

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE FÍSICA

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

**SOLUÇÕES ESTÁVEIS NO PROBLEMA DE
TRANSFERÊNCIA DE SPIN**

RAQUEL WAECHTER

Orientador: Luis Gustavo Pereira
Laboratório de Magnetismo

Porto Alegre, dezembro de 2010

RESUMO

Uma corrente spin-polarizada pode exercer um grande torque em um material magnético através da transferência de *momentum* angular de spin. Há um grande interesse nesse fenômeno, pois o efeito de controlar a magnetização de uma fina camada magnética via corrente elétrica spin-polarizada envolve questões relativas tanto à física básica como à física aplicada. Existem três estados possíveis com relação à magnetização: i) inversão, ii) reversão e iii) precessão. O efeito pode ser descrito pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (L.L.G.), acrescentada de um termo de torque. Neste trabalho foi desenvolvido um programa computacional para analisar algumas situações físicas usando a equação L.L.G. modificada, pois a solução analítica para a equação somente ocorre em condições muito especiais. Os resultados mostram a evolução do sistema com o tempo, assim como a observação de estados de inversão, reversão e precessão.

ABSTRACT

A spin-polarized current can exert a large torque on a magnetic material through a transfer of spin angular *momentum*. There is considerable interest in this phenomenon, since the effect of controlling the magnetization of a thin magnetic layer via spin-polarized electric current involves questions concerning both the basic physics and applied physics. There are three possible states with respect to magnetization: i) inversion, ii) reversion and iii) precession. The effect can be described by the Landau-Lifshitz-Gilbert equation (L.L.G.), added to a term of torque. In this work a computer program was developed to analyze some physical situations using the modified L.L.G. equation, since the analytical solution to the equation only occurs under very special conditions. The results show the system evolution over time, and also the observation of inversion, reversion and precession states.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	5
2	OBJETIVOS	10
3	DESENVOLVIMENTO DO PROJETO	12
3.1	A Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert	12
3.2	Método utilizado	14
3.3	Programa	16
4	RESULTADOS	18
4.1	Termos da Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert Modificada . .	18
4.1.1	Termo precessional	18
4.1.2	Termo de amortecimento	21
4.1.3	Termo de torque de spin	22
4.2	Variação do Parâmetro de Transferência de Spin	23
4.3	Estados Precessionais Estáveis	25
4.4	Campo Efetivo	26
4.4.1	Campo externo	27
4.4.2	Campo desmagnetizante	29
4.4.3	Campo anisotrópico	30
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS	32
5.1	Conclusões	32
5.2	Perspectivas Futuras	32
A	Programa desenvolvido	35

1 INTRODUÇÃO

Os efeitos magnéticos sobre o transporte eletrônico são bastantes conhecidos. A magnetoresistência, ou seja, a dependência da corrente elétrica com relação às propriedades magnéticas, pode se apresentar de várias formas: magnetoresistência de Lorentz, de efeito Hall, anisotrópica e de válvula de spin. Entretanto, todos estes efeitos dizem respeito à influência das propriedades magnéticas sobre a corrente. O fenômeno de transferência de spin tem como princípio o controle da magnetização de uma fina camada magnética por uma corrente elétrica, ou seja, efeito inverso ao da magnetoresistência. O princípio básico está na conservação do *momentum* magnético quando uma corrente spin-polarizada atravessa uma camada magnética. Neste caso, surge um torque gerando uma rotação na polarização da corrente quando esta passa pela camada magnética e, conseqüentemente, a magnetização da camada deve sofrer uma rotação de forma a conservar o *momentum* angular.

O efeito de transferência de spin pode ser entendido da seguinte forma: uma corrente elétrica spin-polarizada atravessa uma fina camada ferromagnética, os *momenta* de spin da corrente interagem com os *momenta* da camada, criando um torque cujo efeito é uma variação na direção da magnetização da camada interagente. A tendência é que o sentido da magnetização se inverta completamente, ou seja, passe para uma configuração antiparalela. Entretanto, estágios intermediários são também observados, os quais levam a

magnetização a um determinado ângulo com relação ao campo externo aplicado. Estes estados de equilíbrio possíveis são estados precessionais, sendo que a frequência de precessão depende das características do sistema, tais como das anisotropias existentes, do campo magnético externo e da densidade de corrente. O movimento precessional é coerente, ou seja, todos os *momenta* giram em fase e a frequência é da ordem de GHz. Este fenômeno é chamado de Hiperfrequência e tem sido objeto de grande interesse da comunidade científica nestes últimos anos.

Para gerar uma corrente elétrica spin-polarizada é necessário uma camada magnética, chamada de polarizadora, a qual é suficientemente espessa, tal que sua magnetização não sofra influência da corrente que a atravessa (vide figura 1). A camada livre, a qual sofrerá o torque, deve estar separada da camada polarizadora por uma camada não magnética, chamada de camada espaçadora. Dessa forma, a camada livre será independente da camada polarizadora. Além disso, para existir um torque, é necessário uma alta densidade de corrente, da ordem de $10^7 A.cm^{-2}$, o que significa que a corrente polarizada deve atravessar a camada espessa numa área muito pequena (de dimensões nanométricas). Dependendo do sentido da corrente, o torque pode ser no sentido horário ou anti-horário. Experimentalmente, a observação deste fenômeno pode ser feita através da variação da tensão elétrica em função da corrente, via efeito de válvula de spin [1]. Este efeito pode ocorrer para qualquer sistema onde se observa a variação da orientação relativa das magnetizações e cujas dimensões das distâncias médias percorridas pelos elétrons de condução entre dois obstáculos não ultrapassem o livre

caminho médio destes elétrons.

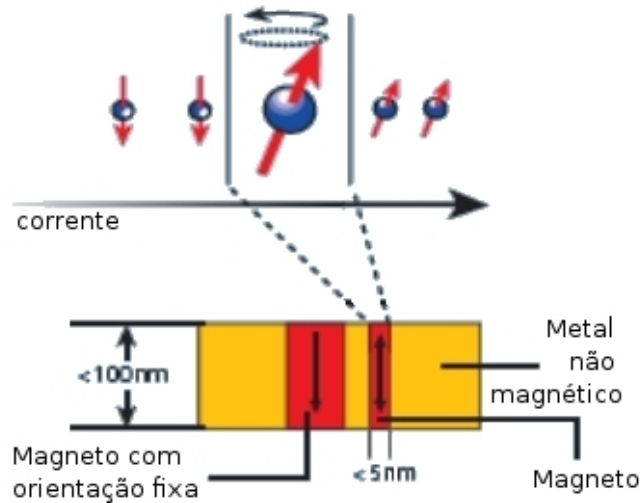


Figura 1: corrente elétrica spin-polarizada

Os primeiros artigos que consideraram a existência de torques de transferência de spin foram de Berger [2, 3], em 1978 e 1979, prevendo que torques de transferência de spin podem mover paredes de domínio magnéticas.

Em 1986, com a descoberta do acoplamento de troca [4, 5, 6], que é a interação entre as magnetizações de duas camadas ferromagnéticas separadas por uma camada espaçadora ultrafina, não ferromagnética, surgiu um grande interesse em nanoestruturas magnéticas.

Em 1988, Baibich et al. [7] observaram pela primeira vez o efeito de válvula de spin ou, como ficou conhecido, magnetoresistência gigante (GMR),

em estruturas Fe/Cr acopladas antiferromagneticamente pelo alinhamento das magnetizações das camadas de Fe adjacentes com um campo externo.

O conceito de transferência de spin foi introduzido independentemente por Slonczewski [8] e Berger [9] em 1996, que previram que uma corrente fluindo perpendicularmente ao plano de multicamadas metálicas pode gerar um torque de transferência de spin forte o suficiente para reorientar a magnetização em uma das camadas. Concomitantemente, Slonczewski [8] predisse que o torque de transferência de spin a partir de uma corrente contínua poderia excitar dois tipos qualitativamente diferentes de comportamentos magnéticos, inversão e precessão, dependendo do modelo do dispositivo e da magnitude do campo magnético aplicado.

O estudo dinâmico da magnetização é feito via equação de Landau-Lifshitz. Quando a configuração magnética está fora do equilíbrio, a magnetização precessiona em torno do campo efetivo instantâneo local. Na ausência de dissipação de energia, a distribuição da magnetização permanece sobre uma superfície de energia constante. Para dar conta da perda de energia, Landau e Lifshitz [10] introduziram um termo de amortecimento fenomenológico na equação do movimento, e Gilbert [11] introduziu uma forma modificada para este termo quase sete décadas depois. Ambas formas de amortecimento movem o vetor de magnetização local para a direção do campo local efetivo.

$$\text{Landau-Lifshitz: } \dot{\vec{m}} = -\gamma' \vec{m} \times \vec{H}_{ef} - \frac{\lambda}{M_s} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{ef}) \quad (1)$$

$$\text{Gilbert: } \dot{\vec{m}} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{m} \times \dot{\vec{m}} \quad (2)$$

onde \vec{m} corresponde à magnetização da camada livre, γ é o fator giro-magnético, α é o parâmetro de amortecimento de Gilbert, λ é o parâmetro de amortecimento de Landau-Lifshitz, \vec{H}_{ef} o campo efetivo, M_s é a magnetização de saturação.

As equações (1) e (2) são equivalentes fazendo-se as substituições $\lambda = \frac{\gamma\alpha}{1+\alpha^2}$ e $\gamma' = \frac{\gamma}{1+\alpha^2}$. Tanto o termo de precessão, quanto o de amortecimento, rotacionam a magnetização, mas não mudam sua amplitude. Isto é consistente com o tratamento de que o módulo da magnetização é constante [12].

Segundo Ralph e Stiles [12], torna-se mais fácil a investigação da dinâmica de magnetização utilizando-se a aproximação macroscópica, a qual assume que a magnetização da amostra permanece espacialmente uniforme em todo o seu movimento e pode ser tratada como um simples spin macroscópico. O modelo macroscópico torna mais fácil explorar o espaço de fase de diferentes modelos de torque, melhorando o entendimento da física de transferência de spin.

2 OBJETIVOS

O foco deste trabalho é a análise da evolução da magnetização de um sistema sob a ação do efeito de transferência de spin a partir do desenvolvimento de um programa computacional, tendo como ponto de partida a equação de Landau-Lifschitz-Gilbert (L.L.G.) acrescida de um termo de torque. Esta é uma equação não linear e não conservativa, pois possui um termo de amortecimento. Estes atributos, juntamente com o fato de que esta corresponde a três equações acopladas, fazem do sistema um problema complexo e cuja solução analítica é quase impossível para a grande maioria dos casos físicos de interesse.

A equação de L.L.G., acrescentada do termo de torque, apresenta a seguinte forma [13]:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma\vec{m} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s}\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + \gamma\frac{a_j}{M_s}\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{M}) \quad (3)$$

onde \vec{M} e \vec{m} correspondem às magnetizações das camadas espessa e fina, respectivamente, γ é o fator giromagnético, \vec{H}_{ef} o campo efetivo, o qual pode incluir o campo externo e as anisotropias magnetocristalina, unidirecionais e de forma, α é o fator de amortecimento, M_s é a magnetização de saturação e a_j é um parâmetro para a transferência e que está relacionado com a corrente spin-polarizada. Uma descrição mais detalhada da equação

(3) será apresentada na próxima seção.

A proposta deste trabalho é de construir um programa computacional usando a formulação Runge-Kutta, com o objetivo de observar a evolução dinâmica da magnetização sob o efeito do torque de origem na transferência de spin. Juntamente com a revisão bibliográfica, serão trabalhadas as seguintes etapas:

- Apresentação da equação de L.L.G. acrescentada de um termo de torque na forma vetorial e escalar;
- Estudo das simetrias da equação L.L.G. e propostas de formas para o campo efetivo H_{ef} ;
- Desenvolvimento do programa computacional com simulações;
- Observação de condições de reversão da magnetização e de estados precessionais;
- Discussão dos resultados;
- Conclusões;
- Perspectivas futuras.

3 DESENVOLVIMENTO DO PROJETO

A seguir, é apresentada a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (L.L.G) modificada, utilizada na simulação da variação na magnetização, bem como o método numérico utilizado e, finalmente, é apresentado o programa desenvolvido para a análise desta variação.

3.1 A Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert

A equação de Landau-Lifshitz-Gilbert descreve o movimento precessional da magnetização. Conforme já apresentado anteriormente, esta equação, acrescentada do termo de torque, apresenta a seguinte forma [13]:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \underbrace{-\gamma\vec{m} \times \vec{H}_{ef}}_{(I)} + \underbrace{\frac{\alpha}{M_s}\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}}_{(II)} + \underbrace{\gamma\frac{a_j}{M_s}\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{M})}_{(III)} \quad (4)$$

lembrando que, \vec{M} e \vec{m} correspondem às magnetizações das camadas espessa e fina, respectivamente, γ é o fator giromagnético, \vec{H}_{ef} o campo efetivo, α é o fator de amortecimento, M_s é a magnetização de saturação e a_j é o parâmetro da transferência de spin.

O termo precessional, (I), conserva a energia magnética e determina a frequência precessional da dinâmica da magnetização. O termo de amorte-

cimento, (II), faz o sistema magnético relaxar para um mínimo de energia local, isto é, dissipa a energia durante a dinâmica de magnetização. O termo de torque de spin, (III), entretanto, pode ter ambos efeitos: ser tanto uma fonte de movimento precessional, como um campo efetivo, ou servir como fonte de amortecimento (ou antiamortecimento). Para que isto seja evidenciado, pode-se decompor o torque de spin nas direções do torque do campo efetivo e do torque do amortecimento, sendo correto afirmar que o torque de spin contém ambas componentes [13]. Na figura (2), pode-se visualizar a influência dos três termos da equação.

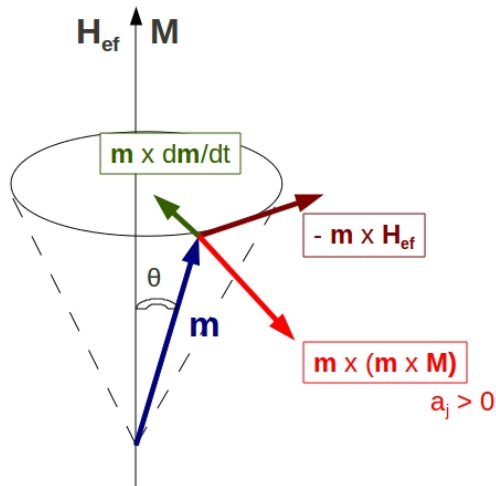


Figura 2: direções dos termos da equação L.L.G modificada

A equação de L.L.G. modificada pode ser separada nas suas três componentes, facilitando o cálculo da variação da magnetização:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \frac{dm_x}{dt}\vec{i} + \frac{dm_y}{dt}\vec{j} + \frac{dm_z}{dt}\vec{k} \quad (5)$$

onde, após manipular a equação (4), obtém-se:

$$\frac{dm_x}{dt} = \frac{\gamma M_s}{M_s^2 + \alpha^2 m^2} \left\{ -\frac{(m_y H_z - m_z H_y)}{M_s} + m_x \left[a_j \vec{m} \cdot \vec{M} - \alpha \vec{m} \cdot \vec{H} \right] + m^2 [\alpha H_x - a_j M_x - \alpha a_j (m_y M_z - m_z M_y)] \right\} \quad (6)$$

$$\frac{dm_y}{dt} = \frac{\gamma M_s}{M_s^2 + \alpha^2 m^2} \left\{ -\frac{(m_z H_x - m_x H_z)}{M_s} + m_y \left[a_j \vec{m} \cdot \vec{M} - \alpha \vec{m} \cdot \vec{H} \right] + m^2 [\alpha H_y - a_j M_y - \alpha a_j (m_z M_x - m_x M_z)] \right\} \quad (7)$$

$$\frac{dm_z}{dt} = \frac{\gamma M_s}{M_s^2 + \alpha^2 m^2} \left\{ -\frac{(m_x H_y - m_y H_x)}{M_s} + m_z \left[a_j \vec{m} \cdot \vec{M} - \alpha \vec{m} \cdot \vec{H} \right] + m^2 [\alpha H_z - a_j M_z - \alpha a_j (m_x M_y - m_y M_x)] \right\} \quad (8)$$

3.2 Método utilizado

O método computacional utilizado nesta simulação é o método Runge-Kutta, o qual utiliza o cálculo da média ponderada das inclinações em um dado intervalo.

Utilizou-se Runge-Kutta de 2ª ordem, também conhecido como RK2,

onde o valor da estivativa de y_{n+1} é encontrado através do valor de y_n e com uma estimativa da derivada em um ponto mais próximo de x_{n+1} , em $X_n + \frac{1}{2}h$ [14]:

$$y_{n+1} = y_n + h \cdot f \left(x_n + \frac{1}{2}h, y_{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (9)$$

onde

$$y_{n+\frac{1}{2}} = y_n + \frac{1}{2}h \cdot f(x_n, y_n) \quad (10)$$

é o valor de y em $x_n + \frac{1}{2}h$.

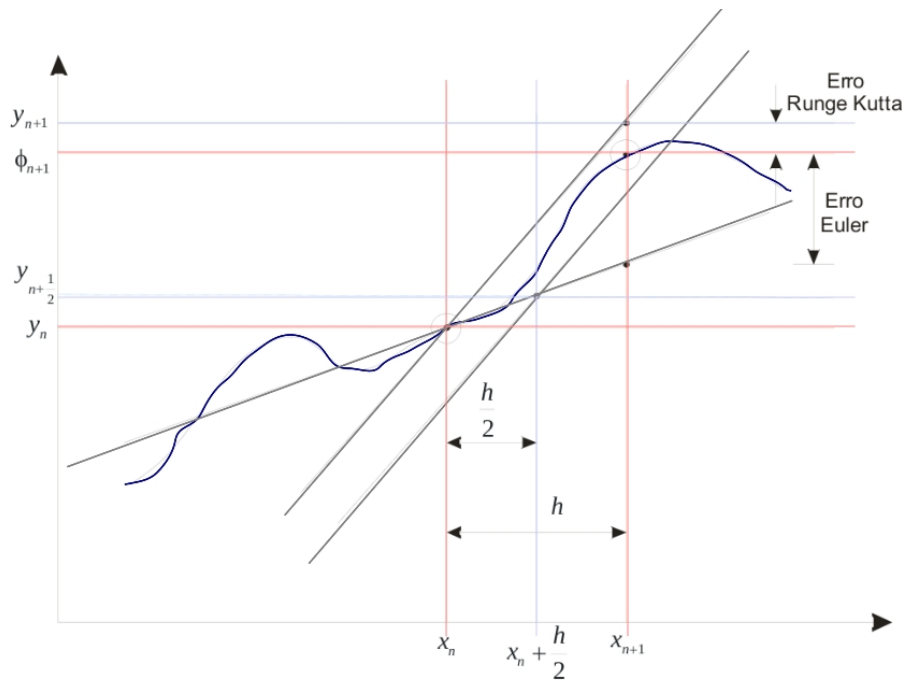


Figura 3: ilustração do método de Runge-Kutta de 2ª ordem [14]

Um método de Runge-Kutta de ordem n possui um erro da ordem de $O(h^{n+1})$.

3.3 Programa

O programa desenvolvido simula a variação na magnetização da camada livre, para direções de magnetização da camada espessa paralela e perpendicular ao plano das camadas. Este programa realiza simulações com diferentes campos efetivos, H_{ef} , ou seja, considerando apenas o campo externo aplicado, H_{ext} , campo externo mais o campo desmagnetizante, H_0 , ou considerando estes dois campos mais o campo anisotrópico, H_A . A influência de cada campo na magnetização será descrita na seção 4.4.

O campo efetivo utilizado nas simulações tem a forma abaixo [13]:

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_0 + \vec{H}_A = \vec{H}_{ext} - 4\pi m_z \vec{k} + H_K \frac{m_x}{M_s} \vec{i} \quad (11)$$

O valor da magnetização de saturação, M_s , varia conforme o material magnético utilizado, sendo que, para estas simulações, fixou-se $M_s = \frac{3}{\pi} k Oe$. O valor utilizado para o fator giromagnético, γ , é $1.74 \times 10^{-4} \frac{Hz}{Oe}$.

A constante de amortecimento de Gilbert, α , não é conhecida com

precisão em um sistema de válvula de spin. Neste trabalho, foi utilizado $\alpha = 0.02$.

Os valores iniciais da magnetização da camada livre nas direções \vec{i} , \vec{z} e \vec{j} foram fixados, respectivamente, em $m_x = 0.14M_s$, $m_z = 0.98M_s$ e $m_y = \sqrt{M_s^2 - m_x^2 - m_z^2}$.

Das equações (9) e (10), temos, para uma magnetização genérica m :

$$m_{t+dt} = m_t + dt \cdot f\left(t + \frac{1}{2}dt, m_{aux}\right) \quad (12)$$

sendo

$$m_{aux} = m_t + \frac{1}{2}dt \cdot f(t, m_t) \quad (13)$$

Nestas simulações, como foi utilizado o método de Runge-Kutta de 2ª ordem, e um passo 0.01, tem-se um erro da ordem de 10^{-6} . Este erro é pequeno quando comparado à variação nos valores de magnetizações nas simulações, que é da ordem de 10^{-4} .

O Apêndice A apresenta o programa desenvolvido para o cálculo da variação na magnetização da camada livre.

4 RESULTADOS

Neste capítulo, são apresentados os resultados das simulações usando a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, bem como a comparação destes com simulações similares e resultados experimentais.

4.1 Termos da Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert Modificada

Os termos precessional, de amortecimento e de torque de spin da equação de L.L.G. modificada foram analisados separadamente.

4.1.1 Termo precessional

A influência do termo precessional, $-\gamma\vec{m} \times \vec{H}_{ef}$, responsável pela conservação da energia magnética e pela frequência de precessão da dinâmica da magnetização, pode ser observada na figura (4).

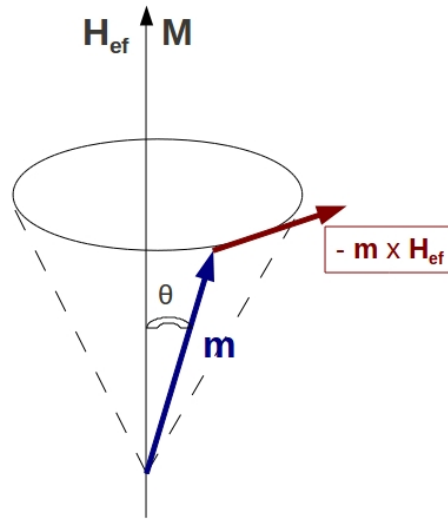


Figura 4: termo precessional

Para analisar somente o termo precessional, foi necessário alterar o passo dentro do método utilizado, bem como ampliar o tempo de análise, pois o termo precessional leva muito mais tempo para influenciar a magnetização do que o termo de torque de spin.

Observa-se, no gráfico da figura (5), no qual o campo é perpendicular ao plano da camada (plano xy), que a magnetização rotaciona neste plano e a componente na direção do eixo z , m_z , permanece constante. Neste gráfico, pode-se observar a dependência da frequência de precessão da dinâmica de magnetização com relação ao termo precessional. Quando maior o campo aplicado, maior é a frequência de precessão.

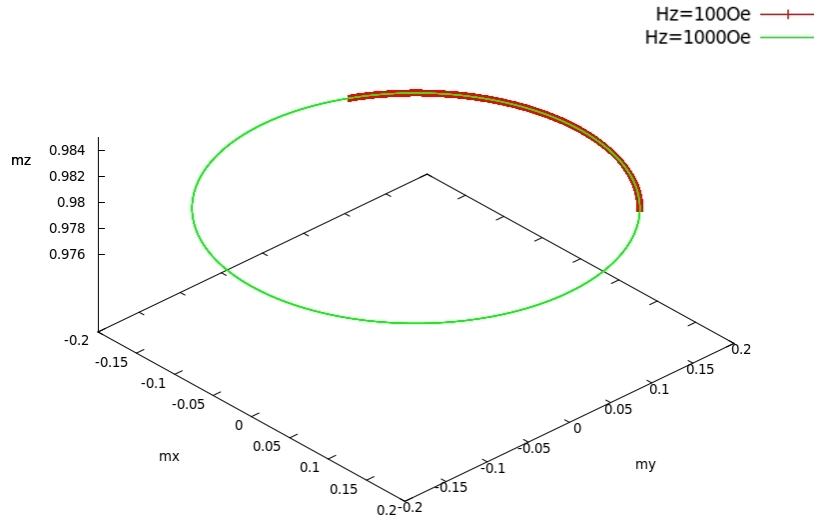


Figura 5: termo precessional

Para um campo aplicado no plano da camada, xy , (figura (6)) a magnetização rotaciona no plano yz e a componente m_x permanece constante.

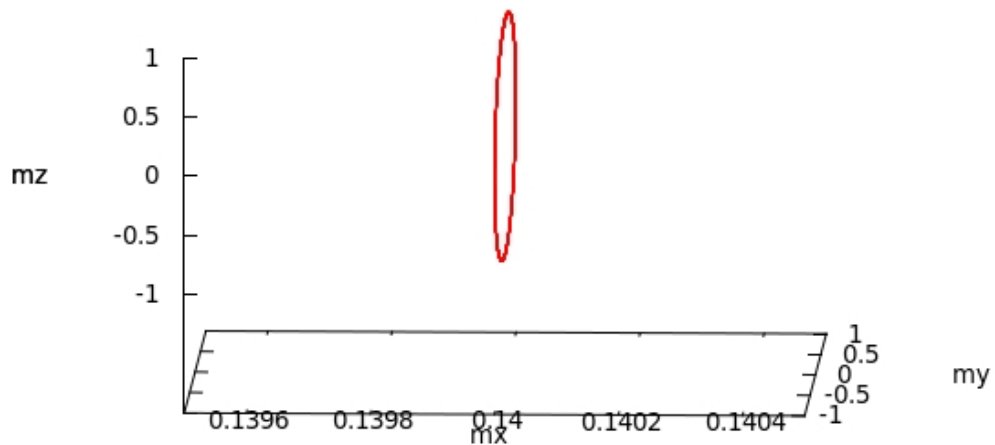


Figura 6: termo precessional para $H_x = 1000 Oe$

4.1.2 Termo de amortecimento

O termo de amortecimento, $\frac{\alpha}{M_s} \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}$, responsável pela dissipação da energia durante a dinâmica de magnetização (figura(7)), quando sozinho, não produz nenhum efeito sobre a magnetização da camada livre, ou seja, os valores de m_x , m_y e m_z permanecem constantes. O que já é esperado, visto que o produto vetorial $\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}$ é perpendicular a $\frac{d\vec{m}}{dt}$, sendo que, a única solução possível é $\frac{d\vec{m}}{dt} = 0$.

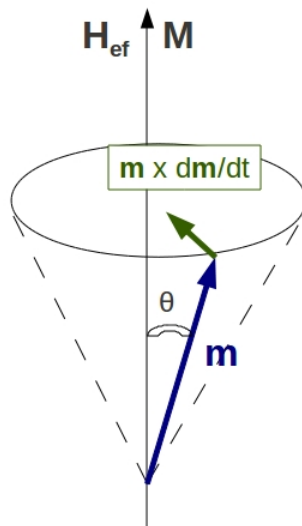


Figura 7: termo de amortecimento

4.1.3 Termo de torque de spin

O termo de torque de spin, $\gamma \frac{a_j}{M_s} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{M})$, quando analisado separadamente, influencia o movimento precessional da magnetização, a qual pode comportar-se como um campo efetivo, ou como fonte de amortecimento (figura(8)). Essa variação pode ser verificada no gráfico da figura (9), onde observa-se que a direção de rotação da magnetização muda, conforme o sinal do parâmetro de transferência de spin, a_j , sendo negativa (contrária à magnetização da camada espessa) para $a_j > 0$ e positiva para $a_j < 0$.

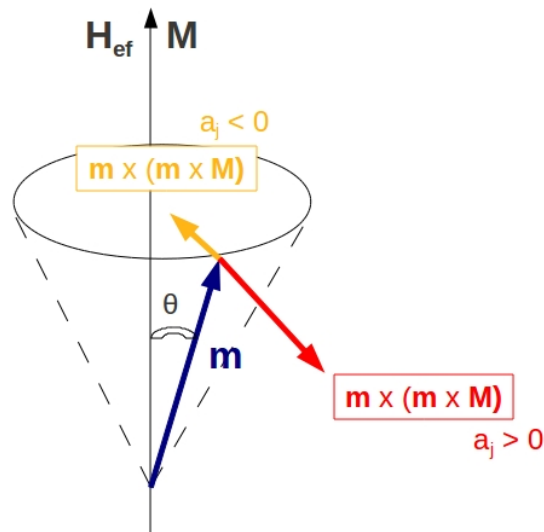


Figura 8: termo de torque de spin

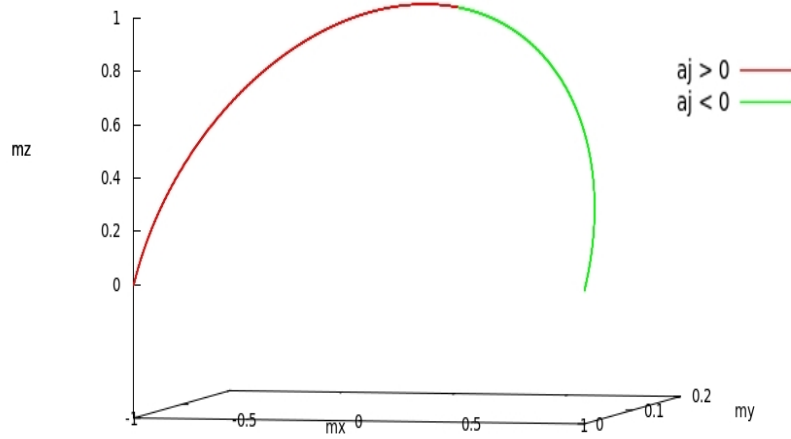


Figura 9: termo de torque de spin para $M = M_x$

Os valores inicial e final, respectivamente, da magnetização no gráfico da figura (9) são: m_x : $0.1400 \rightarrow \pm 1$; m_y : $0.1414 \rightarrow 0$; m_z : $0.9800 \rightarrow 0$. Neste gráfico, observa-se os efeitos de inversão, para $a_j > 0$, e reversão, quando $a_j < 0$.

4.2 Variação do Parâmetro de Transferência de Spin

Quando o parâmetro de transferência de spin, a_j , é variado, altera-se a rapidez com que a magnetização se alinha, paralela ou antiparalelamente, à direção da magnetização da camada espessa.

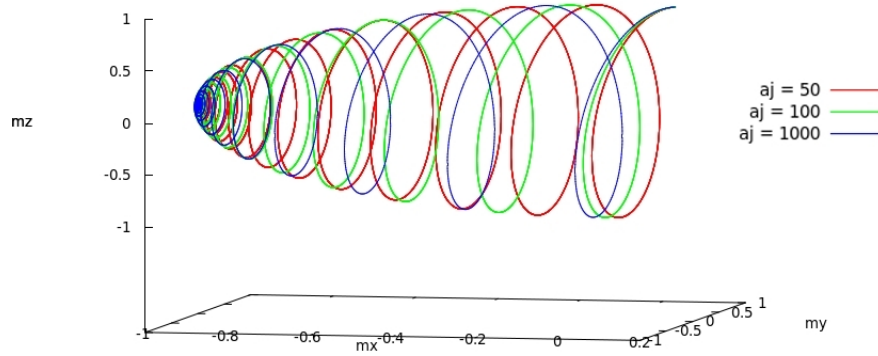


Figura 10: influência do parâmetro a_j

O gráfico da figura (10) apresenta a comparação entre três valores positivos de a_j , para $M = M_x$ e $H = Hx$. Observa-se que, quanto maior o valor de a_j , mais rápido ocorre a inversão.

Segundo Li e Zhang [13], há um valor crítico do parâmetro a_j , acima do qual o torque de spin pode ser usado para mudar de uma configuração magnética para outra, por exemplo, alterar a magnetização relativa entre as duas camadas magnéticas de paralela para antiparalela. Para uma magnetização uniforme da camada livre,

$$a_{j_{critico}} = \pm\alpha (2\pi M_s + H_K) + \alpha H_{ext} \quad (14)$$

4.3 Estados Precessionais Estáveis

A solução da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert modificada contém estados precessionais estáveis, ou seja, estados que nunca convergem para um estado final, conforme pode ser verificado no gráfico da figura (11).

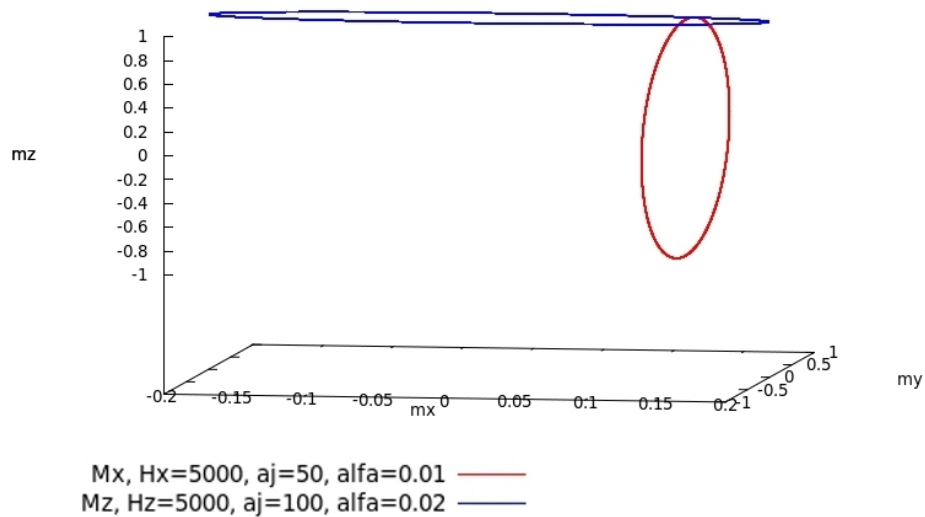


Figura 11: estados precessionais estáveis

As curvas aqui encontradas são idênticas àquelas simuladas quando foi considerado apenas o termo precessional da equação L.L.G. modificada.

Li e Zhang [13] também observaram estes estados precessionais em 2003, porém, para outros valores de campo aplicado, visto que nem todos os valores dos parâmetros são iguais e nem o método computacional utilizado

nas simulações.

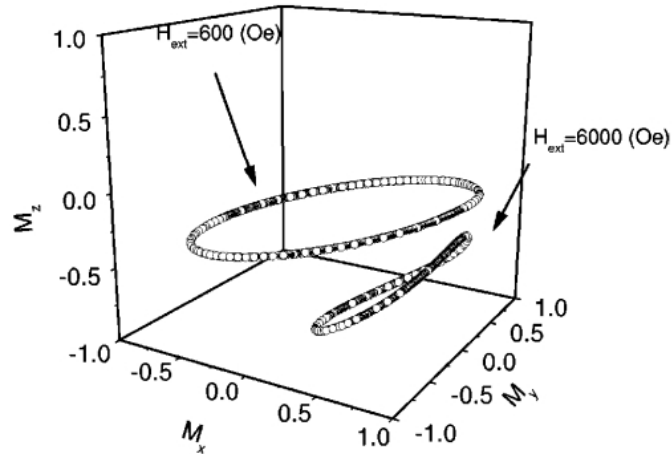


Figura 12: estados precessionais estáveis observados por Li e Zhang

Os estados precessionais são o resultado da competição entre a dissipação de energia pelo amortecimento de Gilbert e a entrada de energia pelo torque de spin. Estes estados precessionais são propriedades exclusivas da dinâmica de magnetização orientada por uma corrente spin-polarizada [13].

4.4 Campo Efetivo

A seguir, são apresentados os resultados das simulações para diferentes campos efetivos. Primeiramente, considerou-se apenas um campo externo aplicado, a seguir, foi observada a influência de um campo desmagnetizante e da anisotropia uniaxial.

Para que a influência dos campos analisados seja melhor observada, colocou-se a magnetização da camada espessa paralela ao campo aplicado, ou seja, na direção perpendicular ao plano das camadas.

4.4.1 Campo externo

Na presença apenas de um campo externo, o gráfico da magnetização tem a forma da figura (13). Onde pode-se observar que o ângulo de precessão da magnetização aumenta até passar pelo plano da camada, em $z = 0$, reduzindo novamente, até atingir uma configuração antiparalela ao campo aplicado. Isto ocorre, segundo Stiles e Waintal [15, 16], porque, para uma corrente suficientemente grande, o torque de spin supera o amortecimento magnético, ocasionando uma instabilidade, a qual faz o ângulo de precessão aumentar com o tempo. Quando o ângulo da magnetização passa pelo equador, que, neste caso, coincide com o plano da camada, tanto o amortecimento quanto o torque de spin apontam na direção oposta ao campo aplicado, estabilizando a magnetização na camada livre, completando assim a inversão magnética.

Mesmo que não haja campo externo aplicado, ou seja, $H_{ext} = 0$, ou até mesmo que o campo efetivo, H_{ef} , seja nulo, o gráfico possui a mesma forma do gráfico da figura (13), pois ainda permanecem as influências dos

termos de amortecimento e de torque de spin (vide equação (4)). Neste caso, a inversão é mais rápida, visto que não há um campo forçando a magnetização a se alinhar paralelamente.

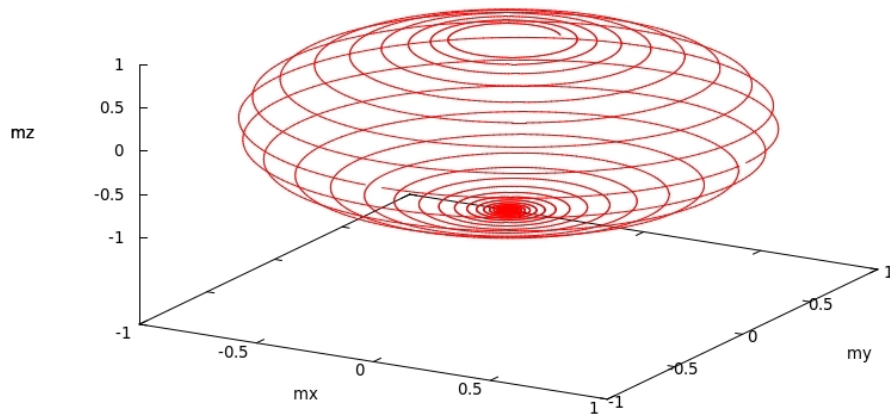


Figura 13: comportamento da magnetização na presença de um campo externo

No gráfico da figura (13), o campo aplicado é de $1000Oe$. Para campos mais fortes, conforme os aplicados nas simulações vistas nas figuras (14) e (15), a magnetização não se inverte, sendo alinhada paralelamente à direção do campo aplicado, sendo que, quanto mais forte o campo, mais rápido ocorre esse alinhamento.

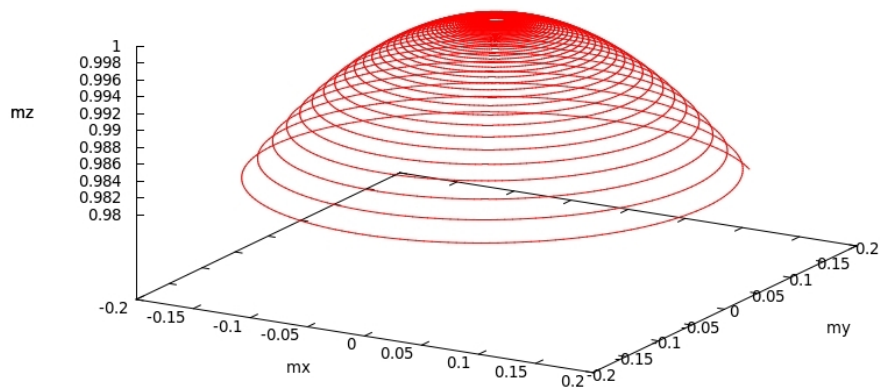


Figura 14: campo externo $H_z = 6000Oe$

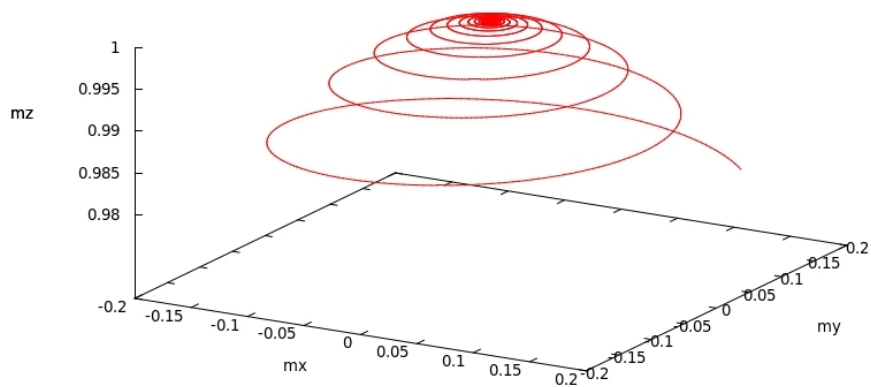


Figura 15: campo externo $H_z = 10000Oe$

4.4.2 Campo desmagnetizante

O campo desmagnetizante, $\vec{H}_0 = -4\pi m_z \vec{e}_z$, facilita a inversão da magnetização com relação à direção do campo externo aplicado.

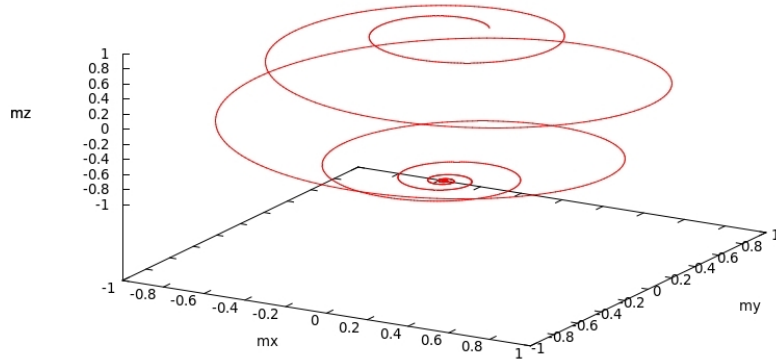


Figura 16: influência do campo desmagnetizante

Comparando o gráfico da figura (16) com o da figura (13), o qual foi obtido apenas considerando o campo externo aplicado, nota-se a importância da inclusão do campo desmagnetizante nos cálculos da variação da magnetização, visto que, a inversão desta magnetização, com relação ao campo externo aplicado, ocorre bem mais rápida quando o campo desmagnetizante é acrescentado nos cálculos.

4.4.3 Campo anisotrópico

O campo anisotrópico utilizado nas simulações inclui somente a anisotropia uniaxial, H_K , que é a tendência direcional de uma propriedade física de um material. No caso de filmes finos magnéticos, é a tendência da magnetização estar no plano da amostra.

O campo anisotrópico tem a forma $H_K \frac{m_x}{M_s} \vec{i}$. Quanto maior o valor de H_K , mais lenta é a inversão da magnetização. Essa influência pode ser observada no gráfico abaixo.

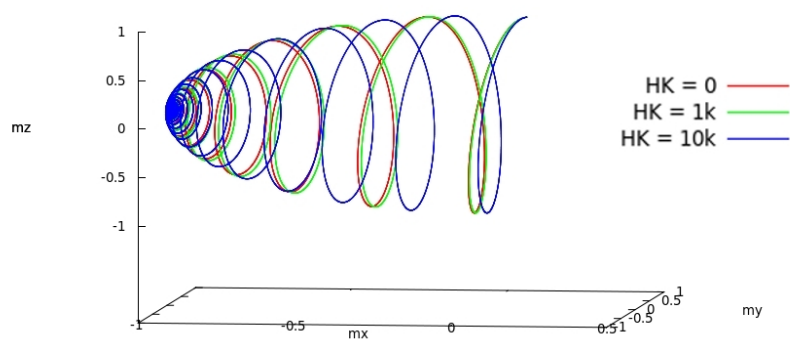


Figura 17: influência da anisotropia uniaxial

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste capítulo, são apresentadas as conclusões, bem como as perspectivas de trabalhos futuros dentro do que foi desenvolvido neste trabalho.

5.1 Conclusões

Neste trabalho, foi desenvolvido um programa computacional para analisar os efeitos de transferência de spin, usando o método Runge-Kutta de 2ª ordem. Através das simulações feitas a partir deste programa, foi possível observar os três principais efeitos: i) inversão, ii) reversão e iii) precessão do *momentum* magnético. A evolução sistemática dos parâmetros permitiu observar a importância de cada um deles no processo de transferência de spin. Desta forma, atingiu-se o objetivo de observar a evolução da dinâmica de magnetização sob o efeito do torque de transferência de spin.

5.2 Perspectivas Futuras

Como o efeito de transferência de spin é observado via magnetoresistência gigante, no futuro, pretende-se incluir no programa o cálculo da resistência elétrica em função da corrente.

Outra possibilidade de trabalho futuro, poderia ser a realização de uma nova análise da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, com simulações, incluindo-se um campo térmico, o que transformaria a equação de L.L.G., segundo Li e Zhang [13], em uma equação diferencial estocástica com ruído multiplicativo, a qual pode ser integrada através do método estocástico Heun, que é um método particular dentro dos métodos Runge-Kutta.

A análise da interação entre os *micromomenta* magnéticos seria outro item interessante, pois, para muitos sistemas de interesse, a aproximação macroscópica falha, sendo que, para um melhor entendimento da dinâmica magnética, a abordagem micromagnética é necessária. Nessas situações, é útil considerar a dinâmica de uma amostra magnética em termos dos modos normais do sistema, conhecido como ondas de spin ou magnons.

Há também grande interesse nos efeitos de torque de spin em junções túnel, que são melhor adaptáveis para muitos tipos de aplicações do que multicamadas magnéticas metálicas, pois possuem uma alta resistência, tornando os valores de TMR (magneto-resistência de túnel) maiores que os valores de GMR em dispositivos metálicos [12], portando, pode-se estudar a possibilidade de fazer simulações também para estes dispositivos.

Referências

- [1] Pereira, Luis Gustavo. **Estudo das propriedades magnéticas e de transporte em sistemas nanoestruturados**. IF-UFRGS. Agosto, 2010.
- [2] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **3**, 2156 (1978).
- [3] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **3**, 2137 (1979).
- [4] P. Grunberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [5] C.F. Majkrzak, J.W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D.B. McWhan, Y. Yafet, J.V. Waszcak, C. Vettier, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2700 (1986).
- [6] M.B. Salamon, S. Sinha, J.J. Rhyne, J.E. Cunningham, R.W. Erwin, J. Borchers, C.P. Flynn, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 259 (1986).
- [7] M. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Guyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [8] J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [9] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [10] L. Landau, E. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
- [11] T.L. Gilbert, Armour Research Foundation Project No. A059, Supplementary Report, May 1, 1956, unpublished; See also T.L. Gilbert, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 3443 (2004).
- [12] D. C. Ralph, M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
- [13] Z. Li and S. Zhang, *Phys. Rev. B* **68**, 24404 (2003).
- [14] Baratto, Giovanni. **Solução de Equações Diferenciais Ordinárias Usando Métodos Numéricos**. DELC-UFSM. Fevereiro, 2007.
- [15] M. D. Stiles, A. Zangwill, *Phys. Rev. B* **66**, 14407 (2002).
- [16] X. Waintal, E. B. Myers, P. W. Brouwer, D. C. Ralph, *Phys. Rev. B* **62**, 12317 (2000).

A Programa desenvolvido

```
#include<stdio.h>
#include<math.h>

/* DECLARAÇÃO DE VARIÁVES - campos em Oesterd
mx,my,mz: magnetização camada fina      alfa: fator de amortecimento
Mx,My,Mz: magnetização camada espessa  gama: fator giromagnético
Ms: magnetização de saturação          aj: densidade de corrente
Hx,Hy,Hz: campo em cada direção        HK: campo anisotrópico */

int opcao, dirmag;
double aj, t, dt=0.01, tmax=1000, mx, my, mz, mxponto, myponto, mzponto,
Mx=0, My=0, Mz=0, Ms=954.9296585, m2, mM, mH, Hx, Hy, Hz, HK,gama=1.74/10000,
alfa, A, B, mx_aux, my_aux, mz_aux, mxponto_aux, myponto_aux, mzponto_aux;

FILE *mag;

/**/

int main()
{
printf("llg_v1.c - by quel\n\n");
printf("\n\n\tEste programa calcula a variação na magnetização da
camada livre, a partir da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert.\n\n");
/* menu principal */
INICIO:
printf("\n\tEntre com a opção para o campo magnético efetivo:\n\n");
printf("\t(0) Hef = 0\n");
printf("\t(1) Hef = campo externo\n");
printf("\t(2) Hef = campo externo + campo desmagnetizante\n");
printf("\t(3) Hef = campo externo + campo desmagnetizante +
anisotropia uniaxial\n");
printf("\t(4) Sair do programa\n");
printf("\n\n\n\tOpção = ");
scanf("%d",&opcao);
if ((opcao > 4)|| (opcao < 0))
{
printf("\nOpção inválida! \a\a\n\n");
}
```

```

goto INICIO;
}

/* sair do programa */
if (opcao == 4)
{
printf("\n\n\n\t\t\t Aufwiedersehen! \n\n\n");
return(0);
}
t = 0;
mx = 0.14*Ms;
mz = 0.98*Ms;
my = sqrt(Ms*Ms - mx*mx - mz*mz);

/* escolha da direção de magnetização da camada espessa */
do
{
printf("\n\n\tEscolha a direção de magnetização da camada espessa:\n\n");
printf("\t(7) M = Mx");
printf("\t(8) M = Mz");
printf("\n\n\tOpção = ");
scanf("%d",&dirmag);
if (dirmag == 7) Mx = 1;
else if (dirmag == 8) Mz = 1;
else printf("\n\t\t*** Opção incorreta!!");
}
while(dirmag < 7 || dirmag > 8);
/*****/

printf("\n\n\t Entre com o valor de aj: ");
scanf("%lf",&aj);
printf("\n\n\t Entre com a constante de Gilbert (alfa): ");
scanf("%lf",&alfa);

/* execução da opção selecionada no menu principal */
switch (opcao)
{
/* campo efetivo nulo */
case 0:
Hx = Hy = Hz = 0;
mag=fopen("mag_campo_nulo.dat","w");

```

```

break;

    /* somente campo externo*/
case 1:
printf("\n\t Entre com as componentes do campo externo:");
printf("\n\t\t Hx = ");
scanf("%lf",&Hx);
printf("\t\t Hy = ");
scanf("%lf",&Hy);
printf("\t\t Hz = ");
scanf("%lf",&Hz);
mag=fopen("mag_campo_ext.dat","w");
break;

    /* campo externo + desmagnetizante */
case 2:
printf("\n\t Entre com as componentes do campo externo:");
printf("\n\t\t Hx = ");
scanf("%lf",&Hx);
printf("\t\t Hy = ");
scanf("%lf",&Hy);
printf("\t\t Hz = ");
scanf("%lf",&Hz);
Hz = Hz - 12.56637061*mz;
mag=fopen("mag_campo_ext+desmag.dat","w");
break;

    /* campo externo + desmagnetizante + anisotrópico (uniaxial) */
case 3:
printf("\n\t Entre com as componentes do campo externo:");
printf("\n\t\t Hx = ");
scanf("%lf",&Hx);
printf("\t\t Hy = ");
scanf("%lf",&Hy);
printf("\t\t Hz = ");
scanf("%lf",&Hz);
printf("\n\t Entre com a anisotropia uniaxial... HK = ");
scanf("%lf",&HK);
Hx = Hx + HK*mx/Ms;
Hz = Hz - 12.56637061*mz;
mag=fopen("mag_campo_ext+desmag+aniso.dat","w");

```

```

break;
} /* fim comando switch */

m2=Ms*Ms;
A = gama*Ms / (Ms*Ms + alfa*alfa*m2);
fprintf(mag,"%1.10f %1.10f %1.10f %1.10f \n", mx/Ms, my/Ms, mz/Ms, t);

/* loop cálculo da magnetização x tempo */
do
{
calculomag();
}
while (t < tmax);
/*****/

fclose(mag);
printf("\n\n\t\t *** Término da simulação! *** ");
if (opcao == 0)printf("\n\t Os dados foram salvos no arquivo
mag_campo_nulo.dat\n\n\n\n\n");
else if (opcao == 1)printf("\n\t Os dados foram salvos no arquivo
mag_campo_ext.dat\n\n\n\n\n");
else if (opcao == 2)printf("\n\t Os dados foram salvos no arquivo
mag_campo_ext+desmag.dat\n\n\n\n\n");
else if (opcao == 3)printf("\n\t Os dados foram salvos no arquivo
mag_campo_ext+desmag+aniso.dat\n\n\n\n\n");
goto INICIO;
}
/* fim do programa principal */

/* função que calcula a magnetização da camada livre */
int calculomag ()
{
t += dt;
mM = mx*Mx + my*My + mz*Mz;
mH = mx*Hx + my*Hy + mz*Hz;
B = (aj*mM - alfa*mH);

/* METODO RUNGE-KUTTA */
mxponto = A*(-(my*Hz-mz*Hy)/Ms + mx*B + m2*(alfa*Hx - aj*Mx -
alfa*aj*(my*Mz-mz*My)));

```

```

myponeto = A*(-(mz*Hx-mx*Hz)/Ms + my*B + m2*(alfa*Hy - aj*My -
alfa*aj*(mz*Mx-mx*Mz)));
mzponto = A*(-(mx*Hy-my*Hx)/Ms + mz*B + m2*(alfa*Hz - aj*Mz -
alfa*aj*(mx*My-my*Mx)));

mx_aux = mx + 0.5*dt*mxponto;

my_aux = my + 0.5*dt*myponeto;
mz_aux = mz + 0.5*dt*mzponto;

mM = mx_aux*Mx + my_aux*My + mz_aux*Mz;
mH = mx_aux*Hx + my_aux*Hy + mz_aux*Hz;
B = (aj*mM - alfa*mH);

mxponto_aux = A*(-(my_aux*Hz-mz_aux*Hy)/Ms + mx_aux*B + m2*(alfa*Hx -
aj*Mx - alfa*aj*(my_aux*Mz-mz_aux*My)));
myponeto_aux = A*(-(mz_aux*Hx-mx_aux*Hz)/Ms + my_aux*B + m2*(alfa*Hy -
aj*My - alfa*aj*(mz_aux*Mx-mx_aux*Mz)));
mzponto_aux = A*(-(mx_aux*Hy-my_aux*Hx)/Ms + mz_aux*B + m2*(alfa*Hz -
aj*Mz - alfa*aj*(mx_aux*My-my_aux*Mx)));

mx = mx + mxponto_aux*dt;
my = my + myponeto_aux*dt;
mz = mz + mzponto_aux*dt;

/* valores de mx, my e mz normalizados */
fprintf(mag,"%1.10f %1.10f %1.10f %1.10f \n", mx/Ms, my/Ms, mz/Ms, t);
}
/* fim da função que calcula a magnetização da camada livre */

```