possível de se controlar a magnetização através de uma corrente elétrica. Nesse ano, uma nova forma para alterar a magnetização de um sistema foi introduzida por Slonczewski(6) e Berger(7). Esse efeito ficou conhecido como efeito de transferência de spin e baseia-se na ideia de que uma corrente elétrica spin polarizada, ao atravessar uma fina camada ferromagnética com orientação de magnetização diferente da orientação de sua polarização, produzirá um efeito de torque clássico que agirá sobre a magnetização dessa camada resultando em mudança de direção da mesma. Essa mudança pode levar a uma completa reversão da orientação da magnetização e também em estados precessionais intermediários. Como esse efeito ocorre apenas em escala nanométrica e em tempo de nano segundos ou menos, vê-se grandes possibilidades de aplicações em memórias magnéticas, especialmente nas chamadas MRAMs (sigla em inglês para memórias magnéticas de acesso randômico). Obviamente, devido às escalas de tempo e comprimento envolvidas e ao próprio efeito de precessão

previsto, é impossível tratar o assunto sem considerar a dinâmica da magnetização. Há duas equações que são largamente utilizadas para tal: a equação de Landau-Lifshitz(8) e a de Gilbert(9, 10) (também conhecida como equação de Landau-Lifshitz-Gilbert ou LLG). Ambas são fenomenológicas, pois contém termos de amortecimento que não derivam de primeiros princípios. Como será visto posteriormente, apesar de poderem ser escritas com o mesmo formato matemático, essas equações não podem ser consideradas equivalentes, por representarem situações físicas diferentes. A abordagem padrão é a de, ao se considerar o efeito de transferência de spin, simplesmente incluir o termo de transferência na equação utilizada (tipicamente a de Gilbert) e esse será também um aspecto analisado com mais detalhe nessa dissertação.

O estudo de fenômenos magnéticos em filmes finos pode fornecer informações sobre a estrutura do sistema, levando a uma maior compreensão dos parâmetros envolvidos, como, por exemplo, as anisotropias, sobre processos físicos ainda não conhecidos ou bem explicados, além de abrir portas para novas aplicações tecnológicas. Pode-se afirmar sem medo, que, hoje, o estudo de transferência de spin é um dos tópicos de maior importância e um dos mais interessantes. O tema tem sido alvo de inúmeras pesquisas nos últimos anos, porém a maior parte da literatura encontrada é baseada em resultados numéricos, que muitas vezes são os únicos possíveis. Isso se deve ao fato de que as equações para a dinâmica da magnetização com a presença de um campo magnético externo terem solução analítica em apenas poucos casos, normalmente em simetrias específicas, e a inclusão do termo extra para transferência de spin tornar ainda mais complicada sua resolução. Entretanto, isso nos motiva a pesquisar a possibilidade de encontrar soluções analíticas em casos específicos.

O efeito de transferência de spin é um problema teórico bastante complexo, apesar de inúmeros experimentos mostrarem a ocorrência do fenômeno, ainda não há um consenso sobre a teoria para descrevê-lo, especialmente em relação à formulação microscópica. Daí a necessidade de se aumentar a compreensão dos fundamentos básicos envolvidos e da dinâmica decorrente dele. Assim, a proposta para essa dissertação é a de estudar o efeito de transferência de spin, revisando a teoria base e testando a possibilidade de se encontrar soluções analíticas, de forma que seja possível analisar melhor as contribuições resultantes dos diferentes termos das equações e as suas influências na resposta dinâmica. No capítulo 2, será visto em maior detalhe o efeito de transferência de spin, juntamente com uma revisão sobre a GMR. No capítulo 3, serão discutidas as equações LL e LLG, com e sem a inclusão do termo de transferência. No capítulo 4, partimos para a busca de soluções analíticas e análise do caso básico estudado, o de um sistema do tipo nanopilar

em tricamada. Serão considerados casos com e sem anisotropias e também com e sem a inclusão do campo de Oersted. Por fim, no capítulo 5, serão discutidos os resultados obtidos e as perspectivas futuras.

2 Efeito de transferência de spin

Nesse capítulo, é feita uma breve revisão sobre GMR como forma de colocar alguns conceitos importantes para o efeito de transferência de spin. Após essa revisão, é abordado o próprio efeito de transferência de spin.

2.1 Magnetorresistência gigante

Para entender o efeito de transferência de spin em sistemas nanomagnéticos, é interessante voltar ao final da década de 1980, mais precisamente em 1988, quando Baibich *et al.*(4) observaram pela primeira vez o efeito de válvula de spin, ou como ficou conhecido, magnetorresistência gigante, em sistemas de multicamadas magnéticas de ferro/cromo. Esse efeito tem origem em propriedades quânticas dos condutores magnéticos e só pode ser observado quando, no mínimo, uma das dimensões do sistema for da mesma ordem de grandeza do livre caminho médio eletrônico no meio, que é usualmente de ordem nanométrica. De forma resumida, pode-se dizer que a GMR é variação da resistência elétrica do sistema devido à mudança da configuração relativa entre as magnetizações das camadas desse sistema. Como forma de ilustração, pode-se imaginar um sistema tricamada, em que a primeira camada é de material ferromagnético, a segunda de material não magnético e a terceira novamente ferromagnética (F1/NM/F2), como na figura abaixo:

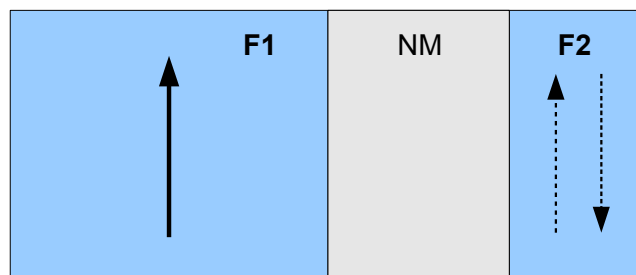


Figura 1: Sistema tricamada, que pode apresentar GMR. Com F1 e F2 em configuração paralela há baixa resistência, em configuração antiparalela alta resistência.

As diferentes orientações relativas entre as magnetizações das camadas F1 e F2 resultam em diferentes valores de resistência. A resistência máxima ocorre quando as magnetizações são antiparalelas e a mínima para uma configuração paralela (aqui será considerado o caso da GMR normal). Isso ocorre porque o transporte eletrônico em um ferromagneto é dependente do estado de spin. Em um material não magnético, a estrutura de bandas é simétrica em relação à orientação de spin, mas em um metal ferromagnético 3d existe uma diferença de energia conforme o spin eletrônico, conseqüentemente uma assimetria nas bandas, que faz com que haja uma maioria de estados spin up e minoria de spin down, por exemplo.

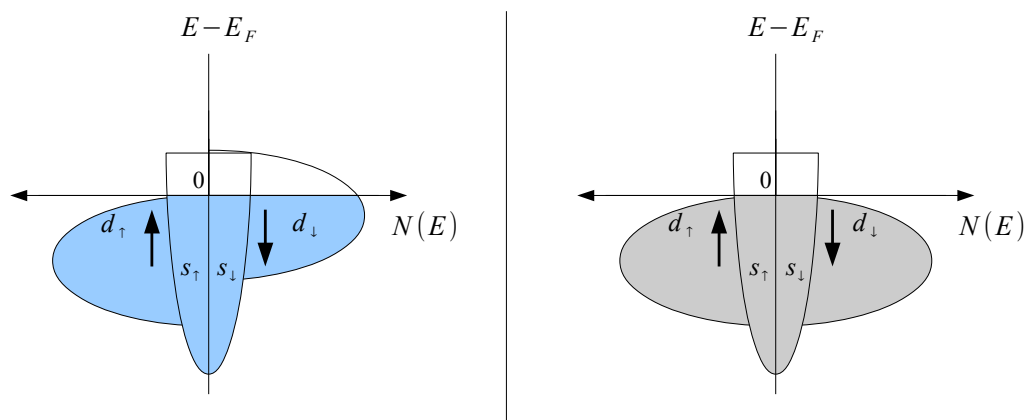


Figura 2: Representação esquemática das bandas d e s em um metal ferromagnético (como o Co, por exemplo), à esquerda, e também em um metal não magnético (como o Cu, por exemplo), à direita.

Essa assimetria entre os estados de spin é responsável pela magnetização dos metais de transição 3d, nos quais a contribuição do momento magnético orbital é nula (ocorre o “quenching” do momento orbital \mathbf{L}), e a magnetização é proporcional à diferença entre os mesmos ($n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$, número de spins up menos down). Nesses materiais, a redução da energia de troca (exchange) entre os elétrons de spins opostos, causada pela separação das bandas, supera o ganho em energia cinética, de forma que esse passa a ser o estado energeticamente favorecido e o metal (no caso Fe, ou Co, ou Ni) apresenta magnetização espontânea. Aqui, vamos assumir a magnetização correspondendo como a média volumétrica de vários momentos magnéticos discretos ($\boldsymbol{\mu}_i$) em um meio contínuo, de forma que o vetor magnetização \mathbf{M} é definido em um volume ΔV como:

$$\mathbf{M} \equiv \frac{\sum_i \boldsymbol{\mu}_i}{\Delta V} \quad (2.1)$$

No caso, $\boldsymbol{\mu}_i = -e\mathbf{S}_i/m_e$, portanto sendo dependente do spin “líquido” (lembrando que o momento magnético do elétron é antiparalelo ao seu spin, e é a carga fundamental e

m_e a massa do elétron). É possível que esses momentos variem temporalmente e também espacialmente, de forma que a magnetização é função do tempo e da posição. Isso está subentendido durante o trabalho, mesmo quando não for indicado explicitamente. No próximo capítulo, a dinâmica da magnetização é vista com maior detalhe.

Além de causar magnetização do material, essa diferença de energia entre estados eletrônicos com spins distintos também resulta em diferentes condutividades elétricas em um sistema ferromagnético, conforme o spin ser majoritário ou minoritário (que aqui vamos chamar simplesmente spin up (\uparrow), ou +, e spin down (\downarrow), ou -). De fato, pode-se considerar que existem dois canais diferentes de condução, com condutividades diferentes(11), como no modelo de Mott de duas correntes(12), pois para eventos de espalhamento em temperaturas muito menores que a temperatura de Curie a direção do spin eletrônico é conservada. Eventos de espalhamento com reversão de spin (“spin-flip”) são menos prováveis, já que há um custo em energia para tal, de forma que o comprimento de difusão de spin é normalmente muito maior que o livre caminho médio eletrônico(13). Pode-se notar, pela figura 2, que em uma interface F/NM as densidades de estados para elétrons com spin up são similares em ambos os materiais (evidentemente que ainda assim haverá diferenças, já que a densidade de estados, a estrutura de bandas e a energia de Fermi mudam conforme o material), mas para elétrons de spin down há uma grande diferença. Em sistemas que apresentam GMR, existe uma equalização dos potenciais atômicos nos canais de spins majoritários ou minoritários (no caso de uma interface Co/Cu, por exemplo, isso ocorre no canal majoritário), de forma que os elétrons de Fermi desse canal sofrem fraco espalhamento nas interfaces(14). Com a equalização ocorrendo para os spins majoritários, mas não para os minoritários, os elétrons de spin down serão submetidos a uma diferença significativa de potencial nas interfaces, resultando em altas taxas de espalhamento dos mesmos, o que não ocorrerá com elétrons de spin up. Podemos imaginar, pictoricamente, essas diferenças como uma paisagem do potencial encontrado pelos elétrons. Para os elétrons de spin up essa paisagem é essencialmente plana, mas para os de spin down ela apresenta vales e picos. O resultado final é que uma corrente de spins majoritários encontra baixa resistência, enquanto que uma corrente de spins minoritários sofre uma alta resistência.

Olhando para a figura 3, vê-se que após passar pela interface NM/F, existirá uma diferença entre as correntes up e down, ou seja, a corrente estará spin polarizada. Sob um ponto de vista balístico, os elétrons de spin up são transmitidos na interface, enquanto os de spin down são refletidos, o que gera zonas de acumulação de spin antes e depois do ferromagneto. Também é possível chegar à conclusão de que existe a acumulação de

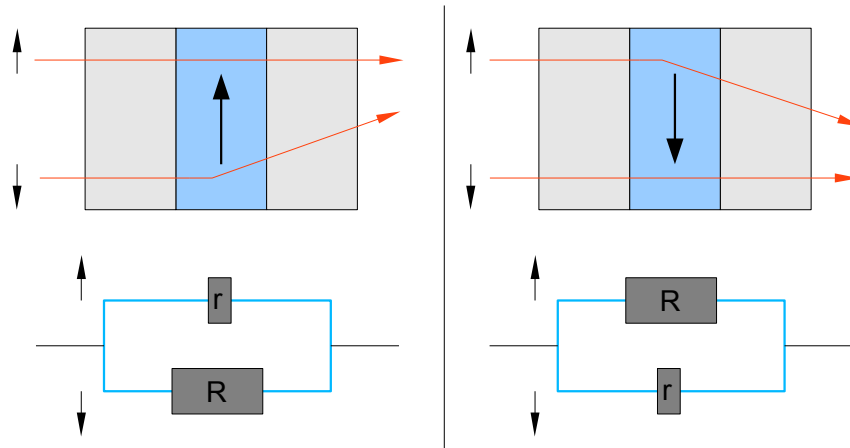


Figura 3: Exemplo dos diferentes canais de condução e diferentes taxas de espalhamento e circuito esquemático. R representa alta resistência e r baixa resistência. Quando a orientação da magnetização é invertida, muda-se a corrente que sofre alta resistência.

spin usando um modelo difusivo, baseado na equação de Boltzmann, como no modelo de Valet e Fert(15). Deve-se notar que componentes não colineares com a orientação da magnetização são diminuídas, de forma que existe uma variação de momentum angular eletrônico. Assim, em um sistema com duas camadas ferromagnéticas alinhadas, o espalhamento ocorre apenas com elétrons de um dos canais de condução, mas quando as magnetizações estão desalinhadas ambas as correntes sofrem resistência, levando o sistema como um todo a um estado de resistência mais alta. A magnetização altera a corrente, de forma que seria de imaginar que a recíproca também fosse verdadeira. Em seu artigo de 1996, fazendo considerações de conservação de momentum angular de spin e adotando um ponto de vista balístico, Slonczewski chegou a conclusão de que isso realmente ocorre e propôs chamar o efeito de *transferência de spin*.

2.2 Transferência de spin

Em uma configuração de corrente perpendicular ao plano (CPP, adotada em todo esse trabalho) de um sistema magnético multicamada, uma corrente spin polarizada é capaz de criar uma transferência de momentum angular de spin nas camadas magnéticas do sistema, o que se manifesta nas respostas dinâmicas das suas magnetizações como um torque clássico agindo sobre as mesmas. Esse fenômeno ficou conhecido como efeito de transferência de spin e pode resultar em uma completa reversão da magnetização, assim como em estados precessionais estacionários e estados intermediários, situações que são vistas mais detalhadamente nos capítulos 3 e 4.

Para melhor compreender o efeito de transferência de spin, pode-se partir do mesmo sistema em tricamada da figura 1, mas com a ressalva de que, agora, uma das camadas deve ter espessura muito menor que a outra, tipicamente da ordem de poucos nanômetros. Essa camada mais fina é a chamada camada livre, enquanto a outra é a chamada camada fixa ou de polarização. O papel da camada de material não magnético é desacoplar as duas camadas magnéticas, permitindo que a camada livre possa agir independentemente da camada polarizadora. Então a camada F1 seria a camada de polarização, suficientemente espessa para que a magnetização possa ser considerada fixa, enquanto que a camada F2 seria a camada livre. A camada NM deve ser suficientemente espessa para evitar interações entre as outras duas, mas fina o suficiente para que seja mantida a polarização eletrônica da corrente elétrica. Esse critério é satisfeito normalmente para uma espessura da camada da ordem do livre caminho médio eletrônico, pois, como foi referido anteriormente, o comprimento de difusão de spin é, usualmente, muito maior. Ao passar por F1, a corrente é polarizada na mesma direção da magnetização da camada e em F2, haverá uma interação entre spins eletrônicos. Essa interação resultará em um torque agindo sobre o vetor magnetização de F2, \mathbf{m} , que tenderá a alinhá-lo com \mathbf{F} .

Como foi visto, em um metal ferromagnético existe uma diferença de potencial para estados de spin + e spin -, o que se reflete em diferentes taxas de espalhamento em uma interface NM/F. Considerando isso, ao equacionar o problema de uma corrente spin polarizada interagindo com uma camada ferromagnética e considerando a conservação de momentum angular, Slonczewski concluiu que existem dois mecanismos principais que resultam em uma mútua transferência de momentum entre a corrente e a camada: reflexão na interface dos elétrons com spins minoritários e precessão dos spins eletrônicos, no ferromagneto, em torno da magnetização. Por causa dessa precessão, a componente do spin eletrônico total transversal a magnetização é anulada quando feita a média sobre todos os elétrons (em outras palavras, o valor esperado dessa componente é zero(16, 17)). O resultado global é o de um torque clássico agindo sobre a camada ferromagnética \mathbf{M} , na forma:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{I g}{e} \mathbf{M} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{F}) \quad (2.2)$$

sendo I a corrente elétrica, \mathbf{F} o vetor unitário de orientação da magnetização da camada de polarização, \mathbf{m} o vetor unitário de orientação da magnetização da camada livre e g um parâmetro relacionado à polarização, na forma:

$$g = [-4 + (1 + P)^3(3 + \mathbf{F} \cdot \mathbf{m})/(4P)^{3/2}]^{-1} \quad (2.3)$$

com $P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}$, a polarização da corrente, dada pela diferença entre as densidades

de estados de spin, no nível de Fermi, para os estados de maioria (n_+) e de minoria (n_-). O sentido da corrente, no caso, é suposto passando primeiramente pela camada de polarização e depois pela camada livre. Isso pode ser visto esquematicamente na figura 4.

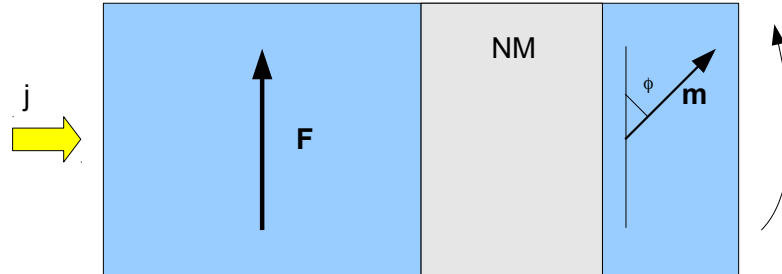


Figura 4: Torque tende a alinhar as magnetizações das camadas ferromagnéticas.

É importante notar que, se a corrente tivesse sentido inverso (da direita para a esquerda), também haveria um torque agindo sobre \mathbf{m} , mas com sentido oposto ao anterior, tendendo a colocar os vetores em configuração antiparalela (ocorrendo a troca $-I \rightarrow +I$ na equação 2.2). Isso porque a polarização da corrente na camada livre seria invertida (os elétrons com spins minoritários são refletidos na interface da camada de polarização).

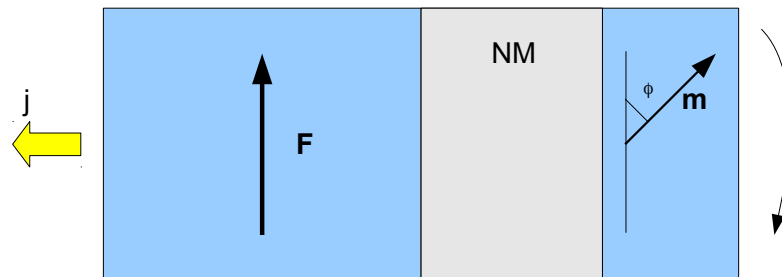


Figura 5: Torque tende a levar as camadas ferromagnéticas a uma configuração antiparalela.

Portanto, invertendo o sentido da corrente, pode-se inverter a magnetização da camada livre. A equação 2.2 conserva a norma da magnetização, de forma que esse termo de torque é capaz apenas de reorientar o vetor \mathbf{M} . Se houver campos aplicados, ou anisotropias, que tendam a alinhar a magnetização da camada livre com uma das direções, haverá um sentido de reversão mais fácil, que poderá ser obtido com uma corrente menor. Também a própria polarização P pode não ser simétrica frente às diferentes orientações da corrente. Um exemplo de resultado obtido é mostrado na figura 6, retirada de FERT *et al.*; 2000(18). É possível ver a reversão da orientação da magnetização da camada livre, de uma configuração paralela para uma antiparalela (e o oposto também), através da diferença na resistência (dV/dI) medida. Esse tipo de medida é feita normalmente via

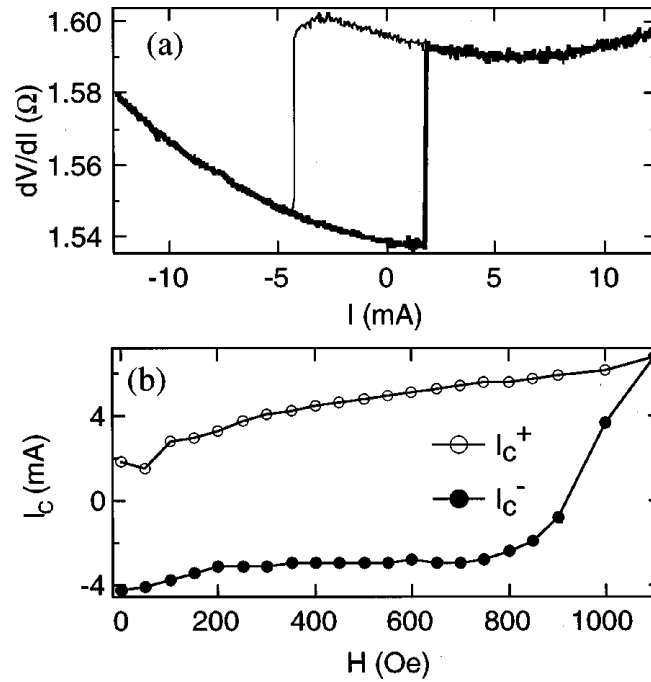


Figura 6: Conforme o sentido da corrente, o sistema passa de um estado paralelo para antiparalelo, vistos pelas baixa e alta resistência respectivamente. A assimetria nos valores de corrente é devida às anisotropias do sistema.

GMR. Fora a simples reversão da magnetização, ainda podem aparecer outros comportamentos dinâmicos causados pelo efeito de transferência de spin, como a precessão da magnetização da camada livre:

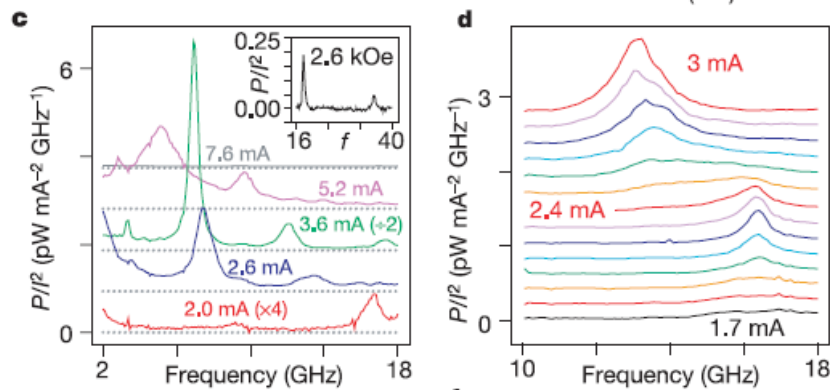


Figura 7: Resultado experimental mostrando a precessão de \mathbf{m} . Figura retirada de KI-SELEV *et al.*; 2003(19).

Para analisar essas situações, será necessário estudar a dinâmica da magnetização. De forma a possibilitar essa análise, o próximo capítulo será dedicado a revisar e equacionar o problema de como se comporta a magnetização quando são incluídos campos externos ou internos, termos de amortecimento e de transferência de spin no sistema.

3 Dinâmica da Magnetização

É impossível analisar o efeito de transferência de spin sem estudar a dinâmica da magnetização. Por isso, nesse capítulo, é feita uma breve revisão dos conceitos básicos envolvidos e das equações mais comumente usadas para descrever essa dinâmica. Na última seção, é incluído o termo de transferência de spin de Slonczewski, permitindo uma descrição matemática mais completa do problema e a sequência para o próximo capítulo, em que serão buscadas soluções da equação de Gilbert acrescida do termo de transferência.

3.1 Conceitos Básicos

Classicamente, um sistema magnético que possui um momentum angular \mathbf{l} tem associado a esse um momento magnético $\boldsymbol{\mu} = \gamma_l^1 \mathbf{l}$, em que γ_l^1 é o fator giromagnético do sistema(20). Quando submetido a um campo magnético externo \mathbf{B} , esse sistema sofre um torque $\frac{d\mathbf{l}}{dt} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$, ou:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}(t)}{dt} = \gamma_l^1 \boldsymbol{\mu}(t) \times \mathbf{B} \quad (3.1)$$

ou ainda

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}(t)}{dt} = \gamma_l^1 \mu_0 \boldsymbol{\mu}(t) \times \mathbf{H} = \gamma_l \boldsymbol{\mu}(t) \times \mathbf{H} \quad (3.2)$$

sendo definido

$$\mathbf{B} \equiv \mu_0 \mathbf{H} \quad \text{e} \quad \gamma_l \equiv \gamma_l^1 \mu_0$$

Também pode-se observar, por 3.1, que

$$\boldsymbol{\mu}(t) \cdot \frac{d\boldsymbol{\mu}(t)}{dt} = 0 \quad .$$

Portanto, a norma μ é constante e o módulo da magnetização é preservado. Assim, o efeito decorrente da aplicação do campo é a precessão da magnetização, sendo a frequência de precessão a *frequência de Larmor*:

$$f_L = \frac{\gamma_L H}{2\pi} \quad (3.3)$$

Um elétron possui dois tipos de momento magnético: um associado ao seu momentum angular orbital \mathbf{L} ($\boldsymbol{\mu}_L$) e outro associado ao seu spin \mathbf{S} ($\boldsymbol{\mu}_S$). Para $\boldsymbol{\mu}_L$ o raciocínio acima é válido, com $\gamma_L = e^- \mu_0 / 2m_e$, sendo $e^- = -1,6 \cdot 10^{-19} C$ a carga elementar, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} kg$, a massa do elétron e $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} N/A^2$, a permeabilidade magnética do vácuo. Apesar de o spin eletrônico não ter um equivalente clássico, permanece que

$$\boldsymbol{\mu}_S = \gamma_S \mathbf{S} \quad (3.4)$$

com $\gamma_S = g_j e^- \mu_0 / 2m_e$, em que g_j é o fator de Landé. Aqui, será utilizado $g_j = 2$. O momento magnético total do elétron, então, fica $\boldsymbol{\mu}_e = \frac{-e}{2m} (\mathbf{L} + g_j \mathbf{S})$. Evidentemente, para $L = 0$, $\boldsymbol{\mu}_e = \boldsymbol{\mu}_S$. Definindo que:

$$\gamma \equiv |\gamma_S| = \frac{g_j |e| \mu_0}{2m_e} \quad (3.5)$$

$$\boldsymbol{\mu} \equiv \boldsymbol{\mu}_S = \gamma \mathbf{S} \quad (3.6)$$

então, pode-se reescrever a 3.1 para cada momento magnético de spin ($\boldsymbol{\mu}_i$) dentro de um elemento de volume ΔV :

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}_i(t)}{dt} = -\gamma \boldsymbol{\mu}_i(t) \times \mathbf{H} \quad (3.7)$$

Considerando \mathbf{H} uniforme, pode-se fazer uma média dentro do volume ΔV

$$\frac{1}{\Delta V} \frac{d \sum_i \boldsymbol{\mu}_i(t)}{dt} = -\gamma \frac{\sum_i \boldsymbol{\mu}_i(t)}{\Delta V} \times \mathbf{H} \quad (3.8)$$

e lembrando a definição do vetor magnetização \mathbf{M} (2.1), fica:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (3.9)$$

que é a equação que descreve a precessão da magnetização \mathbf{M} em um campo \mathbf{H} . Essa equação é conservativa e implica em uma precessão constante (para \mathbf{H} constante) na frequência de Larmor, dada por 3.3. Não há um mecanismo dissipativo, que permita retirar energia do sistema e levar a magnetização na direção do campo \mathbf{H} , mas sabemos que esse tipo de processo dissipativo ocorre macroscopicamente. Dessa forma, a equação 3.9 é demasiadamente simples para descrever a dinâmica macroscópica da magnetização, sendo necessário um modelo mais completo, que leve em consideração esses outros fatores.

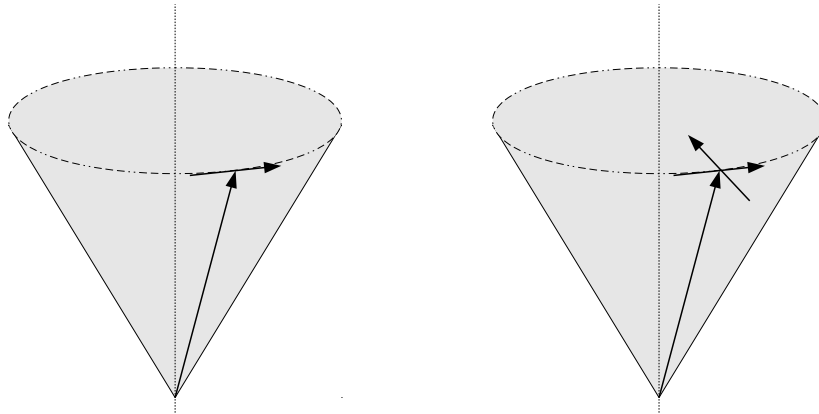


Figura 8: Exemplo de precessão sem dissipação (esquerda) e com dissipação (direita). Existindo mecanismos dissipativos a magnetização tenderá a se alinhar com o campo resultante, caso contrário ficará em precessão constante.

3.2 As equações de Landau-Lifshitz e de Gilbert

O primeiro modelo dinâmico para a magnetização foi proposto por Landau e Lifshitz em 1935. De forma resumida, esse modelo é dado pela equação que descreve a precessão da magnetização, em um meio contínuo, em que a presença de efeitos quânticos e de anisotropias são levados em conta de maneira fenomenológica via um campo efetivo \mathbf{H}_{ef} (21) mais um termo fenomenológico adicional de dissipação. Esse termo é dado por

$$-\frac{\lambda}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) \quad (3.10)$$

e a equação de Landau-Lifshitz fica:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} - \frac{\lambda}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) \quad (3.11)$$

sendo $\lambda \geq 0$ um valor característico do material e M_s a magnetização de saturação. É importante notar que o termo de dissipação 3.10 não altera o fato de que a norma da magnetização M é constante. Isso é facilmente observado ao se fazer a multiplicação escalar por \mathbf{M} em ambos os lados de 3.11. A equação de Landau-Lifshitz consegue introduzir um termo de amortecimento que tende a alinhar a magnetização com o campo efetivo. Entretanto, há um grave problema com ela quando se considera um amortecimento forte. No limite $\lambda \rightarrow \infty$, a equação 3.11 diverge, o que não faz sentido do ponto de vista físico. Em 1955, Gilbert propôs uma formulação diferente para a dinâmica da magnetização. Ele notou que a equação conservativa que descreve a precessão da magnetização (3.9) pode ser derivada por métodos lagrangianos, em que o papel das coordenadas generalizadas

é feito pelas componentes do vetor magnetização (M_x, M_y, M_z). Desse modo, a forma mais simples e direta para introduzir um termo de dissipação é considerar uma espécie de força viscosa, com componentes proporcionais às derivadas temporais das coordenadas generalizadas. Assim, o termo de amortecimento fenomenológico de Gilbert é dado por:

$$\frac{\alpha}{M_s}(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) \quad (3.12)$$

em que $\alpha \geq 0$ é o parâmetro de amortecimento característico de cada material e a equação de Gilbert ou equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) fica:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s}(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) \quad (3.13)$$

Da mesma forma que a equação de Landau-Lifshitz, a equação de Gilbert também preserva a norma da magnetização. Porém, diferentemente de 3.11, a 3.13 no limite de grande amortecimento permanece fisicamente plausível, pois

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \frac{d\mathbf{M}}{dt}(\text{Gilbert}) = 0 \quad . \quad (3.14)$$

Isso pode ser visto ao se multiplicar vetorialmente ambos os lados de 3.13 pelo vetor magnetização:

$$\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) + \mathbf{M} \times \left(\frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \quad (3.15)$$

Lembrando que $\mathbf{M} \cdot \frac{d\mathbf{M}}{dt} = 0$ e aplicando a regra do produto vetorial $\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})$, obtém-se facilmente a chamada equação de Landau-Lifshitz na forma de Gilbert:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)M_s}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) \quad (3.16)$$

Nesse formato, é fácil notar que, no limite de $\alpha \rightarrow \infty$, $\frac{d\mathbf{M}}{dt} \rightarrow 0$. Além disso, pode-se ver que 3.16 tem o mesmo formato de 3.11. Basta fazer as relações $\gamma_{Landau} = \frac{\gamma}{1+\alpha^2}$ e $\lambda = \frac{\gamma\alpha}{1+\alpha^2}$. Porém, como mostraram Kikuchi(22) e Mallinson(23) em seus trabalhos, apesar de as equações poderem ser postas na mesma forma matemática, eles não podem ser consideradas verdadeiramente equivalentes, já que representam situações físicas diferentes. A partir desses resultados, é plausível concluir que a equação de Gilbert é uma forma mais correta de descrição da dinâmica da magnetização.

As equações 3.11 e 3.13 descrevem a evolução temporal para o vetor \mathbf{M} em um campo \mathbf{H}_{ef} . Agora, é necessário incluir o termo de transferência de spin, para que se possa fazer a análise completa da situação.

3.3 Incluindo o termo de transferência de spin

Como foi visto acima, as duas equações comumente utilizadas para escrever a dinâmica da magnetização são as equações de *Landau-Lifshitz* e de *Landau-Lifshitz-Gilbert*, que ainda correspondem a três formas diferentes, dadas por 3.11, 3.13 e 3.16. O termo de transferência de Slonczewski é dado por 2.2. Então, existem três formas possíveis de incluir o termo de transferência na descrição da dinâmica da magnetização:

1. Landau-Lifshitz + transferência

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} - \frac{\lambda}{M_s}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) - \frac{I_g}{e}\mathbf{M} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}}) \quad (3.17)$$

2. Gilbert (LLG) + transferência

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s}(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) - \frac{I_g}{e}\mathbf{M} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}}) \quad (3.18)$$

3. Landau-Lifshitz na forma de Gilbert + transferência

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)M_s}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) - \frac{I_g}{e}\mathbf{M} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}}) \quad (3.19)$$

Considerando que a equação de Landau-Lifshitz possui comportamento fisicamente não aceitável para o limite de grande amortecimento, e que esse problema permanece após a inclusão do termo de transferência, então se pode considerar que o item 1 não é uma opção viável. Agora, resta comparar as opções dadas pelos itens 2 e 3. Para isso, é interessante seguir o mesmo procedimento adotado anteriormente e fazer a multiplicação vetorial por \mathbf{M} em ambos os lados da equação 3.18:

$$\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) + \mathbf{M} \times \left[\frac{\alpha}{M_s}(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) \right] - \frac{I_g}{e}\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}})] \quad (3.20)$$

Pela regra do produto triplo vetorial e a partir de agora fazendo $M \equiv M_s$:

$$\frac{\alpha}{M}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) = -\alpha M \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (3.21)$$

e

$$-\frac{I_g}{e}\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}})] = +\frac{I_g}{e}M(\mathbf{M} \times \hat{\mathbf{F}}) \quad (3.22)$$

De forma que:

$$\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) - \alpha M \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{I_g}{e}M(\mathbf{M} \times \hat{\mathbf{F}}) \quad (3.23)$$

Lembrando (de 3.18) que

$$\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \frac{M}{\alpha} \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} + \frac{M}{\alpha} \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{M}{\alpha} \frac{Ig}{e} \mathbf{M} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}}) \quad (3.24)$$

e substituindo isso na 3.23, obtém-se a forma final da equação de Gilbert com o termo de transferência:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}}{dt} = & -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) - \frac{\alpha}{M} \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) - \\ & \frac{Ig}{e(1+\alpha^2)} \mathbf{M} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{F}) + \frac{\alpha Ig}{e(1+\alpha^2)} (\mathbf{M} \times \hat{\mathbf{F}}) \end{aligned} \quad (3.25)$$

Fica evidente que a equação acima (3.25) só é equivalente a 3.17 e 3.19 nos casos triviais de amortecimento nulo ($\alpha = 0$) ou na ausência de transferência ($\mathbf{M} \times \hat{\mathbf{F}} = 0$, ou $Ig = 0$). Também é interessante notar que essa equação possui dois termos proporcionais a $\frac{1}{1+\alpha^2}$ e dois proporcionais a $\frac{\alpha}{1+\alpha^2}$, podendo esses últimos terem uma influência maior na resposta dinâmica em casos de grande amortecimento. No limite $\alpha \rightarrow \infty$, a 3.25 $\rightarrow 0$, enquanto que as equações dadas por 3.17 e 3.19 não conseguem reproduzir esse resultado. Por entender que esse limite deva ser o limite físico lógico e por essa ser a abordagem padrão(24), então o critério adotado aqui será de utilizar a equação de Gilbert acrescida do termo de transferência de Slonczewski (3.18). De qualquer forma, não parecem existir muitos artigos tratando desse tema e apenas uma pesquisa mais avançada e resultados experimentais podem elucidar melhor a questão sobre qual formato é melhor para descrever o problema real.

É possível fazer uma última simplificação, normalizando a equação de Gilbert. Isso pode ser feito dividindo ambos os lados pela magnetização de saturação M e lembrando que $\mathbf{M}/M \equiv \mathbf{m} \equiv \hat{\mathbf{m}}$. Então a equação de Gilbert normalizada, acrescida do termo de transferência de Slonczewski fica:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) + \alpha (\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}) - \frac{Ig}{e} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}}) \quad (3.26)$$

Ou ainda retomando o formato da 3.25:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}}{dt} = & -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) - \frac{\alpha\gamma}{1+\alpha^2} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) - \frac{Ig}{e(1+\alpha^2)} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{F}) + \\ & \frac{\alpha Ig}{e(1+\alpha^2)} (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}}) \end{aligned} \quad (3.27)$$

É interessante fazer uma análise mais detalhada dessa última equação. Para isso, vamos reagrupar os termos, na forma:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}\mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{ef} - \frac{\alpha I g}{e\gamma}\hat{\mathbf{F}}) - \frac{\gamma}{1+\alpha^2}\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times (\alpha\mathbf{H}_{ef} + \frac{I g}{e\gamma}\hat{\mathbf{F}})] \quad (3.28)$$

Nesse formato, pode-se perceber que quando \mathbf{H}_{ef} e $\hat{\mathbf{F}}$ estão alinhados, ou possuem componentes na mesma direção, ambos contribuem para reorientar a magnetização nessa mesma direção, como mostra o termo $\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times (\alpha\mathbf{H}_{ef} + \frac{I g}{e\gamma}\hat{\mathbf{F}})]$, mas são competitivos em relação a precessão do vetor \mathbf{m} , o que é visto pela diferença de sinal entre os vetores no termo $\mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{ef} - \frac{\alpha I g}{e\gamma}\hat{\mathbf{F}})$. Já quando a situação é de uma configuração antiparalela entre \mathbf{H}_{ef} e $\hat{\mathbf{F}}$ (ou suas componentes), ocorre justamente o oposto: os termos são competitivos em relação a reorientação da magnetização, mas ambos contribuem na mesma direção para a precessão. Isso pode ser visualizado esquematicamente na figura abaixo, em que o vetor $d\mathbf{m}/dt$ resultante será dado pela diferença entre os termos:

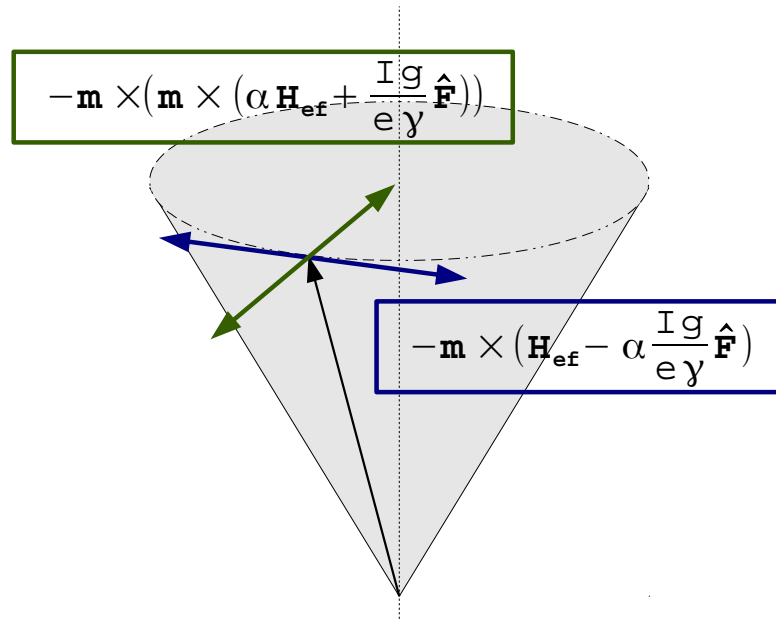


Figura 9: A variação temporal de \mathbf{m} é dada pela diferença entre os termos da equação. No quadro verde, a contribuição para reorientar a magnetização dada pelo campo e pela transferência de spin; no quadro azul, a dinâmica da precessão também dada pelas componentes do campo e da transferência de spin.

Feitas as considerações acima, é possível perceber que normalmente as equações LLG e de Landau-Lifshitz não poderão ser postas no mesmo formato e que com a inclusão do termo de transferência na equação de Gilbert aparece uma nova contribuição para a precessão da magnetização, dada por $\frac{\alpha I g}{e(1+\alpha^2)}(\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}})$ em 3.27, que não aparece nas outras equações. Essa contribuição é derivada do efeito de transferência de spin e no caso de

$\mathbf{H}_{ef} = \frac{\alpha I g}{e\gamma} \hat{\mathbf{F}}$ ocorre a ausência de precessão. Avaliando a 3.28 e a figura acima, pode-se notar que existe a possibilidade tanto de ausência de precessão, quanto de precessão estável, no caso em que $\alpha \mathbf{H}_{ef} = -\frac{I g}{e\gamma} \hat{\mathbf{F}}$, mas é impossível que essas duas situações ocorram simultaneamente. A frequência de precessão estável é dada por $\boldsymbol{\omega} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}$, que é a frequência de Larmor. Vê-se então, que, nesse caso, o sistema está se comportando como um sistema clássico sem dissipação posto em um campo magnético, podendo manter a precessão indefinidamente, exatamente o que está contido na equação 3.9. Por isso, muitos consideram esse termo de torque extra na precessão da magnetização, derivado do efeito de transferência de spin, como correspondendo a um amortecimento negativo(25, 26). O que ocorre realmente é que o termo de amortecimento dissipa energia do sistema e faz a magnetização buscar uma orientação correspondendo a um mínimo de energia, ou seja, orientada com o campo efetivo, mas a corrente spin polarizada, que possibilita o efeito de transferência, também cede energia ao sistema, compensando a dissipação e mantendo a magnetização em precessão contínua, com frequência da ordem de GHz .

Apesar do comportamento interessante devido ao termo de transferência atuando sobre a frequência de precessão, em parte da literatura encontrada sobre o assunto não há referências a ele. Um exemplo é dado pela figura abaixo, retirada de BOULLE; 2007(27), em que não há menção à influência do termo de transferência na precessão da magnetização.

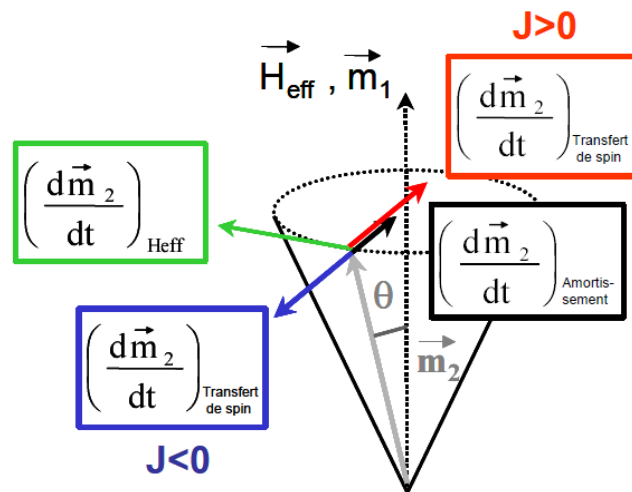


Figura 10: A contribuição dada pela transferência de spin na precessão de \mathbf{m} não está representada.

4 Transferência de spin em um sistema do tipo nanopilar

O objetivo desse capítulo é buscar soluções analíticas para a equação de Gilbert (LLG) acrescida do termo de transferência (3.18). A análise do problema e a possibilidade de encontrar uma solução dependerão profundamente da configuração escolhida e, dependendo dos parâmetros do sistema, apenas resultados numéricos serão possíveis. A grande maioria dos trabalhos desenvolvidos atualmente é baseada em resultados numéricos, por isso, o foco aqui é tentar obter soluções analíticas, de forma a permitir um estudo mais claro das interações provenientes dos diferentes termos de 3.25, suas consequências na resposta do sistema e uma melhor compreensão do resultado do efeito de transferência de spin.

O sistema básico analisado é um nanopilar em tricamada, de simetria cilíndrica, representado esquematicamente na figura abaixo:

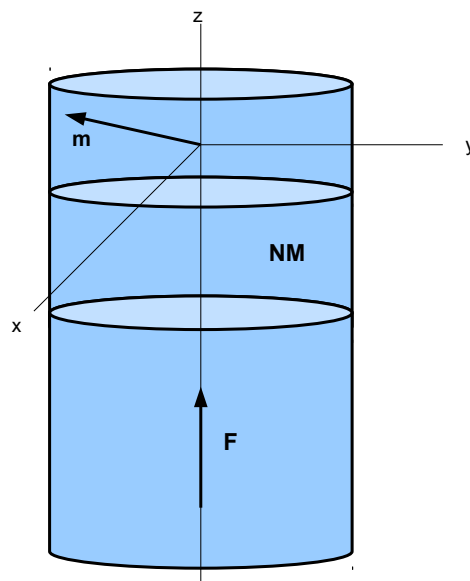


Figura 11: Representação do nanopilar analisado. As três camadas são: camada de polarização \mathbf{F} , camada espaçadora NM e camada livre \mathbf{m} .

O objetivo é estudar a dinâmica da camada livre e será usada uma aproximação de macrospin para tal. Na aproximação de macrospin, supõe-se que o vetor \mathbf{m} descreve um único momento magnético, representando todos os momentos reais do sistema, de forma que o módulo desse vetor deve ser constante. Essa aproximação simplifica enormemente o problema e permite chegar a alguns resultados interessantes, mas como veremos, em alguns casos acaba sendo inviável.

Aqui será adotada uma formulação similar a de Li e Zhang(28), apenas com algumas alterações. A equação base da análise é:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) + \alpha(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}) - \gamma a_j \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}}) \quad (4.1)$$

em que a_j é um termo com dimensão de A/m relacionado à corrente. Quando for necessário fazer a relação de a_j com a corrente, será adotado um formato similar ao de Grollier(29):

$$a_j \equiv I \frac{P}{2e\gamma} g_j \frac{\mu_B}{l\Sigma M} \quad (4.2)$$

sendo P a polarização da corrente, μ_B o magnéton de Bohr, l a espessura da camada livre e Σ a área da seção. Pode-se imediatamente fazer a relação com a densidade de corrente $j \equiv I/\Sigma$, que será suposta uniforme.

Partindo de 3.18, pode-se utilizar a simetria do problema e abrir o sistema de equações nas coordenadas cilíndricas ρ, θ, z , o que leva a três equações acopladas^a:

$$\dot{m}_\rho = \gamma H_\theta m_z - \gamma a_j (m_\rho F_z - m_z F_\rho) m_z - \alpha m_z m_\rho \dot{\theta} \quad (4.3)$$

$$m_\rho \dot{\theta} = \gamma a_j F_\theta + \gamma (m_\rho H_z - m_z H_\rho) + \alpha (m_z \dot{m}_\rho - \dot{m}_z m_\rho) \quad (4.4)$$

$$\dot{m}_z = -\gamma H_\theta m_\rho - \gamma a_j (m_z F_\rho - m_\rho F_z) m_\rho + \alpha m_\rho^2 \dot{\theta} \quad (4.5)$$

em que foram considerados as formas genéricas de $\hat{\mathbf{F}} = F_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + F_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta + F_z \hat{\mathbf{z}}$ e $\hat{\mathbf{H}}_{ef} = H_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + H_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta + H_z \hat{\mathbf{z}}$. Em todos os casos estudados aqui, é usada a camada de polarização na forma $\hat{\mathbf{F}} = F_z \hat{\mathbf{z}} = +1\hat{\mathbf{z}}$ ou $-1\hat{\mathbf{z}}$, o que leva ao conjunto final de equações:

$$\dot{m}_\rho = \gamma H_\theta m_z - \gamma a_j (m_\rho F_z) m_z - \alpha m_z m_\rho \dot{\theta} \quad (4.6)$$

$$m_\rho \dot{\theta} = \gamma (m_\rho H_z - m_z H_\rho) + \alpha (m_z \dot{m}_\rho - \dot{m}_z m_\rho) \quad (4.7)$$

$$\dot{m}_z = -\gamma H_\theta m_\rho + \gamma a_j (m_\rho F_z) m_\rho + \alpha m_\rho^2 \dot{\theta} \quad (4.8)$$

Lembrando que o módulo do vetor magnetização permanece constante, ainda é possível

^aVer Apêndice A para detalhes das transformações

notar que:

$$m_z \dot{m}_z + m_\rho \dot{m}_\rho = 0 \quad (4.9)$$

$$m_z^2 + m_\rho^2 = m^2 = 1 \quad (4.10)$$

A partir desse ponto, só é possível prosseguir definindo o campo \mathbf{H}_{ef} que atua no sistema. Isso significa que, dependendo da forma do campo, portanto de vários parâmetros, como o campo externo aplicado, o campo desmagnetizante e campos de anisotropias, diferentes componentes $H_\rho \hat{e}_\rho$, $H_\theta \hat{e}_\theta$, $H_z \hat{z}$ irão aparecer e definirão a complexidade do problema. Aqui são analisados quatro casos diferentes, sendo o primeiro o mais simples de todos, uma aproximação de macrospin sem inclusão do campo de Oersted e sem a presença de anisotropias.

4.1 Caso 1: Sistema sem campo de Oersted e sem anisotropias

Nesse caso, o campo \mathbf{H}_{ef} é equivalente ao campo externo aplicado. Considerando a simetria do problema e que a camada de polarização foi definida como paralela ao eixo \hat{z} , então faz sentido escolher o campo na mesma direção. Portanto:

$$H_\theta = H_\rho = 0 \quad (4.11)$$

$$\mathbf{H}_{ef} = H_z \hat{z} \quad (4.12)$$

o que permite chegar ao sistema:

$$\dot{m}_\rho = -\gamma a_j m_\rho F_z m_z - \alpha m_z m_\rho \dot{\theta} \quad (4.13)$$

$$m_\rho \dot{\theta} = \gamma m_\rho H_z + \alpha (m_z \dot{m}_\rho - \dot{m}_z m_\rho) \quad (4.14)$$

$$\dot{m}_z = \gamma a_j F_z m_\rho^2 + \alpha m_\rho^2 \dot{\theta} \quad (4.15)$$

e lembrando que

$$m_z \dot{m}_z = -m_\rho \dot{m}_\rho \quad (4.16)$$

$$m_z^2 = 1 - m_\rho^2 \quad (4.17)$$

obtem-se:

$$m_\rho \dot{\theta} = \gamma m_\rho H_z - \alpha \frac{\dot{m}_z}{m_\rho} \quad (4.18)$$

$$\dot{m}_z = \gamma a_j F_z m_\rho^2 + \alpha m_\rho^2 \dot{\theta} \quad (4.19)$$

A partir disso é possível obter as equações para \dot{m}_z e $\dot{\theta}$:

$$\frac{dm_z}{(1-m_z^2)} = \frac{\alpha\gamma H_z}{(1+\alpha^2)} dt + \frac{\gamma a_j F_z}{(1+\alpha^2)} dt \quad (4.20)$$

$$d\theta = \frac{\gamma H_z}{(1+\alpha^2)} dt - \frac{\alpha\gamma a_j F_z}{(1+\alpha^2)} dt \quad (4.21)$$

As equações 4.20 e 4.21 tem solução analítica e até mesmo permitem uma dependência temporal nos parâmetros H_z e a_j :

$$a_j \rightarrow a_j + b_j \cos(\xi t) \quad (4.22)$$

$$H_z \rightarrow H_z + H \cos(\phi t) \quad (4.23)$$

o que pode corresponder a uma combinação entre componentes estáticas e componentes de frequência angular ξ e ϕ , representando uma corrente alternada e uma componente de rádio frequência, por exemplo (com amplitudes b_j e H , respectivamente). Isso leva às integrais

$$\int \frac{dm_z}{1-m_z^2} = \int \frac{\alpha\gamma}{1+\alpha^2} (H_z + H \cos(\phi t)) dt + \int \frac{\gamma F_z}{1+\alpha^2} (a_j + b_j \cos(\xi t)) dt \quad (4.24)$$

$$\int d\theta = \int \frac{\gamma}{1+\alpha^2} (H_z + H \cos(\phi t)) dt - \int \frac{\alpha\gamma F_z}{1+\alpha^2} (a_j + b_j \cos(\xi t)) dt \quad (4.25)$$

Fazendo as integrações e usando $m_z^2 + m_\rho^2 = 1$, chega-se às equações para m_z , m_ρ e θ em função do tempo:

$$m_z(t) = \tanh(\beta t + g_z(\phi, \xi, t) + m_{z0}) \quad (4.26)$$

$$m_\rho(t) = \operatorname{sech}(\beta t + g_z(\phi, \xi, t) + m_{\rho0}) \quad (4.27)$$

$$\theta(t) = \omega t + g_\theta(\phi, \xi, t) + \theta_0 \quad (4.28)$$

sendo:

$$g_z(\phi, \xi, t) = \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[\frac{\alpha H}{\phi} \operatorname{sen}(\phi t) + \frac{F_z}{\xi} b_j \operatorname{sen}(\xi t) \right] \quad (4.29)$$

$$g_\theta(\phi, \xi, t) = \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[\frac{H}{\phi} \operatorname{sen}(\phi t) - \frac{\alpha F_z}{\xi} b_j \operatorname{sen}(\xi t) \right] \quad (4.30)$$

$$\omega = \frac{\gamma}{1+\alpha^2} [H_z - \alpha F_z a_j] \quad (4.31)$$

$$\beta = \frac{\gamma}{1+\alpha^2} [\alpha H_z + F_z a_j] \quad (4.32)$$

e m_{z0} , $m_{\rho0}$ e θ_0 são as constantes de integração.

4.1.1 Discussão dos resultados

As funções g_z e g_θ aparecem apenas no caso não estacionário, já que no caso de corrente constante e campo aplicado constante, $b_j = H = 0 \rightarrow g_z = g_\theta = 0$. Elas também diminuem com o aumento das frequências ξ e ϕ . Pode-se ver que a reversão da magnetização está relacionada ao parâmetro β e que o tempo de mudança da magnetização (t para Δm_z) é inversamente proporcional a β . Isso é facilmente perceptível no caso em que não há campos externos e a corrente é constante ($H_z = H = b_j = 0$), pois

$$m_z(t) = \tanh(\beta t + m_{z0}) = \tanh\left(\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} F_z a_j t + m_{z0}\right) \quad (4.33)$$

Dependendo se β for positivo ou negativo, o sentido de variação de m_z será alterado. Há duas maneiras de variar β : revertendo o sentido da corrente, que corresponde a fazer $a_j \rightarrow -a_j$, ou mudando a orientação da camada de polarização, que corresponde à $F_z \rightarrow -F_z$. De forma a tornar mais clara a situação, vamos analisar mais detalhadamente o caso estacionário, dado por $m_z(t) = \tanh(\beta t + m_{z0})$, $m_\rho(t) = \text{sech}(\beta t + m_{\rho 0})$ e $\theta(t) = (\omega t + \theta_0)$ e supor que H_z e a_j tem orientação constante, variando apenas a orientação de F_z . Com isso, existe a possibilidade de duas situações distintas, dadas por $F_z = +1$ e $F_z = -1$.

Para $F_z = +1$,

$$\beta = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [\alpha H_z + a_j] \quad \text{e} \quad \omega = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [H_z - \alpha a_j] \quad (4.34)$$

e tanto a transferência de spin quanto o campo externo H_z contribuem para orientar a magnetização na direção $+\hat{z}$. A frequência angular diminui com o aumento de a_j , ou seja, com a densidade de corrente. Portanto, existe uma densidade de corrente crítica $j_{c\omega}$ que leva a $\omega = 0$. Isso ocorre quando $a_j = H_z/\alpha$:

$$a_j = \frac{H_z}{\alpha} \rightarrow j_{c\omega} = \frac{\gamma H_z}{\alpha P \mu_b} e l M \quad (4.35)$$

tendo sido utilizada a relação 4.2, e significa que a reversão da magnetização ocorre sem precessão. Para esse valor de a_j , $\beta = \gamma H_z/\alpha$, o que permite calcular o tempo de reversão completa da magnetização sem precessão ($t_{\omega=0}$). Para $m_z(t) = \tanh(\gamma H_z t/\alpha)$ e considerando que $m_z = 0,99$ indica que a transferência de spin atingiu seu limite, então $t_{\omega=0}$ será aproximadamente

$$t_{\omega=0} \sim \frac{2\alpha}{\gamma H_z} \text{arctanh}(0,99) \quad (4.36)$$

É possível fazer uma estimativa de valores usando, por exemplo (números comumente encontrados na literatura): $\alpha \sim 10^{-2}$, $\gamma = 2,211 \cdot 10^5 \text{ m/As}$, $H_z \sim 8 \cdot 10^4$

A/m , $M \sim 5.10^5$ A/m, $l \sim 10.10^{-9}$ m, $P \sim 0,25$, $\mu_B = 9,274.10^{-24}$ J/T, que resulta em:

$$t_{\omega=0} \sim 2,5.10^{-12} \text{ s} \quad (4.37)$$

Para $F_z = -1$,

$$\beta = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2}[\alpha H_z - a_j] \quad \text{e} \quad \omega = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2}[H_z + \alpha a_j] \quad (4.38)$$

Pode-se ver que ocorre uma inversão em relação a situação anterior: agora ambos os termos contribuem com a frequência ω , que passa a aumentar com a_j , mas são competitivos em relação a variação da orientação da magnetização. Enquanto o campo H_z tenta orientar a magnetização na direção $+\hat{z}$, a transferência de spin age para levar $m_z\hat{z}$ a $-\hat{z}$. Essa situação permite que quando $\alpha H_z = a_j$ o parâmetro β se anule. Esse é um caso importante, pois para $\beta = 0$:

$$\frac{dm_z}{dt} = \frac{dm_\rho}{dt} = 0 \quad (4.39)$$

o que indica uma precessão estável. Da mesma forma que no caso anterior, pode-se definir uma densidade de corrente crítica $j_{c\beta}$, dada por:

$$j_{c\beta} = \frac{\alpha\gamma H_z}{P\mu_b} e l M \quad (4.40)$$

que leva o sistema para um estado de precessão estável de frequência angular

$$\omega_p = \gamma H_z \frac{(1 + \alpha^2)}{(1 + \alpha^2)} = \gamma H_z \quad (4.41)$$

que é justamente a frequência de Larmor.

As duas densidades de corrente críticas estão relacionadas na forma

$$j_{c\beta} = \alpha^2 j_{c\omega} \quad (4.42)$$

e como α é normalmente da ordem de 10^{-2} a 10^{-3} , então $j_{c\beta} \ll j_{c\omega}$ e é bem mais fácil chegar a uma situação de precessão estável do que a uma situação de reversão da magnetização sem precessão. Usando os valores anteriormente mencionados (que serão o padrão sempre que for feita uma estimativa numérica), chega-se a

$$j_{c\beta} \sim 6.10^{10} \text{ A/m}^2 = 6.10^6 \text{ A/cm}^2 \quad (4.43)$$

$$j_{c\omega} = 10^4 j_{c\beta} \sim 6.10^{14} \text{ A/m}^2 = 6.10^{10} \text{ A/cm}^2 \quad (4.44)$$

Essa diferença também significa que para valores de j entre $j_{c\beta}$ e $j_{c\omega}$, haverá valores intermediários de tempo de reversão da magnetização t_{rev} . Para $j = 10^7 \text{ A/cm}^2$, por exemplo, é fácil ver que $t_{rev} \sim 10^{-9} \text{ s}$.

Esses valores de densidade de corrente são bastante altos e isso tem sido uma das dificuldades encontradas na utilização do efeito de transferência de spin em dispositivos tecnológicos. Com os mesmos parâmetros, também podemos estimar a frequência de precessão estável:

$$\omega_p \sim 18 \cdot 10^9 \text{ rad/s} \quad (4.45)$$

Essa última parte da análise tem relação com o que foi desenvolvido no final do capítulo 3, em que é possível ver as diferentes contribuições dos diferentes termos da equação de Gilbert com a inclusão do termo de transferência (3.27). Deve-se notar também, que a análise continua válida se as alterações forem feitas por inversão do sentido da densidade de corrente j ou do campo externo H_z .

4.1.2 Simulação dos resultados

Aqui são apresentadas algumas simulações dos resultados obtidos, divididos nas situações dadas por $F_z = +1$ e $F_z = -1$. Foram traçados os gráficos do comportamento de m_z pelo tempo t e também do vetor \mathbf{m} , através de suas componentes m_x , m_y e m_z .

Simulações com $F_z = +1$:

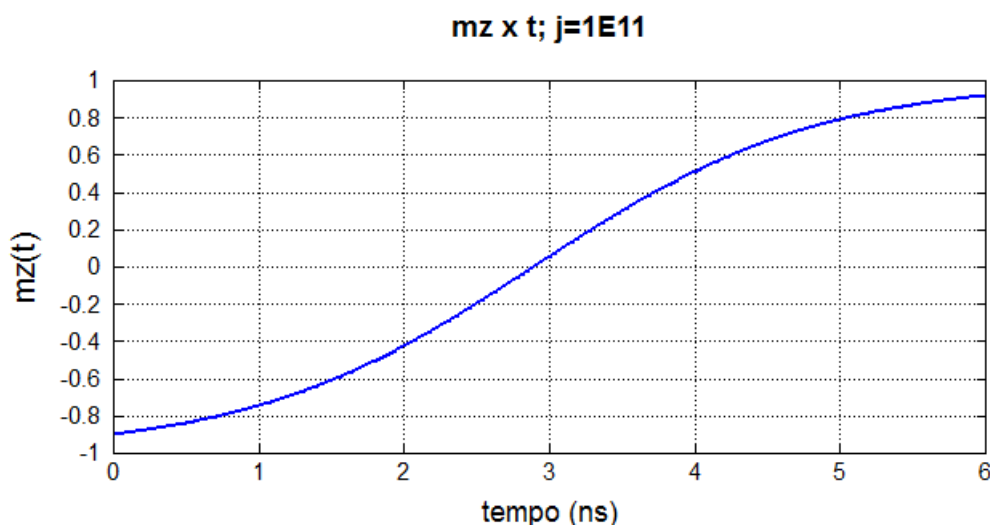


Figura 12: Para uma densidade de corrente $j = 10^{11} \text{ A/m}^2$, a reversão da magnetização da camada livre ocorre em aproximadamente 6 ns.

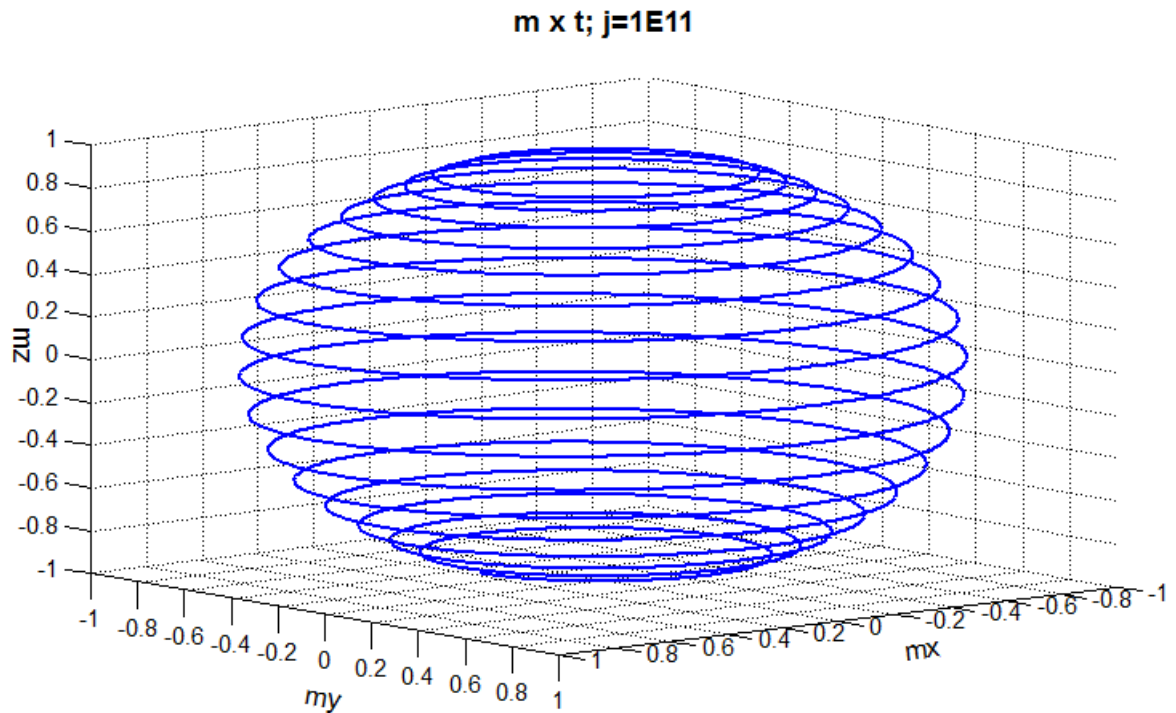


Figura 13: Gráfico do comportamento da magnetização \mathbf{m} para os mesmos parâmetros da figura 12. A reversão ocorre juntamente com precessão do vetor \mathbf{m} . Simulação para 6 ns.

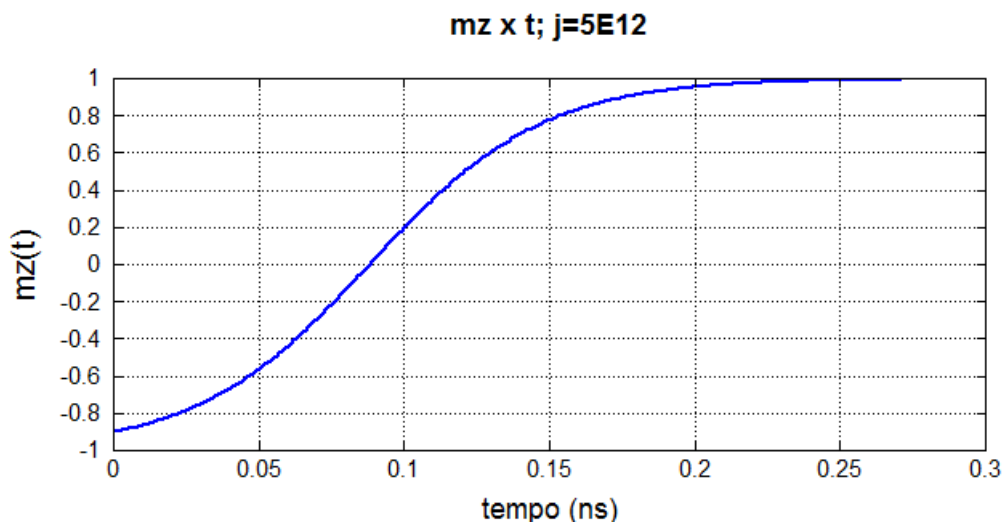


Figura 14: Para $j = 5 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$, a reversão ocorre em um intervalo de tempo bem menor, comparando com a figura 12, mas diminuindo a escala temporal. Pode-se perceber que com 0,25 ns a reversão já atingiu seu limite.

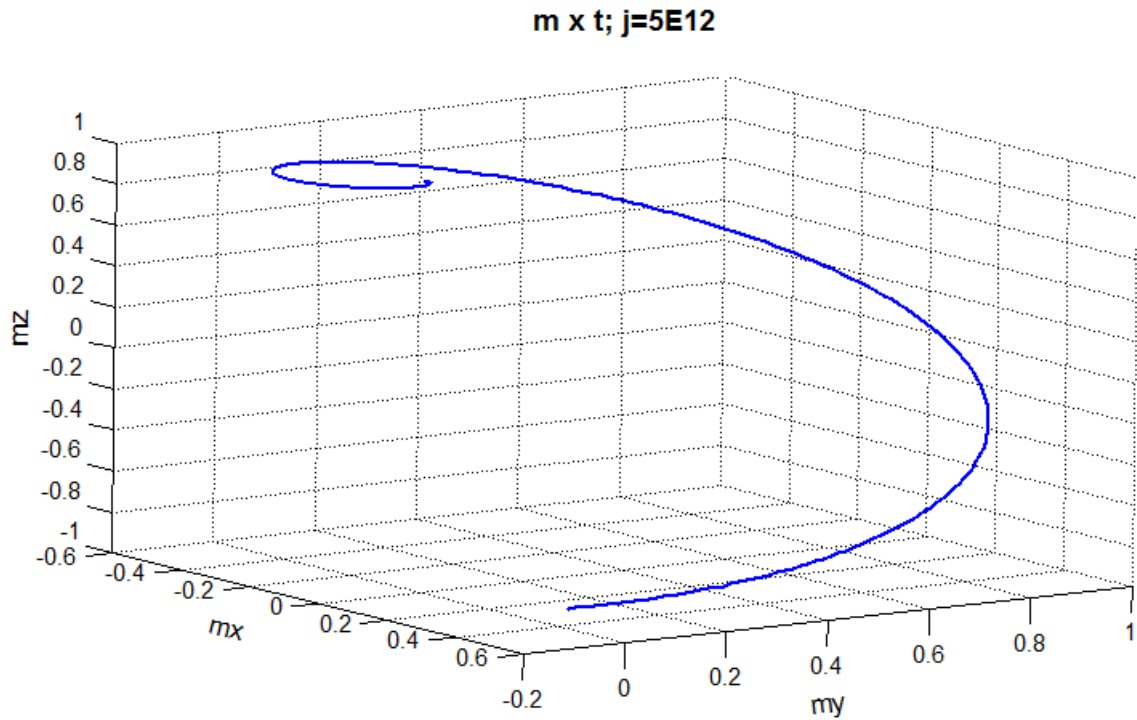


Figura 15: Simulação da magnetização \mathbf{m} , através das componentes m_x , m_y e m_z , com os mesmos parâmetros da figura 14. Nesse caso, o vetor \mathbf{m} quase não precessiona, ocorrendo praticamente uma inversão direta.

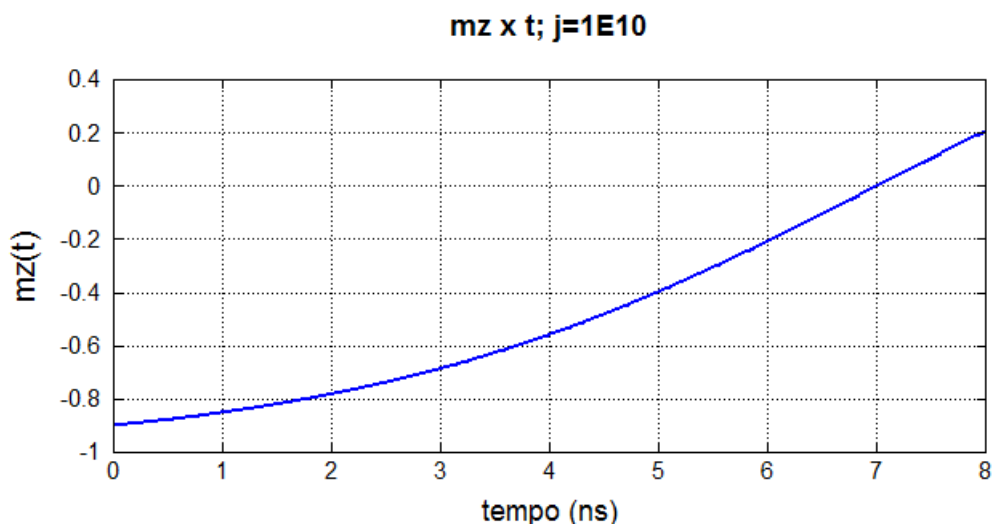


Figura 16: Aplicando uma densidade de corrente menor (10^{10} A/m^2), o tempo de reversão aumenta significativamente. Após 8 ns, $m_z = 0,2$.

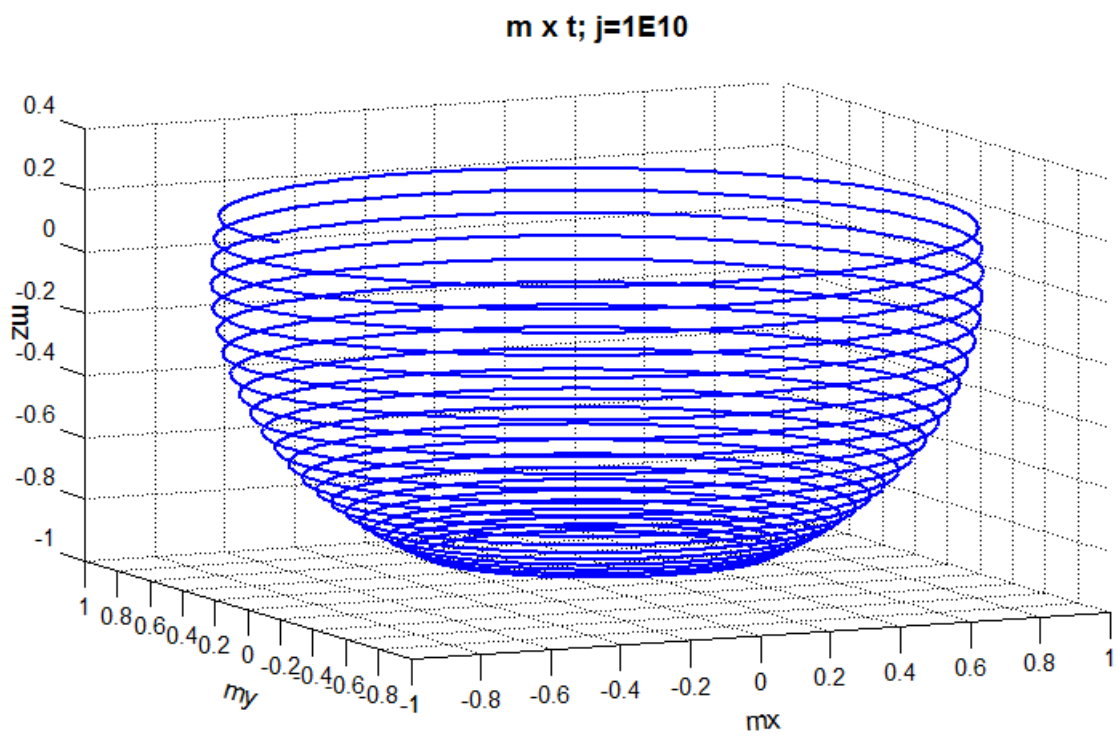


Figura 17: Com os mesmos valores da figura anterior, é possível ver como a precessão aumenta significativamente.

Simulações com $F_z = -1$:

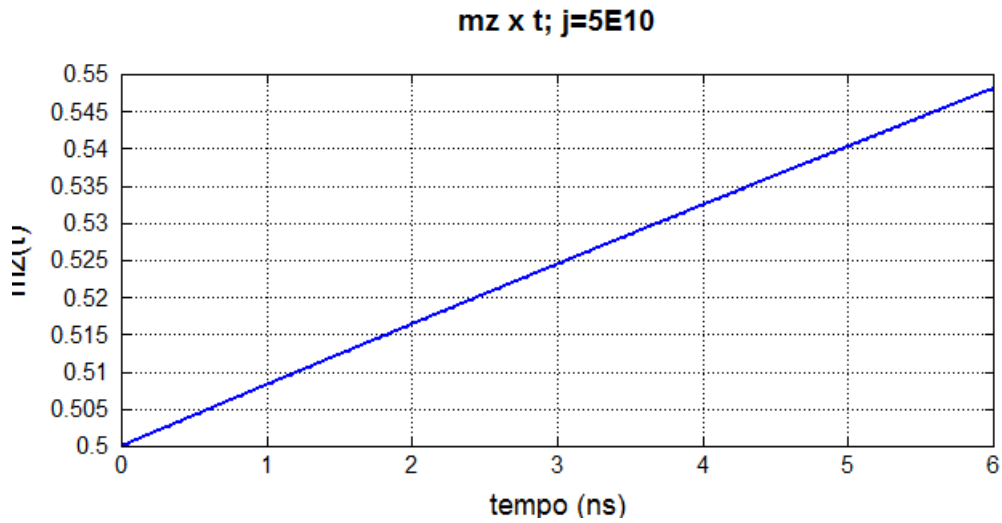


Figura 18: Agora, com o termo de transferência e o campo aplicado atuando competitivamente, $j = 5 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ produz uma precessão quase estável.

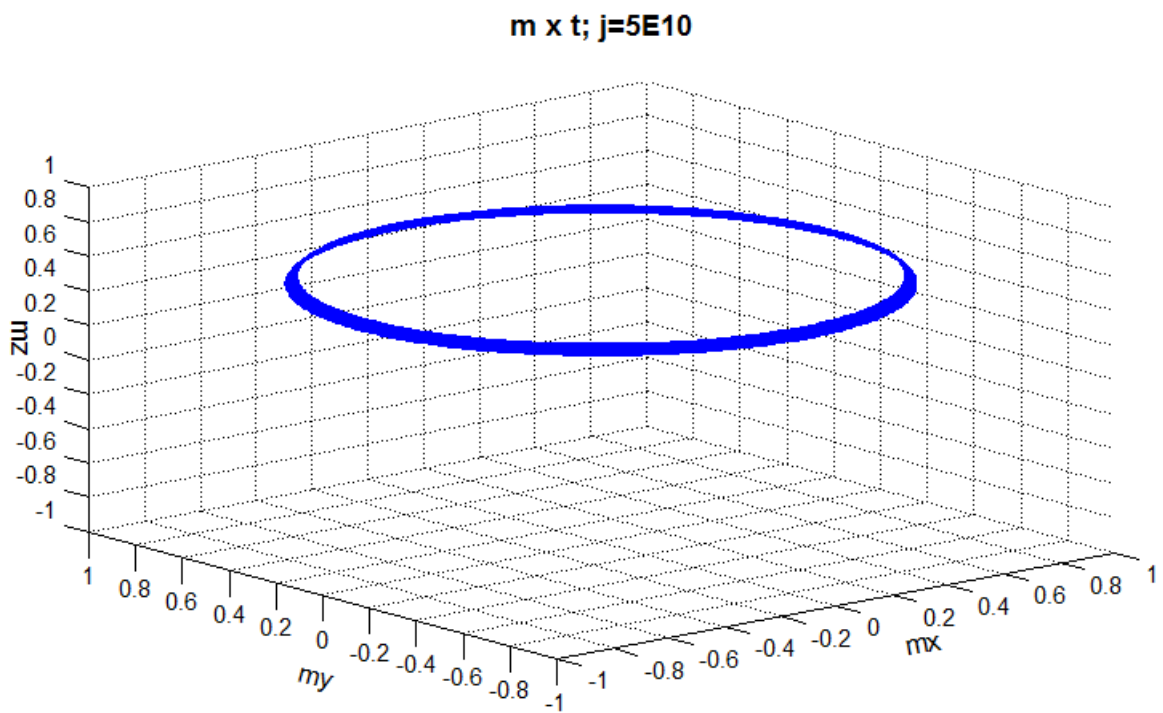


Figura 19: Aqui é possível ver como \mathbf{m} precessiona com a componente m_z praticamente estável. Intervalo de tempo de 6 ns.

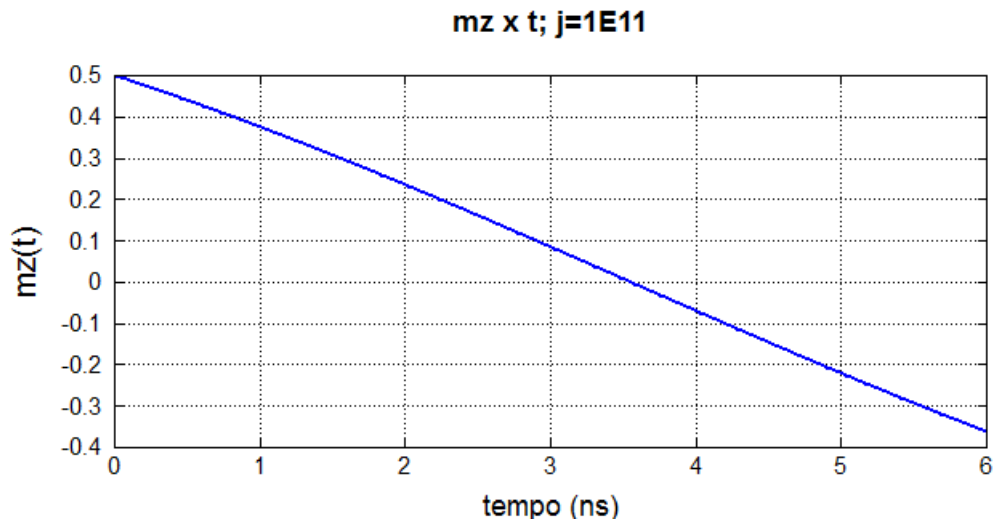


Figura 20: Aumentando um pouco mais a corrente, o termo de transferência passa a ser maior que o de campo. Assim, $\beta < 0$ e a transferência atua para levar m_z a -1 .

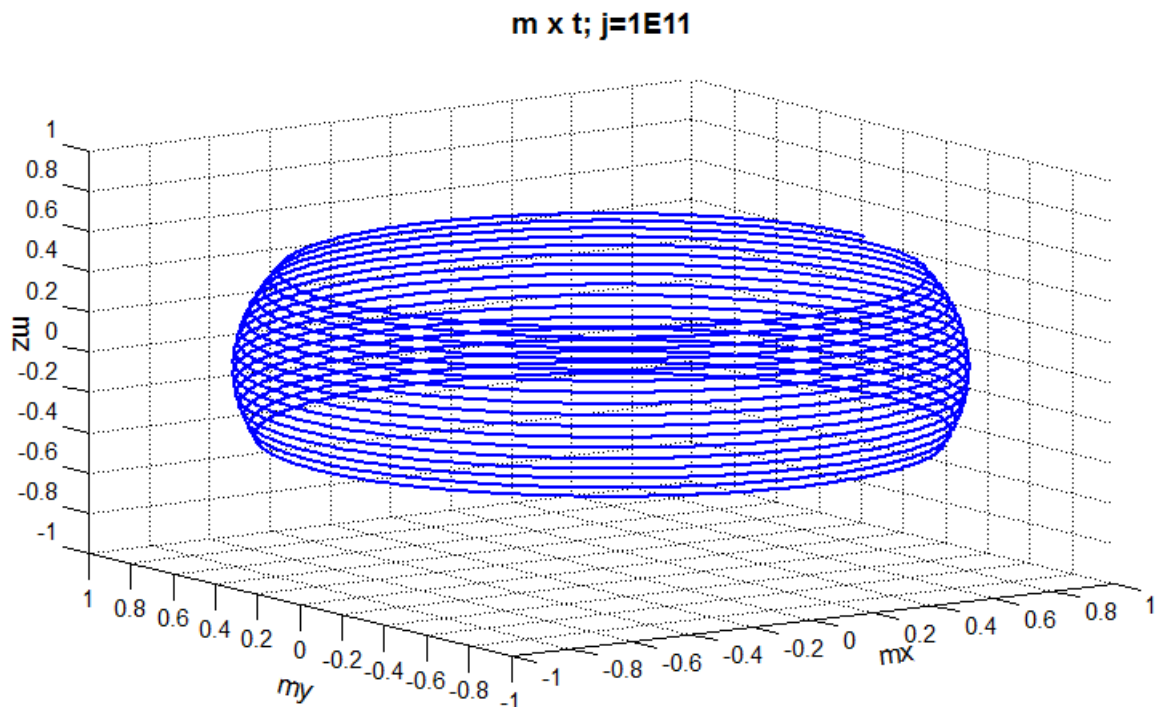


Figura 21: Comparando com a figura 19, vemos que β passou de positivo a negativo. Para $\beta = 0$, a precessão seria estável, ficando em um único valor de m_z .

4.2 Caso 2: Sistema sem campo de Oersted e com anisotropias

Consideramos até o momento um sistema homogêneo, com alto grau de simetria e sem anisotropias. Isso nos permitiu obter uma solução analítica no primeiro caso analisado, mas a maioria dos sistemas apresenta algum tipo de anisotropia, de forma que é interessante calcular o mesmo sistema anterior com a inclusão de um campo de anisotropia H_A .

Vamos imaginar que esse campo seja da forma $\mathbf{H}_A = H_A m_z \hat{\mathbf{z}}$, e a inclusão dele pode ser feita diretamente na equação 4.14 do caso anterior, notando que basta fazer a substituição $H_z \rightarrow H_z + H_A m_z$. Esse mesmo formato também poderia servir para a inclusão de um campo desmagnetizante que fosse da forma $\mathbf{H}_D = -H_D m_z \hat{\mathbf{z}}$ e o campo resultante seria a diferença entre os campos de anisotropia e desmagnetizante ($H_A - H_D$). Para a situação em que $H_A = H_D$, voltaríamos ao Caso 1. Feitas essas considerações, o sistema de equações passa a ser:

$$\dot{m}_\rho = -\gamma a_j m_\rho F_z m_z - \alpha m_z m_\rho \dot{\theta} \quad (4.46)$$

$$m_\rho \dot{\theta} = \gamma m_\rho (H_z + H_A m_z) + \alpha (m_z \dot{m}_\rho - \dot{m}_z m_\rho) \quad (4.47)$$

$$\dot{m}_z = \gamma a_j F_z m_\rho^2 + \alpha m_\rho^2 \dot{\theta} \quad (4.48)$$

que leva a:

$$m_\rho \dot{\theta} = \gamma m_\rho (H_z + H_A m_z) - \alpha \frac{\dot{m}_z}{m_\rho} \quad (4.49)$$

$$\dot{m}_z = \gamma a_j F_z m_\rho^2 + \alpha m_\rho^2 \dot{\theta} \quad (4.50)$$

$$m_\rho^2 + m_z^2 = 1 \quad (4.51)$$

Substituindo 4.49 em 4.50, chega-se a equação para \dot{m}_z :

$$\dot{m}_z = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} (\alpha H_z + a_j F_z + \alpha H_A m_z) m_\rho^2 \quad (4.52)$$

que pode ser melhor escrita na forma:

$$\dot{m}_z = (p + q m_z)(1 - m_z^2) \quad (4.53)$$

sendo

$$p \equiv \frac{\gamma}{1 + \alpha^2}(\alpha H_z + a_j F_z) \quad \text{e} \quad q \equiv \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \alpha H_A \quad (4.54)$$

De forma similar, pode-se chegar a equação para $\dot{\theta}$:

$$\dot{\theta} = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2}(H_z - \alpha a_j F_z + H_A m_z) \quad (4.55)$$

Assim, $m_z(t)$ será dado por:

$$\int \frac{dm_z}{(p + qm_z)(1 - m_z^2)} = \int dt \quad (4.56)$$

que tem solução:

$$(q - p) \log \frac{(m_z - 1)}{(m_{z0} - 1)} + (q + p) \log \frac{(m_z + 1)}{(m_{z0} + 1)} - 2q \log \frac{(p + qm_z)}{(p + qm_{z0})} = 2(p^2 - q^2)t \quad (4.57)$$

sendo m_{z0} a constante de integração, ou seja, o valor inicial de m_z . Essa equação é do tipo transcendental, de forma que é impossível isolar os termos com m_z para encontrar uma função $m_z(t)$. Isso também impede que se faça a integração de $\dot{\theta}$. Para esse fim, seria necessária a utilização de métodos numéricos. Apesar disso, é possível traçar o comportamento de m_z com t , o que é feito na seção de simulação dos resultados.

4.2.1 Discussão dos resultados

Mesmo sem chegar a uma forma final para m_z , podemos analisar os casos em que ocorre precessão estável e reversão da magnetização sem precessão.

Pela 4.52, vemos que o critério de precessão estável é dado por

$$\dot{m}_z = 0 \rightarrow \alpha H_z + a_j F_z + \alpha H_A m_z = 0 \quad (4.58)$$

e pela 4.55, a ausência de precessão ocorre quando

$$\dot{\theta} = 0 = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2}(H_z - \alpha a_j F_z + H_A m_z) \quad (4.59)$$

Do mesmo modo que no caso anterior, vamos considerar que H_z , H_A e a_j são constantes e maiores que zero, variando apenas a orientação de F_z . Novamente aparecem duas possibilidades:

$F_z = +1$, significa que para $\dot{m}_z = 0$

$$\alpha H_z + a_j + \alpha H_A m_z = 0 \quad (4.60)$$

ou seja,

$$m_z = -\frac{(\alpha H_z + a_j)}{\alpha H_A} \quad (4.61)$$

De forma que, nesse caso, a precessão estável pode ocorrer apenas para valores negativos de m_z (lembrando que $0 \leq |m_z| < 1$) e ω_p é dado por

$$\omega_p = -\frac{\gamma a_j}{\alpha} = \gamma(H_z + H_A m_z) \quad (4.62)$$

Também implica que, para $\dot{\theta} = 0$

$$H_z - \alpha a_j + H_A m_z = 0 \quad (4.63)$$

ou seja,

$$m_z = \frac{(-H_z + \alpha a_j)}{H_A} \quad \text{ou} \quad a_j = \frac{H_z + H_A m_z}{\alpha} \quad (4.64)$$

e pode ocorrer reversão sem precessão, mas não com uma densidade de corrente constante.

$F_z = -1$, significa que a precessão estável é dada por

$$\alpha H_z - a_j + \alpha H_A m_z = 0 \quad (4.65)$$

e a ausência de precessão por

$$H_z + \alpha a_j + H_A m_z = 0 \quad (4.66)$$

Portanto, para $\dot{m}_z = 0$:

$$\alpha H_z + \alpha H_A m_z = a_j \quad \text{ou} \quad m_z = \frac{(-\alpha H_z + a_j)}{\alpha H_A} \quad (4.67)$$

podendo ocorrer precessão estável para qualquer valor de m_z , desde que $0 \leq |m_z| < 1$, com frequência

$$\omega_p = \frac{\gamma a_j}{\alpha} = \gamma(H_z + H_A m_z) \quad (4.68)$$

Para $\dot{\theta} = 0$:

$$H_z + \alpha a_j = -H_A m_z \quad (4.69)$$

de forma que não é possível reverter a magnetização sem precessão nesse caso, já que apenas valores negativos de m_z satisfazem a equação acima.

É interessante notar que houve uma troca $H_z \rightarrow H_z + H_A m_z$ na frequência de precessão estável em relação ao Caso 1, mostrando que essa frequência será dada por $\gamma \mathbf{H}_{ef}$. Além disso, a inclusão do campo de anisotropia resultou em uma limitação dos possíveis estados

de precessão estável, o que indica que as anisotropias de um sistema estão relacionadas à existência de modos de precessão(30, 31). Isso não acontece quando não há assimetrias, como no caso anterior, em que ω_p podia assumir qualquer valor. Ainda é possível ver que, se H_A for negativo (um campo desmagnetizante), ocorrerá uma troca de sinal nos valores de m_z nos casos permitidos de precessão constante.

4.2.2 Simulação dos resultados

Aqui são apresentadas simulações para a equação 4.57. Como essa apresenta uma forma transcendental, foi variado o tempo t para obter os valores correspondentes de m_z . Em todos os casos, foi usado $F_z = +1$, $j = 1.10^{11} \text{ A/m}^2$ e H_A em unidades de A/m .

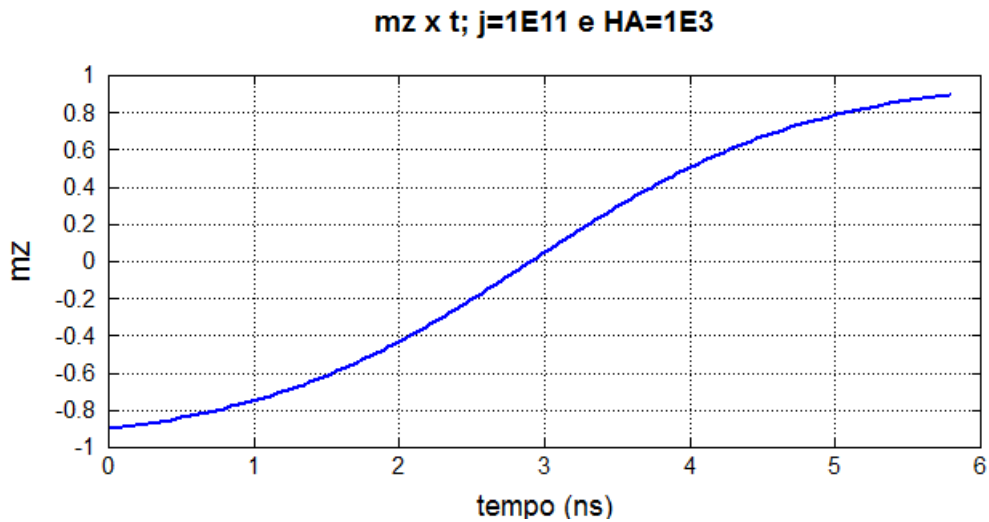


Figura 22: No caso em que o campo H_A é pequeno (10^3), não há mudanças significativas em relação ao Caso 1.

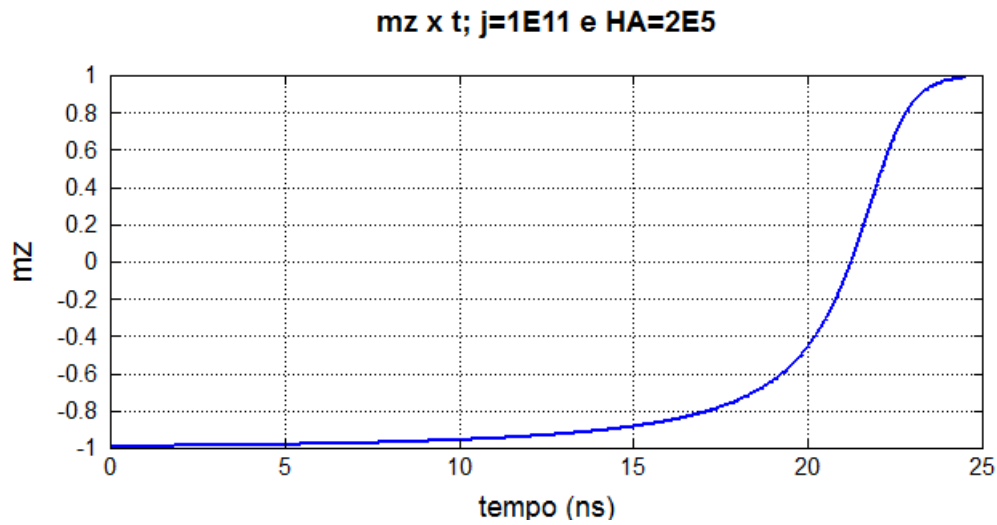


Figura 23: Para $m_z < 0$, o campo $H_A = 2 \cdot 10^5$ tende a manter a magnetização em valores negativos, dificultando a reversão. Para $m_z > 0$, esse termo contribui para que a magnetização saia do plano e a reversão passa a ocorrer rapidamente.

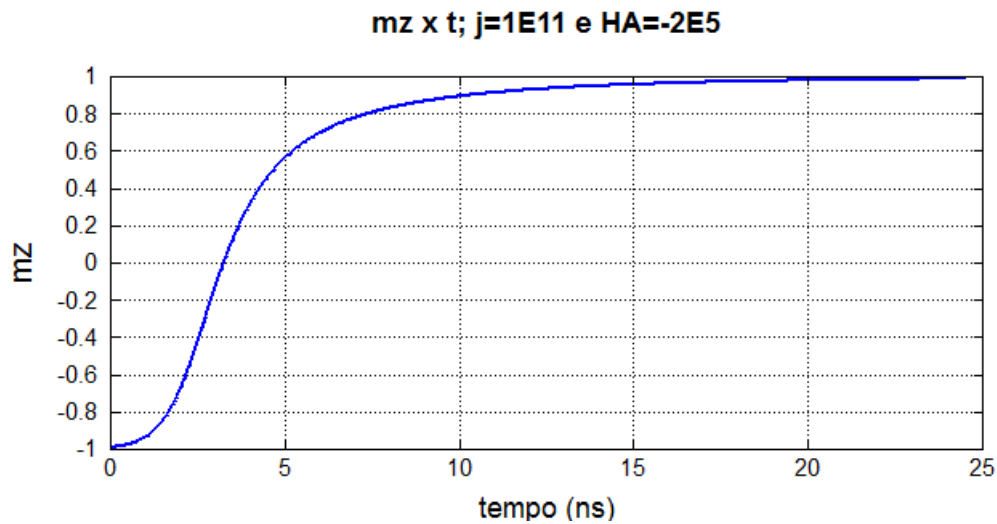


Figura 24: Nessa situação, $H_A = -2 \cdot 10^5$, ocorre o processo contrário da situação anterior, dada pela figura 23.

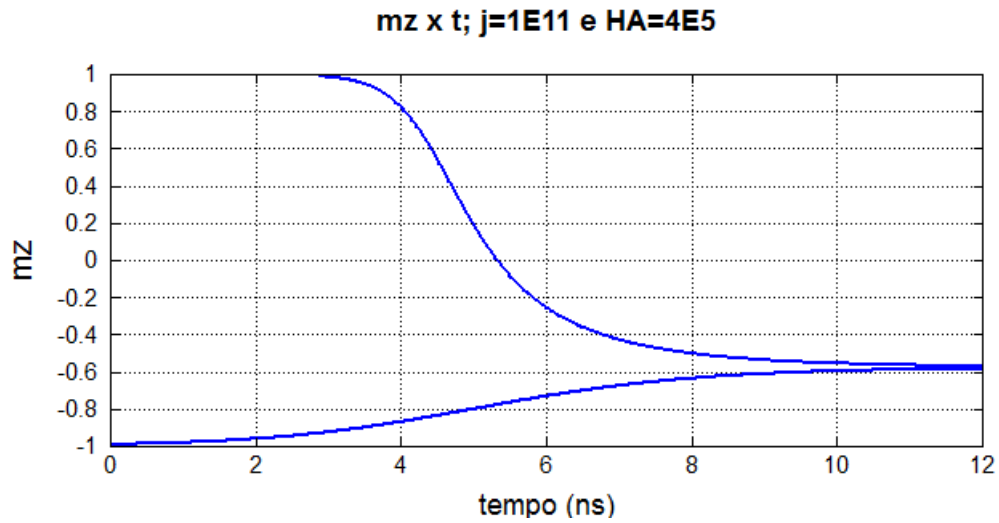


Figura 25: Para esse valor de campo ($H_A = 4 \cdot 10^5$), só há precessão estável para $m_z \sim -0,58$. Os valores para $t = 0$ correspondem a duas condições iniciais, que levam ao mesmo resultado final.

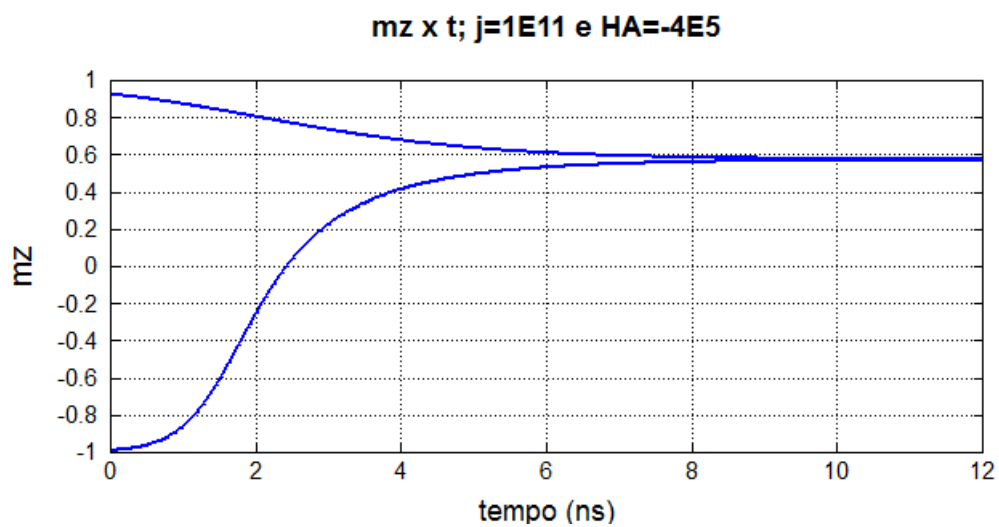


Figura 26: Com $H_A = -4 \cdot 10^5$, a precessão estável ocorre para $m_z \sim 0,58$.

4.3 Caso 3: Sistema com campo de Oersted e sem anisotropias (macrospin)

Como foi visto, a transferência de spin é ocasionada por uma corrente elétrica spin polarizada agindo sobre a camada livre, o que resulta em um torque no vetor magnetização. Sabe-se que toda corrente elétrica tem associada a ela um campo magnético induzido, o campo de Oersted, porém, em momento algum esse campo foi incluído no equacionamento do problema. Como a densidade de corrente pode atingir altos valores, da ordem de 10^7 a 10^{11} A/cm², então é possível que esse campo auto induzido tenha influência relevante no efeito. A inclusão do campo de Oersted deve ser feita via campo efetivo \mathbf{H}_{ef} . A situação mais simples possível de transferência no nanopilar com esse termo adicional é a que se considera uma aproximação de macrospin e sem termos de anisotropia. Seguindo a mesma linha de raciocínio do caso anterior, chega-se até as equações 4.6, 4.7 e 4.8 e utilizando o fato que $m_z \dot{m}_z = -m_\rho \dot{m}_\rho$ e $m_z^2 + m_\rho^2 = 1$, fica-se com o seguinte sistema:

$$m_\rho \dot{\theta} = \gamma(m_\rho H_z - m_z H_\rho) - \alpha \frac{\dot{m}_z}{m_\rho} \quad (4.70)$$

$$\dot{m}_z = -\gamma H_\theta m_\rho + \gamma a_j m_\rho F_z m_\rho + \alpha m_\rho^2 \dot{\theta} \quad (4.71)$$

O campo de Oersted dentro de um condutor é dado por:

$$\mathbf{H}_{Oersted} = I \frac{r}{2\pi R^2} \hat{\mathbf{e}}_\theta = H_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta \quad (4.72)$$

Esse campo cresce linearmente com o raio r dentro do condutor (de raio máximo R) e tem um rotacional não nulo, diferentemente dos campos previamente utilizados. Identificando a componente H_θ com o campo de Oersted, então o campo efetivo passa a ter a forma:

$$\mathbf{H}_{ef} = H_z \hat{\mathbf{z}} + H_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta \quad (4.73)$$

sendo H_z o campo aplicado e $H_\rho = 0$. As equações ficam:

$$m_\rho \dot{\theta} = \gamma m_\rho H_z - \alpha \frac{\dot{m}_z}{m_\rho} \quad (4.74)$$

$$\dot{m}_z = -\gamma H_\theta m_\rho + \gamma a_j m_\rho F_z m_\rho + \alpha m_\rho (m_\rho \dot{\theta}) \quad (4.75)$$

Substituindo 4.74 em 4.75, chega-se a:

$$\dot{m}_z (1 + \alpha^2) = -\gamma H_\theta \sqrt{1 - m_z^2} + \gamma (\alpha H_z + a_j F_z) (1 - m_z^2) \quad (4.76)$$

Essa equação pode ser integrada ao se fazer as substituições:

$$m_z \equiv \text{sen}(\varphi) \quad \text{e} \quad m_\rho \equiv \text{cos}(\varphi) \quad (4.77)$$

de forma que

$$\dot{m}_z = \dot{\varphi} \text{cos}(\varphi) \quad (4.78)$$

e a equação em φ fica

$$\dot{\varphi} \text{cos}(\varphi) = a \text{cos}^2(\varphi) - b \text{cos}(\varphi) \quad (4.79)$$

onde foram definidos

$$a \equiv \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} (\alpha H_z + a_j F_z) \quad \text{e} \quad b \equiv \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} H_\theta \quad (4.80)$$

Assim, a equação diferencial a ser integrada é:

$$\frac{d\varphi}{a \text{cos}(\varphi) - b} = dt \quad (4.81)$$

que tem como solução

$$\frac{2}{\sqrt{a^2 - b^2}} \text{arctanh}\left(\frac{(a + b) \tan(\varphi/2)}{\sqrt{a^2 - b^2}}\right) = t + 2t_0 \quad (4.82)$$

e $\varphi(t)$ é dado por

$$\varphi(t) = 2 \arctan \left[\frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{(a + b)} \tanh \left(\sqrt{a^2 - b^2} (t/2 + t_0) \right) \right] \quad (4.83)$$

e utilizando as definições 4.77, chega-se ao resultado:

$$m_z(t) = \text{sen} \left\{ 2 \arctan \left[\frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{(a + b)} \tanh \left(\sqrt{a^2 - b^2} (t/2 + t_0) \right) \right] \right\} \quad (4.84)$$

$$m_\rho(t) = \text{cos} \left\{ 2 \arctan \left[\frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{(a + b)} \tanh \left(\sqrt{a^2 - b^2} (t/2 + t_0) \right) \right] \right\} \quad (4.85)$$

Essas duas últimas equações dão os valores de m_z e m_ρ em função do tempo e dos outros parâmetros do sistema. Para obter a solução completa, falta apenas determinar $\theta(t)$. A 4.74 dá a equação para $\dot{\theta}(t)$, que é a frequência angular de precessão ω :

$$\dot{\theta} \equiv \omega(t) = \gamma H_z - \alpha \frac{\dot{m}_z}{m_\rho^2} \quad (4.86)$$

A equação acima pode ser um pouco mais simplificada utilizando que $\dot{m}_z = \dot{\varphi} \text{cos}(\varphi)$ e

$m_\rho^2 = \cos^2(\varphi)$ e por 4.79:

$$\dot{\theta} \equiv \omega(t) = \gamma H_z - \alpha a + \alpha \frac{b}{\cos(\varphi(t))} \quad (4.87)$$

e pelas definições de a e b (4.80):

$$\dot{\theta} \equiv \omega(t) = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [H_z - \alpha F_z a_j] + \alpha \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \frac{H_\theta}{\cos(\varphi(t))} \quad (4.88)$$

e finalmente, a equação para $\theta(t)$:

$$\theta(t) - \theta_0 = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [H_z - \alpha F_z a_j] t + \alpha \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} H_\theta \int \frac{dt}{\cos(\varphi(t))} \quad (4.89)$$

A integral que aparece acima tem solução analítica:

$$\begin{aligned} \int \frac{dt}{\cos(\varphi(t))} = \int \frac{dt}{m_\rho(t)} = & -\frac{2}{p^3 - pq^2} \left\{ (p^2 + q^2)p(t/2 + t_0) + \right. \\ & pq \left[\log \left(\frac{q - p \tanh(p(t/2))}{q \sqrt{\frac{p^2 \tanh^2(p(t/2))}{q^2} + 1}} \right) - \right. \\ & \left. \left. \log \left(\frac{q + p \tanh(p(t/2))}{q \sqrt{\frac{p^2 \tanh^2(p(t/2))}{q^2} + 1}} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.90)$$

em que

$$p = \sqrt{a^2 - b^2} \quad \text{e} \quad q = a + b \quad (4.91)$$

Assim, foi atingido o objetivo inicial de obter uma solução analítica, mas existem vários pontos a serem discutidos, especialmente em relação as equações 4.89 e 4.88, para $\theta(t)$ e $\omega(t)$.

4.3.1 Discussão dos resultados

Pode-se ver que o termo 4.90 que aparece em 4.89 é bastante complexo, então em vez de avaliar o que esse termo significa, é mais interessante dar uma olhada com maior atenção à equação para $\omega(t)$ (4.88), na forma:

$$\omega(t) = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [H_z - \alpha F_z a_j] + \frac{\alpha \gamma}{1 + \alpha^2} \frac{H_\theta}{m_\rho(t)} \quad (4.92)$$

Imaginado a situação em que está ocorrendo o efeito de transferência de spin e $m_z(t) \rightarrow 1$, e como $m_z^2 + m_\rho^2 = 1$, logicamente $m_\rho(t) \rightarrow 0$. Nessas condições, o termo dado por $\frac{H_\theta}{m_\rho(t)}$ deve divergir, assim como a frequência. Evidentemente esse resultado é absurdo. Ocorre que, quando $m_z(t) \rightarrow 1$, o vetor magnetização está se aproximando do centro do pilar,

ou seja, o raio r a ser considerado no cálculo do campo de Oersted está diminuindo, o que implica que o próprio valor de H_θ também $\rightarrow 0!$ Isso mostra um grave problema na aproximação de macrospin ao se incluir o campo induzido pela corrente, já que para cada diferente r existe um valor de H_θ .

Uma forma de contornar esse problema, seria identificar o valor de r com o valor de m_ρ . Isso pode ser feito da seguinte maneira:

$$H_\theta = \frac{Ir}{2\pi R^2} = \frac{j r}{2}, \text{ sendo } j \equiv \frac{I}{\pi R^2} \quad (4.93)$$

e definindo:

$$r \equiv Rm_\rho(t) \quad (4.94)$$

então

$$H_\theta = \frac{j}{2} Rm_\rho(t) \quad (4.95)$$

A validade dessa aproximação é discutível e não necessariamente corresponde a uma situação física real, mas será usada aqui como um recurso matemático de forma a ver que resultados podem ser obtidos. Substituindo isso na equação 4.92, fica-se com:

$$\omega = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [H_z - \alpha F_z a_j] + \frac{\alpha \gamma}{1 + \alpha^2} \frac{j}{2} R \quad (4.96)$$

Essa última equação não diverge e ainda mostra uma contribuição do termo proveniente do campo de Oersted que parece ter o sentido correto, ao menos logicamente, já que para uma corrente na forma $\mathbf{j} = j\hat{\mathbf{z}}$ aparece um campo que contribui para aumentar a frequência na direção $\hat{\mathbf{e}}_\theta$. Ao se fazer a troca $j \rightarrow -j$ ($a_j \rightarrow -a_j$) o sentido é invertido. Isso está de acordo com o que foi discutido ao final do capítulo 3 e também no Caso 1 dessa dissertação. Apesar disso, o termo dado por H_θ é constante, o que esconde o fato de o campo de Oersted crescer linearmente com o raio dentro do condutor. Mesmo com todos esse poréns, é interessante ver o que ocorre ao se aplicar a definição 4.95, na equação 4.76, que determina \dot{m}_z :

$$\begin{aligned} \dot{m}_z(1 + \alpha^2) &= -\gamma H_\theta \sqrt{1 - m_z^2} + \gamma(\alpha H_z + a_j F_z)(1 - m_z^2) \\ &= -\gamma \frac{j}{2} R m_\rho \sqrt{1 - m_z^2} + \gamma(\alpha H_z + a_j F_z)(1 - m_z^2) \end{aligned} \quad (4.97)$$

$$= -\gamma \frac{j}{2} R (1 - m_z^2) + \gamma(\alpha H_z + a_j F_z)(1 - m_z^2) \quad (4.98)$$

já que $m_z^2 + m_\rho^2 = 1$, o que leva facilmente aos resultados

$$m_z(t) = \tanh\left[\frac{\gamma}{(1 + \alpha^2)} (\alpha H_z + a_j F_z - \frac{j}{2} R)t + z_0\right] \quad (4.99)$$

$$m_\rho(t) = \operatorname{sech}\left[\frac{\gamma}{(1 + \alpha^2)}(\alpha H_z + a_j F_z - \frac{j}{2}R)t + \rho_0\right] \quad (4.100)$$

Pode-se notar a semelhança entre esses resultados e aqueles obtidos no primeiro caso analisado, sem a inclusão do campo induzido pela corrente (4.26 e 4.27), tendo apenas um termo adicional dado pelo campo de Oersted. Essas equações também são bem mais simples que as 4.84 e 4.85, mas essa simplicidade toda resulta em uma contribuição constante do campo auto induzido. Isso é um problema fundamental na aproximação de macrospin. Ela simplesmente não tem como funcionar bem para um campo que é diferente para cada valor de r . As equações mais complexas derivadas ao longo do estudo do Caso 3, citadas acima, refletem melhor essa dependência. Poderia ser possível olhar para elas como correspondendo aos valores de m_z e m_ρ de cada micromomento individual, ou seja, uma aproximação de microspin, que seria a ideal para o caso em que há a inclusão do campo de Oersted. Porém, nesse caso, não poderíamos mais considerar que $\mathbf{H}_{Oersted} = H_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta$, já que o sistema de coordenadas deveria ser centrado em cada ponto r e não no centro do nano pilar. Portanto, apesar de a aproximação de macrospin permitir que se chegue nas soluções analíticas e dar algumas informações interessantes, ela não é uma aproximação boa nesse caso e deve ser vista com cuidado, dentro de seus limites. Dito isso, vamos analisar com mais atenção as equações 4.96 e 4.99.

Começamos introduzindo uma simplificação na notação da relação de a_j com a densidade de corrente. Vamos escrever que:

$$a_j \equiv \kappa j, \text{ sendo } \kappa \equiv \frac{P\mu_B}{e\gamma l M} \quad (4.101)$$

Portanto, é um parâmetro com dimensão de comprimento, e pelos valores padrão adotados $\kappa \sim 15 \cdot 10^{-9} m$. Como anteriormente, vamos considerar o valor de H_z constante, mas agora tanto F_z quanto j poderão ter sentido revertido.

Para $F_z = +1$ e $j \rightarrow +j$,

$$\omega = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} (H_z - \alpha \kappa j + \alpha j \frac{R}{2}) \quad (4.102)$$

$$m_z(t) = \tanh[\beta t], \beta = \frac{\gamma}{(1 + \alpha^2)} (\alpha H_z + j \kappa - \frac{j}{2}R) \quad (4.103)$$

A condição para não haver precessão é:

$$\omega = 0 \rightarrow H_z = \alpha \kappa j - \alpha j \frac{R}{2} \rightarrow \frac{H_z}{\alpha} = j(\kappa - \frac{R}{2}) \quad (4.104)$$

de forma que para qualquer $R \geq 2\kappa$ a condição não pode ser satisfeita e sempre há

precessão. Caso $R < 2\kappa$, é possível satisfazer 4.104, podendo ocorrer reversão sem precessão, com a densidade de corrente crítica dada por $j_{c\omega} = \frac{H_z}{\alpha(\kappa - R/2)}$

A condição para precessão estável é:

$$\beta = 0 \rightarrow \alpha H_z = \frac{j}{2}R - j\kappa \rightarrow \alpha H_z = j\left(\frac{R}{2} - \kappa\right) \quad (4.105)$$

e para qualquer $R \leq 2\kappa$ a condição não pode ser satisfeita. Se $R > 2\kappa$, então 4.105 pode ser atingida e há precessão estável, com $j_{c\beta} = \frac{\alpha H_z}{(R/2 - \kappa)}$ e frequência dada por:

$$\omega_p = \frac{\gamma H_z}{1 + \alpha^2} \left(1 - \alpha^2 \frac{2\kappa}{(R - 2\kappa)} + \alpha^2 \frac{R}{(R - 2\kappa)}\right) = \gamma H_z \quad (4.106)$$

portanto, a própria frequência de Larmor.

Para $F_z = -1$ e $j \rightarrow -j$,

$$\omega = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \left(H_z - \alpha\kappa j - \alpha j \frac{R}{2}\right) \quad (4.107)$$

$$m_z(t) = \tanh[\beta t], \beta = \frac{\gamma}{(1 + \alpha^2)} \left(\alpha H_z + j\kappa + \frac{j}{2}R\right) \quad (4.108)$$

A condição para não haver precessão é:

$$\omega = 0 \rightarrow H_z = \alpha\kappa j + \alpha j \frac{R}{2} \rightarrow \frac{H_z}{\alpha} = j\left(\kappa + \frac{R}{2}\right) \quad (4.109)$$

portanto, sempre existe a possibilidade de reversão da magnetização sem precessão, com a densidade de corrente dada por (e calculada para um $R = 50 \cdot 10^{-9} \text{ m}$):

$$j_{c\omega} = \frac{H_z}{\alpha(\kappa + R/2)} \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ A/cm}^2 \quad (4.110)$$

Por outro lado, não há precessão estável, já que $\beta > 0$ sempre. Comparando essa densidade j com aquela calculada no Caso 1 (4.44), vemos que ela é menor por um fator de aproximadamente 1/3. Já o tempo de reversão da magnetização sem precessão pode ser calculado como:

$$t_{\omega=0} \sim 2 \operatorname{arctanh}(0,99) \frac{1 + \alpha^2}{\gamma H_z} \frac{1}{\alpha + \frac{2\kappa}{\alpha(2\kappa+R)} + \frac{R}{\alpha(2\kappa+R)}} \quad (4.111)$$

ou seja,

$$t_{\omega=0} \sim 2 \operatorname{arctanh}(0,99) \frac{\alpha}{\gamma H_z} \sim 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad (4.112)$$

Comparando a expressão acima com a 4.36, vemos que são idênticas. Apesar das diferentes densidades de corrente obtidas, o tempo de reversão é o mesmo.

Para $F_z = -1$ e $j \rightarrow +j$,

$$\omega = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} (H_z + \alpha\kappa j + \alpha j \frac{R}{2}) \quad (4.113)$$

$$m_z(t) = \tanh[\beta t], \beta = \frac{\gamma}{(1 + \alpha^2)} (\alpha H_z - j\kappa - \frac{j}{2} R) \quad (4.114)$$

Nesse caso, $\omega \neq 0$ para todos os valores e sempre existe precessão. Já o critério de precessão estável dado por $\beta = 0$ é atendido com:

$$\beta = 0 \rightarrow \alpha H_z = \frac{j}{2} R + j\kappa \rightarrow \alpha H_z = j(\frac{R}{2} + \kappa) \quad (4.115)$$

$$j_{c\beta} = \frac{\alpha H_z}{(\kappa + R/2)} \sim 2.10^6 \text{ A/cm}^2 \quad (4.116)$$

Aqui, a frequência de precessão estável também pode ser calculada e novamente é dada por $\omega_p = \gamma H_z$.

A situação dada por $F_z = +1$ e $j \rightarrow -j$ é idêntica a primeira ($F_z = +1$ e $j \rightarrow +j$), apenas com os papéis de κ e R trocados.

Para finalizar, vamos fazer uma rápida análise da equação 4.84, para $m_z(t)$:

$$m_z(t) = \text{sen} \left\{ 2 \arctan \left[\frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{(a + b)} \tanh \left(\sqrt{a^2 - b^2} (t/2 + t_0) \right) \right] \right\}$$

Um ponto bastante interessante é que conforme o termo $\sqrt{a^2 - b^2} \rightarrow 0$, o valor de m_z também vai a zero, ou seja, a tendência é de que a magnetização fique no plano. Isso pode ser visto por:

$$\sqrt{a^2 - b^2} \rightarrow 0 = (\alpha^2 H_z^2 + 2\alpha H_z F_z \kappa j + \kappa^2 j^2 - j^2 \frac{r^2}{4}) \rightarrow 0 \quad (4.117)$$

De maneira resumida, pode-se dizer que quando a influência do campo de Oersted aumenta, dada pelo termo $j^2 \frac{r^2}{4}$, então o valor de m_z tende a zero. Existe um raio crítico, dado por

$$r_c = \sqrt{\frac{4}{j^2} (\alpha^2 H_z^2 + 2\alpha H_z F_z \kappa j + \kappa^2 j^2)} = 2 \left(\frac{\alpha H_z}{j} + F_z \kappa \right) \quad (4.118)$$

em que $m_z = 0$ sempre. Para valores de $r > r_c$, a solução de $m_z(t)$ passa a ter um comportamento oscilatório não aceitável, o que revela uma falha no modelo.

O critério de precessão estável é dado por

$$\frac{dm_z}{dt} = (\alpha H_z + F_z \kappa j)(1 - m_z^2) - j \frac{r}{2} \sqrt{1 - m_z^2} = 0 \quad (4.119)$$

$$(\alpha H_z + F_z \kappa j) \sqrt{1 - m_z^2} = j \frac{r_p}{2} \quad (4.120)$$

de forma que

$$r_p = \frac{2}{j} (\alpha H_z + F_z \kappa j) m_\rho \quad (4.121)$$

e para uma mesma densidade de corrente, diferentes valores de m_ρ resultam em diferentes valores de r_p . Isso mostra bem o problema da aproximação de macrospin nesse caso.

4.3.2 Simulação dos resultados

Simulações para as equações 4.96, 4.99 e 4.100, com $F_z = +1$ e j positivo:

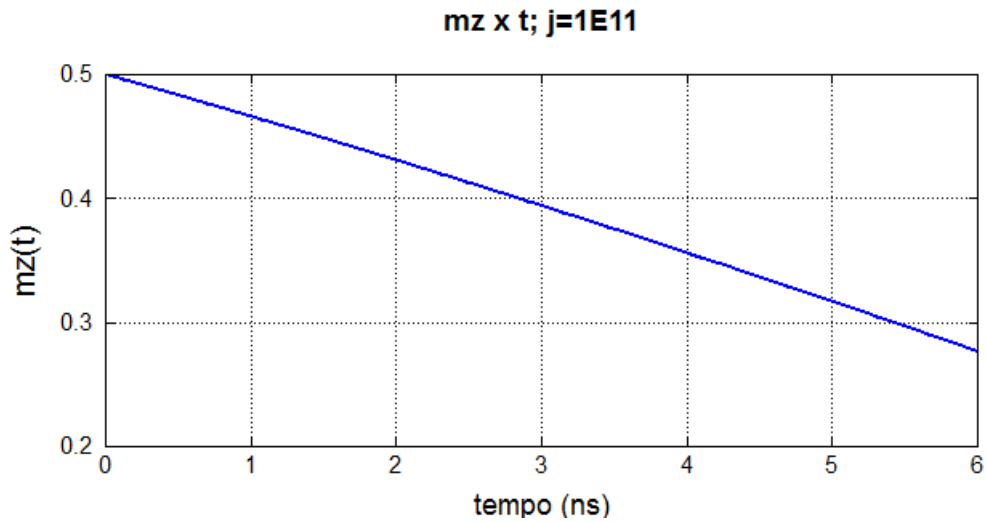


Figura 27: Comparando com a figura 12, vê-se uma inversão do sentido de transferência e um valor baixo de β , que estão relacionados com a influência do termo $-jR/2$.

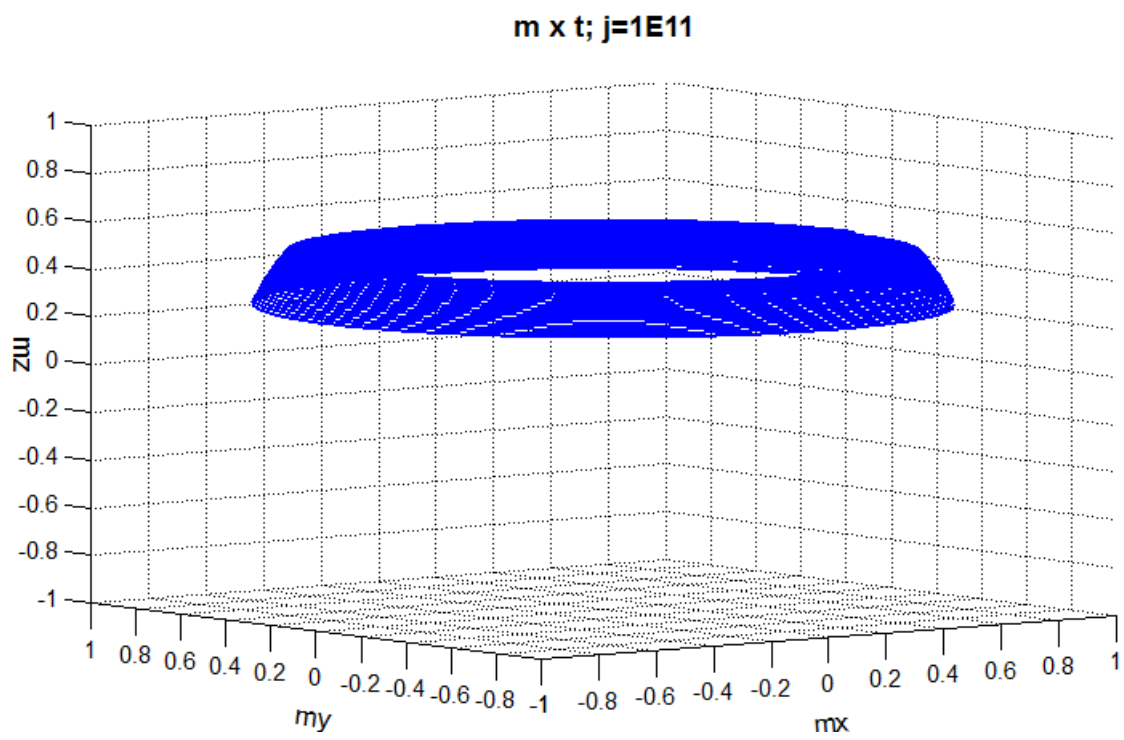


Figura 28: Comportamento de \mathbf{m} , mostra uma precessão quase estável.

Simulações com $F_z = -1$ e j negativo:

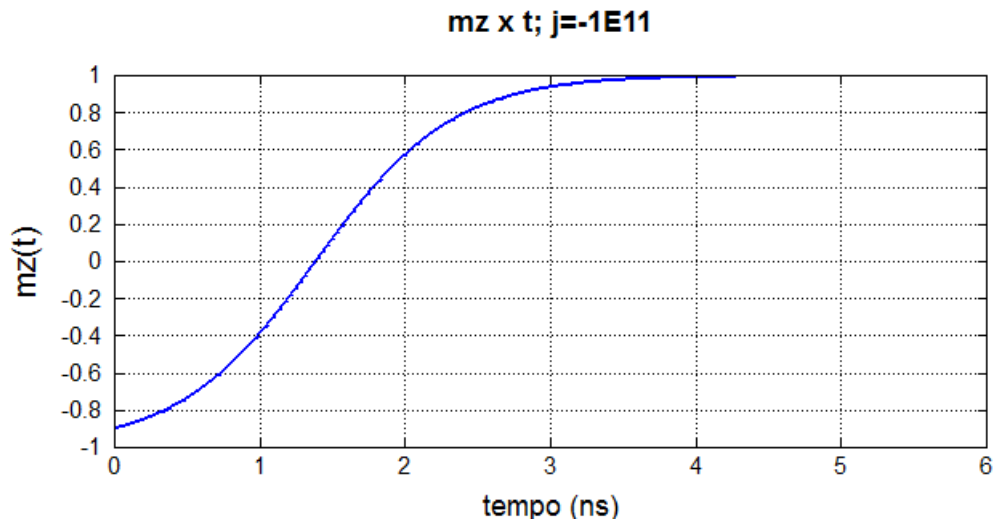


Figura 29: Como todos os termos contribuem para a transferência, aumentando β , então a reversão ocorre rapidamente, em 4 ns. Comparando com a figura 12, existe uma diminuição de 2 ns no tempo de reversão.

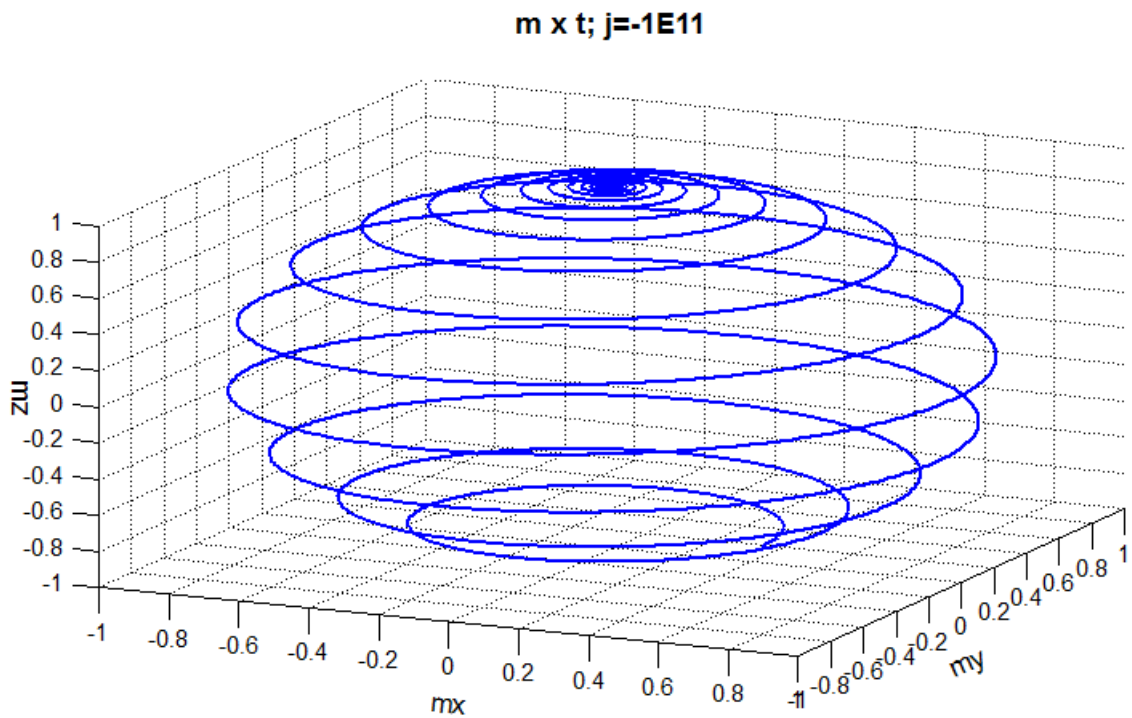


Figura 30: Por causa do valor alto de β , a reversão ocorre rapidamente e com pouca precessão.

Simulações para a equação 4.84. São apresentadas três situações, cada uma correspondendo a um valor de raio r e, portanto, um valor diferente de b .

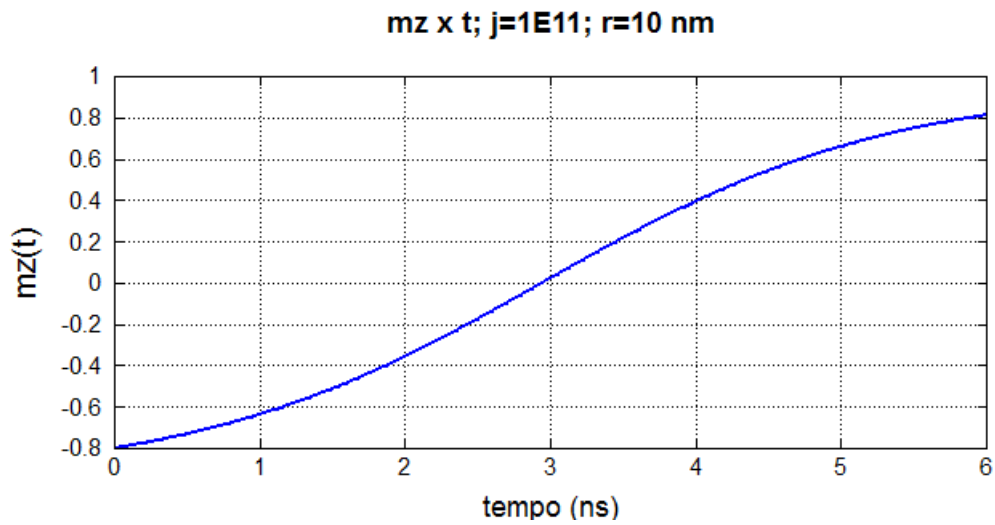


Figura 31: Para um raio pequeno (10 nm), o comportamento é essencialmente igual ao caso sem campo de Oersted.

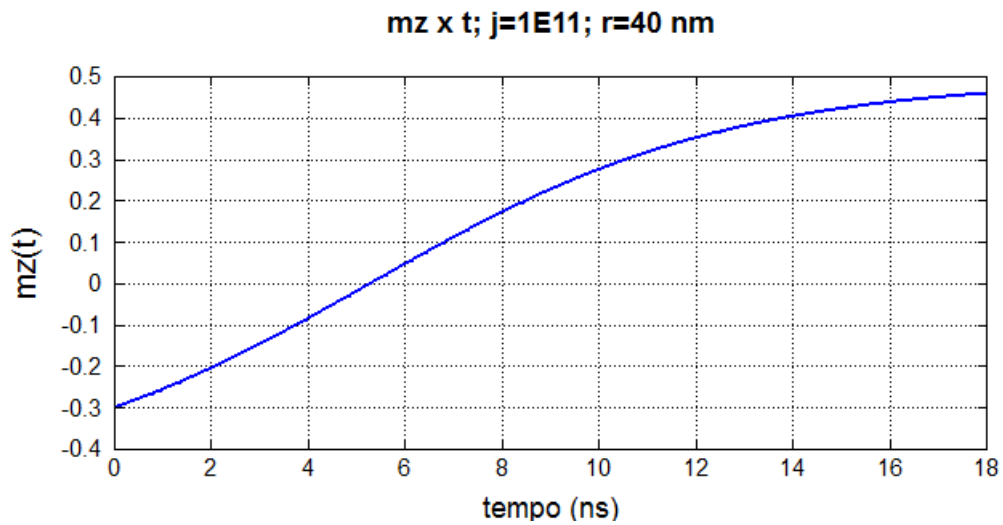


Figura 32: Aqui é possível ver a tendência de a magnetização ficar no plano, com m_z atingindo um valor máximo de 0,5.

E aqui o caso em que $a^2 - b^2 < 0$:

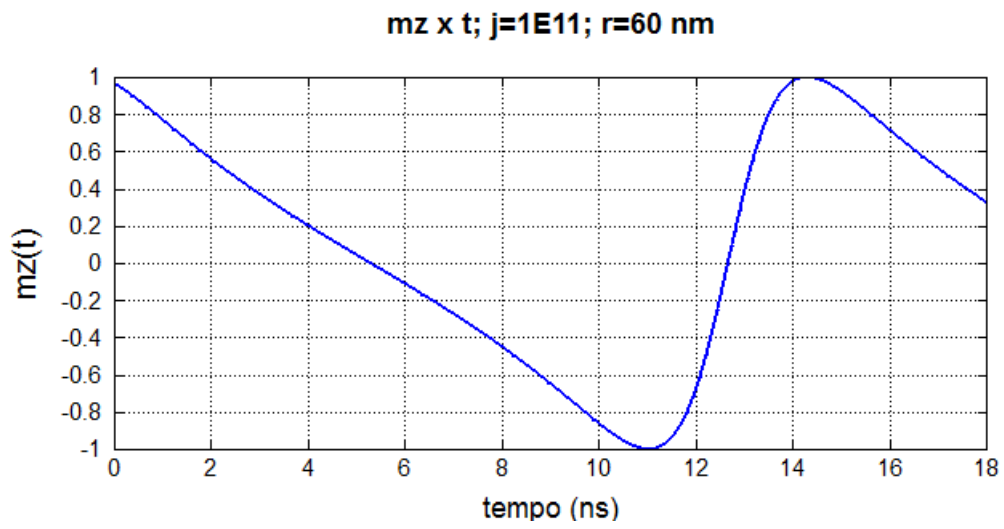


Figura 33: Quando $a^2 - b^2 < 0$, a solução passa a apresentar um comportamento oscilatório que parece não ter sentido físico.

4.4 Caso 4: Sistema com campo de Oersted e sem anisotropias (microspin)

Como visto na seção anterior, a abordagem do efeito de transferência de spin com a inclusão do campo de Oersted na aproximação de macrospin traz alguns problemas que não podem ser resolvidos. Por isso, é preciso buscar uma solução em que se considerem micro momentos individuais, ou seja, uma aproximação de microspin. Esse é o principal objetivo dessa seção: fazer o equacionamento do problema de transferência de spin no nanopilar em uma aproximação de microspin e tentar obter uma solução analítica. Nesse formato, há a possibilidade de considerar que os momentos individuais interagem uns com os outros, ou considerar que eles são independentes. Evidentemente, em um sistema ferromagnético deve existir interação entre vizinhos, mas isso torna o problema virtualmente insolúvel. Por isso, aqui será feita essa simplificação adicional desconsiderando interações entre os momentos individuais.

O sistema analisado continua o mesmo das seções anteriores, portanto podemos partir das equações 4.6 – 4.10, mas é preciso agora tomar cuidado com a forma do campo de Oersted. O centro de cada micro momento serve como origem para o sistema de coordenadas cilíndricas, mas o campo induzido tem como referencial o sistema de coordenadas com origem no centro do nanopilar, portanto esse não é mais um campo circunferencial, mas pode-se considerar que, para cada micro momento, o campo auto induzido toma a forma de um campo constante de módulo igual a $j \frac{r}{2}$ com direção dada pela direção do vetor $\hat{\mathbf{e}}_\theta$ no ponto r . Escolhendo de forma arbitrária um momento localizado sobre o eixo y do sistema de coordenadas centrado no eixo do nanopilar, por exemplo, o campo induzido em um ponto r , nesse sistema de referência, é simplesmente:

$$\mathbf{H} = j \frac{r}{2} \hat{\mathbf{e}}_\theta \quad (4.122)$$

Esse mesmo campo, no sistema de coordenadas centrado em r (portanto no micromomento, uma unidade magnética pontual), é um campo homogêneo na direção $-\hat{\mathbf{x}}$, dado por:

$$-H_x \hat{\mathbf{x}} = H_x \cos(\theta) \hat{\mathbf{e}}_\rho - H_x \sin(\theta) \hat{\mathbf{e}}_\theta \quad (4.123)$$

e podemos identificar os termos $H_x \cos(\theta)$ e $-H_x \sin(\theta)$, respectivamente, com as componentes H_ρ e H_θ , das equações 4.6 – 4.8. Portanto, nesse caso, o campo H_{ef} está representado por todas as suas componentes: H_z , H_ρ e H_θ . Assim, chegamos facilmente

ao sistema:

$$m_\rho \dot{\theta} = \gamma m_\rho H_z - \gamma m_z H_\rho - \alpha \frac{\dot{m}_z}{m_\rho} \quad (4.124)$$

$$\dot{m}_z = -\gamma m_\rho H_\theta + \gamma a_j m_\rho^2 F_z + \alpha m_\rho^2 \dot{\theta} \quad (4.125)$$

Seguindo o mesmo procedimento adotado nos casos anteriores e substituindo as componentes H_θ e H_ρ , temos o sistema final de equações:

$$\dot{\theta} = -\frac{\gamma}{(1+\alpha^2)} \frac{H_x}{\sqrt{1-m_z^2}} [\alpha \sin(\theta) + m_z \cos(\theta)] + \frac{\gamma}{1+\alpha^2} (H_z - \alpha a_j F_z) \quad (4.126)$$

$$\dot{m}_z = -\frac{\gamma}{(1+\alpha^2)} \sqrt{1-m_z^2} H_x [\alpha m_z \cos(\theta) - \sin(\theta)] + \frac{\gamma}{1+\alpha^2} (1-m_z^2) [\alpha H_z + a_j F_z] \quad (4.127)$$

Não é possível solucionar esse sistema analiticamente, as equações devem ser avaliadas por métodos numéricos. Como esse não é o principal objetivo desse trabalho, isso será deixado para uma posterior continuação. Ainda assim, é possível fazer uma breve discussão qualitativa dos resultados.

4.4.1 Discussão dos resultados

Da equação 4.127, pode-se notar que caso H_x seja nulo, então a situação se reduz ao Caso 1, como deveria. Porém, para $H_x \neq 0$, existe uma dependência em θ da variação temporal em m_z . Essa dependência aparece também para a frequência $\dot{\theta} \equiv \omega$, dada a equação 4.126. É interessante analisar o que ocorre nos casos em que θ é igual a 0 e igual a π , que corresponde a um vetor alinhado, respectivamente, de maneira paralela e antiparalela com o eixo $\hat{\mathbf{x}}$:

$$\dot{m}_z(0) = -\frac{\gamma}{(1+\alpha^2)} m_\rho(0) H_x [\alpha m_z(0) \cos(0) - \sin(0)] + \frac{\gamma}{1+\alpha^2} (m_\rho^2(0)) [\alpha H_z + a_j F_z] \quad (4.128)$$

$$\dot{m}_z(\pi) = -\frac{\gamma}{(1+\alpha^2)} m_\rho(\pi) H_x [\alpha m_z(\pi) \cos(\pi) - \sin(\pi)] + \frac{\gamma}{1+\alpha^2} (m_\rho^2(\pi)) [\alpha H_z + a_j F_z] \quad (4.129)$$

e a diferença $\Delta \dot{m}_z \equiv \dot{m}_z(\pi) - \dot{m}_z(0)$ fica:

$$\Delta \dot{m}_z = \frac{\alpha \gamma}{1+\alpha^2} H_x [m_\rho(\pi) m_z(\pi) + m_\rho(0) m_z(0)] + \frac{\gamma}{1+\alpha^2} (\alpha H_z + a_j F_z) [m_\rho^2(\pi) - m_\rho^2(0)] \quad (4.130)$$

O mesmo cálculo para $\Delta \omega \equiv \omega(\pi) - \omega(0)$, resulta em:

$$\Delta \omega = \frac{\gamma}{1+\alpha^2} H_x \left[\frac{m_z(\pi)}{m_\rho(\pi)} + \frac{m_z(0)}{m_\rho(0)} \right] \quad (4.131)$$

Não há como garantir *a priori* que $m_z(\pi) = m_z(0)$ e que $m_\rho(\pi) = m_\rho(0)$, mas se for feita a suposição de que $m_z(\pi) \sim m_z(0) = m_z$ e $m_\rho(\pi) \sim m_\rho(0) = m_\rho$, então

$$\Delta \dot{m}_z \sim 2 \frac{\alpha \gamma}{1 + \alpha^2} H_x[m_\rho m_z] \quad (4.132)$$

e

$$\Delta \omega = 2 \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} H_x\left[\frac{m_z}{m_\rho}\right] \quad (4.133)$$

o que parece indicar que existe um aumento tanto de \dot{m}_z quanto de $\dot{\theta}$ quando da variação de $\theta = 0$ para $\theta = \pi$. Para o sentido inverso ($\pi \rightarrow 0$), o sinal também é invertido, e a variação passa a ser negativa, de mesmo módulo. A partir desse ponto, apenas uma análise mais detalhada envolvendo métodos numéricos faria sentido.

5 Considerações finais

5.1 Conclusão

Dentre as metas desse trabalho, estavam revisar a teoria base do efeito de transferência de spin, discutir a melhor forma de incluir o termo de transferência na descrição da dinâmica da magnetização, comparando as equações de Landau-Lifshitz e de Landau-Lifshitz-Gilbert e buscar soluções analíticas para a dinâmica da magnetização da camada livre em um nanopilar. No capítulo 2, foi feita a revisão abordando a magnetorresistência gigante e a transferência de spin. No capítulo 3, foram analisadas as equações LL e LLG e as diferenças entre ambas, especialmente quando se considera o termo de transferência. Ali foi possível ver que também existe uma influência desse termo na frequência de precessão da magnetização, o que, apesar de haver artigos destacando essa resposta dinâmica(32), é em muitos trabalhos ignorado. O objetivo de obter resultados analíticos foi atingido integralmente em dois dos casos analisados (primeiro e terceiro) e parcialmente para outro (segundo). Apenas no quarto caso, quando foi incluído o campo de Oersted na aproximação de microspin, não foi possível chegar a um resultado analítico.

O Caso 1 apresenta a situação mais simples das estudadas, devido ao seu alto grau de simetria, com ausência de anisotropias, e permite a análise mais completa do sistema. Foi possível estimar os valores de frequência de precessão e de tempo de reversão da magnetização da camada livre, que estão em bom acordo com valores obtidos experimentalmente (ver, por exemplo, a referência (25)). Isso mostra que a aproximação de macrospin, apesar de sua simplicidade, pode ser válida e fornecer bons resultados. No momento, parece correto afirmar que em casos de sistemas bastante simétricos, com pouca relevância de campos de anisotropia ou desmagnetizante, e para valores de campo aplicado que tornem o termo relacionado ao campo de Oersted desprezível, então os resultados aqui obtidos serão válidos exceto por pequenas correções. Evidentemente, isso também limita o tamanho lateral que um sistema pode ter de forma a permitir que o termo envolvendo o campo induzido seja desprezado. Para os parâmetros utilizados nesse trabalho, com um raio de

50 nm, essa condição é satisfeita até densidades de corrente de $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$.

No Caso 2, foi incluído um termo a mais no campo efetivo, que poderia representar um campo de anisotropia ou um campo desmagnetizante. A presença desse termo extra gerou um aumento de complexidade do sistema, de forma que não foi possível chegar a uma forma final de solução. Ainda assim, chegamos a uma relação entre t e m_z , o que permitiu simular o resultado. Esse caso ainda foi importante por mostrar a limitação nas frequências de precessão estável causada por anisotropias (ou assimetrias) do sistema.

O campo de Oersted foi incluído no Caso 3 em uma aproximação de macrospin. Foi possível obter a solução analítica nessa situação, mas ficou clara a dificuldade em conciliar o conceito de macrospin com um campo não homogêneo, que muda de valor com a posição ao longo do raio do nanopilar. Fazendo diferentes considerações, duas soluções diferentes foram obtidas e simuladas. Uma delas, dada pela equação 4.99, levando ao limite a ideia de um único macromomento descrevendo a magnetização e outra mais próxima do conceito de micromomentos individuais (4.84). De forma a tentar resolver o problema da inclusão do campo de Oersted, foi buscada uma solução em termos de microspin no Caso 4, mas não foi possível chegar em um resultado analítico. De qualquer forma, parece ter ficado claro que desconsiderar esse termo sem avaliar corretamente o sistema não corresponderia a uma boa prática. Estudos recentes demonstram que o campo induzido pela corrente pode ter consequências importantes na dinâmica da magnetização, causando o aparecimento de vórtices formados pelos micromomentos(33). Entretanto, esses estudos normalmente são feitos com as magnetizações paralelas ao plano (não confundir com a corrente, que é sempre perpendicular ao plano) e o caso analisado nesse trabalho foi de uma magnetização perpendicular ao plano. Dessa forma, apenas uma análise mais detalhada do caso de microspin, com utilização de métodos numéricos e comparação com resultados experimentais para sistemas semelhantes podem esclarecer o comportamento dinâmico da magnetização da camada livre nessas condições.

Assim, o trabalho chegou aos objetivos inicialmente propostos e ainda abre perspectivas de continuidade da pesquisa.

5.2 Perspectivas futuras

Por ser um tema relativamente novo, o efeito de transferência de spin ainda apresenta muitas possibilidades de pesquisa. Como continuação desse trabalho, existe a possibilidade de testar outras simetrias que levem a um sistema analiticamente integrável, por

exemplo. Outro ponto importante seria a inclusão de considerações sobre a energia dos termos envolvidos, ou seja, uma análise termodinâmica do sistema. Também a comparação entre os resultados analíticos, resultados numéricos e dados experimentais seria de extrema relevância. A utilização de métodos numéricos, a partir desse ponto, permitiria testar diversos tipos de simetrias, sem a limitação dada pela necessidade de manter o sistema tratável analiticamente, aumentando o escopo da pesquisa. Dentro dessas possibilidades, estão a situação relativa à influência do campo de Oersted na dinâmica da magnetização da camada livre e na formação de vórtices, anteriormente mencionada, e também maiores pesquisas dentro do conceito de microspin.

Referências

- 1 THOMSON, W. On the electro-dynamic qualities of metals: - effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron. *Proc. R. Soc. Lond.*, v. 8, p. 546–550, 1856.
- 2 PIPPARD, A. B. *Magnetoresistance in metals*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1989. 272 p.
- 3 CHEN, W. *Spin Transfer in Magnetic Nanopillars*. Tese (Doutorado) — New York University, 2008.
- 4 BAIBICH, M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Physical Review Letters*, v. 61, n. 21, p. 2472–2475, 1988.
- 5 BINASCH, G. et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 39, n. 7, p. 4828–4830, 1989.
- 6 SLONCZEWSKI, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 159, n. 1-2, p. L1 – L7, 1996. ISSN 0304-8853.
- 7 BERGER, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 54, n. 13, p. 9353–9358, 1996.
- 8 LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion.*, v. 8, p. 153–169, 1935.
- 9 GILBERT, T. L.; KELLY, J. M. *Proceedings of the Pittsburgh Conference on Magnetism and magnetic Materials*, p. 253, 1955.
- 10 GILBERT, T. L. *Phys. Rev.*, v. 100, p. 1243, 1955.
- 11 FERT, A.; CAMPBELL, I. A. Two-current conduction in nickel. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 21, n. 16, p. 1190–1192, 1968.
- 12 MOTT, N. F. The electrical conductivity of transition metals. *Proc. R. Soc. Lond.*, v. 153, p. 699–717, 1936.
- 13 MAEKAWA, S.; SHINJO, T. *Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures*. [S.l.]: CRC Press, 2002.
- 14 BUTLER, W. H. et al. Spin-dependent scattering and giant magnetoresistance. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 151, n. 3, p. 354 – 362, 1995. ISSN 0304-8853.

- 15 VALET, T.; FERT, A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 48, n. 10, p. 7099–7113, 1993.
- 16 STILES, M. D.; ZANGWILL, A. Anatomy of spin-transfer torque. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 66, n. 1, p. 014407, 2002.
- 17 STILES, M. D.; ZANGWILL, A. Noncollinear spin transfer in co/cu/co multilayers. *Journal of Applied Physics*, AIP, v. 91, n. 10, p. 6812–6817, 2002.
- 18 FERT, A. J. et al. Spin-polarized current switching of a co thin film nanomagnet. *Applied Physics Letters*, AIP, v. 77, n. 23, p. 3809–3811, 2000.
- 19 KISELEV, S. I. et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature*, v. 425, p. 380–383, 2003.
- 20 COHEN-TANNOUDJI, C.; DIU, B.; LALOE, F. *Quantum Mechanics*. [S.l.]: John Wiley, 1991.
- 21 D'AQUINO, M. *Nonlinear Magnetization Dynamics in Thin-Films and Nanoparticles*. Tese (Doutorado) — Universita degli studi di Napoli "Federico II", 2004.
- 22 KIKUCHI, R. On the minimum of magnetization reversal time. *Journal of Applied Physics*, v. 27, p. 1352–1357, 1956.
- 23 MALLINSON, J. C. On damped gyromagnetic precession. *IEEE Transactions on Magnetism*, MAG-23, p. 2003–2004, 1987.
- 24 RALPH, D.; STILES, M. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 320, n. 7, p. 1190 – 1216, 2008. Versão corrigida em http://www.nist.gov/manuscript-publication-search.cfm?pub_id=620024.
- 25 KRIVOROTOV, I. N. et al. Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques. *Science*, v. 307, n. 5707, p. 228–231, 2005.
- 26 APALKOV, D.; VISSCHER, P. Slonczewski spin-torque as negative damping: Fokker-planck computation of energy distribution. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 286, p. 370 – 374, 2005. ISSN 0304-8853. Proceedings of the 5th International Symposium on Metallic Multilayers.
- 27 BOULLE, O. *Precession de l'aimantation par transfert de spin dans des nanopiliers magnetiques*. Tese (Doutorado) — Universite Paris VI, 2007.
- 28 LI, Z.; ZHANG, S. Magnetization dynamics with a spin-transfer torque. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 68, n. 2, p. 024404, 2003.
- 29 GROLLIER, J. *Renversement d'aimantation par injection d'un courant polarise en spin*. Tese (Doutorado) — Universite Paris 6, 2003.
- 30 KATINE, J. A. et al. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in co /cu /co pillars. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 84, n. 14, p. 3149–3152, 2000.

- 31 BERKOV, D.; MILTAT, J. Spin-torque driven magnetization dynamics: Micromagnetic modeling. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 320, n. 7, p. 1238 – 1259, 2008. ISSN 0304-8853.
- 32 ZHANG, S.; LEVY, P. M.; FERT, A. Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 88, n. 23, p. 236601, 2002.
- 33 ACREMANN, Y. et al. Time-resolved imaging of spin transfer switching: Beyond the macrospin concept. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 96, n. 21, p. 217202, 2006.

APÊNDICE A - Transformação de coordenadas cartesianas para cilíndricas

A.1 Transformação de coordenadas

A relação entre as coordenadas cartesianas (x, y, z) e as cilíndricas (ρ, θ, z) é dada pelas componentes

$$x = \rho \cos(\theta), y = \rho \sin(\theta) \text{ e } z = z$$

e pelos vetores unitários

$$\hat{\mathbf{e}}_\rho = \cos(\theta)\hat{\mathbf{x}} + \sin(\theta)\hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{e}}_\theta = \cos(\theta)\hat{\mathbf{y}} - \sin(\theta)\hat{\mathbf{x}} \text{ e } \hat{\mathbf{z}} = \hat{\mathbf{z}}$$

As componentes da equação LLG, em coordenadas cilíndricas, são:

$$\mathbf{m} = m_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + m_z \hat{\mathbf{z}}$$

$$\dot{\mathbf{m}} = \dot{m}_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + m_\rho \dot{\theta} \hat{\mathbf{e}}_\theta + \dot{m}_z \hat{\mathbf{z}}$$

$$\mathbf{H}_{ef} = H_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + H_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta + H_z \hat{\mathbf{z}}$$

$$\hat{\mathbf{F}} = F_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + F_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta + F_z \hat{\mathbf{z}}$$

A.2 Produtos vetoriais

Os produtos da equação LLG, nas coordenadas cilíndricas, são:

$$\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef} = -H_\theta m_z \hat{\mathbf{e}}_\rho + (m_z H_\rho - m_\rho H_z) \hat{\mathbf{e}}_\theta + m_\rho H_\theta \hat{\mathbf{z}}$$

$$\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}} = -F_\theta m_z \hat{\mathbf{e}}_\rho + (m_z F_\rho - m_\rho F_z) \hat{\mathbf{e}}_\theta + m_\rho F_\theta \hat{\mathbf{z}}$$

$$\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{F}}) = m_z (m_\rho F_z - m_z F_\rho) \hat{\mathbf{e}}_\rho - (m_z^2 + m_\rho^2) F_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta + m_\rho (m_z F_\rho - m_\rho F_z) \hat{\mathbf{z}}$$

$$\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} = -m_z m_\rho \dot{\theta} \hat{\mathbf{e}}_\rho + (m_z \dot{m}_\rho - m_\rho \dot{m}_z) \hat{\mathbf{e}}_\theta + m_\rho^2 \dot{\theta} \hat{\mathbf{z}}$$

APÊNDICE B – Integrais e identidades utilizadas

B.1 Integrais

$$\int \frac{du}{1-u^2} = \frac{1}{2} \log \left(\frac{1+u}{1-u} \right) + \mathbb{C}$$

$$\int \frac{du}{(a+bu)(1-u^2)} = \frac{1}{2(a^2-b^2)} [(b-a) \log(u-1) + (b+a) \log(u+1) - 2b \log(a+bu)] + \mathbb{C}$$

$$\int \frac{du}{\cos \left(2 \arctan \left\{ (a/b) \tanh[a(u+s)] \right\} \right)} = -\frac{2}{a^3-ab^2} \left\{ (a^2+b^2)a(u/2+u_0) + \right. \\ \left. ab \left[\log \left(\frac{a-b \tanh(a(u/2))}{b \sqrt{\frac{a^2 \tanh^2(a(u/2))}{b^2} + 1}} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. \log \left(\frac{b+a \tanh(a(u/2))}{b \sqrt{\frac{a^2 \tanh^2(a(u/2))}{b^2} + 1}} \right) \right] \right\} + \mathbb{C}$$

B.2 Identidades

$$\operatorname{sen}^2(x) + \operatorname{cos}^2(x) = 1$$

$$\operatorname{tanh}^2(x) + \operatorname{sech}^2(x) = 1$$

$$\operatorname{arctanh}(x) = \frac{1}{2} \log \left(\frac{1+x}{1-x} \right)$$