



Efeitos Seebeck de spin e Peltier de spin em sistemas ferromagnéticos isolantes

Samir Santos Costa

Tese de Doutorado

Orientador:

Luiz Carlos Sampaio Lima

Rio de Janeiro, RJ

2021



Samir Santos Costa

Efeitos Seebeck de spin e Peltier de spin em sistemas ferromagnéticos isolantes

Tese de Doutorado

Trabalho apresentado no programa de pós-graduação do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas como requisito parcial para obtenção do grau de Doutor em Física.

Orientador:

Luiz Carlos Sampaio Lima

Rio de Janeiro, RJ

2021

“EFEITOS SEEBECK DE SPIN E PELTIER DE SPIN EM SISTEMAS
FERROMAGNÉTICOS ISOLANTES”

SAMIR SANTOS COSTA

Tese de Doutorado em Física apresentada no
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do
Ministério da Ciência Tecnologia e
Inovação. Fazendo parte da banca
examinadora os seguintes professores:



Luiz Carlos Sampaio Lima – Presidente/Orientador/CBPF



Sérgio Machado Rezende - UFPE



Pedro Jorge Von Ranke Perlingeiro - UERJ



Alberto Passos Guimarães Filho - CBPF



Mucio Amado Continentino - CBPF

Rio de Janeiro, 19 de fevereiro de 2021.

Dedico à minha mãe, Denise.

Agradecimentos

Tecer agradecimentos é, de modo antitético, arduamente gratificante. Claro, reconheço que o meu desenvolvimento como indivíduo e a produção deste trabalho são conseqüências das inúmeras interações que tive ao longo da vida. Portanto, sinto-me confortável e grato pelas diversas contribuições e experiências, mas confesso que acho árduo orientar os devidos agradecimentos a cada pessoa que tenha contribuído nesta caminhada. Espero que o(a) leitor(a) não entenda a última assertiva como um ato de negligência, mas sim como a minha incapacidade de contemplar em poucas linhas todos os personagens devidamente merecedores de tais votos. Isto posto, explorarei um pouco o “sentimento de pertencimento” que reside em alguns e destinarei os meus agradecimentos às instituições públicas pelas quais transitei; aquelas pessoas que se identificarem com tais e tenham convivido comigo, sintam-se igualmente atingidas. Em tempo, destaco que a escolha de citar tais instituições vai de encontro ao difícil momento político que estamos atravessando, quando as universidades e os institutos públicos são atacados e deslegitimados de modo cruel, inconsequente e irresponsável. Sendo assim, aproveito o ensejo para registrar o meu reconhecimento e respeito às instituições públicas que, em tempos de pandemia, vêm desempenhando um trabalho de qualidade, útil, sólido e sério em prol de uma sociedade e um mundo melhores. Agradeço:

à Escola Técnica Estadual Henrique Lage (que compõe a rede FAETEC de ensino), onde completei minha formação básica/profissionalizante e tive o primeiro contato direto com o desenvolvimento de ciência e tecnologia;

à Universidade Federal Fluminense (UFF), onde ingressei no curso de Física e pude perceber que o quanto a natureza tem de complexa ela tem de bela. Além disso, foi nesta instituição que, através de muitos desafios e reflexões, descobri o prazer pelo ato de ensinar;

à Fundação Centro Universitário Estadual da Zona Oeste (UEZO), onde encontrei um ambiente e pessoas maravilhosas que me impulsionaram a dar continuidade na carreira acadêmica. Certamente não teria alcançado este estágio sem o apoio e incentivo que recebi neste espaço;

à Universidade do Estado do Rio de Janeiro (UERJ), que me acolheu no programa de pós-graduação em Física, possibilitando a minha inserção no campo da pesquisa. Sem dúvidas, foi na UERJ que pude vivenciar o comprometimento com o desenvolvimento científico e,

sobretudo, social;

à Fundação CECIERJ, em particular ao Pré-Vestibular Social (PVS), onde exerci pela primeira vez a atividade de professor. Tal experiência foi de suma importância pois trabalhei com excelentes profissionais e com um público extremamente plural que apenas corroborou que a educação é de fato transformadora;

à Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ), onde atuei como professor substituto ao longo dos últimos anos e encontrei os desafios de realizar uma prática de ensino coerente, contextualizada e inclusiva;

ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), onde tive experiências desafiadoras e construtivas, pude acompanhar avanços importantes em diferentes campos da Física (bem como suas conexões com áreas correlatas) e definitivamente concluir o potencial que temos enquanto nação para um autodesenvolvimento científico-tecnológico (mesmo diante do sucateamento e dos atrozes cortes nos Investimentos). Neste ponto, abro uma exceção para agradecer especificamente ao meu orientador Luiz Carlos, mais (re)conhecido como Sampaio, por ter me recebido como orientando, pelas produtivas discussões e pela paciência e compreensão ao longo desses anos; suas contribuições foram fundamentais e inestimáveis. Este trabalho deve-se às oportunidades proporcionadas pelo CBPF e seus membros.

Natural science does not simply describe and explain nature; it is a part of the interplay between nature and ourselves; it describes nature as exposed to our method of questioning.

– HEISENBERG.

Lista de Figuras

2.1	Ilustração das fases (a) paramagnética, (b) ferromagnética, (c) antiferromagnética e (d) ferrimagnética.	15
2.2	Algumas fases magnéticas não colineares. (a) asperomagnetismo, (b) esferomagnetismo e (c) esferomagnetismo (neste caso, foram apresentadas duas sub-redes magnéticas: uma colinear e outra asperomagnética. Em tempo, a sub-rede colinear foi orientada “para baixo”, mas a orientação “para cima” também é possível).	17
2.3	Vetor magnetização precessionando em torno do campo magnético aplicado na ausência de amortecimento.	20
2.4	Vetor magnetização precessionando em torno do campo magnético aplicado na presença de amortecimento.	21
3.1	Representação esquemática de uma onda de spin.	27
3.2	Ilustração da relação de dispersão magnônica na primeira zona de Brillouin para um ferromagneto simples obtida com a equação 3.11.	31
3.3	Alguns exemplos de espalhamentos envolvendo mágnons. As setas retas (onduladas) representam mágnons (fônons).	32
3.4	Capacidade térmica magnônica em função da temperatura.	37
3.5	Comparação entre as relações de dispersão dadas pela equação 3.33 e por sua forma quadrática.	38
3.6	Esquema do(s) sistema(s) investigado(s) por Sanders, Xiao e Schreier/Rezende.	39
3.7	Perfis de T_m e T_f em função da posição para uma camada magnética de 50 nm de espessura.	40
3.8	Perfis de T_m e T_f em função da posição para uma camada magnética de 6 μm de espessura.	41
3.9	Relações entre as correntes de carga, calor e spin que definem/fundamentam a termoeletricidade, a spintrônica e a spincaloritônica.	43
3.10	Quadro ilustrativo dos efeitos Hall (Nernst) ordinário, anômalo e de spin.	45
3.11	Ilustração do efeito Seebeck de spin transversal.	46
3.12	Ilustração do efeito Peltier de spin no sistema YIG/Pt.	50
4.1	Ilustração de um filme de YIG submetido a um gradiente de temperatura.	54

4.2	Condutividade térmica magnônica em função da temperatura; variação da condutividade térmica na aproximação de canais independentes.	56
4.3	Condutividade térmica magnônica na faixa de temperatura $T < 10$ K. As linhas contínua e tracejada correspondem às configurações de campo nulo e 300 kOe, respectivamente (os valores adotados para α_{mp} são os mesmos da figura 4.2). O gráfico interno mostra a variação de κ_m (normalizada) em função do campo magnético; círculos são dados experimentais a $T = 2$ K.	57
4.4	$\Delta\kappa_m(T, H)$ em função da temperatura para diferentes campos magnéticos.	58
4.5	Condutividade térmica magnônica (normalizada) em função do <i>damping</i> (α_{mp}) calculada à temperatura ambiente.	59
4.6	Condutividade de spin magnônica (normalizada) em função da temperatura.	60
4.7	Ilustração do efeito Seebeck de spin longitudinal.	61
4.8	Comportamento do sinal gerado pelo efeito Seebeck de spin longitudinal em função da espessura da camada de YIG; comprimento de difusão magnônico normalizado em função da temperatura.	63
4.9	Magnitude do efeito Seebeck de spin em função da temperatura para diferentes gradientes de temperatura.	64
4.10	Magnitude do efeito Seebeck de spin em função do parâmetro de amortecimento (<i>damping</i>).	64
4.11	Magnitude do efeito Seebeck de spin em função do parâmetro de amortecimento (<i>damping</i>) para diferentes gradientes de temperatura. Cada reta corresponde a um <i>damping</i> diferente obtido via ressonância ferromagnética, sendo esse maior para a reta com menor inclinação (6).	65
4.12	V (normalizado por $V_{EHSI}(\alpha_{mp} = 8 \times 10^{-5}, \Delta T = 7 \text{ K})$) em função de ΔT . Cada linha corresponde a um valor de <i>damping</i> , sendo esse crescente a partir da linha sólida.	66
4.13	Magnitude do efeito Seebeck de spin em função do parâmetro de amortecimento (<i>damping</i>). A linha tracejada corresponde a um fit linear dos pontos calculados.	67
5.1	Ilustração do efeito Peltier de spin em um sistema FM/M.	70
5.2	Cálculo de δT na interface YIG/Pt em função (a) da corrente de carga J_c e (b) da espessura para $J_c = 10$ mA.	76
5.3	Cálculo de δT (normalizado) na interface do sistema YIG/Pt em função da espessura da camada magnética.	77
B.1	Configuração adotada para o cálculo da densidade de corrente de spin na interface YIG/Pt.	84
I	(a) Estruturas geométricas formadas como consequência da distribuição dos íons O^{2-} nas vizinhanças dos cátions trivalentes. (b) Distribuição dos íons Fe^{3+} nos sítios a denotando uma estrutura cúbica de corpo centrado em cada octante.	88

Lista de Abreviações

- FM** Ferromagneto
- EHA** Efeito Hall Anômalo
- EHS** Efeito Hall de Spin
- EHSI** Efeito Hall de Spin Inverso
- ENA** Efeito Nernst Anômalo
- ENS** Efeito Nernst de Spin
- EPS** Efeito Peltier de Spin
- ESS** Efeito Seebeck de Spin
- LLG** Landau-Lifshitz-Gilbert
- RFM** Ressonância Ferromagnética

Lista de Publicações

Esta tese é baseada nas seguintes publicações:

- S. S. Costa e L. C. Sampaio, “Magnon theory for the spin Peltier effect”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 53, p. 355001, 2020.
- S. S. Costa e L. C. Sampaio, “Influence of the magnon–phonon relaxation in the magnon transport under thermal gradient in yttrium iron garnet”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 31, no. 27, p. 275804, 2019.

Outras publicações do autor (não incluídas nesta tese):

- S. S. Costa e E. P. Nobrega, “An extension of the Handrich model for ferrimagnetic amorphous”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 468, pp. 69 – 72, 2018.
- S. S. Costa, B. P. Alho, T. S. T. Alvarenga, P. J. von Ranke e E. P. Nóbrega, “Magnetocaloric effect study on amorphous $RENi_3$ (RE = Dy, Ho, Er)”, *Intermetallics*, vol. 87, pp. 90 – 93, 2017.
- E. P. Nóbrega, S. S. Costa, T. S. T. Alvarenga, B. P. Alho, A. Caldas, P. O. Ribeiro, V. S. R. de Sousa, N. A. de Oliveira e P. J. von Ranke, “Magnetic and magnetocaloric properties of amorphous $Y_3Fe_5O_{12}$ compound”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 422, pp. 157 – 160, 2017.
- S. S. Costa, O. A. V. Roriz, N. de O. Silvano, P. J. von Ranke e E. P. Nóbrega, “Theoretical investigation on the magnetocaloric effect in amorphous $Eu_{80}Au_{20}$ system”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 414, pp. 78 – 81, 2016.

RESUMO

Ao longo das últimas duas décadas alguns fenômenos caracterizados pela conexão entre as correntes de carga, spin e calor têm sido largamente investigados no campo da spincaloritônica. Em particular, muito interesse tem sido dedicado aos efeitos Seebeck de spin (criação de uma corrente de spin em um sistema magnético submetido a um gradiente de temperatura) e Peltier de spin (produção de calor em um magneto quando atravessado por uma corrente de spin), cujos mecanismos intrínsecos estão relacionados a diferentes processos de relaxação envolvidos. Neste contexto, esta tese apresenta um estudo alternativo sobre a ocorrência desses dois efeitos em um sistema magnético isolante em contato com um material metálico com forte acoplamento spin-órbita e, para tal, a teoria de Boltzmann na aproximação de tempo de relaxação é empregada. O trabalho pode ser compreendido em dois atos. No primeiro ato, os coeficientes de transporte e o efeito Seebeck de spin são investigados levando-se em conta os processos mágnon-mágnon e mágnon-fônon na taxa de relaxação. Verificar-se-á que a consideração de ambos os processos descreve os perfis das condutividades térmica e de spin magnônicas reportadas experimentalmente, bem como a atenuação do efeito Seebeck de spin em função do amortecimento magnético. No segundo ato, um modelo é proposto para o efeito Peltier de spin baseado na difusão da acumulação de mágnons. O modelo desenvolvido é particularmente bem sucedido no cálculo da intensidade do efeito em função da espessura do material magnético e da corrente de carga utilizada no sistema metálico para a sua observação. Em ambos, os cálculos desenvolvidos são comparados com os resultados experimentais presentes na literatura onde o material magnético empregado é a granada de ítrio e ferro.

Palavras-chave: Efeito Peltier de Spin; Efeito Seebeck de spin; Mágnons; Spincaloritônica

ABSTRACT

Over the past two decades, some phenomena characterized by the connection between charge, spin and heat currents have been extensively investigated in the field of spin caloritronics. In particular, much interest has been devoted to the spin Seebeck effect (creation of a spin current in a magnetic system subjected to a temperature gradient) and the spin Peltier effect (heat production in a magnet when traversed by a spin current), whose intrinsic mechanisms are related to the different relaxation processes involved. In this context, this thesis presents an alternative study on the occurrence of these two effects in an insulating magnetic system in contact with a metallic material with strong spin-orbit coupling and, for this, Boltzmann's theory in the approximation of relaxation time is employed. The work can be understood in two acts. In the first act, the transport coefficients and the spin Seebeck effect are investigated taking into account the magnon-magnon and magnon-phonon processes in the relaxation rate. It will be verified that the consideration of both processes describes the profiles of the magnon thermal and magnon spin conductivities reported experimentally, as well as the attenuation of the spin Seebeck effect as a function of the magnetic *damping*. In the second act, a model is proposed for the spin Peltier effect based on the diffusion of the magnon accumulation. The model developed is particularly successful in calculating the intensity of the effect as a function of the thickness of the magnetic material and the charge current used in the metallic system for its observation. In both, the calculations performed are compared with the experimental results present in the literature where the magnetic material used is *yttrium iron garnet* (YIG).

Keywords: Spin Peltier Effect; Spin Seebeck Effect; Magnons; Spin caloritronics

Sumário

INTRODUÇÃO	1
PARTE I - FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	4
1 Introdução às propriedades de transporte	5
1.1 Efeitos termoelétricos	5
1.2 Equação de Boltzmann	7
2 Elementos sobre transporte de spin	13
2.1 Prelúdio sobre magnetismo	14
2.2 Dinâmica da magnetização	17
2.2.1 Equação de movimento para o operador de spin	18
2.2.2 Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert	19
2.2.3 Equação de Bloch	21
2.3 Corrente de magnetização	22
2.4 Difusão de spin	23
3 Mágns e spincaloritônica	27
3.1 Ondas de spin	28
3.2 Processos de relaxação	31
3.3 Corrente de spin mediada por mágns	34
3.4 Propriedades térmicas de mágns	35
3.4.1 Capacidade térmica	36
3.5 Distribuição das temperaturas em um ferromagneto isolante	38
3.6 Introdução à spincaloritônica	42
PARTE II - RESULTADOS	52
4 Influência da relaxação mágnon-fônon no transporte de mágns no YIG	53
4.1 Condutividade térmica magnônica	54
4.2 Efeito Seebeck de spin	60
4.2.1 Contribuição do <i>damping</i> no efeito Seebeck de spin	64

5	Efeito Peltier de spin	68
5.1	Modelo	69
5.2	Resultados e discussão	74
5.2.1	Varição da temperatura na interface YIG/Pt	74
5.2.2	Comportamento do efeito Peltier de spin em função da espessura e da corrente de carga	76
	CONCLUSÃO	78
	Apêndice A Coeficientes de transporte magnônicos em um ferromagneto isolante	80
	Apêndice B Corrente de spin na interface YIG/Pt no efeito Seebeck de spin	84
	ANEXO Propriedades estruturais e magnéticas do YIG	88
	Referências Bibliográficas	90

Introdução

I believe in miracles. I believe in a better world for me and you.

– RAMONES.

A descoberta da magnetorresistência gigante (mudança da resistência elétrica em resposta a um campo magnético aplicado), em 1988 [1, 2], marcou o início de uma nova área na Física com indícios promissores de aplicações tecnológicas: a spintrônica. Diferentemente da eletrônica, que se baseia no controle do movimento dos elétrons e ignora o grau de liberdade do spin, a spintrônica se destaca pela manipulação da corrente de spin. Dependendo da natureza do sistema, uma corrente de spin pode ser mediada por elétrons de condução (onde uma assimetria nas populações dos portadores com spins em direções opostas deve existir) e/ou por ondas de spin [3]. Dentre as principais aplicações a partir do advento dessa área pode-se destacar o desenvolvimento de dispositivos com potencial capacidade de armazenamento de dados digitais e baixo consumo de energia [4, 5].

A perspectiva com a comercialização desses dispositivos mais eficientes deu origem à criação de diversos grupos de pesquisa interessados (tanto do ponto de vista teórico quanto experimental) em materiais e estruturas suscetíveis à exploração do grau de liberdade do spin. Isso levou ao desdobramento da spintrônica em diversas subáreas, dentre as quais destacam-se: spin orbitrônica, a qual explora os fenômenos relacionados à interconversão de correntes de carga e spin através dos espalhamentos dos elétrons de condução devido ao acoplamento spin-órbita (efeitos Hall de spin); magnônica, cujo foco está no transporte de momento angular através de excitações coletivas de sistemas ordenados magneticamente, ou seja, ondas de spin (mágnons); spincaloritônica, a qual explora a conexão entre as correntes de calor e spin, estabelecendo uma relação entre os fenômenos termoelétricos e a spintrônica; esta última caracteriza o cerne do desenvolvimento desta tese.

O surgimento da termoeletricidade é marcado pela descoberta do efeito Seebeck na primeira metade do século XIX [6]. Tal área concentra os fenômenos nos quais o acoplamento entre as correntes de carga e calor está presente. Além do efeito Seebeck, destacam-se os efeitos Peltier, Nernst, Ettingshausen e Righi-Leduc (sendo os três últimos observados na presença de um campo magnético). Quase dois séculos após a descoberta dos efeitos termoelétricos, a spincaloritônica surge para explorar o acoplamento entre as correntes de calor e spin [7, 8]. Este é um campo emergente que lida com os fenômenos relacionados ao

transporte de spin, carga, energia e/ou entropia. Dentre os efeitos térmicos dependentes de spin, o efeito Peltier de spin [9], o efeito Nernst de spin [10, 11] e o efeito Seebeck (dependente) de spin [12, 13] estão entre os mais investigados na última década, sendo o último largamente explorado tanto experimental quanto teoricamente.

A excitação e o comportamento de mágnons podem desempenhar um papel relevante para a ocorrência dos efeitos mencionados no final do parágrafo anterior. Um mágnon corresponde à quantização de uma onda de spin, cuja origem deve-se às excitações elementares de um sistema magnético. Em particular, a corrente de spin produzida em um ferromagneto isolante devido a uma perturbação externa (um gradiente de temperatura, por exemplo) é mediada exclusivamente pela difusão de mágnons fora do equilíbrio. Dessa maneira, a exploração da corrente de spin em materiais desta natureza dependerá de como os mágnons irão interagir com o seu entorno através dos diferentes processos inerentes a cada sistema (espalhamentos mágnon-mágnon, mágnon-fônon, mágnon-elétron, entre outros) [14].

Um material de bastante interesse no campo da spincaloritônica é a granada de ítrio e ferro (*yttrium iron garnet* - YIG). Este é um sistema ferrimagnético com grande potencial para geração e propagação de correntes de spin. Embora seja um ferrimagneto, o YIG pode ser tratado como um sistema ferromagnético em determinadas situações. Por ser um isolante, suas propriedades de transporte são mediadas pelas excitações de mágnons e fônons. Além de apresentar uma temperatura de Curie relativamente alta (~ 560 K), este material possibilita a propagação de ondas de spin por longas distâncias devido à sua baixa dissipação para a rede cristalina. Não obstante, as propriedades térmicas e de transporte podem ser afetadas pela relaxação mágnon-fônon.

Devido às características descritas acima, diversos trabalhos têm adotado o YIG como objeto de estudo no âmbito da spincaloritônica. Com a observação do efeito Seebeck de spin uma série de trabalhos teóricos e experimentais foi desenvolvida com o intuito de esclarecer os mecanismos envolvidos; como exemplo, vários modelos e configurações experimentais podem ser encontrados na literatura onde o efeito é investigado em função de diversos parâmetros externos (gradiente de temperatura, campo magnético, espessura da camada magnética e temperatura) [15–25]. Em contrapartida, o efeito Peltier de spin (recíproco do efeito Seebeck de spin) passou a ganhar destaque por volta dos últimos cinco anos. Em tempo, medidas recentes deste efeito em amostras de YIG/Pt(platina) foram realizadas em filmes de YIG com espessuras acima de 50 nm. Entretanto, há pouca descrição teórica do efeito Peltier de spin em função dos parâmetros externos, da qual espera-se observar um bom acordo com os dados experimentais publicados recentemente.

Esta tese tem por objetivo se aprofundar no estudo dos mecanismos envolvidos nos efeitos Seebeck e Peltier de spin em sistemas ferromagnéticos isolantes. O conteúdo será distribuído em duas partes: a primeira disporá de uma fundamentação teórica que cons-

truirá um arcabouço para a segunda, onde os resultados serão apresentados. De modo mais específico, os tópicos estarão da seguinte maneira:

- o primeiro capítulo apresentará uma breve introdução sobre os efeitos termoelétricos e a essência por trás da equação de Boltzmann na aproximação de tempo de relaxação;
- o segundo capítulo discorrerá alguns fundamentos básicos sobre Magnetismo, dinâmica da magnetização e transporte de spin;
- o terceiro capítulo fará uma introdução ao conceito de ondas de spin (mágnons), discutirá alguns processos de relaxação responsáveis por redistribuir a energia pelo sistema no formalismo de segunda quantização, apresentará uma revisitação às propriedades térmicas e de transporte de mágnons (na presença de um gradiente de temperatura) em um ferromagneto isolante e estabelecerá uma introdução ao campo da spin caloritrônica, onde será apresentada a evolução na investigação dos efeitos que compõem o foco desta tese; os capítulos quatro e cinco, por sua vez, serão dedicados à apresentação dos resultados obtidos.
- No capítulo quatro um sistema ferromagnético isolante na presença de um gradiente de temperatura será investigado sob a ótica da teoria de Boltzmann na aproximação de tempo de relaxação, onde um regime difusivo de mágnons será considerado. Para tal, serão consideradas as interações mágnon-mágnon e mágnon-fônon (abordada fenomenologicamente), possibilitando explorar a contribuição da última na condutividade térmica de mágnons e no efeito Seebeck de spin. Tal investigação é motivada por medidas experimentais recentemente reportadas onde os autores apresentam que o sinal gerado pelo efeito Seebeck de spin diminui quase linearmente com o aumento do amortecimento magnético, sendo este associado unicamente às interações mágnon-fônon.
- Já o capítulo cinco apresentará um modelo para o efeito Peltier de spin no mesmo tipo de sistema. A motivação por trás desta proposta sustenta-se no fato de que os modelos presentes na literatura não reproduzem (satisfatoriamente) os dados experimentais em função de alguns parâmetros como, por exemplo, a espessura do material magnético. Em tempo, o formalismo adotado baseia-se na difusão da acumulação de mágnons (ou seja, a densidade de mágnons fora do equilíbrio) no material magnético utilizado anteriormente para investigar apenas o efeito Seebeck de spin e contribui para um cenário mais completo que adota esta metodologia para a investigação dos fenômenos que envolvem o transporte de calor e spin. Nos dois últimos capítulos, os cálculos desenvolvidos serão comparados aos resultados experimentais reportados na literatura para o sistema YIG/Pt. Por fim, algumas considerações finais e perspectivas de trabalhos futuros serão apresentadas.

PARTE I

Capítulo 1

Introdução às propriedades de transporte

*Se a educação sozinha não
transforma a sociedade, sem ela
tampouco a sociedade muda.*

– PAULO FREIRE.

De maneira geral, os fenômenos de transporte estão associados à transferência de energia, momento, carga e/ou massa quando um sistema é submetido a uma perturbação externa. No estudo de sólidos, por exemplo, as propriedades macroscópicas estão associadas ao comportamento dos portadores responsáveis pelo transporte da “informação”, ou seja, como os elétrons, fônons e demais (quasi)partículas respondem às diferentes excitações.

Os efeitos termoelétricos são caracterizados pela conexão entre as correntes de carga e calor. O primeiro deles foi observado por Thomas Johann Seebeck na primeira metade do século XIX. Durante um tempo considerável, esta classe de efeitos foi investigada fenomenologicamente e caracterizada por dois tipos de coeficientes: termoelétrico e termomagnético (este último relacionado à presença de um campo magnético).

Neste capítulo será apresentado um panorama sobre os efeitos termoelétricos. Do ponto de vista microscópico, os coeficientes termoelétricos podem ser obtidos a partir da equação de transporte obtida por Boltzmann, que será discutida no final deste capítulo. Como será visto mais à frente, a equação de Boltzmann será uma ferramenta de suma importância nesta tese para a investigação dos efeitos Seebeck e Peltier de spin.

1.1 Efeitos termoelétricos

Quando um metal ou semicondutor é submetido a um gradiente de temperatura na condição de circuito aberto, uma diferença de potencial elétrico surge nas suas extremidades; este é o efeito Seebeck, observado pela primeira vez em 1821 [26, 27]. Sendo assim, se ΔT representa a diferença de temperatura entre as extremidades do material, a voltagem

elétrica estabelecida será

$$V = \mathcal{S}\Delta T, \quad (1.1)$$

onde \mathcal{S} é o coeficiente Seebeck, o qual fornece a magnitude do efeito que pode ser compreendido da seguinte maneira: devido à diferença de temperatura, os portadores de carga localizados na região de maior temperatura terão maior energia em relação àqueles na outra extremidade; conseqüentemente, os portadores se difundirão na direção do gradiente de temperatura, no sentido da região de menor temperatura, provocando um acúmulo de carga que dará origem a um campo elétrico.

O efeito Peltier é o recíproco do efeito Seebeck e descreve a emissão ou absorção de calor quando uma corrente elétrica atravessa um metal ou semicondutor. Similarmente ao efeito Seebeck, cuja resposta pode ser relacionada com a perturbação externa, a corrente de calor Q pode ser escrita em função da corrente de carga i_c como

$$Q = \Pi i_c, \quad (1.2)$$

onde Π é conhecido como coeficiente Peltier. Geralmente, \mathcal{S} e Π são apresentados como coeficientes relativos, que correspondem às diferenças dos coeficientes absolutos de dois materiais em contato. Isto é bastante plausível uma vez que a medida do sinal emitido por cada efeito e que as aplicações de interesse envolvem a junção de dois materiais distintos. Portanto, a magnitude do sinal observado dependerá da diferença entre os coeficientes absolutos de cada material. Outro ponto importante a ser destacado é que, formalmente, os coeficientes Seebeck e Peltier são representados por tensores. Entretanto, para um campo elétrico e um gradiente de temperatura unidimensionais, \mathcal{S} e Π podem ser tratados como escalares.

Efeitos termomagnéticos

Os efeitos descritos acima ocorrem na ausência de um campo magnético. Quando este é aplicado, uma nova categoria de fenômenos surge. Na configuração do efeito Seebeck, por exemplo, uma mudança no coeficiente Seebeck é observada quando um campo magnético externo é aplicado. Tal variação no coeficiente é conhecida como efeito magneto-Seebeck. Além da variação no coeficiente correspondente ao campo elétrico criado na direção do gradiente de temperatura, outra consequência é observada na nova configuração. Quando o campo magnético é diferente de zero e transversal à direção da corrente de calor, um campo elétrico será criado perpendicularmente a ambos. Este é o conhecido efeito Nernst, algumas vezes chamado de efeito Seebeck transversal.

Da mesma maneira, o efeito Peltier possui um análogo transversal: o efeito Ettingshausen. Este consiste num gradiente de temperatura induzido transversalmente ao campo elé-

trico aplicado (também na presença de um campo magnético externo). Vale destacar que um gradiente de temperatura transversal também pode surgir quando um gradiente de temperatura longitudinal é aplicado; esta nova situação dá origem ao efeito Righi-Leduc.

Todos os efeitos mencionados acima podem ser descritos por meio de equações fenomenológicas envolvendo as “forças” externas e suas respectivas respostas (ou coeficientes de transporte). Do ponto de vista microscópico, os coeficientes de transporte podem ser obtidos a partir da teoria de Boltzmann, que será apresentada a seguir.

1.2 Equação de Boltzmann

Como mencionado no início deste capítulo, as propriedades de um material associadas aos fenômenos de transporte dependerão do comportamento dos portadores responsáveis pela condução de energia, momento e/ou carga. Sendo assim, os portadores poderão interagir com campos externos e com outras (quasi)partículas que compõem a estrutura do sistema. Em um metal, por exemplo, os elétrons de condução são acelerados na presença de um campo elétrico externo e sofrem diferentes tipos de espalhamentos (por impurezas, defeitos, fônons, entre outros), provocando a redistribuição da energia ao longo do sistema. Entretanto, todos esses processos precisam ser balanceados na condição de *equilíbrio*, de modo que a concentração local de portadores (representada por uma função de distribuição adequada) seja independente do tempo.

A equação de Boltzmann sugere que as propriedades de transporte podem ser descritas em termos do comportamento dos portadores responsáveis pela ocorrência de um fenômeno quando afetados por uma “força” externa (campos e gradientes de temperatura). Sendo assim, seja $f_k = f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ uma função representando a concentração local de uma espécie de portadores nas vizinhanças de uma posição \mathbf{r} e no estado \mathbf{k} . Esta função de distribuição será definida de acordo com a natureza do portador, ou seja, para situações onde férmions (bósons) são os mediadores, a forma de f_k assume a distribuição de Fermi-Dirac (Bose-Einstein).

De modo geral, considere então f_k sob perturbação de campos externos e de espalhamentos intrínsecos. Se portadores entram e saem de um volume definido nas vizinhanças de \mathbf{r} , então, dentro de um intervalo de tempo dt [28],

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) = f\left(\mathbf{k} - \frac{\mathbf{F}}{\hbar} dt, \mathbf{r} - \mathbf{v}_k dt, t - dt\right) + dt \left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{\text{col}}. \quad (1.3)$$

Acima, \mathbf{v}_k é a velocidade do portador no estado \mathbf{k} , \mathbf{F} é uma generalização da força que contém informação sobre os campos externos e o último termo contém informação sobre os diferentes tipos de espalhamentos (colisões). Expandindo em primeira ordem a equação

1.3,

$$-\frac{\mathbf{F}}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f_k - \mathbf{v}_k \cdot \nabla f_k + \left(\frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{\text{col}} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial t} \right), \quad (1.4)$$

onde $\nabla_{\mathbf{k}} \equiv \partial/\partial \mathbf{k}$ e $\nabla \equiv \partial/\partial \mathbf{r}$. Note que se a concentração de portadores essencialmente não varia com o tempo dentro da região observada, o lado direito da equação 1.4 será nulo. Desta maneira, ela pode ser reescrita como

$$\frac{\mathbf{F}}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f_k + \mathbf{v}_k \cdot \nabla f_k = \left(\frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{\text{col}}. \quad (1.5)$$

Esta é a equação de Boltzmann para a distribuição f_k no regime estacionário e na presença de campos externos e colisões. Ela fornece o ponto chave para a investigação a partir dos processos intrínsecos das propriedades observadas em diversos fenômenos de transporte. Embora tenha uma aparência relativamente simples, esta equação é complicada de ser resolvida devido à presença do termo à direita: ele envolve as probabilidades de transições entre os estados \mathbf{k} e \mathbf{k}' oriundas dos espalhamentos sofridos pelos portadores, o que implicaria resolver uma equação integro-diferencial. Entretanto, uma solução para se trabalhar com a equação de Boltzmann é considerar o termo de espalhamentos na aproximação de tempo de relaxação. Isto significa que o lado direito da 1.5 pode ser escrito como

$$\left(\frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{\text{col}} = -\frac{\delta f_k}{\tau_k}, \quad (1.6)$$

onde $\delta f_k = f_k - f_k^0$ representa o desvio da distribuição em relação ao equilíbrio e τ_k é o tempo de relaxação que dependerá apenas do estado \mathbf{k} para uma distribuição homogênea. A equação 1.6 nos diz que se os campos e gradientes forem “desligados”, a função f_k retornará à condição de equilíbrio, de modo que δf_k decairá a zero.

De modo geral, os coeficientes de transporte (condutividades elétrica e térmica, Peltier, Seebeck, entre outros) podem ser descritos microscopicamente a partir da teoria de Boltzmann. Na seção que segue, alguns destes coeficientes serão obtidos e generalizados em termos de equações fenomenológicas.

Generalização dos coeficientes e correntes fenomenológicas

A fim de obter os coeficientes de transporte de interesse, será considerado o caso simples no qual um metal é submetido a apenas um campo eletrostático \mathbf{E}' , de modo que os portadores experimentam uma força $\mathbf{F} = e\mathbf{E}'$ (e é a carga elétrica); além disso, para fins de investigação dos efeitos termoelétricos, um gradiente de temperatura também será consi-

derado. Isto posto, em um regime de pequenas perturbações, a equação 1.5 pode ser escrita na aproximação de tempo de relaxação como

$$\delta f_k = -\tau_k \left[e\mathbf{E}' \cdot \mathbf{v}_k \left(\frac{\partial f_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right) + \mathbf{v}_k \cdot \nabla T \left(\frac{\partial f_k^0}{\partial T} \right) \right], \quad (1.7)$$

onde foi levada em consideração a relação $\nabla_k \varepsilon_k = \hbar \mathbf{v}_k$, com ε_k sendo a energia do portador. Para um metal, a função f_k^0 será descrita pela distribuição de Fermi-Dirac, ou seja, $f_k^0 = [e^{\beta(\varepsilon_k - \mu_c)} + 1]^{-1}$, com $\beta = (k_B T)^{-1}$ (k_B é a constante de Boltzmann e μ_c é o potencial químico). Uma vez que um gradiente de temperatura é imposto, temos que a segunda derivada na equação acima pode ser escrita como

$$\left(\frac{\partial f_k^0}{\partial T} \right) = T \left(\frac{\partial f_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right) \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\varepsilon_k - \mu_c}{T} \right) = - \left(\frac{\partial f_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right) \left[\frac{\varepsilon_k - \mu_c}{T} + \left(\frac{\partial \mu_c}{\partial T} \right) \right], \quad (1.8)$$

o que permite relacionar a derivada do segundo termo com aquela do primeiro na equação 1.7. A substituição do último resultado na equação 1.7 leva a

$$\delta f_k = -\tau_k \left(\frac{\partial f_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right) \mathbf{v}_k \cdot \left[e\mathbf{E} - \left(\frac{\varepsilon_k - \mu_c}{T} \right) \nabla T \right] \quad (1.9)$$

onde definiu-se o campo elétrico $\mathbf{E} = \mathbf{E}' - \nabla \mu_c / e$.

De posse da expressão 1.9, que fornece o desvio na distribuição de portadores do equilíbrio quando um campo elétrico e um gradiente de temperatura são aplicados, pode-se calcular os fluxos de carga e calor no sistema. Sendo assim, as densidades de corrente de carga e calor são definidas respectivamente como

$$\mathbf{j}^c = \frac{2e}{(2\pi)^3} \int d^3k \mathbf{v}_k \delta f_k, \quad (1.10a)$$

$$\mathbf{j}^Q = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3k (\varepsilon_k - \mu_c) \mathbf{v}_k \delta f_k, \quad (1.10b)$$

onde a soma se estende sobre os estados na primeira zona de Brillouin (na verdade, o que deveria ser inserido nas equações é a distribuição f_k , mas como no equilíbrio ambas as correntes são nulas, pode-se utilizar δf_k com segurança). Seja então o caso de um sistema isotrópico ($v_{ki}^2 = v_k^2/3$) submetido a um campo elétrico e a um gradiente de temperatura unidimensionais. Considerando esta situação, a substituição da 1.9 nas equações 1.10a e 1.10b leva a

$$j_x^c = \frac{e^2}{12\pi^3} \int d^3k \tau_k v_k^2 \left(-\frac{\partial f_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right) E_x - \frac{e}{12\pi^3} \int d^3k \tau_k v_k^2 \left(-\frac{\partial f_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right) \left(\frac{\varepsilon_k - \mu_c}{T} \right) \nabla_x T, \quad (1.11a)$$

$$j_x^Q = \frac{e}{12\pi^3} \int d^3k \tau_k v_k^2 \left(-\frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} \right) (\epsilon_k - \mu_c) E_x - \frac{1}{12\pi^3} \int d^3k \tau_k v_k^2 \left(-\frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} \right) \frac{(\epsilon_k - \mu_c)^2}{T} \nabla_x T. \quad (1.11b)$$

As equações acima podem ser escritas de forma mais compacta definindo-se as integrais $\mathfrak{L}_n = \frac{1}{12\pi^3} \int d^3k \tau_k v_k^2 \left(-\frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} \right) (\epsilon_k - \mu_c)^n$. Fazendo isso, é possível reescrever as equações 1.11a e 1.11b como

$$j_x^c = (e^2 \mathfrak{L}_0) E_x - \left(\frac{e \mathfrak{L}_1}{T} \right) \nabla_x T, \quad (1.12a)$$

$$j_x^Q = (e \mathfrak{L}_1) E_x - \left(\frac{\mathfrak{L}_2}{T} \right) \nabla_x T. \quad (1.12b)$$

Os coeficientes entre parênteses nas expressões acima são, de modo geral, componentes de tensores. Note que para o caso no qual a distribuição de temperaturas é homogênea (sem gradiente de temperatura) a equação 1.12a fornece $j_x^c = (e^2 \mathfrak{L}_0) E_x$, o que permite identificar o coeficiente entre parênteses como a condutividade elétrica. De modo análogo, o coeficiente Seebeck é definido através da razão $E_x / \nabla_x T$. Na condição de circuito aberto, nenhuma corrente de carga flui quando o sistema encontra-se submetido a um gradiente de temperatura ($j_x^c = 0$). Logo, a equação 1.12a fornece imediatamente que $E_x / \nabla_x T = \frac{1}{eT} \frac{\mathfrak{L}_1}{\mathfrak{L}_0}$, ou seja, o coeficiente Seebeck (em tempo, o coeficiente Peltier pode ser obtido com o auxílio da relação de Kelvin, onde $\Pi = \mathfrak{S}T$).

Embora os resultados acima tenham sido obtidos na ausência de um campo magnético, o mesmo poderia ter sido considerado na força \mathbf{F} (adicionando o termo $e\mathbf{v} \times \mathbf{H}$), dando origem a uma série de outros fenômenos e possibilitando o cálculo dos seus respectivos coeficientes; o desenvolvimento dar-se-ia de forma análoga ao realizado até aqui. Entretanto, uma análise desses novos fenômenos pode ser realizada a partir da generalização das equações 1.12a e 1.12b na presença de campos magnéticos. Isto significa que é possível obter a partir das equações de Boltzmann equações da forma

$$j_i^c = \sigma_{ij}(H) E_j + M_{ij}(H) \nabla_j T, \quad (1.13a)$$

$$j_i^Q = N_{ij}(H) E_j + L_{ij}(H) \nabla_j T. \quad (1.13b)$$

As equações 1.13a e 1.13b são equações fenomenológicas, cujos coeficientes são agora “afetados” pela presença do campo magnético H . Estas equações por sua vez podem ser in-

vertidas para a forma (do ponto de vista experimental controla-se a corrente de carga e o gradiente de temperatura)

$$E_i = \rho_{ij}(H)j_j^c + \mathbb{S}_{ij}(H)\nabla_j T, \quad (1.14a)$$

$$j_i^Q = \Pi_{ij}(H)j_j^c - \kappa_{ij}(H)\nabla_j T. \quad (1.14b)$$

A escolha das letras para os coeficientes foi feita de forma oportuna: ρ representa a resistividade e κ a condutividade térmica; \mathbb{S} e Π descrevem os coeficientes Seebeck e Peltier, respectivamente. Para campos fracos/moderados, estes coeficientes podem ser expandidos em série de Taylor. A resistividade, por exemplo, pode ser reescrita como

$$\rho_{ij}(H) = \rho_{ij}(0) + \left. \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial H_k} \right|_{H=0} H_k + \dots = \rho_{ij}(0) + \rho_{ijk}H_k + \dots \quad (1.15)$$

Aqui, tal expansão será realizada até o termo de primeira ordem no campo (para alguns efeitos, como o magneto-Seebeck, a expansão deve considerar até o termo de segunda ordem). No caso de semicondutores cúbicos os coeficientes da equação 1.15 podem ser redefinidos como $\rho_{ij}(0) = \rho_0 \delta_{ij}$ e $\rho_{ijk} = \rho_1 \epsilon_{ijk}$, onde δ_{ij} e ϵ_{ijk} representam os símbolos da delta de Kronecker e Levi-Civita, respectivamente [27]. Os outros tensores obedecerão o mesmo critério para a expansão. Para fim de exemplificação, alguns efeitos serão analisados considerando um campo magnético moderado aplicado na direção \hat{z} . Da equação 1.14a,

$$E_i = [\rho_0 \delta_{ij} + (\rho_1 \epsilon_{ijk})H_k] j_j^c + [\mathbb{S}_0 \delta_{ij} + (\mathbb{S}_1 \epsilon_{ijk})H_k] \nabla_j T, \quad (1.16)$$

Para o efeito Seebeck, onde $\mathbf{j}^c = 0$ e um gradiente de temperatura unidimensional é aplicado, pode-se observar imediatamente da equação 1.16 que $E_x = \mathbb{S}_0 \nabla_x T$ (como definido anteriormente da equação de Boltzmann). Note, entretanto, que se olharmos para a componente y do campo elétrico esta será diferente de zero, a saber, $E_y = -\mathbb{S}_1 (H_z \nabla_x T)$. Este campo elétrico transversal tanto ao gradiente de temperatura quanto ao campo magnético caracteriza o efeito Nernst, de modo que a razão $E_y / (H_z \nabla_x T)$ define o coeficiente Nernst. A mesma análise pode ser realizada para outros efeitos transversais. No caso do efeito Righi-Leduc, um gradiente de temperatura perpendicular ao campo magnético e a um gradiente de temperatura aplicado surge na condição de circuito aberto ($\mathbf{j}^c = 0$, $j_y^Q = 0$). Adotando estas condições na equação 1.14b,

$$j_y^Q = 0 = -[\kappa_0 \delta_{yj} + (\kappa_1 \epsilon_{yzj})H_z] \nabla_j T, \quad (1.17a)$$

$$-\kappa_0 \nabla_y T + \kappa_1 H_z \nabla_x T = 0, \quad (1.17b)$$

$$\frac{\kappa_1}{\kappa_0} = \frac{\nabla_y T}{(H_z \nabla_x T)} = R, \quad (1.17c)$$

onde R representa o coeficiente Righi-Leduc. De modo geral, outros coeficientes podem ser definidos com as equações 1.14a e 1.14b, em concordância com as condições experimentais de interesse.

Embora os fenômenos mencionados neste capítulo estejam essencialmente relacionados ao comportamento dos elétrons de condução, a equação de Boltzmann é uma ferramenta bastante forte no estudo de efeitos onde há transporte de spin em sistemas isolantes, como será mostrado nos capítulos 4 e 5, onde serão estudados os efeitos Seebeck e Peltier de spin.

Capítulo 2

Elementos sobre transporte de spin

*Physics is like sex. Sure, it may
give some practical results, but
that's not why we do it.*

– RICHARD FEYNMAN.

Há bastante tempo a eletrônica desempenha um papel importante no desenvolvimento de diferentes tecnologias. Baseada no transporte de carga, o spin do elétron é ignorado nos fenômenos de transporte de interesse. A spintrônica, por sua vez, é um campo da Física que surge com a exploração do grau de liberdade de spin em uma série de situações. O marco desta área é estabelecido com a descoberta da magnetorresistência gigante em 1988. Esta, por sua vez, pode ser caracterizada como a mudança na resistência de um sistema composto alternadamente por camadas magnéticas e não magnéticas. Quando atravessado por uma corrente elétrica, o sistema apresenta baixa (alta) resistência se as camadas magnéticas apresentarem um alinhamento paralelo (antiparalelo) entre si. Vale destacar que as configurações mais tradicionais para a observação da magnetorresistência gigante são: corrente aplicada no plano da amostra, ou *current-in-plane* (CIP), e corrente aplicada perpendicularmente ao plano da amostra, ou *current-perpendicular-to-plane* (CPP); embora sejam as geometrias mais comuns, o efeito pode ser observado para a corrente fluindo em uma direção fazendo um ângulo com o plano do sistema. Outro fenômeno a ser destacado é a magnetorresistência túnel. Ocorrendo também em um sistema multicamadas, as camadas magnéticas são separadas por uma camada isolante extremamente fina. Assim como na magnetorresistência gigante, a resistência será baixa quando o alinhamento entre as camadas magnéticas for paralelo.

A descoberta da magnetorresistência gigante e o sucesso nas aplicações tecnológicas resultaram em um aumento expressivo no desenvolvimento da spintrônica. Com efeito, outras áreas se desdobraram (spincaloritronica, magnônica, entre outras). A propósito, o objetivo desta tese encontra-se em investigar dois efeitos contemplados pelo campo da spincaloritronica, onde a relação entre as correntes de calor e spin marcam a base desta subárea. Sendo assim, tendo como cerne principal a criação e a manipulação de correntes de spin,

faz-se necessário ter uma visão geral sobre tal conceito. Correntes de spin podem ser mediadas por elétrons de condução ou ondas de spin (mágnons). Em metais ferromagnéticos, por exemplo, os dois portadores desempenharão um papel importante no transporte de energia e spin. Já em materiais isolantes, devido à ausência de elétrons de condução, apenas mágnons serão importantes para as propriedades de transporte.

Este capítulo tem por objetivo apresentar alguns conceitos fundamentais para a discussão sobre corrente (dependente) de spin que darão suporte para o estudo dos efeitos que compõem o escopo desta tese. Desta maneira, uma breve introdução sobre os conceitos básicos de Magnetismo será apresentada, seguida por uma descrição da dinâmica da magnetização de um ferromagneto. Na sequência, uma expressão para a corrente de spin (magnetização) será obtida a partir das equações fenomenológicas demonstradas. Por fim, uma discussão sobre a difusão de spin será apresentada.

2.1 Prelúdio sobre magnetismo

Uma maneira “simples” de classificar um material é através do comportamento do mesmo quando submetido a um campo magnético externo. De modo geral, todas as substâncias respondem à ação de um campo magnético, sendo esta resposta mais intensa nos materiais magnéticos. Em tempo, a esta resposta atribui-se o nome de susceptibilidade magnética. A susceptibilidade (frequentemente representada por χ) pode ser vista como a capacidade de um material se magnetizar sob a ação de um campo externo. Para materiais isotrópicos, a susceptibilidade pode ser tratada simplesmente como um coeficiente escalar (na verdade, χ é melhor representada por um tensor).

Quando um material é exposto à aplicação de um campo magnético, o movimento orbital dos elétrons é afetado de modo a induzir um campo magnético oposto ao aplicado. A este efeito dá-se o nome de diamagnetismo, que pode ser visto como uma consequência direta da Lei de Lenz. No diamagnetismo, a susceptibilidade magnética é negativa e muito pequena (comparada às outras classificações que serão apresentadas a seguir). O diamagnetismo é um efeito que ocorre essencialmente em todas as substâncias. Portanto, o mesmo ocorrerá em materiais que apresentem (ou não) momentos magnéticos permanentes.

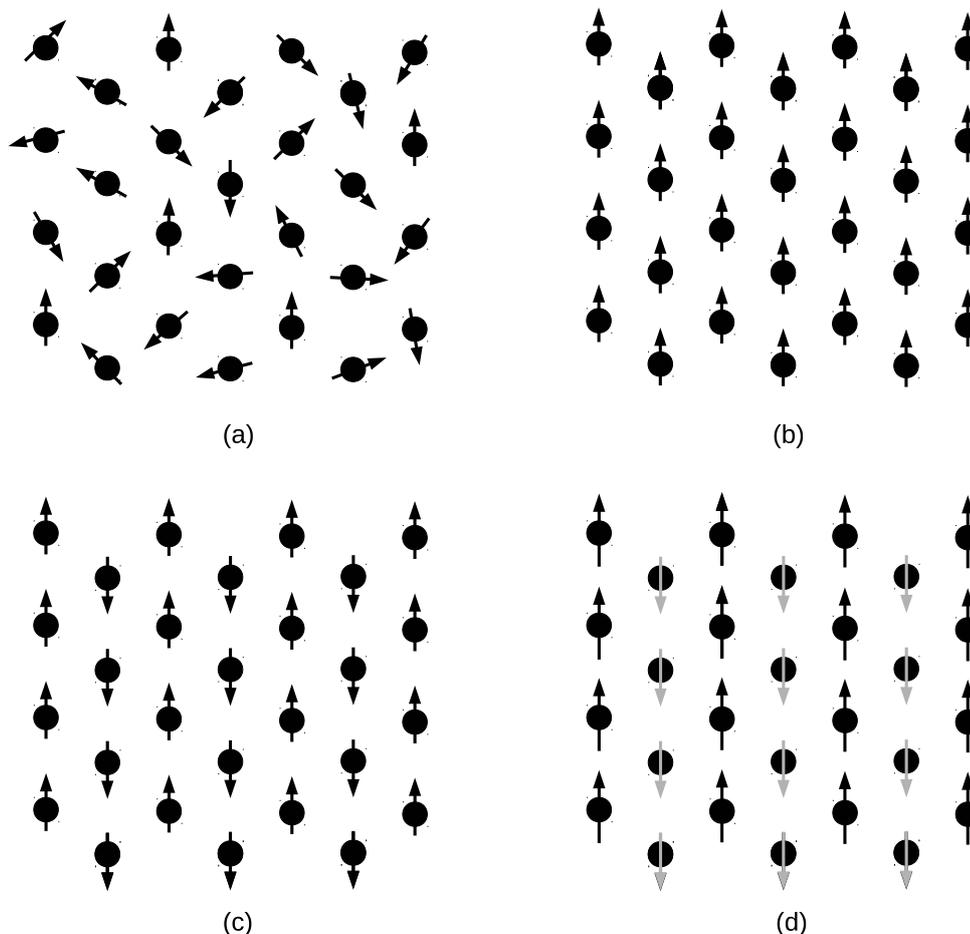


Figura 2.1: Ilustração das fases (a) paramagnética, (b) ferromagnética, (c) antiferromagnética e (d) ferrimagnética.

No paramagnetismo, os materiais apresentam átomos ou moléculas com momentos magnéticos permanentes. Entretanto, nos sistemas paramagnéticos em equilíbrio térmico e na ausência de campos externos, os momentos magnéticos estão distribuídos aleatoriamente de modo que o material não apresenta magnetização espontânea (figura 2.1.a). Aplicando-se um campo externo, os momentos tendem a se alinhar ao campo magnético, conferindo ao sistema uma magnetização não nula. Isto significa que materiais paramagnéticos apresentarão uma susceptibilidade positiva. Além disso, tal resposta varia linearmente com o inverso da temperatura, dependência esta conhecida como lei de Curie.

Para o caso descrito acima, na ausência de um campo magnético externo, a magnetização líquida dos materiais paramagnéticos será nula. Entretanto, existem materiais que apresentam uma magnetização espontânea mesmo a campo nulo. Nos materiais ferromagnéticos, as interações entre os átomos magnéticos favorecem um alinhamento paralelo dos momentos magnéticos (figura 2.1.b). Sendo assim, este efeito cooperativo provoca um tipo de ordenamento de longo alcance. A primeira descrição do ferromagnetismo foi proposta por Pierre Weiss em 1907 sob a ótica de uma teoria fenomenológica de campo efetivo (ou campo molecular) [29]. Entretanto, as interações dipolares por trás do modelo de

Weiss eram muito pequenas para justificar as temperaturas de transição de fase observadas. Com o estabelecimento da teoria quântica, pôde-se identificar que o mecanismo responsável pela magnetização espontânea em um material encontra-se no acoplamento entre os spins, conhecido como interação (energia) de troca. Quando a temperatura de um ferromagneto se aproxima do zero absoluto, os momentos exibem um alinhamento completo e a magnetização assume seu valor máximo. Por sua vez, aumentando-se a temperatura, os efeitos da agitação térmica passam a desempenhar um papel importante, reduzindo o valor da magnetização de saturação. Sendo assim, a magnetização diminui com o acréscimo da temperatura até anular-se. A temperatura na qual um material passa da fase ferromagnética para a paramagnética é conhecida como temperatura de Curie (T_C). Acima de T_C , o material ferromagnético passa a se comportar de forma análoga a um paramagneto.

Outras fases importantes a serem destacadas são as fases antiferromagnética e ferrimagnética. Para descrevê-las, faz-se necessário introduzir o conceito de sub-redes magnéticas. Um material antiferromagnético não possui magnetização espontânea. Embora seja possível observar um ordenamento entre os momentos magnéticos, os mesmos estão dispostos de tal maneira que a magnetização total é nula. Tal disposição pode ser vista como uma distribuição dos momentos em duas sub-redes idênticas (A e B), onde os momentos magnéticos da sub-rede A têm como vizinhos mais próximos aqueles localizados na sub-rede B e apresentam um alinhamento antiparalelo entre si (figura 2.1.c). Isto significa que a interação de troca (inter-rede) será negativa. Assim, como no ferromagnetismo, cada sub-rede apresentará seu valor de saturação máximo no zero absoluto e sua ordem destruída a partir de uma temperatura “crítica”. Esta temperatura recebe o nome de temperatura de Néel (que concebeu o conceito de antiferromagnetismo na década de 1930).

No antiferromagnetismo, os materiais apresentam uma magnetização total nula devido às duas sub-redes apresentarem magnetizações iguais e orientadas em sentidos opostos. Em alguns materiais, a matriz magnética total pode ser composta por duas (ou mais) sub-redes magnéticas opostas que não se compensam, dando origem a uma magnetização líquida diferente de zero. Estes materiais são conhecidos como ferrimagnéticos (figura 2.1.d). Curiosamente, o perfil da magnetização em função da temperatura pode assumir diferentes aspectos. Como exemplo, abaixo da temperatura que destrói a fase magnética (também chamada de Néel para os ferrimagnetos), pode haver uma temperatura na qual as duas sub-redes atingem o mesmo valor de magnetização. Desta forma, as duas sub-redes se compensam, conferindo uma magnetização total nula a esta temperatura (conhecida como temperatura de compensação). Em alguns casos, os materiais ferrimagnéticos podem ser tratados como ferromagnetos com uma magnetização efetiva correspondente à soma das magnetizações das sub-redes. Um exemplo importante de material ferrimagnético que será objeto deste trabalho é a granada de ítrio e ferro (*yttrium iron garnet* - YIG); algumas propriedades magnéticas e estruturais desse sistema podem ser encontradas no anexo.

De modo geral, as fases colineares descritas acima (ferro-, ferri- e antiferromagné-

tica) costumam ser as mais apresentadas em diferentes textos encontrados na literatura. Em materiais amorfos, por exemplo, outras fases magnéticas podem aparecer, como por exemplo, asperomagnetismo, esperimagnetismo e esperomagnetismo [30]. O ponto em comum entre tais fases está na não colinearidade na distribuição dos momentos magnéticos. Em um asperomagneto, os momentos estão distribuídos no entorno de uma direção, dando origem a uma magnetização líquida. Já um esperomagneto apresenta seus momentos magnéticos distribuídos de forma aleatória, lhe conferindo uma magnetização nula (como uma espécie de “antiferromagneto aleatório”). Por fim, um material esperimagnético apresentará duas sub-redes magnéticas distintas (como um ferrimagneto), sendo ambas não colineares ou uma colinear e a outra asperomagnética. A figura 2.2 ilustra tais fases.

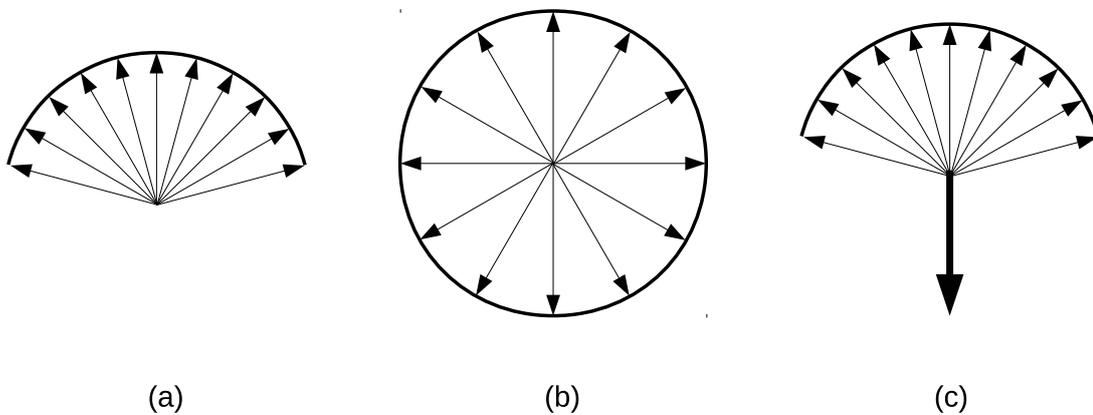


Figura 2.2: Algumas fases magnéticas não colineares. (a) asperomagnetismo, (b) esperomagnetismo e (c) esperimagnetismo (neste caso, foram apresentadas duas sub-redes magnéticas: uma colinear e outra asperomagnética. Em tempo, a sub-rede colinear foi orientada “para baixo”, mas a orientação “para cima” também é possível).

2.2 Dinâmica da magnetização

Os momentos magnéticos de um ferromagneto tendem a se alinhar na direção de um campo magnético externo e, conseqüentemente, a magnetização também. Contudo, é notório que tal processo não ocorre instantaneamente; na verdade, a reorientação da magnetização em direção ao campo aplicado demora um intervalo de tempo que está associado às diversas interações que os momentos magnéticos sofrem. Nesta seção serão apresentados dois formalismos propostos macroscopicamente para descrever a dinâmica do vetor magnetização: as equações de Landau-Lifshitz-Gilbert e Bloch. Estas equações foram introduzidas historicamente com um viés fenomenológico e desempenham um papel importante para descrever o comportamento de um sistema magnético na presença de um campo magnético e fontes dissipativas. Antes, todavia, uma apresentação da equação de movimento para o operador de spin (e, conseqüentemente, para o momento magnético) será realizada do ponto de vista quântico, a qual possibilitará um cenário comparativo entre as abordagens semiclássica e quântica da dinâmica do spin.

2.2.1 Equação de movimento para o operador de spin

A fim de ilustrar o comportamento de um spin na presença de um campo magnético externo \mathbf{H} , considere o hamiltoniano para este sistema como

$$\hat{H}_l = -\boldsymbol{\mu}_l \cdot \mathbf{H}, \quad (2.1)$$

onde l representa o l -ésimo íon magnético do sistema e $\boldsymbol{\mu}_l$ representa o momento magnético associado ao operador de spin \mathbf{S}_l dado por¹

$$\boldsymbol{\mu}_l = -g\mu_B \mathbf{S}_l. \quad (2.2)$$

Na expressão acima, g e μ_B são o fator de Landé e o magneton de Bohr, respectivamente. A substituição da equação 2.2 na equação 2.1 possibilita reescrevê-la como

$$\hat{H}_l = g\mu_B \sum_{\alpha} S_l^{\alpha} H^{\alpha}, \quad (2.3)$$

onde a soma em α é realizada sobre as coordenadas cartesianas. A evolução do operador de spin pode ser examinada através da equação de movimento de Heisenberg

$$i\hbar \frac{dS_{l'}^{\beta}}{dt} = [S_{l'}^{\beta}, \hat{H}]. \quad (2.4)$$

Sendo assim, substituindo a equação 2.3 na 2.4, chega-se a

$$i\hbar \frac{dS_{l'}^{\beta}}{dt} = g\mu_B \sum_{\alpha} H^{\alpha} [S_{l'}^{\beta}, S_l^{\alpha}], \quad (2.5)$$

lembrando que as componentes do operador de spin satisfazem a relação de comutação (em unidades de \hbar)

$$[S_{l'}^{\beta}, S_l^{\alpha}] = i\delta_{ll'} \sum_{\nu} \epsilon_{\beta\alpha\nu} S_{l'}^{\nu}. \quad (2.6)$$

Na expressão acima, $\delta_{ll'}$ e $\epsilon_{\beta\alpha\nu}$ são os símbolos da delta de Kronecker e Levi-Civita, respectivamente. Aplicando as relações de comutação na 2.5 leva a

$$\hbar \frac{dS_l^{\beta}}{dt} = g\mu_B \sum_{\alpha\nu} \epsilon_{\beta\alpha\nu} H^{\alpha} S_l^{\nu}. \quad (2.7)$$

¹Note que foi considerado $\mu_0 = 1$ na equação 2.1, onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo. Além disso, a 2.2 descreve o momento magnético associado apenas ao operador de spin; o momento magnético total pode ser imediatamente obtido após a substituição de \mathbf{S} pelo momento angular total \mathbf{J} na expressão 2.2.

Fazendo uso da identidade $(\mathbf{a} \times \mathbf{b})^i = \sum_{jk} \epsilon_{ijk} a^j b^k$, pode-se então reescrever a equação 2.7 como

$$\hbar \frac{dS_l^\beta}{dt} = g\mu_B (\mathbf{H} \times \mathbf{S}_l)^\beta. \quad (2.8)$$

O resultado acima pode ser generalizado para todas as coordenadas, o que leva a

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \mathbf{S} \times \mathbf{H}. \quad (2.9)$$

A equação 2.9 descreve a evolução temporal do operador de spin na presença de um campo magnético. Como será visto adiante, a interpretação do ponto de vista clássico seria a de um spin precessionando em torno do campo. Na seção que segue, uma derivação da equação de movimento para a magnetização será realizada com esse viés, onde uma comparação direta com o último resultado poderá ser realizada.

2.2.2 Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert

Embora o spin seja um objeto de natureza quântica, um tratamento clássico também pode ser realizado. A dinâmica de um spin pode ser descrita tratando esse objeto como um vetor. Sendo assim, um momento magnético $\boldsymbol{\mu}$ na presença de um campo magnético \mathbf{H} experimenta um torque

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}, \quad (2.10)$$

onde a definição do momento magnético (agora abordado como um vetor) é dada pela 2.2. Do ponto de vista clássico, o torque exercido pelo campo está associado à variação do momento angular. Por conseguinte, considerando apenas o momento angular de spin como realizado na seção anterior, o torque $\boldsymbol{\tau}$ pode ser expresso como

$$\boldsymbol{\tau} = \hbar \frac{d\mathbf{S}}{dt}. \quad (2.11)$$

Igualando as equações 2.10 e 2.11 obtém-se

$$\hbar \frac{d\mathbf{S}}{dt} = -g\mu_B \mathbf{S} \times \mathbf{H}. \quad (2.12)$$

A expressão acima descreve a dinâmica de apenas um spin na presença de um campo magnético. Considere agora um sistema macroscópico com um conjunto de momentos apresentando a mesma orientação. Multiplicando ambos os lados por $-g\mu_B N/V$, onde N

e V são o número de íons magnéticos e o volume do sistema, respectivamente, chega-se à expressão

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad (2.13)$$

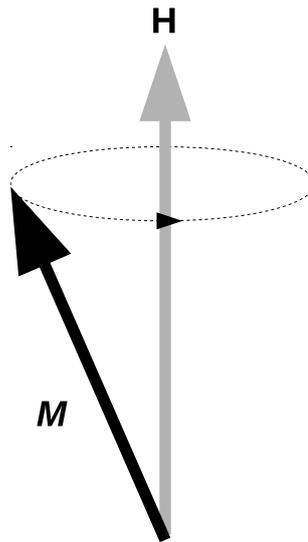


Figura 2.3: Vetor magnetização precessionando em torno do campo magnético aplicado na ausência de amortecimento.

onde $\mathbf{M} = \boldsymbol{\mu}N/V$ representa o vetor magnetização do sistema, ou seja, a soma dos momentos magnéticos por unidade de volume. A razão $g\mu_B/\hbar$ que aparece tanto na equação 2.13 quanto na 2.9 representa a razão giromagnética γ . Logo, a 2.13 pode finalmente ser escrita como

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}. \quad (2.14)$$

A equação 2.14 é conhecida como a equação de Landau-Lifshitz (LL) e descreve a dinâmica da magnetização. Note que o termo à direita está associado à precessão de \mathbf{M} em torno do campo magnético (figura 2.3). A equação 2.14 é válida para sistemas não amortecidos. Isto significa que o vetor \mathbf{M} permaneceria girando em torno do campo magnético com uma frequência bem definida conhecida como frequência de precessão. Entretanto, como costuma-se observar experimentalmente, após um determinado intervalo de tempo o vetor magnetização tende a se alinhar com o campo magnético; isto implica que a equação de LL não é suficiente para descrever esse comportamento. Uma maneira de considerar essa tendência de alinhamento é substituindo o campo \mathbf{H} na equação de LL por um campo efetivo \mathbf{H}_e do tipo [31]

$$\mathbf{H}_e = \mathbf{H} - \frac{\alpha_G}{\gamma M_s} \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (2.15)$$

onde M_s e α_G são a saturação da magnetização e um coeficiente de amortecimento (*damping*) conhecido como parâmetro de Gilbert. Substituindo a 2.15 na 2.14 leva então à equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha_G}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad (2.16)$$

A figura 2.4 ilustra o efeito do segundo termo na equação LLG, ou seja, minimizar a energia alinhando a magnetização ao campo magnético.

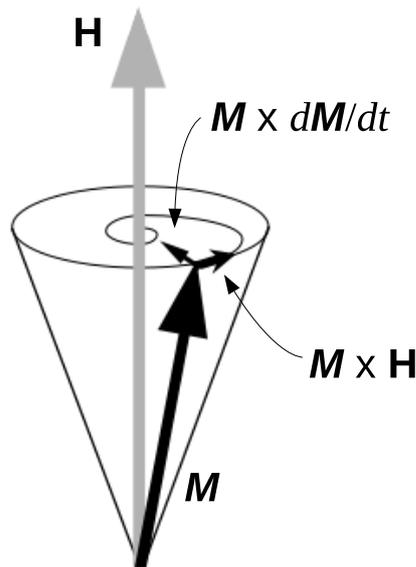


Figura 2.4: Vetor magnetização precessionando em torno do campo magnético aplicado na presença de amortecimento.

2.2.3 Equação de Bloch

Assim como a descrição adotada por Landau-Lifshitz-Gilbert, a abordagem realizada por Bloch contempla os termos de precessão e dissipação na equação de movimento da magnetização. Entretanto, Bloch identificou que as componentes transversais (t) e longitudinal (L) da magnetização relaxavam em intervalos de tempo distintos. Sendo assim, haveria um tempo T_1 característico para a componente da magnetização paralela ao campo magnético estático aplicado e um tempo T_2 para as componentes perpendiculares. Portanto, a dinâmica de cada componente da magnetização pode ser descrita pelas expressões [14]

$$\frac{dM_t}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_t - \frac{M_t}{T_2} \quad (2.17a)$$

$$\frac{dM_L}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_L - \frac{M_L - M_s}{T_1}. \quad (2.17b)$$

As constantes de tempo descritas acima estão associadas aos diferentes tipos de relaxação envolvidos no sistema. O parâmetro T_1 está relacionado às interações dos momentos magnéticos com o seu entorno de modo que tais processos envolvem perda de energia. Como energia pode ser emitida para a rede cristalina, T_1 é comumente chamado de tempo de relaxação *spin-rede*. Em contrapartida, T_2 está associado às interações entre os spins causadas, por exemplo, pela inhomogeneidade do campo magnético aplicado que faz com que os spins precessionem a diferentes frequências e interfiram uns com os outros (por isso T_2 é comumente identificado como tempo de relaxação *spin-spin*). As equações propostas por Bloch são frequentemente utilizadas em ressonância magnética nuclear.

2.3 Corrente de magnetização

Nesta seção será obtida uma expressão para a corrente de spin com base na equação de LLG descrita anteriormente. Seja então um sistema magnético no qual um spin interage com seus vizinhos via interação de troca (considerada, por praticidade, homogênea). O hamiltoniano para este sistema é descrito pelo termo de Heisenberg

$$\hat{H}_I = -2J\mathbf{S}_l \sum_{l'} \mathbf{S}_{l'} \quad (2.18)$$

onde J é a energia de troca entre um par de spins vizinhos (note que $J > 0$ leva ao valor mínimo de energia). Para obter uma conexão entre a corrente de spin e as equações fenomenológicas descritas acima, é necessário reescrever o operador de spin como uma função contínua no espaço. Sendo assim, a aproximação consiste em fazer as substituições $\mathbf{S}_l \rightarrow \mathbf{S}(\mathbf{r})$ e $\mathbf{S}_{l'} \rightarrow \mathbf{S}(\mathbf{r} + \Delta)$, onde Δ é um vetor que conecta os íons localizados nos sítios l e l' . Expandindo $\mathbf{S}(\mathbf{r} + \Delta)$ em série de Taylor, chega-se a

$$\mathbf{S}(\mathbf{r} + \Delta) = \mathbf{S}(\mathbf{r}) + \Delta \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \mathbf{r}} \right) + \frac{\Delta^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial \mathbf{r}^2} \right) + \dots \quad (2.19)$$

Aplicando a expansão acima na equação 2.18 leva a

$$\sum_{l'} \mathbf{S}_{l'} \rightarrow \sum_{\Delta} \left[\mathbf{S}(\mathbf{r}) + \Delta \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \mathbf{r}} \right) + \frac{\Delta^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial \mathbf{r}^2} \right) \right], \quad (2.20)$$

onde os termos de ordem superior foram desprezados. Para uma rede cúbica simples com parâmetro de rede a (ou seja, $|\Delta| = a$), o segundo termo do lado direito é imediatamente cancelado devido à simetria do sistema. Sendo assim, é possível identificar o campo efetivo como (em analogia com a 2.1)

$$\mathbf{H}^{\text{ef}} = -\frac{2J}{g\mu_B} \sum_{\Delta} \left[\mathbf{S}(\mathbf{r}) + \frac{\Delta^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial \mathbf{r}^2} \right) \right]. \quad (2.21)$$

Considerando que cada spin interage apenas com os z primeiros vizinhos e que a magnetização relaciona-se com o spin através da expressão $\mathbf{M} = V^{-1} \sum_l \boldsymbol{\mu}_l$, o campo efetivo pode ser escrito em termos da magnetização como

$$\mathbf{H}^{\text{ef}} = \Upsilon \mathbf{M} + A \nabla^2 \mathbf{M}, \quad (2.22)$$

sendo Υ e A dois parâmetros proporcionais à energia de troca J , a saber, $\Upsilon = \frac{2zJS}{(g\mu_B)M}$ e $A = \frac{2JSa^2}{(g\mu_B)M}$ (em tempo, A é conhecido como rigidez de troca). Substituindo o campo efetivo na equação LLG e adotando, por praticidade, $\alpha_G = 0$ (conservação do momento), obtém-se

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times (\Upsilon \mathbf{M} + A \nabla^2 \mathbf{M}). \quad (2.23)$$

O primeiro termo da equação 2.23, como pode ser verificado, é imediatamente nulo ($\mathbf{M} \times \mathbf{M} = 0$). O segundo, por sua vez, pode ser reescrito como $\gamma A (\mathbf{M} \times \nabla^2 \mathbf{M}) = \gamma A \nabla \cdot (\mathbf{M} \times \nabla \mathbf{M})$, o que possibilita reescrever a 2.23 como

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} + \nabla \cdot \gamma A (\mathbf{M} \times \nabla \mathbf{M}) = 0. \quad (2.24)$$

A equação 2.24 tem a forma da equação de continuidade

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{j}_M = 0, \quad (2.25)$$

onde a corrente de spin (ou magnetização) foi definida como

$$\mathbf{j}_M = \gamma A (\mathbf{M} \times \nabla \mathbf{M}). \quad (2.26)$$

A equação 2.26 descreve o fluxo de momento angular de spin como consequência da interação de troca entre os momentos distribuídos na rede magnética. Como será visto no capítulo seguinte, esta expressão será utilizada como base para a obtenção da corrente de spin na representação de ondas de spin.

2.4 Difusão de spin

Quando um metal não magnético é submetido a um campo elétrico constante \mathbf{E}' , uma densidade de corrente de carga $\mathbf{j}^c = \sigma \mathbf{E}$ (com $\mathbf{E} = \mathbf{E}' + \nabla \mu_c / |e|$) flui através do metal sob a ação do campo - vide capítulo 1. Por se tratar de um material não magnético, a condutividade elétrica do mesmo será independente de spin. Entretanto, em metais magnéticos ocorre uma diferença entre as densidades de estados (no nível de Fermi) dos portadores de spin majoritários e minoritários, ou seja, portadores com diferentes projeções de spin ao

longo do eixo de quantização. Mott propôs que nesses casos a condutividade elétrica total poderia ser escrita como a soma de dois canais independentes devido à probabilidade de transição de um estado para outro com inversão de spin (*spin flip*) ser menor do que aquela em que o momento de spin é conservado. Logo, a condutividade elétrica total pode ser escrita como

$$\sigma = \sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow. \quad (2.27)$$

Uma maneira alternativa de expressar a corrente de carga é em termos do potencial eletroquímico μ . O último pode ser definido como $\mu = \mu_c - |e|\Phi$, onde Φ representa o potencial eletrostático e μ_c é o potencial químico. Desta forma, a densidade de corrente para cada canal de spin pode ser reescrita como

$$\mathbf{j}^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\sigma^{\uparrow(\downarrow)}}{|e|} \nabla \mu^{\uparrow(\downarrow)}. \quad (2.28)$$

Note que, em um regime difusivo, a densidade de corrente pode ser escrita como a soma das contribuições devido ao campo elétrico aplicado e à difusão dos portadores como consequência de uma distribuição espacial inomogênea dos mesmos, ou seja, $\mathbf{j}^c = \sigma \mathbf{E}' + |e|D \nabla n$, onde n descreve a densidade do número de partículas (ou número de partículas por unidade de volume) e D é o coeficiente de difusão. Como o potencial químico μ_c se relaciona com a densidade n através de $\nabla n = N(\epsilon_F) \nabla \mu_c$, pode-se obter imediatamente a relação de Einstein

$$\sigma^{\uparrow(\downarrow)} = e^2 D^{\uparrow(\downarrow)} N^{\uparrow(\downarrow)}(\epsilon_F), \quad (2.29)$$

onde $N^{\uparrow(\downarrow)}(\epsilon_F)$ é a densidade de estados no nível de Fermi. As densidades de corrente de carga (c) e spin (s) são então definidas como

$$\mathbf{j}_c = \mathbf{j}^\uparrow + \mathbf{j}^\downarrow, \quad (2.30)$$

$$\mathbf{j}_s = \mathbf{j}^\uparrow - \mathbf{j}^\downarrow. \quad (2.31)$$

Dentro de um regime estacionário, as equações de continuidade para ambas as correntes são

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_c = 0, \quad (2.32)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_s = \Gamma_s. \quad (2.33)$$

A equação 2.32 faz alusão à conservação da carga. Já a taxa de relaxação Γ_s na equação 2.33 está associada aos diferentes tipos de espalhamentos sofridos pelos portadores de spin. No formalismo desenvolvido por Fert e Valet [32] para a magnetorresistência gigante (geometria perpendicular), os autores levaram em consideração os espalhamentos envolvendo transição de spin de modo que tais processos governam a difusão de spin. Sendo assim, a taxa Γ_s pôde ser reescrita como [33]

$$\Gamma_s = 2|e| \frac{N^\uparrow}{\tau^{\uparrow\downarrow}} (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow), \quad (2.34)$$

onde $\tau^{\uparrow\downarrow}$ representa o tempo de transição entre estados de spin diferentes e a diferença $(\mu^\uparrow - \mu^\downarrow)$ é identificada como a acumulação de spin. Inserindo as expressões para as densidades de corrente nas equações de continuidade resulta em

$$\nabla^2 \sigma^\uparrow \mu^\uparrow - \nabla^2 \sigma^\downarrow \mu^\downarrow = 2e^2 \frac{N^\uparrow}{\tau^{\uparrow\downarrow}} (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow), \quad (2.35)$$

$$\nabla^2 \sigma^\uparrow \mu^\uparrow = -\nabla^2 \sigma^\downarrow \mu^\downarrow. \quad (2.36)$$

Após um pouco de manipulação algébrica, a substituição da equação 2.36 na 2.35 leva a

$$\overset{\pm}{\nabla^2} \mu^{\uparrow(\downarrow)} = e^2 \frac{N^\uparrow}{\tau^{\uparrow\downarrow}} \frac{1}{\sigma^{\uparrow(\downarrow)}} (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow), \quad (2.37)$$

o que possibilita obter

$$\nabla^2 (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow) = e^2 \frac{N^\uparrow}{\tau^{\uparrow\downarrow}} \left(\frac{1}{\sigma^\uparrow} + \frac{1}{\sigma^\downarrow} \right) (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow), \quad (2.38)$$

$$\nabla^2 (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow) = \frac{1}{\tau^{\uparrow\downarrow} N^\downarrow} \left(\frac{N^\uparrow D^\uparrow + N^\downarrow D^\downarrow}{D^\uparrow D^\downarrow} \right) (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow), \quad (2.39)$$

onde a equação 2.39 foi obtida com o auxílio da relação de Einstein. A equação acima é conhecida como equação de difusão e pode ser escrita de forma mais compacta levando em consideração o princípio de equilíbrio, o qual garante que no equilíbrio não ocorrem transições de spin. Sendo assim, considerando $\frac{N^\uparrow}{\tau^{\uparrow\downarrow}} = \frac{N^\downarrow}{\tau^{\uparrow\downarrow}}$ [34], a equação 2.39 torna-se

$$\nabla^2 (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow) = \frac{(\mu^\uparrow - \mu^\downarrow)}{l_{sf}^2}, \quad (2.40)$$

onde $l_{sf} = \sqrt{D_s \tau_{sf}}$ é o comprimento de difusão, com $1/\tau_{sf} = 1/\tau^{\uparrow\downarrow} + 1/\tau^{\downarrow\uparrow}$ e $D_s = \left[\frac{D^\uparrow D^\downarrow (N^\uparrow + N^\downarrow)}{N^\uparrow D^\uparrow + N^\downarrow D^\downarrow} \right]$.

Note que o resultado acima foi obtido para um sistema onde os portadores de spin são elétrons, no qual a diferença de população entre os portadores majoritários e minoritários funciona como o mecanismo para que a corrente de spin seja criada. Entretanto, em metais magnéticos e, principalmente, isolantes magnéticos, mágnons podem desempenhar um papel importante para o transporte de energia e momento, que obedecem equações de difusão análogas a 2.40.

Capítulo 3

Mágnons e spincaloritrônica

*Enquanto houver burguesia, não
vai haver poesia.*

– CAZUZA.

Em um ferromagneto os spins (momentos magnéticos) tendem a se alinhar espontaneamente abaixo de uma temperatura crítica. Eles interagem entre si através das interações dipolar e de troca (ou intercâmbio), sendo a última a responsável pelo ordenamento magnético. Quando um spin é submetido a uma perturbação externa (um campo magnético ou uma excitação térmica, por exemplo), um desvio em relação à sua condição de equilíbrio ocorre. Devido ao acoplamento com os spins vizinhos esta perturbação pode ser propagada por toda a rede através das precessões coletivas, dando origem às chamadas ondas de spin (figura 3.1). As ondas de spin correspondem às excitações elementares em um sistema magnético, cuja propagação estende-se ao longo da rede cristalina (por exemplo, na forma de ondas planas). Essas oscilações, por sua vez, são quantizadas e recebem o nome de mágnons. Um mágnon é uma quasipartícula com spin inteiro, portanto obedece a estatística de Bose-Einstein. As excitações de mágnons e suas interações são de suma importância para uma descrição completa de propriedades termodinâmicas de sistemas magnéticos (como magnetização e calor específico), além de desempenharem um papel relevante em fenômenos onde há transporte de energia e spin (principalmente nos materiais magnéticos isolantes). Em efeitos onde um gradiente de temperatura encontra-se presente, é de extrema importância identificar as propriedades térmicas magnônicas e compreender como a temperatura se distribui ao longo do material.



Figura 3.1: Representação esquemática de uma onda de spin. Figura adaptada da referência [35].

O objetivo deste capítulo é apresentar alguns elementos introdutórios da teoria microscópica das ondas de spin, revisar as propriedades térmicas dos mágnons em um “ferromagneto” isolante (YIG) e apresentar uma introdução ao campo da spincaloritrônica. No

primeiro momento será considerado um hamiltoniano para um ferromagneto simples, do qual, através de uma abordagem quântica, será possível extrair a relação de dispersão para um mágnon; boas descrições sobre o tema podem ser vistas nas referências [35–39]. Em seguida, o cálculo da capacidade térmica magnônica será apresentado, bem como uma discussão sobre qual relação de dispersão utilizar na ocasião desejada (a condutividade térmica magnônica será discutida no próximo capítulo); alguns modelos desenvolvidos para a distribuição das temperaturas no YIG serão revisitados. Por fim, uma introdução à spincaloritronica será realizada, onde alguns efeitos mais comuns e relevantes para este trabalho serão apresentados.

3.1 Ondas de spin

Considere inicialmente o caso simples de um sistema ferromagnético no qual cada spin interage apenas com os spins mais próximos (primeiros vizinhos) e com um campo magnético externo. O hamiltoniano deste sistema pode ser descrito como

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{l \neq l'} J_{ll'} \mathbf{S}_l \cdot \mathbf{S}_{l'} - g\mu_B h_0 \sum_l S_l^z. \quad (3.1)$$

O primeiro termo corresponde à interação de troca entre os spins localizados nos sítios l e l' , cuja intensidade é caracterizada pelo parâmetro de troca $J_{ll'}$ (para um ferromagneto, $J_{ll'} > 0$). O segundo termo é a contribuição Zeeman onde g , μ_B e h_0 são o fator de Landé, o magneton de Bohr e o campo magnético externo¹ (aplicado na direção \hat{z}), respectivamente. \mathbf{S}_l representa o operador de spin no sítio l e satisfaz a identidade $\mathbf{S}_l \cdot \mathbf{S}_l = \sum_{\alpha} (S_l^{\alpha})^2 = S(S+1)$, onde a soma em α percorre as coordenadas x , y e z . Os operadores de levantamento e abaixamento de spin são definidos como

$$S^+ = S^x + iS^y \quad (3.2a)$$

$$S^- = S^x - iS^y, \quad (3.2b)$$

o que possibilita reescrever a equação 3.1 como

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{l \neq l'} J_{ll'} \left[S_l^z S_{l'}^z + \frac{1}{2} (S_l^+ S_{l'}^- + S_l^- S_{l'}^+) \right] - g\mu_B h_0 \sum_l S_l^z. \quad (3.3)$$

A equação acima é de difícil manipulação pois envolve as três componentes do operador de spin. Uma forma mais pertinente de trabalhar com este hamiltoniano é aplicando a transformação de Holstein-Primakoff. Isto se deve ao fato de passarmos para o formalismo de segunda quantização e, assim, podermos trabalhar com dois operadores independentes. Além

¹Leia-se $h_0 = \mu_0 H$.

disso, esta transformação é muito útil para a obtenção das interações mágnon-mágnon que serão discutidas posteriormente. Sendo assim, a transformação consiste em adotar

$$S_l^+ \rightarrow \sqrt{2S} \left(1 - \frac{a_l^\dagger a_l}{2S} \right)^{1/2} a_l \quad (3.4a)$$

$$S_l^- \rightarrow \sqrt{2S} a_l^\dagger \left(1 - \frac{a_l^\dagger a_l}{2S} \right)^{1/2}, \quad (3.4b)$$

onde a_l^\dagger e a_l são operadores bosônicos de criação e aniquilação, respectivamente, e representam o desvio de spin no sítio l . A componente S_l^z pode ser obtida com o auxílio das equações 3.4a e 3.4b acompanhadas das relações de comutação que os operadores a_l^\dagger e a_l satisfazem, ou seja, $[a_l, a_{l'}^\dagger] = \delta_{ll'}$ e $[a_l^\dagger, a_{l'}^\dagger] = [a_l, a_{l'}] = 0$. Sendo assim, pode-se então escrever

$$S_l^z = S - a_l^\dagger a_l. \quad (3.5)$$

É importante destacar que as três últimas expressões obtidas encontram-se em termos dos operadores de criação e aniquilação para um determinado sítio. A fim de passar para a representação de excitações coletivas, deve-se fazer a transformada de Fourier de tais operadores, ou seja,

$$a_l = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_l} a_k \quad (3.6a)$$

$$a_l^\dagger = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_l} a_k^\dagger, \quad (3.6b)$$

onde \mathbf{r}_l é o vetor posição do íon localizado no sítio l , N é o número de íons com spin S e \mathbf{k} é o vetor de onda do mágnon criado (destruído)². A transformada inversa das expressões acima possibilita encontrar os operadores de mágnons em termos dos operadores de desvio de spin. Consequentemente, os operadores a_k e a_k^\dagger satisfazem as relações de comutação descritas acima e permitem definir as seguintes relações de ortogonalidade

$$\frac{1}{N} \sum_l e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\mathbf{r}_l} = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \quad (3.7a)$$

²No decorrer do texto, o índice k não será apresentado em negrito, ainda que faça alusão ao vetor de onda.

$$\frac{1}{N} \sum_k e^{i(\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_{l'}) \cdot \mathbf{k}} = \delta_{ll'}. \quad (3.7b)$$

Note que para os casos em que o número de excitações em cada sítio é muito pequeno (ou seja, $\langle a_l^\dagger a_l \rangle / 2S$) as expressões 3.4a e 3.4b podem ser reescritas após uma expansão binomial; logo, $S_l^+ = \sqrt{2S} \left(a_l - \frac{a_l^\dagger a_l a_l}{4S} + \dots \right)$ e $S_l^- = \sqrt{2S} \left(a_l^\dagger - \frac{a_l^\dagger a_l^\dagger a_l}{4S} + \dots \right)$. Substituindo as transformações 3.6a e 3.6b nas expansões anteriores e na equação 3.5, pode-se então reescrever o hamiltoniano geral no formalismo de segunda quantização e em termos dos operadores de onda de spin. Neste momento, por praticidade, serão considerados apenas os termos quadrático e de Zeeman. Considerando apenas os z vizinhos mais próximos e que a interação de troca entre estes é homogênea, obtém-se, após um pouco de álgebra,

$$\hat{H} = -JNzS^2 - g\mu_B h_0 NS - JSz \sum_k \left[\Lambda_k a_k a_k^\dagger + (\Lambda_{-k} - 2) a_k^\dagger a_k \right] + g\mu_B h_0 \sum_k a_k^\dagger a_k \quad (3.8)$$

onde $\Lambda_k = z^{-1} \sum_\Delta e^{i\mathbf{k} \cdot \Delta}$ é um fator geométrico característico da rede cristalina, sendo Δ um vetor que conecta um íon com seus vizinhos mais próximos. Havendo um centro de simetria, $\Lambda_k = \Lambda_{-k}$ e $\sum_k \Lambda_k = 0$. Logo, a equação 3.8 pode ser reescrita como (lembrando que $[a_k, a_k^\dagger] = 1$)

$$\hat{H} = -JNzS^2 - g\mu_B h_0 NS + \sum_k \hat{n}_k \hbar \omega_k, \quad (3.9)$$

onde \hat{n}_k e ω_k são, respectivamente, o operador número e a relação de dispersão correspondentes ao estado \mathbf{k} . Além disso, $\hat{n}_k = a_k^\dagger a_k$ e $\hbar \omega_k = 2JSz(1 - \Lambda_k) + g\mu_B h_0$. Para uma rede cúbica simples ($z = 6$), por exemplo, com parâmetro de rede a , o fator geométrico pode ser imediatamente reescrito como

$$\Lambda_k = \frac{1}{3} [\cos(k_x a) + \cos(k_y a) + \cos(k_z a)]. \quad (3.10)$$

Lembrando que $g\mu_B = \gamma \hbar$ (sendo γ a razão giromagnética) e identificando as frequências $\omega_0 = \gamma h_0$ e $\omega_1 = 2JSz/\hbar$, a relação de dispersão para este sistema pode ser escrita de forma mais compacta como

$$\omega_k = \omega_0 + \omega_1 (1 - \Lambda_k). \quad (3.11)$$

A figura 3.2 exibe o perfil da relação de dispersão obtida para o caso unidimensional. Observe que as extremidades do gráfico, onde a energia do mágnon é máxima, ocorrem quando $k_x = \pm \pi/a$.

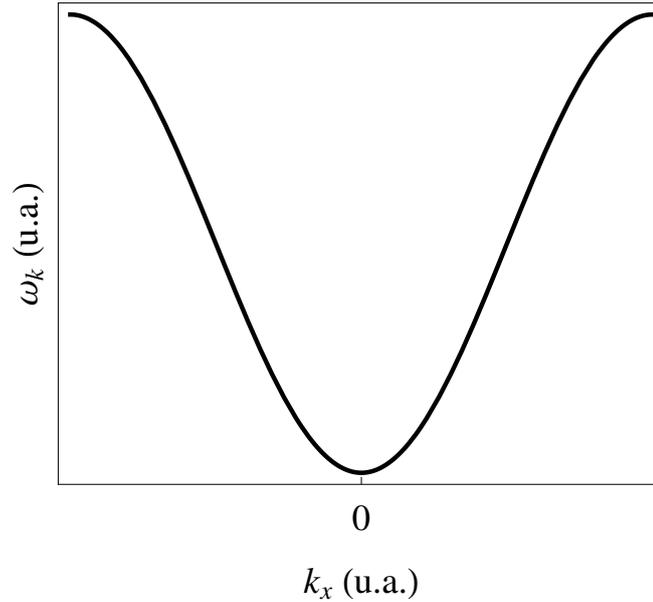


Figura 3.2: Ilustração da relação de dispersão magnônica na primeira zona de Brillouin para um ferromagneto simples obtida com a equação 3.11.

3.2 Processos de relaxação

Na seção anterior foi obtida a relação de dispersão para um magnon em um determinado estado considerando apenas o termo quadrático do hamiltoniano mais geral, ou seja, um conjunto de osciladores harmônicos independentes. Entretanto, as interações entre as diferentes excitações do sistema podem desempenhar um papel significativo como, por exemplo, o tempo necessário para a energia se redistribuir em um (sub)sistema após uma excitação externa. Este tempo dependerá dos diferentes processos de relaxação intrínsecos característicos de cada material.

Em um metal magnético, magnons podem interagir com os elétrons de condução presentes dando origem aos espalhamentos *magnon-elétron*; em isolantes este processo é proibido devido à carência de elétrons livres. Entretanto, espalhamentos *magnon-fônon* podem ocorrer tanto em um quanto no outro. Nestes processos, diversas possibilidades podem ocorrer: um magnon ser destruído dando origem a um fônon, um magnon ser destruído dando origem a outro magnon e um fônon, entre outros. Em geral, este mecanismo é importante para estabelecer o fluxo de energia entre as redes magnética e cristalina.

Na equação 3.8, os termos de ordem superior ao bilinear nos operadores de criação e aniquilação foram suprimidos por praticidade. Estes termos compõem os processos de relaxação *magnon-magnon* e representam as interações responsáveis por redistribuir a energia no banho de magnons, que futuramente será dissipada em outro subsistema. Os mecanismos mais comuns são os espalhamentos de 2-magnons, de 3-magnons e de 4-magnons (os números representam a quantidade de quasipartículas envolvidas no processo). A figura 3.3 ilustra algumas situações possíveis.

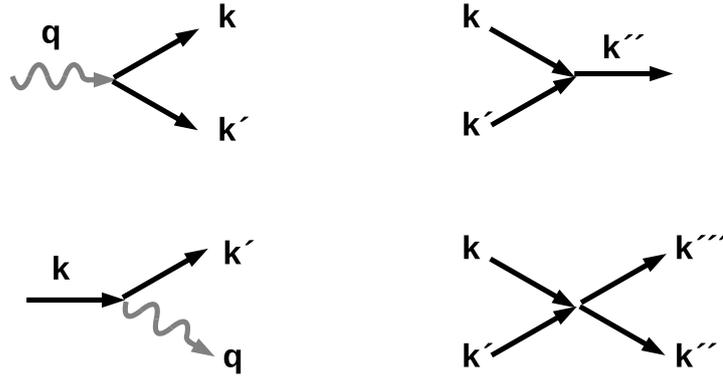


Figura 3.3: Alguns exemplos de espalhamentos envolvendo mágnons. As setas retas (onduladas) representam mágnons (fônons).

Uma forma de obter a taxa de relaxação (ou o inverso do tempo de relaxação) para um tipo de processo é através do método das probabilidades de transição, no qual considera-se que os processos de relaxação correspondem às transições de um determinado estado para outro. Sendo assim, a probabilidade de transição por unidade de tempo de um estado i para outro f é

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \hat{H}^{(int)} | i \rangle|^2 \delta(\varepsilon_i - \varepsilon_f), \quad (3.12)$$

onde $\langle f | \hat{H}^{(int)} | i \rangle$ é o elemento de matriz relacionado ao termo de interação do hamiltoniano ($\hat{H}^{(int)}$), $\delta(\dots)$ é a função delta de Dirac e ε_i e ε_f são os autovalores dos estados descritos.

A fim de ilustrar como obter a taxa de relaxação, será apresentado a seguir como exemplo o cálculo para um espalhamento do tipo 3-mágnons. Esta categoria pode ser subdividida em duas: confluência de dois mágnons ou desdobramento de dois mágnons. A primeira consiste na destruição de dois mágnons dando origem a outro. Já a segunda consiste na destruição de um mágnon, dando origem a dois mágnons; os cálculos serão desenvolvidos para o primeiro caso. Sendo assim, considere o termo de interação do hamiltoniano correspondente ao processo de confluência como

$$\hat{H}^{(3c)} = \sum_{k, k', k''} A_{k, k', k''} a_k a_{k'} a_{k''}^\dagger + A_{k, k', k''}^* a_k^\dagger a_{k'}^\dagger a_{k''}, \quad (3.13)$$

onde $A_{k, k', k''}$ é um coeficiente associado à intensidade da interação e $A_{k, k', k''}^*$ é o seu conjugado. De acordo com a relação 3.12, a taxa de relaxação do número de mágnons no estado \mathbf{k} é

$$\dot{n}_k = -\frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k', k''} [|\langle f | \hat{H}^{(3c)} | i \rangle|^2 - |\langle f' | \hat{H}^{(3c)} | i' \rangle|^2] \delta(\varepsilon_k + \varepsilon_{k'} - \varepsilon_{k''}). \quad (3.14)$$

Os estados i e f (i' e f') estão associados aos processos diretos (reversos). Portanto, os elementos de matriz obtidos são

$$\langle n_k - 1, n_{k'} - 1, n_{k''} + 1 | \hat{H}^{(3c)} | n_k, n_{k'}, n_{k''} \rangle = (A_{k,k',k''} + A_{k',k,k''}) \sqrt{n_k n_{k'} (n_{k''} + 1)} \quad (3.15a)$$

$$\langle n_k + 1, n_{k'} + 1, n_{k''} - 1 | \hat{H}^{(3c)} | n_k, n_{k'}, n_{k''} \rangle = (A_{k,k',k''} + A_{k',k,k''}) \sqrt{n_{k''} (n_{k'} + 1) (n_k + 1)}. \quad (3.15b)$$

Substituindo a equação 3.15a (3.15b) no primeiro (segundo) membro à direita da equação 3.14, obtém-se a taxa de relaxação resultante de n_k como

$$\dot{n}_k = -\frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k',k''} \left| A_{k,k',k''} + A_{k',k,k''} \right|^2 [n_k n_{k'} - (n_{k''} + n_{k'} n_{k''} + n_k n_{k''})] \delta(\varepsilon_k + \varepsilon_{k'} - \varepsilon_{k''}). \quad (3.16)$$

No equilíbrio, $\dot{n}_k = 0$; isto implica que

$$\left[n_k^0 n_{k'}^0 - (n_{k''}^0 + n_{k'}^0 n_{k''}^0 + n_k^0 n_{k''}^0) \right] = 0, \quad (3.17)$$

onde n^0 representa o número de partículas em determinado estado no equilíbrio. Fazendo $n_{k'}^0 = n_{k'}$ e $n_{k''}^0 = n_{k''}$ pode-se chegar em

$$\dot{n}_k = -\frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k',k''} \left| A_{k,k',k''} + A_{k',k,k''} \right|^2 \left[(n_k - n_k^0)(n_{k'}^0 - n_{k''}^0) \right] \delta(\varepsilon_k + \varepsilon_{k'} - \varepsilon_{k''}). \quad (3.18)$$

Se considerarmos a taxa de variação do número de partículas como o desvio no número de partículas em um determinado estado vezes uma taxa de relaxação, ou seja, $\dot{n}_k = -\eta_k (n_k - n_k^0)$ [37], obtém-se imediatamente da expressão 3.18

$$\eta_k = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k',k''} \left| A_{k,k',k''} + A_{k',k,k''} \right|^2 (n_{k'}^0 - n_{k''}^0) \delta(\varepsilon_k + \varepsilon_{k'} - \varepsilon_{k''}). \quad (3.19)$$

Sparks [40] adotou a partir da interação dipolar o coeficiente acima como

$$A_{k,k',k''} = -8\pi\mu_B \sqrt{\frac{\mu_B M_s}{V}} \frac{k_z k^-}{k^2} \delta_{\mathbf{k}+\mathbf{k}';\mathbf{k}''} \quad (3.20)$$

onde μ_B e M_s são o magneton de Bohr e a saturação da magnetização. Logo,

$$\eta_k = \frac{16\mu_B^3 M_s (2\pi)^3}{\hbar V} \sum_{k',k''} \left| \frac{k_z k^-}{k^2} + \frac{k'_z k'^-}{k'^2} \right|^2 (n_{k'}^0 - n_{k''}^0) \delta(\varepsilon_k + \varepsilon_{k'} - \varepsilon_{k''}) \delta_{\mathbf{k}+\mathbf{k}';\mathbf{k}''}. \quad (3.21)$$

Note que a $\delta_{\mathbf{k}+\mathbf{k}';\mathbf{k}''}$ permite eliminar a soma em \mathbf{k}'' . Realizando a substituição $\sum_{k'} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3 k'$ e considerando superfícies de energia esféricas, pode-se obter

$$\int d^3 k' = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_{k'} d\varphi_{k'} d\theta_{k'} dk' \sin\theta_{k'} k'^2. \quad (3.22)$$

Sendo θ escolhido como o ângulo polar, isto implica que $k'_z = k' \cos \theta_{k'}$, $k'_y = k' \sin \theta_{k'} \sin \varphi_{k'}$, $k'_x = k' \sin \theta_{k'} \cos \varphi_{k'}$ e $k'^- = k'_x - ik'_y = k' \sin \theta_{k'} e^{-i\varphi_{k'}}$. Por fim, considerando que o número de mágnons em equilíbrio é dado pela distribuição de Bose-Einstein $n_i^0 = (e^{\beta\varepsilon_i} - 1)^{-1}$, chega-se à expressão final para a taxa de relaxação

$$\eta_k = \frac{4\mu_B^3 M_s}{\hbar} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_{k'} d\varphi_{k'} d\theta_{k'} dk' \sin\theta_{k'} k'^2 \frac{|\sin(2\theta_k) e^{-i\varphi_k} + \sin(2\theta_{k'}) e^{-i\varphi_{k'}}|^2}{(e^{\beta\varepsilon_{k'}} - 1)(e^{\beta\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{k}'}} - 1)} \times e^{\beta\varepsilon_{k'}} (e^{\beta\varepsilon_k} - 1) \delta(\varepsilon_k + \varepsilon_{k'} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{k}'}) \quad (3.23)$$

onde $\beta = (k_B T)^{-1}$, sendo T a temperatura e k_B a constante de Boltzmann. A última expressão obtida para o processo (confluência) de relaxação envolvendo três mágnons pode ser resolvida adotando aproximações de acordo com a situação de interesse. Para mágnons com vetores de onda pequenos, por exemplo, pode-se mostrar que a taxa de relaxação varia linearmente com a temperatura e com o vetor de onda, ou seja, $\eta_k \propto kT$ [40, 41].

3.3 Corrente de spin mediada por mágnons

No capítulo anterior foi possível encontrar uma expressão para a corrente de spin a partir das equações fenomenológicas que descrevem a dinâmica da magnetização. Pode-se, todavia, escrever tal corrente a partir das excitações coletivas (mágnons) no formalismo desenvolvido acima. Sendo assim, expressando a magnetização como $\mathbf{M} = M_x \hat{x} + M_y \hat{y} + M_z \hat{z}$, a equação 2.26 pode ser reescrita em termos das componentes espaciais como

$$[\mathbf{j}_M]_\mu^\nu = \gamma A (\mathbf{M} \times \nabla_\mu \mathbf{M})_\nu, \quad (3.24)$$

onde os índices μ e ν dão as direções da corrente e da sua polarização, respectivamente. A introdução das componentes da magnetização circularmente polarizadas $m^\pm = M_x \pm iM_y$ possibilita reescrever a equação 3.24 para uma densidade de corrente polarizada na direção \hat{z} como

$$[\mathbf{j}_M]_\mu^z = \frac{\gamma A}{2i} (m^- \nabla_\mu m^+ - m^+ \nabla_\mu m^-). \quad (3.25)$$

A fim de obter uma expressão para a densidade de corrente em segunda quantização, as componentes da magnetização circularmente polarizadas devem ser tratadas como

operadores. Neste sentido, através da transformação proposta por Holstein-Primakoff, elas podem ser representadas em termos dos operadores de criação e aniquilação como

$$m^+ = \sqrt{\frac{2\gamma\hbar M}{V}} \sum_k e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} a_k \quad (3.26a)$$

$$m^- = \sqrt{\frac{2\gamma\hbar M}{V}} \sum_k e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} a_k^\dagger. \quad (3.26b)$$

Substituindo os operadores definidos acima na equação 3.25, pode-se mostrar de pronto que

$$\mathbf{j}_M^z = \frac{2\gamma^2\hbar(AM)}{V} \sum_k a_k^\dagger a_k \mathbf{k}. \quad (3.27)$$

Em diversas situações, mágnons com número de onda pequeno ($ka \ll 1$), ou seja, baixas energias, desempenham um papel relevante. Nestas situações, a relação de dispersão 3.11 pode ser expandida a fim de se obter a forma quadrática

$$\omega_k = \omega_0 + \gamma D k^2. \quad (3.28)$$

Na expressão acima, D é uma forma alternativa de apresentar o parâmetro de rigidez de troca definido no capítulo anterior, onde $D = AM$. Fazendo então $\mathbf{v}_k = \frac{\partial\omega_k}{\partial\mathbf{k}} = 2D\gamma\mathbf{k}$, pode-se finalmente reescrever a equação 3.27 em termos dos operadores de onda de spin como

$$\mathbf{j}_M^z = \frac{\gamma\hbar}{V} \sum_k \hat{n}_k \mathbf{v}_k. \quad (3.29)$$

De modo alternativo, fazendo a identificação para a corrente de spin $\mathbf{j}_s^z = \mathbf{j}_M^z/\gamma$, o resultado acima pode ser expresso como

$$\mathbf{j}_s^z = \frac{\hbar}{V} \sum_k \hat{n}_k \mathbf{v}_k. \quad (3.30)$$

A equação 3.30 descreve o transporte de spin em um material ferromagnético, tendo como portadores os mágnons excitados.

3.4 Propriedades térmicas de mágnons

A contribuição dos mágnons nas propriedades térmicas de sistemas magnéticos tem sido extensivamente discutida na literatura. Entretanto, a fim de criar um cenário mais completo e sólido para a discussão dos resultados desta tese, faz-se necessária uma revisão e

discussão dos cálculos de algumas delas, como por exemplo, a capacidade térmica e a condutividade térmica (a última será discutida no capítulo seguinte com mais detalhes). Sendo assim, alguns resultados já consolidados e recentemente obtidos serão apresentados nas seções que sucedem.

3.4.1 Capacidade térmica

A capacidade térmica total de um isolante magnético (YIG, por exemplo) pode ser escrita como a soma das contribuições individuais dos subsistemas fonônico e magnônico. A segunda pode ser calculada através da expressão

$$C_m = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dT}, \quad (3.31)$$

onde C_m é a capacidade térmica magnônica por unidade de volume e $\bar{\varepsilon}$ é a densidade de energia (no equilíbrio) dos mágnons dada por

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{V} \sum_k (\hbar\omega_k) n_k^0. \quad (3.32)$$

Os momentos magnéticos do YIG estão distribuídos de modo a formar um ordenamento ferrimagnético cujo espectro de energia apresenta 20 ramos, sendo um acústico e os outros óticos [42, 43]. Uma vez que o ramo ótico de menor energia encontra-se acima do valor na fronteira da zona de Brillouin, costuma-se considerar que apenas o ramo acústico é excitado para temperaturas abaixo da ambiente, o que permite tratar o YIG como um ferromagneto. Entretanto, para temperaturas na faixa da ambiente, as energias são próximas àquelas no entorno da fronteira da zona de Brillouin. Isto significa que mágnons com vetor de onda grande devem ser levados em consideração. Logo, a relação de dispersão parabólica ($\propto k^2$) não é suficiente para descrever as grandezas de interesse nesta região de temperaturas, apresentando discrepâncias com os dados experimentais reportados. Uma boa aproximação para ω_k é considerar superfícies de energia esféricas, de modo que [44]

$$\omega_k = \gamma h_0 + \omega_{zB} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi k}{2 k_m}\right) \right], \quad (3.33)$$

onde k_m e ω_{zB} denotam o raio máximo e a frequência na fronteira da zona de Brillouin, respectivamente. Logo, a equação 3.32 pode ser resolvida substituindo a soma em \mathbf{k} pela integral e considerando superfícies de energia esféricas como realizado na 3.22. Adotando a relação de dispersão 3.33 e a distribuição de Bose-Einstein para n_k^0 , obtém-se a capacidade térmica magnônica

$$C_m = \frac{k_B k_m^3}{2\pi^2} \int_0^1 dq q^2 \frac{\phi^2 e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}, \quad (3.34)$$

onde $q = k/k_m$, $\phi = \beta\varepsilon_k$ e $\varepsilon_k = \hbar\omega_k$. A figura 3.4 exhibe o perfil da capacidade térmica magnônica em função da temperatura calculada numericamente.

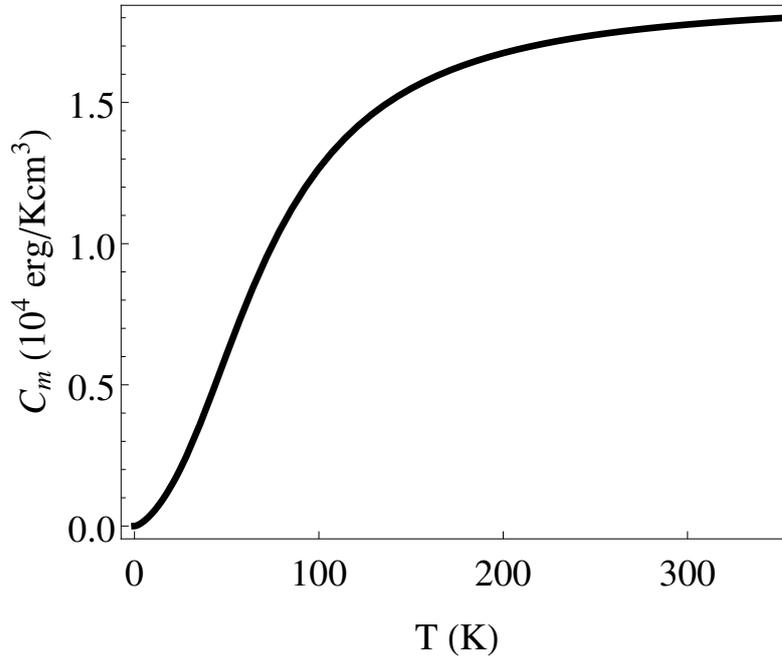


Figura 3.4: Capacidade térmica magnônica em função da temperatura calculada com a equação 3.34. Para tal, foi adotado $k_m = 2,0 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$, $\frac{\omega_{zB}}{2\pi} = 7 \text{ THz}$, $h_0 = 200 \text{ Oe}$ e $\gamma = 1,76 \times 10^7 \text{ (Oe.s)}^{-1}$.

Note que para baixas energias (\mathbf{k} pequeno), a equação 3.33 pode ser expandida e se reduz à forma parabólica $\omega_k = \gamma h_0 + Dk^2$, onde o parâmetro de rigidez de troca foi definido aqui como $D = \frac{\omega_{zB}}{8} \left(\frac{\pi}{k_m} \right)^2$. A figura 3.5 mostra uma comparação entre a equação 3.33 e a sua expansão no regime de baixas energias. Como pode ser observado, ambas tornam-se muito próximas conforme $k \rightarrow 0$. Sendo assim, para energias menores onde os mágnons excitados termicamente apresentam vetores de onda pequenos, a capacidade térmica pode ser calculada seguramente com a relação de dispersão na sua forma quadrática. A aplicação da expansão na equação 3.31 leva então a (para $h_0 = 0$) $C_m = \frac{k_B^{5/2} T^{3/2}}{4\pi^2 (\hbar D)^{3/2}} \int d\phi \frac{\phi^{5/2} e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}$. Lembrando que $\int_0^\infty d\phi \frac{\phi^{5/2} e^\phi}{(e^\phi - 1)^2} = \left(\frac{5}{2}\right)! \zeta\left(\frac{5}{2}\right) = \Gamma\left(\frac{7}{2}\right) \zeta\left(\frac{5}{2}\right)$, onde Γ e ζ são, respectivamente, as funções gama e zeta de Riemann, a capacidade térmica magnônica pode ser calculada analiticamente de modo que obtém-se imediatamente $C_m \propto T^{3/2}$, que é um resultado bastante conhecido na literatura para o regime de baixas energias.

Comentários sobre os parâmetros ω_{zB} e k_m

A capacidade (e, a condutividade) térmica magnônica foi calculada através da relação de dispersão 3.33, que depende dos coeficientes ω_{zB} e k_m . Os valores de ambos dependerão da direção do vetor de onda escolhido. Para a frequência na fronteira da zona de Brillouin, cálculos de primeiros princípios mostram que valores aceitáveis à temperatura ambiente para o YIG caem na faixa entre $\sim 5 - 10 \text{ THz}$ [45]. Além disso, as integrais são calculadas adotando-se superfícies de energia esféricas com raio máximo k_m . Novamente, k_m

apresenta-se como um parâmetro também ajustável, cujos valores aceitáveis encontram-se na faixa entre $1,99 \times 10^7 - 3,52 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ [44, 46].

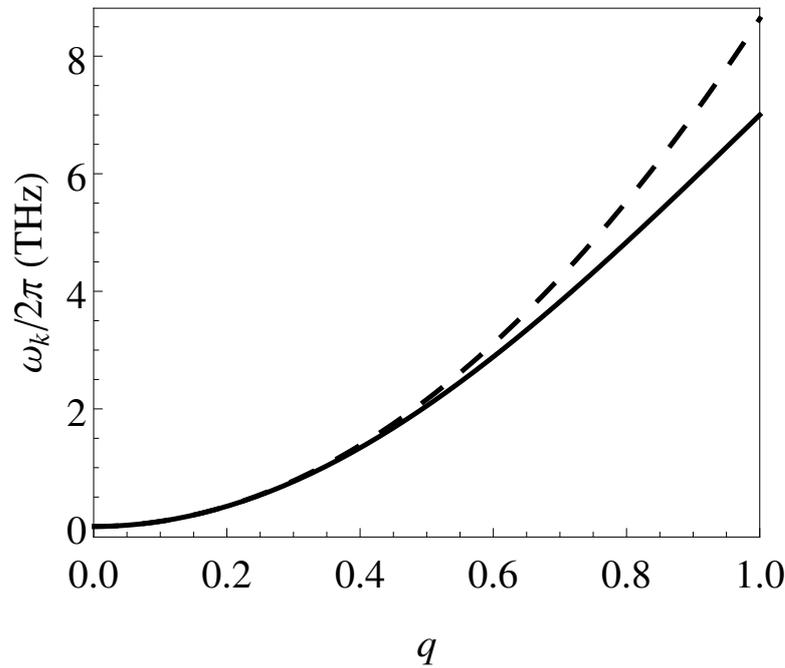


Figura 3.5: Comparação entre as relações de dispersão dadas pela equação 3.33 (linha contínua) e por sua forma quadrática (linha tracejada). Note que para $q = k/k_m \lesssim 0,5$ ambas apresentam o mesmo comportamento (os parâmetros adotados foram os mesmos da figura 3.4).

3.5 Distribuição das temperaturas em um ferromagneto isolante

Um sistema na condição de equilíbrio térmico apresenta uma temperatura bem definida em toda a sua extensão. Entretanto, em situações fora do equilíbrio como nos fenômenos de transporte, a temperatura pode variar espacialmente de forma significativa. Nesses casos, os portadores responsáveis pela ocorrência de um determinado fenômeno podem apresentar energias diferentes de modo que cada subsistema pode ser identificado com uma temperatura característica. Um metal magnético, por exemplo, quando sujeito a um gradiente de temperatura, tem regiões em que os elétrons, fônons e mágnons apresentam temperaturas distintas entre si, sendo tais diferenças importantes para a ocorrência e compreensão do efeito correspondente.

Em 1977, Sanders e Walton estudaram os perfis das temperaturas dos mágnons (T_m) e dos fônons (T_f) em um sistema ferrimagnético isolante na presença de um gradiente de temperatura [47]. Partindo da equação de calor aplicada a ambos os subsistemas, os autores obtiveram as expressões para T_m e T_f em função da posição considerando que o fluxo de calor (unidimensional) para dentro ou fora do sistema se dá apenas através do banho de fônons. Entretanto, como os banhos se comunicam existe transporte de calor entre eles.

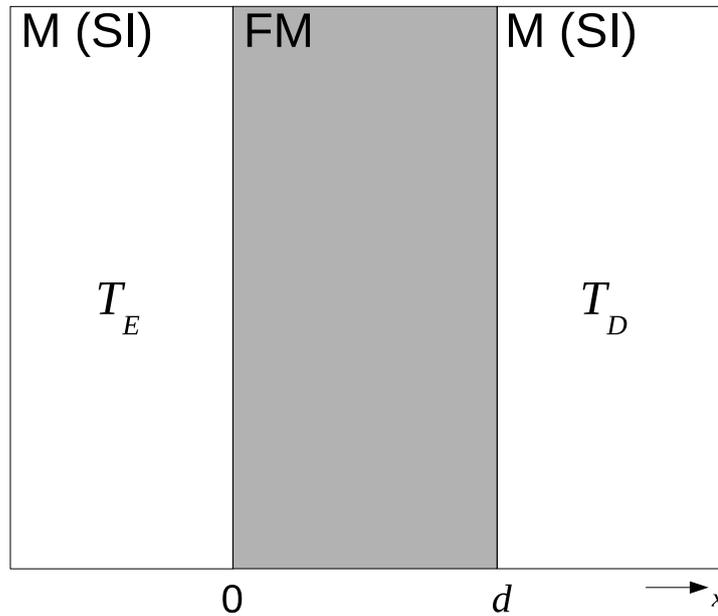


Figura 3.6: Esquema do(s) sistema(s) investigado(s) por Sanders, Xiao e Schreier/Rezende. Para o primeiro caso, pode-se considerar a heteroestrutura SI/FM/SI (substrato isolante). Já para o segundo, o sistema correspondente tem a forma M/FM/M. Por fim, os últimos autores estudaram o sistema SI/FM/M. Os materiais à esquerda e à direita apresentam temperaturas constantes T_E e T_D , respectivamente; $x = 0$, d correspondem às posições das interfaces.

Cerca de 30 anos após o trabalho de Sanders e Walton, Xiao *et al.* [17] calcularam a diferença entre T_m e T_f em função da posição para um sistema formado por um ferromagneto cercado por dois materiais metálicos e na presença de um gradiente de temperatura (figura 3.6). Diferentemente do contexto proposto por Sanders, calor pode entrar ou sair do material magnético também pelo banho de mágnons uma vez que estes podem se comunicar com os elétrons presentes nas camadas metálicas. Logo, as condições de contorno utilizadas foram ajustadas à nova configuração investigada, além de serem consideradas as resistências térmicas interfaciais (também conhecida como resistência Kapitza). É importante destacar que os autores propuseram que a diferença entre T_m e T_f funciona como elemento crucial para o efeito Seebeck de spin, sendo este proporcional à intensidade da diferença entre as temperaturas.

A fim de dar continuidade na compreensão sobre a distribuição das temperaturas em um material ferromagnético, Schreier *et al.* [48] e Rezende *et al.* [46] estudaram teoricamente os perfis de T_m e T_f em um ferromagneto isolante cercado por um substrato isolante e uma camada metálica (veja novamente a figura 3.6). Em ambos os trabalhos, as temperaturas magnônica e fonônica obedecem às equações

$$\nabla^2 T_m(x) = \frac{[T_m(x) - T_f(x)]}{\ell_m^2}, \quad (3.35a)$$

$$\nabla^2 T_f(x) = \frac{[T_f(x) - T_m(x)]}{\ell_f^2}. \quad (3.35b)$$

De maneira mais compacta, as equações 3.35a e 3.35b podem ser combinadas a fim de se obter a expressão

$$\nabla^2 \Delta T_{mf} = \frac{\Delta T_{mf}}{\ell_{mf}^2}, \quad (3.36)$$

onde foi definida a diferença de temperatura $\Delta T_{mf} = T_m(x) - T_f(x)$ e o seu respectivo comprimento de difusão ℓ_{mf} , sendo $1/\ell_{mf}^2 = 1/\ell_m^2 + 1/\ell_f^2$ e $\ell_{m(f)} = \sqrt{\tau_{mf} \kappa_{m(f)} \left(\frac{C_m + C_f}{C_m C_f} \right)}$. Além disso, $C_{m(f)}$, $\kappa_{m(f)}$ e τ_{mf} correspondem à capacidade térmica de mágnons (fônons), à condutividade térmica de mágnons (fônons) e ao tempo de termalização entre os dois banhos, respectivamente. Schreier calculou os perfis das temperaturas através das equações 3.35a e 3.35b com o auxílio das condições de contorno

$$-\kappa_{m(f)} \left. \frac{dT_{m(f)}}{dx} \right|_{x=x_E} = \frac{T_E - T_{m(f)}(x_E)}{\mathfrak{R}_E^{m(f)}}, \quad (3.37a)$$

$$-\kappa_{m(f)} \left. \frac{dT_{m(f)}}{dx} \right|_{x=x_D} = \frac{T_{m(f)}(x_D) - T_D}{\mathfrak{R}_D^{m(f)}}. \quad (3.37b)$$

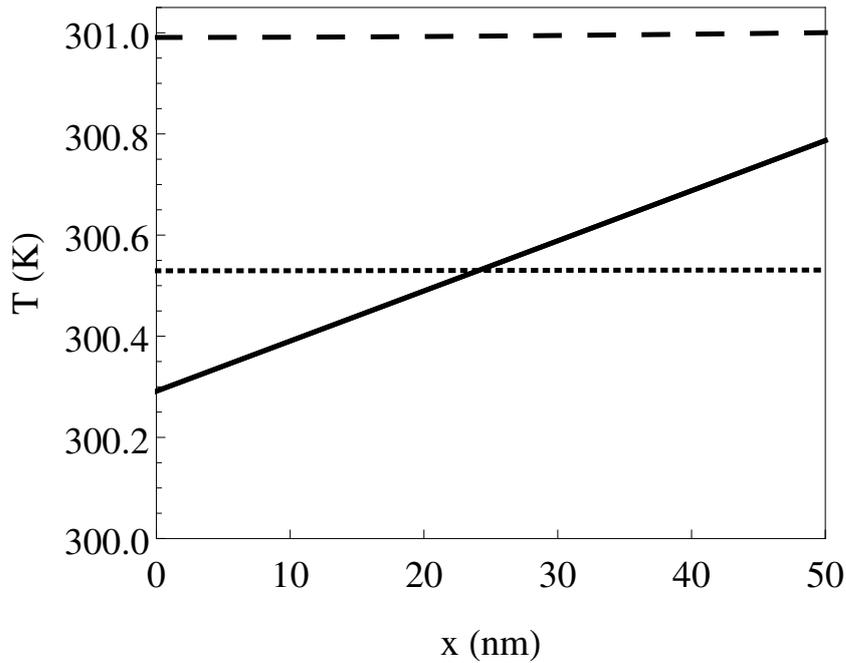


Figura 3.7: Perfis de T_m e T_f em função da posição reproduzidos com os parâmetros adotados na referência [48] para uma camada magnética de 50 nm de espessura e na aproximação de macrospin. A linha contínua representa T_f . A linha tracejada (pontilhada) mostra o comportamento de T_m considerando (desconsiderando) o fluxo de calor no banho de mágnons na interface ferromagneto/metal.

Nas equações 3.37a e 3.37b, os índices E e D fazem alusão às extremidades esquerda (substrato/ferromagneto) e direita (ferromagneto/metal); \mathfrak{R} representa a resistência térmica interfacial. Note que na interface direita calor pode ser transmitido tanto pelo canal de mágnons quanto de fônons, o que implica uma resistência térmica interfacial finita para ambos os subsistemas. A figura 3.7 exhibe os perfis de T_m e T_f em função da posição reproduzidos (des)considerando o fluxo de calor na interface da direita através do banho de mágnons quando uma camada magnética de 50 nm de espessura é submetida a uma diferença de temperatura de 1 K ($T_E = 300$ K e $T_D = 301$ K). Note que devido à resistência térmica interfacial considerada nas condições de contorno a temperatura dos fônons é descontínua nas duas interfaces.

Os resultados reproduzidos na figura 3.7 foram obtidos por Schreier com base em argumentos heurísticos na adoção dos valores da condutividade térmica magnônica e do tempo de termalização. Além disso, o valor adotado para a capacidade térmica magnônica foi calculado utilizando a relação de dispersão quadrática que, como mencionado anteriormente, é válida para baixas energias (temperaturas). Tais fatores motivaram Rezende e colaboradores a investigar as propriedades térmicas magnônicas utilizando uma relação de dispersão mais adequada à temperatura ambiente. A figura 3.8 reproduz os perfis de T_m e T_f em função da posição obtidos por Rezende para um ferromagneto isolante de 6 μm de espessura sujeito à mesma configuração estudada por Schreier.

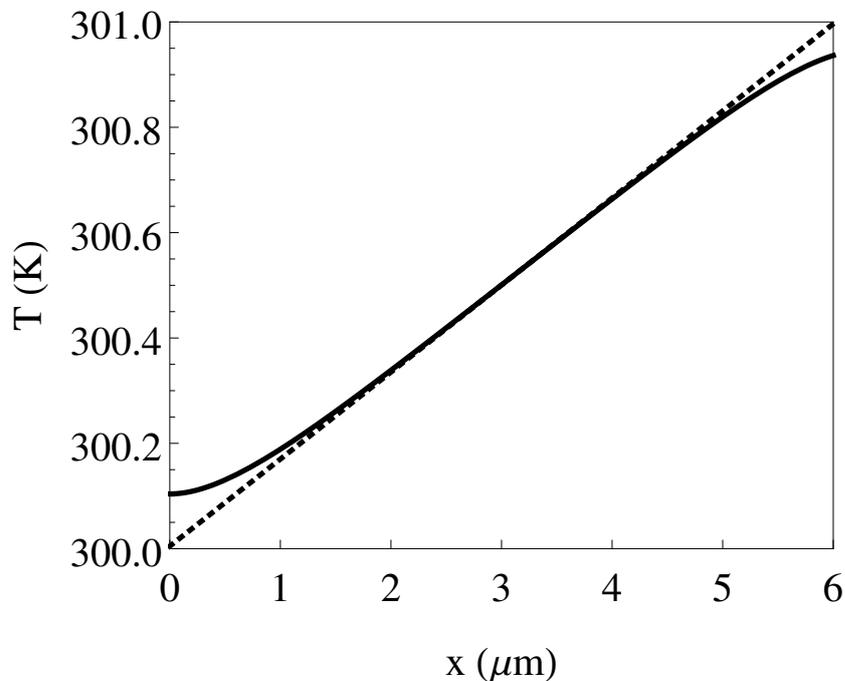


Figura 3.8: Perfis de T_m e T_f em função da posição reproduzidos com os parâmetros adotados na referência [46] para uma camada magnética de 6 μm de espessura. As linhas contínua e pontilhada correspondem às temperaturas magnônica (T_m) e fonônica (T_f), respectivamente.

Como pode ser observado na figura 3.8, T_m e T_f apresentam praticamente valores iguais ao longo da camada magnética, apresentando um maior desvio nas interfaces ($\Delta T_{mf}(d) \approx 60$ mK). Vale frisar que os perfis obtidos por Rezende e reproduzidos aqui foram calculados com parâmetros significativamente diferentes daqueles adotados por Schreier. A condutividade térmica magnônica, por exemplo, foi calculada e apresentou um valor com três ordens de grandeza acima daquele utilizado na referência [48]. Entretanto, ambos os autores validam seus modelos ao compará-los com os dados experimentais reportados por Agrawal *et al.* [49], onde estes realizaram medidas de T_m e T_f através de espalhamento Brillouin em amostras de YIG submetidas a um gradiente de temperatura aplicado no plano da amostra (configuração que caracteriza o efeito Seebeck de spin transversal, como será visto na seção seguinte) e verificaram que as temperaturas magnônica e fonônica essencialmente assumiam os mesmos valores. Tais contribuições serão de suma importância para a investigação dos efeitos Seebeck e Peltier de spin, onde as temperaturas dos mágnons e dos fônons serão consideradas aproximadamente iguais em ambos os fenômenos.

3.6 Introdução à spincaloritronica

No primeiro capítulo desta tese foram apresentados alguns efeitos que são caracterizados pela conexão entre as correntes de carga e calor, ou seja, os efeitos termoelétricos. No campo da spintrônica, o foco encontra-se na manipulação do grau de liberdade do spin, onde diversos fenômenos surgem mediante a interconversão entre correntes de carga e spin (dependentes de spin, anômalos, planares, entre outros) [50]. Assim como correntes de spin podem ser geradas a partir de uma corrente elétrica, excitações térmicas (correntes de calor) também são alternativas para a produção de um fluxo de spin, que pode ser mediado por elétrons e/ou mágnons. Em 1987, Johnson e Silsbee [51] desenvolveram uma teoria baseada na termodinâmica fora do equilíbrio para investigar o transporte de carga, calor e magnetização (spin) em heteroestruturas metálicas. Entretanto, foi somente por volta de 2010 que se estabeleceu formalmente uma nova área que abarcou os fenômenos envolvendo o transporte de carga, calor e spin: a spincaloritronica [7, 52] (figura 3.9).

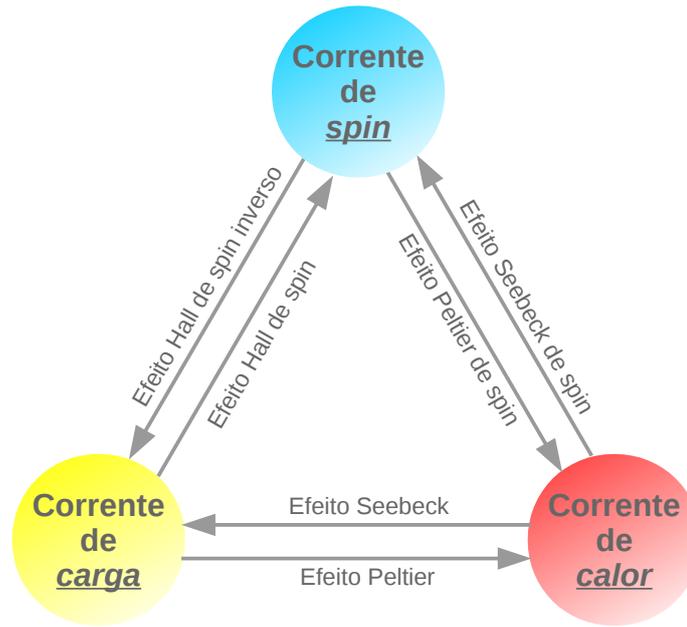


Figura 3.9: Ilustração das diferentes áreas: termoeletricidade, spintrônica e spincaloritônica. Acima (abaixo) das setas, alguns efeitos correspondentes a cada uma.

Embora muitos trabalhos tenham sido desenvolvidos desde a “consolidação” da spincaloritônica, esta seção tem por objetivo apresentar alguns dos principais trabalhos que impulsionaram o avanço desse campo e conceitos que estão diretamente relacionados ao foco principal desta tese: os efeitos Seebeck e Peltier de spin.

Efeitos Hall de spin e galvano(termo)magnéticos dependentes de spin

Um dos fenômenos de extrema relevância no campo da spin(calori)trônica é o efeito Hall de spin (EHS) [53,54], cujo nome é dado em analogia ao efeito Hall ordinário. Enquanto a física por trás do efeito Hall encontra-se no desvio dos elétrons de condução devido à força de Lorentz, o mecanismo responsável pelo EHS encontra-se no forte acoplamento spin-órbita presente no material. Portanto, quando um metal com esta característica é submetido a uma densidade de corrente elétrica \mathbf{j}_c , uma densidade de corrente de spin \mathbf{j}_s com polarização de spin σ_s surgirá devido a este tipo de interação. Desta maneira, a corrente de spin gerada pode ser representada por

$$\mathbf{j}_s \propto \theta_{SH} \mathbf{j}_c \times \sigma_s, \quad (3.38)$$

onde θ_{SH} é um parâmetro identificado como ângulo Hall de spin que quantifica a eficiência na conversão entre as correntes de spin e carga. Logo, materiais que apresentam θ_{SH} grande são bons candidatos para explorar a interconversão das correntes (platina, tântalo e tungstênio são alguns exemplos). Em tempo, o efeito Hall de spin inverso (EHSI) é o recí-

proco do EHS e ocorre quando uma corrente de spin injetada converte-se em uma corrente de carga [55]. Um outro fenômeno ganha espaço quando a corrente de carga aplicada é substituída por uma corrente de calor: o efeito Nernst de spin (ENS), que pode ser visto como o análogo térmico do EHS. Embora tenha sido previsto teoricamente em 2008 [56], sua observação experimental foi bastante recente (2017) [10, 57]. Neste caso, quando um metal com forte acoplamento spin-órbita é submetido a uma densidade de corrente de calor \mathbf{Q} , uma corrente de spin \mathbf{j}_s com polarização σ_s surge perpendicular a ambas, de modo que $\mathbf{j}_s \propto \theta_{SN} \mathbf{Q} \times \sigma_s$, onde θ_{SN} representa o ângulo Nernst de spin, cuja magnitude fornece a eficiência na conversão entre as correntes. Assim como no EHS, o ENS ocorre em metais não magnéticos mas que apresentam um forte acoplamento spin-órbita. Entretanto, essa condição não é suficiente para a ocorrência do mesmo. Para dar origem a uma corrente de spin líquida não nula, uma assimetria entre as taxas de espalhamento provocadas pela interação spin-órbita nos elétrons acima e abaixo do nível de Fermi deve existir [57].

As primeiras observações sobre o EHS se basearam no efeito Hall anômalo. Enquanto o EHS(ENS) é frequentemente observado em metais não magnéticos, os efeitos anômalos são comumente observados em materiais ferromagnéticos devido ao fato de apresentarem uma magnetização espontânea. Um exemplo é o efeito Hall anômalo (EHA), que compõe a classe dos efeitos galvanomagnéticos dependentes de spin [8]. Quando um metal ferromagnético é submetido a um campo elétrico uma corrente de carga flui através do mesmo. Devido à diferença entre os portadores majoritários e minoritários de spin, correntes de spin e de carga perpendiculares ao campo aplicado e à magnetização surgirão, dando origem a um campo elétrico $\mathbf{E}_{HA} \propto \mathbf{M} \times \mathbf{j}_c$. A coluna esquerda da figura 3.10 exibe uma ilustração dos diferentes tipos de efeitos Hall descritos. Vale destacar que assim como para o EHS, o EHA ocorre independentemente da aplicação de um campo magnético externo; além disso, os mecanismos por trás de ambos os efeitos podem ser atribuídos aos processos extrínsecos (onde os espalhamentos dependem do estado de spin) e intrínsecos (onde a estrutura eletrônica desempenha um papel importante). A investigação e o domínio dos efeitos Hall de spin estimularam e impulsionaram diversos trabalhos e aplicações em sistemas com diferentes configurações no campo da spintrônica [58–66].

Novamente, uma outra categoria de fenômenos se desdobra quando a corrente de carga é substituída por uma corrente de calor: os efeitos termomagnéticos dependentes de spin. O efeito Nernst anômalo (ENA) ocorre quando um material magnético é submetido a um gradiente de temperatura. Quando a corrente de calor atravessa o material perpendicularmente à direção da magnetização, um campo elétrico $\mathbf{E}_{NA} \propto \mathbf{M} \times \mathbf{Q}$ é induzido (perpendicular tanto ao gradiente de temperatura quanto à magnetização) [67]. Seguindo a mesma linha de raciocínio adotada para a comparação dos efeitos Hall de spin e Nernst de spin, os efeitos Nernst e Nernst anômalo podem ser comparados diretamente com os respectivos efeitos Hall discutidos anteriormente, apenas substituindo a corrente de carga pela corrente de calor (vide, novamente, figura 3.10).

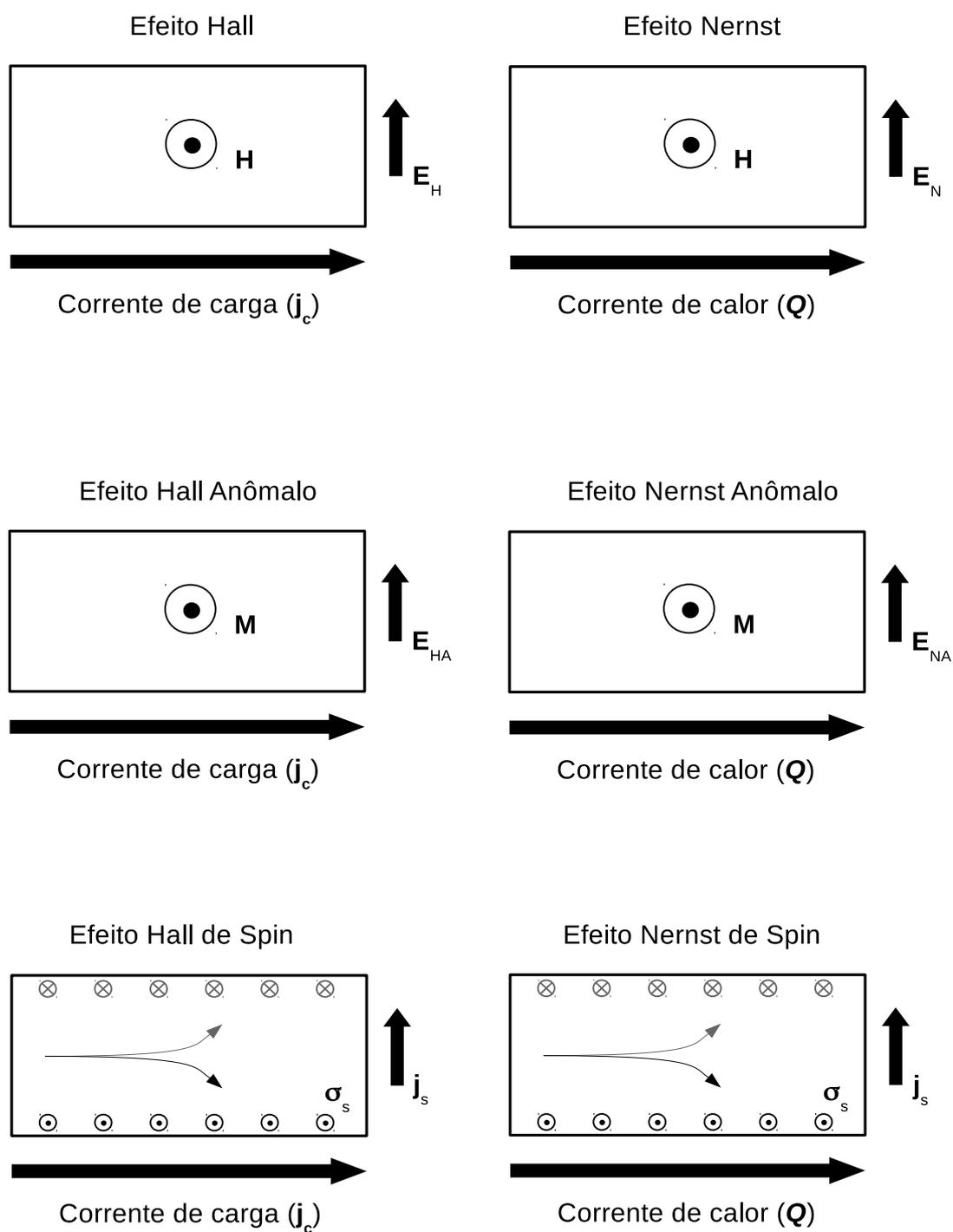


Figura 3.10: Quadro comparativo dos efeitos Hall (à esquerda) e Nernst (à direita). Para ambos, são apresentados os tipos “clássico”, anômalo e de spin. Na figura, \mathbf{M} e \mathbf{H} representam os vetores magnetização e campo magnético, respectivamente.

Observe que os efeitos anômalos descritos acima ocorrem para o caso em que a magnetização encontra-se fora (perpendicular) do plano. Entretanto, outros efeitos podem aparecer quando tanto a magnetização quanto as correntes de carga e calor são coplanares. O efeito Hall (Nernst) planar surge nessa configuração, cuja intensidade do efeito é caracterizada pelo ângulo entre a magnetização e a corrente de carga (calor).

Coefficientes Seebeck e Peltier dependentes de spin

Dentre as possibilidades de efeitos térmicos dependentes de spin, a observação do efeito Seebeck de spin (ESS) impulsionou consideravelmente as pesquisas no campo da spincaloritronica. Observado em 2008 por Uchida *et al.* [12], os autores utilizaram um sistema formado por $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$, onde um gradiente de temperatura foi aplicado paralelamente ao plano da camada magnética, dando origem a uma corrente de spin na mesma (figura 3.11). Devido à presença da Pt, a corrente de spin induzida na camada de permalloy pôde penetrar na camada metálica e ser medida indiretamente com o auxílio do EHSI. Vale destacar que, assim como o gradiente de temperatura, o campo magnético externo foi aplicado no plano da camada magnética a fim de suprimir o(s) efeito(s) Nernst e, conseqüentemente, uma contaminação na voltagem medida na Pt.

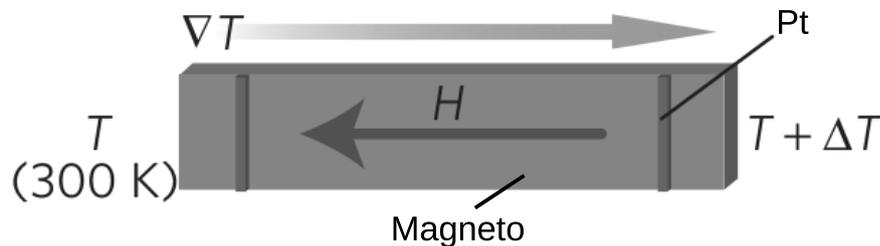


Figura 3.11: Ilustração do efeito Seebeck de spin transversal. Nesta configuração, tanto o campo magnético H quanto o gradiente de temperatura ∇T foram aplicados no plano da camada magnética. Figura adaptada da referência [13].

Assim como a condutividade elétrica, o coeficiente Seebeck de um metal ferromagnético pode ser descrito através do modelo de canais independentes de modo que, quando submetido a um gradiente de temperatura, a corrente de spin para cada canal pode ser escrita como

$$\mathbf{j}_s^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{1}{|e|} \left(\sigma^{\uparrow(\downarrow)} \nabla \mu^{\uparrow(\downarrow)} + \mathbb{S}^{\uparrow(\downarrow)} \nabla T \right), \quad (3.39)$$

onde $\mathbb{S}^{\uparrow(\downarrow)}$ é o coeficiente correspondente ao canal \uparrow (\downarrow). Sendo assim, se um metal ferromagnético estiver em contato com um metal não magnético e uma corrente de calor for atravessada perpendicularmente à interface, uma acumulação de spin será criada nessa região e se difundirá para dentro do material metálico. Em 2010, Slachter *et al.* [68] realizaram esse experimento a fim de investigar o efeito Seebeck dependente de spin em um sistema de

válvula de spin com geometria lateral, onde a injeção de uma corrente de spin polarizada em um metal não magnético em contato com um ferromagneto foi realizada através de um gradiente de temperatura perpendicular à interface. Nessa configuração, os autores obtiveram o coeficiente Seebeck dependente de spin (definido como $\mathbb{S}_s = \mathbb{S}^\uparrow - \mathbb{S}^\downarrow$) para o permalloy, cujo coeficiente Seebeck pode ser escrito como

$$\mathbb{S} = \frac{\mathbb{S}^\uparrow \sigma^\uparrow + \mathbb{S}^\downarrow \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow}. \quad (3.40)$$

Em 2012 Flipse *et al.* [69] observaram o efeito Peltier dependente de spin em um sistema válvula de spin composto por dois metais ferromagnéticos separados por uma camada metálica não magnética e atravessado por uma corrente de carga perpendicular à interface. Em tal configuração, quando as magnetizações encontram-se alinhadas paralelamente, a corrente de spin através do sistema é constante e nenhuma acumulação de spin é observada nas interfaces. Entretanto, quando ambas estão alinhadas antiparalelamente, as correntes de spin nas camadas magnéticas são opostas e dão origem a uma acumulação de spin líquida em cada interface; conseqüentemente, uma mudança na temperatura de cada interface é observada como

$$\delta T = \frac{\sigma \Pi_s}{4\kappa} (1 - P^2) (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow), \quad (3.41)$$

onde κ é a condutividade térmica, $P = (\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow)/\sigma$ é a polarização da condutividade e $\Pi_s = (\Pi^\uparrow - \Pi^\downarrow)$ é o coeficiente Peltier dependente de spin. De posse do valor extraído para Π_s os autores compararam com o valor obtido para \mathbb{S}_s por Slachter através da relação de Kelvin $\Pi_s = T\mathbb{S}_s$, onde um bom acordo foi encontrado.

Evolução experimental dos efeitos Seebeck e Peltier de spin

Pouco tempo após a observação do ESS por Uchida no permalloy, o mesmo grupo realizou medidas experimentais sob a mesma configuração adotando um sistema similar ao da figura 3.11. Contudo, em vez de utilizar uma camada magnética condutora, utilizou uma isolante ($\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) [13]. Desta maneira, a corrente de spin criada na camada magnética não pôde ser atribuída à excitação térmica de elétrons de condução, mas sim à excitação de ondas de spin, que foram identificadas como responsáveis pelo transporte de energia e momento. Tal observação abriu novos horizontes no campo uma vez que correntes de spin poderiam ser geradas apenas pelas excitações magnéticas do sistema, evitando, assim, perdas inconvenientes ocasionadas pelo efeito Joule.

Devido à configuração adotada nos dois trabalhos mencionados no parágrafo anterior o efeito ficou conhecido como efeito Seebeck de spin transversal (o gradiente de temperatura no plano da camada magnética e a corrente de spin injetada na camada detec-

tora perpendicular a este plano). Em 2012, da Silva *et al.* [59] investigaram essa configuração onde o material magnético (YIG) foi submetido tanto a um gradiente de temperatura quanto à condição de ressonância ferromagnética. Os autores observaram que a voltagem medida na camada de Pt pode ser amplificada como consequência da superposição das correntes geradas pelo gradiente de temperatura e pela excitação do modo uniforme. Em 2010, Uchida *et al.* [70] observaram o efeito Seebeck de spin longitudinal no sistema formado por $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG)/Pt, no qual um gradiente de temperatura, aplicado perpendicularmente ao plano da interface entre os dois materiais, induziu uma corrente de spin paralelamente a este (do ponto de vista teórico, uma variedade de modelos surgiu a fim de elucidar os mecanismos por trás do ESS longitudinal; estes serão mencionados no capítulo seguinte). Novamente, o sinal gerado devido ao ESS longitudinal pôde ser verificado através do EHSI. Entretanto, uma ordem ferromagnética pode ser induzida na camada de Pt nas vizinhanças da interface desse sistema devido ao efeito de proximidade gerando assim uma contaminação na voltagem medida como consequência do ENA. A fim de separar tais contribuições, Kikkawa *et al.* [22] realizaram medidas da voltagem na camada de Pt adotando diferentes orientações da magnetização (no plano e fora do plano), com o gradiente de temperatura sempre perpendicular à última. Devido à simetria do EHS, o sinal verificado na camada metálica com a magnetização fora do plano foi atribuído apenas ao ENA que, quando comparado aos valores obtidos com a magnetização no plano, mostrou-se irrelevante frente a este (cerca de três ordens de magnitude inferior), evidenciando que o ENA contribui de maneira desprezível para o sinal verificado no sistema YIG/Pt.

Note que o sinal verificado na camada metálica para a configuração longitudinal descrita deve-se à indução de uma corrente pura de spin no magneto isolante oriunda da excitação de mágnons térmicos. Entretanto, se o material magnético fosse condutor, por exemplo, a voltagem elétrica na Pt teria contribuições tanto do ESS quanto do efeito Nernst anômalo. A fim de separar as duas contribuições, Holanda *et al.* [71] investigaram experimental e teoricamente o ESS longitudinal em um sistema tricamada formado por Py(permalloy)/NiO/NM, onde NM é um metal com forte acoplamento spin-órbita (Pt e Ta). A camada intermediária (NiO) é isolante e antiferromagnética à temperatura ambiente. Sendo assim, qualquer contribuição devido à corrente de carga induzida no Py pelo gradiente de temperatura foi bloqueada pela camada antiferromagnética, havendo apenas passagem de uma corrente pura de spin. Ou seja, as camadas de Py e NM foram isoladas eletricamente uma da outra devido à presença intermediária da camada de NiO, possibilitando separar os dois efeitos. Consequentemente, o sinal detectado na camada NM pôde ser atribuído apenas à corrente de spin injetada (portanto, ao ESS), enquanto que a parcela devido ao efeito Nernst anômalo foi medida diretamente na camada de Py.

No âmbito da spin(calori)trônica, quando o foco encontra-se na criação e manipulação de correntes de spin, é de suma importância que as perdas sejam atenuadas o máximo possível. Neste sentido, materiais magnéticos isolantes são fortes candidatos para aplicação

nesta área uma vez que a mediação do transporte de spin seria realizada por ondas de spin, evitando assim perdas oriundas por efeito Joule (que aparecem quando os elétrons de condução são os portadores de spin). Materiais antiferromagnéticos isolantes são mais comuns que ferromagnéticos e também têm sido explorados para esta finalidade. Em 2015, Seki *et al.* [72] investigaram experimentalmente o ESS longitudinal no sistema $\text{Cr}_2\text{O}_3/\text{Pt}$. Os autores mostraram que a voltagem medida na Pt deve-se exclusivamente ao sinal produzido pelo EHSI (sem contaminação do efeito Nernst anômalo) e que a mesma é diretamente proporcional à magnetização induzida na presença de elevados campos magnéticos, onde uma transição spin-flop ocorre. No ano seguinte, Wu *et al.* [73] também investigaram o ESS no sistema antiferromagnético MnF_2/Pt , onde os mesmos exploraram o comportamento do efeito para diferentes temperaturas e campos magnéticos. Do ponto de vista teórico, Rezende *et al.* [74] propuseram um modelo para o ESS em sistemas antiferromagnéticos a partir da teoria de Boltzmann onde o transporte de spin deve-se à excitação de mágnons nas duas sub-redes magnéticas (orientadas opostamente uma em relação à outra) que compõem o sistema (o modelo foi aplicado aos sistemas MnFe_2 e NiO).

Assim como uma corrente de spin pode ser induzida devido à aplicação de um gradiente de temperatura em um material magnético, o oposto também pode ocorrer. O efeito Peltier de spin (EPS) corresponde ao efeito recíproco do ESS [75, 76]. Ele foi observado pela primeira vez por Flipse e colaboradores no sistema YIG/Pt [9]. Neste caso, uma corrente de calor foi induzida em uma camada magnética quando esta foi atravessada por uma corrente de spin. A injeção da corrente de spin na camada de YIG foi realizada com o auxílio do EHS. Para tal, fez-se passar uma corrente de carga em uma camada de Pt depositada no magneto (figura 3.12). Devido ao EHS, esta corrente de carga deu origem a uma corrente de spin polarizada, provocando uma acumulação de spin na interface entre os dois materiais. Sendo assim, com a acumulação de spin estabelecida na interface, os elétrons de condução da camada metálica podiam interagir com os momentos localizados da camada magnética, excitando mágnons na última. Tal mudança no número de mágnons é acompanhada por uma variação de temperatura, a qual caracteriza o EPS.

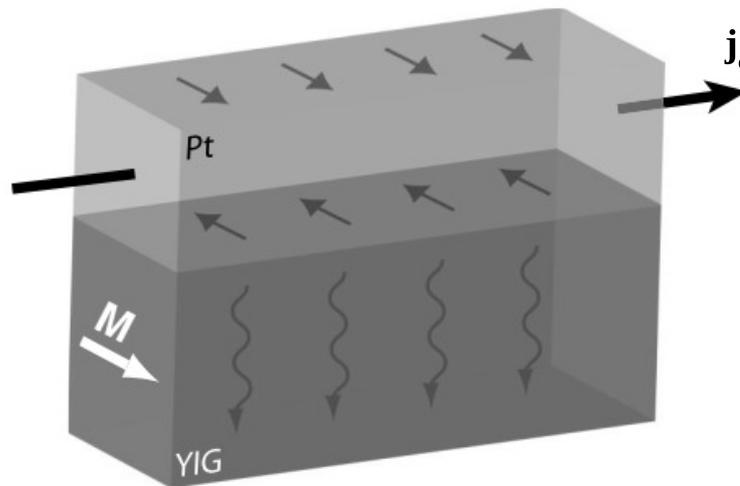


Figura 3.12: Ilustração do efeito Peltier de spin no sistema YIG/Pt (para detalhes, vide texto principal). Figura adaptada da referência [9].

As medidas realizadas por Flipse foram tomadas com o auxílio de termopares integrados no sistema de interesse. Recentemente, outra técnica tem sido aplicada para verificar a variação de temperatura provocada pelo EPS. Através de medidas termográficas, Daimon *et al.* verificaram a mudança na temperatura em uma camada de Pt com formato de “U” depositada sobre um filme de YIG [77]. Ainda neste trabalho, os autores simularam a distribuição de temperaturas na camada magnética através de um modelo de fonte de calor dipolar. De posse desta técnica, uma série de trabalhos foi reportada em sequência. Em 2017, Uchida *et al.* investigaram o EPS em um sistema composto por camadas de $N \times [\text{Pt}/\text{Fe}_3\text{O}_4]$, onde N representa o número de bicamadas de Pt/Fe₃O₄ [78]; os autores notaram um aumento do sinal produzido de acordo com o aumento de bicamadas. No ano seguinte, Yagmur *et al.* investigaram o EPS no sistema (granada de gadolínio e ferro - *gadolinium iron garnet*) GdIG/Pt também usando medidas termográficas [79]. Ainda neste ano, Iguchi [80] investigou o EPS no sistema YIG/Pt para diferentes (ângulos) direções da corrente de carga aplicada na camada metálica e Seki *et al.* [81] investigaram a simetria entre o EPS e o efeito Ettingshausen anômalo (este observado no sistema FePt) através dos perfis de temperatura apresentados por cada efeito.

Embora diversos avanços teóricos e experimentais tenham sido realizados desde a observação dos efeitos Seebeck e Peltier de spin, esses fenômenos continuam sendo objetos de investigação devido à complexidade exibida por ambos. Com relação ao ESS, Chang *et al.* [82] investigaram experimentalmente em 2017 o papel da dissipação magnética intrínseca em filmes de YIG, atribuída principalmente à relaxação magnon-fônon. Os autores observaram um decaimento quase linear do sinal correspondente ao ESS com o aumento do amortecimento (*damping*); além disso, os autores fizeram alusão aos diferentes modelos propostos na literatura e a forma indireta em que os mesmos contemplam tal contribuição,

sem uma análise explícita da mesma. Já com relação ao EPS, como mencionado anteriormente, avanços recentes do ponto de vista experimental têm surgido, demandando abordagens teóricas que possibilitem descrever os resultados reportados (como por exemplo a dependência do efeito com a espessura da camada magnética [83]). Isto posto, o capítulo 4 tem por objetivo investigar as propriedades térmicas e de transporte dos mágnons a partir da teoria de Boltzmann na aproximação de tempo de relaxação, onde a dissipação mágnon-fônon será incluída fenomenologicamente. O capítulo 5, por sua vez, visa propor um modelo para o EPS a fim de descrever resultados experimentais recentes, onde a magnitude do efeito é analisada em função da intensidade da corrente de carga utilizada para a sua ocorrência e da espessura da camada magnética. Em ambos os casos, os cálculos realizados serão aplicados ao sistema YIG/Pt.

PARTE II

Capítulo 4

Influência da relaxação mágnon-fônon no transporte de mágnons no YIG

*Who was born in a house full of pain? Who was trained not to spit in the fan?
Who was told what to do by the man? Who was broken by trained personnel?
Who was fitted with collar and chain? Who was given a pat on the back?
Who was breaking away from the pack?*

– PINK FLOYD.

Diversos trabalhos foram apresentados no capítulo anterior a fim de ilustrar alguns fenômenos térmicos dependentes de spin que têm sido explorados ao longo das últimas duas décadas; como mencionado, tais fenômenos são abordados pela emergente área da spincaloritronica. Daqueles que têm sido extensivamente investigados, destacam-se os efeitos Seebeck e Peltier de spin, observados frequentemente em um “ferromagneto” isolante, onde a excitação e os processos de relaxação dos mágnons funcionam como os mecanismos responsáveis para o transporte de spin. Em particular, um sistema magnético vem sendo aplicado para tais investigações: a granada de ítrio e ferro (ou simplesmente YIG). O YIG apresenta características bastante interessantes dentro do estudo do Magnetismo (e aqui não me ateno à spincaloritronica, objeto deste trabalho). Além de apresentar uma composição bem definida, sua célula unitária (contendo oito fórmulas químicas de $Y_3Fe_5O_{12}$) apresenta simetria cúbica com parâmetro de rede $a = 12,376 \text{ \AA}$, os íons metálicos são trivalentes (cada Fe^{3+} apresenta um momento magnético de $5 \mu_B$), sua magnetização ($4\pi M$) à temperatura ambiente encontra-se na faixa de 1730 a 1780 G, a temperatura de Curie é elevada ($\sim 560 \text{ K}$) e exibe baixa dissipação magnética, o que permite a propagação de ondas de spin por grandes distâncias [84]. Logo, as características descritas acima fazem do YIG um excelente material para ser aplicado na spin(calori)trônica.

Este capítulo tem por objetivo investigar do ponto de vista teórico o efeito Seebeck de spin (ESS) em um sistema ferromagnético a partir da teoria de Boltzmann. No primeiro momento, a dissipação mágnon-fônon será incluída fenomenologicamente na taxa de relaxação possibilitando investigar sua influência em algumas propriedades térmicas magnônicas tal como a condutividade térmica. Em sequência, um estudo sistemático da depen-

dência do sinal gerado pelo efeito Seebeck de spin será realizado em função do parâmetro de amortecimento (*damping*), onde uma diminuição da voltagem (medida através do efeito Hall de spin inverso em uma camada metálica em contato com o material magnético) será observada com o aumento deste coeficiente.

4.1 Condutividade térmica magnônica

Em 1977 Sanders e Walton [47] investigaram a contribuição dos mágnons nas propriedades térmicas e de transporte do YIG. Recentemente, Boona e Heremans [85] mediram a contribuição dos mágnons na condutividade térmica e no calor específico em amostras de YIG na presença de campos externos elevados e a diferentes temperaturas. De posse dos dados experimentais obtidos pelos últimos dois autores, Rezende *et al.* [44] calcularam a condutividade térmica magnônica no regime de baixas energias (< 20 K), obtendo bom acordo entre os dados experimentais e a teoria desenvolvida. Eles mostraram que a faixa de campo utilizada por Boona e Heremans foi suficiente apenas para suprimir parcialmente a contribuição dos mágnons na condutividade térmica total; para uma supressão completa, campos magnéticos mais elevados que os adotados na referência [85] seriam necessários. Além disso, para o cálculo da condutividade térmica magnônica, foi utilizada uma taxa de relaxação que incluía apenas os processos mágnon-mágnon. Tal taxa está associada aos espalhamentos 3-mágnons e 4-mágnons, sendo o primeiro processo mais relevante para a faixa de temperatura investigada. Como mágnons podem interagir com a rede cristalina, a condutividade térmica magnônica será calculada levando em consideração também a dissipação mágnon-fônon, sendo esta tratada fenomenologicamente.

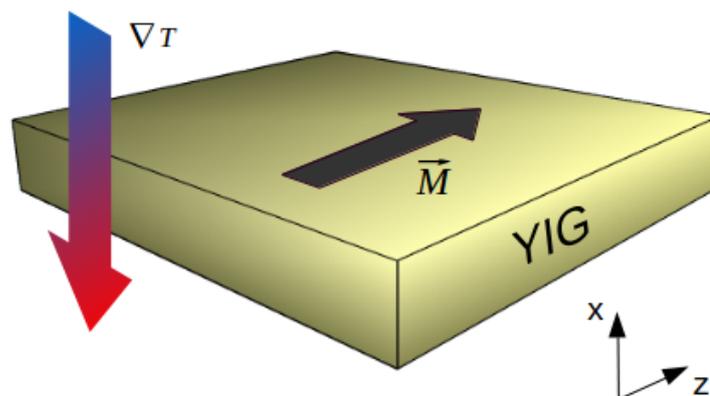


Figura 4.1: Ilustração de um filme de YIG submetido a um gradiente de temperatura.

Considere a situação ilustrada pela figura 4.1, na qual um filme de YIG é submetido a um gradiente de temperatura. As densidades de corrente de spin (\mathbf{j}_s) e calor (\mathbf{j}_Q) podem ser

escritas como

$$\begin{pmatrix} \mathbf{j}_s \\ \mathbf{j}_Q \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \sigma_m & \frac{L}{T} \\ \frac{L}{\hbar} & \kappa_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla \mu_m \\ \nabla T_m \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

onde σ_m , κ_m e L são a condutividade de spin magnônica, a condutividade térmica magnônica e o coeficiente (*bulk*) Seebeck de spin, respectivamente. Nesta abordagem, as correntes são descritas em termos das distribuições das temperaturas dos mágnons (T_m) e do potencial químico magnônico (μ_m) - detalhes sobre os coeficientes e sobre a equação 4.1 podem ser encontrados no apêndice A.

Como mencionado anteriormente, a contribuição da condutividade térmica magnônica do YIG foi investigada experimentalmente na presença de elevados campos externos. Considerando uma aproximação de canais independentes, a condutividade térmica total pode ser escrita como a soma de duas partes, ou seja, $\kappa(T, H) \approx \kappa_m(T, H) + \kappa_f(T)$. A primeira deve-se ao canal de mágnons e a segunda ao canal de fônons. Como a última é independente da aplicação de um campo magnético, ela não é afetada pela ação do campo. Portanto, $\Delta\kappa(T, H) = \kappa(T, H = 0) - \kappa(T, H \neq 0) \approx \Delta\kappa_m(T, H)$ fornece a variação da contribuição dos mágnons na condutividade térmica total.

Utilizando a relação de dispersão mostrada na equação 3.33, κ_m pode ser escrita explicitamente como

$$\kappa_m = \frac{k_B \omega_{ZB}^2}{24 k_m^2} \int_0^{k_m} dk k^2 \tau_k \text{sen}^2 \left(\frac{\pi k}{2k_m} \right) \frac{\phi^2 e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}. \quad (4.2)$$

Acima, $\phi = \hbar \omega_k / k_B T_m$ e τ_k representa o tempo de relaxação do mágnon com vetor de onda \mathbf{k} . Para resolver a última integral, será considerada a taxa de relaxação $\tau_k^{-1} = \tau_m^{-1} + \tau_r^{-1}$ [86], onde o primeiro termo cobre os processos de relaxação mágnon-mágnon e o segundo a dissipação mágnon-fônon. Em tempo, $\tau_m^{-1} = \tau_0^{-1} \left[1 + 750q \left(\frac{T}{300} \right) + (7600q^2 - 4900q^3) \left(\frac{T}{300} \right)^2 \right]$ [19], onde τ_0 é o tempo de relaxação dos mágnons com vetor de onda $k \approx 0$ por impurezas e defeitos, e $\tau_r^{-1} = 2\alpha_{mp}\omega_k$ [87], sendo α_{mp} um *damping* intrínseco responsável por caracterizar a dissipação na rede. Substituindo as últimas considerações na equação 4.2, pode-se reescrevê-la como

$$\kappa_m = \frac{k_B k_m \tau_0 \omega_{ZB}^2}{24} \int_0^1 dq q^2 \text{sen}^2 \left(q \frac{\pi}{2} \right) \eta_q^{-1} \frac{\phi^2 e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}, \quad (4.3)$$

onde $\eta_q = \tau_0 (\tau_m^{-1} + \tau_r^{-1})$ representa uma taxa de relaxação adimensional. A figura 4.2 mostra o cálculo de κ_m em função da temperatura utilizando a equação 4.3; o gráfico interno mostra a variação da condutividade térmica magnônica na aproximação de canais independentes e exhibe os dados experimentais reportados em [85]. Nos cálculos, foi desconsiderada a contribuição da temperatura no *damping* com base nas medidas experimentais realizadas

por Haidar *et al.* [88], onde o grupo reportou medidas de ressonância ferromagnética (RFM) em filmes de YIG com diferentes espessuras e a diferentes temperaturas. Neste trabalho, os autores mostraram que quanto mais espessa era a camada magnética, menor era a variação do *damping* num intervalo de temperaturas entre 8 e 300 K. A propósito, para um filme de 170 nm de espessura, um aumento linear de aproximadamente 25% foi observado. Como as amostras utilizadas por Boona eram da ordem de milímetros, tal dependência com a temperatura para α_{mp} foi desconsiderada.

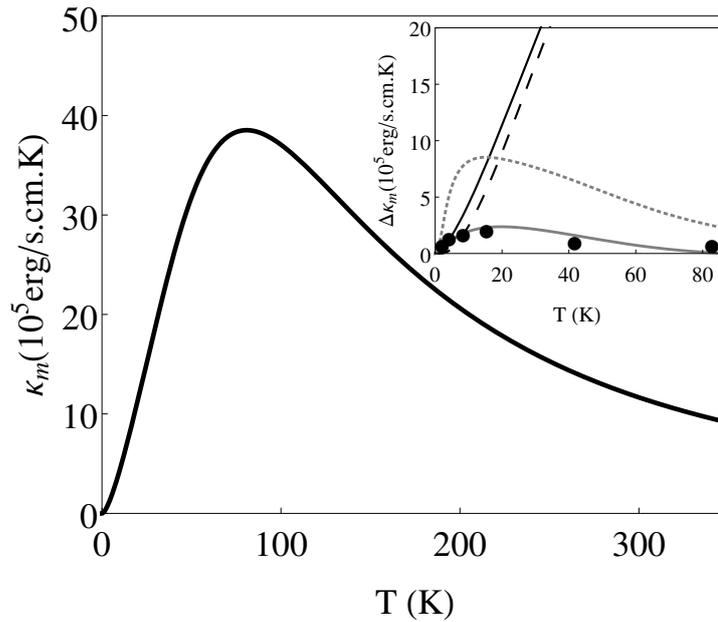


Figura 4.2: Condutividade térmica magnônica em função da temperatura calculada com a equação 4.3. Para tal, foi adotado $k_m = 2,40 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$, $\frac{\omega_{ZB}}{2\pi} = 7 \text{ THz}$, $\tau_0 = 50 \text{ ns}$ e $\alpha_{mp} = 8,8 \times 10^{-5}$ (a campo nulo). O gráfico interno mostra a variação de κ_m devido à aplicação do campo. As linhas cinzas contínua e pontilhada foram calculadas com e sem o termo de amortecimento na equação 4.3, respectivamente. Linhas pretas contínua e tracejada são $\kappa_m(H = 0)$ e $\kappa_m(H = 70 \text{ kOe})$, respectivamente, onde adotou-se $\alpha_{mp} = 8,8 \times 10^{-5}$ e $\alpha_{mp} = 7,5 \times 10^{-5}$ (círculos são dados experimentais extraídos da referência [85]).

Outra observação a ser realizada deve-se ao efeito do campo na taxa de relaxação. Na referência [44], os autores consideraram tal contribuição incluindo dois coeficientes em τ_m^{-1} e atribuíram o decréscimo da condutividade térmica à redução no número de mágnons térmicos envolvidos nos processos mágnon-mágnon. Como os autores bem ilustraram, os mágnons excitados à temperatura $T = 10 \text{ K}$ possuem $q < 0,4$, cuja distribuição correspondente apresenta um pico em $q \approx 0,2$ sendo suprimido pela aplicação do campo magnético. Além disso, para uma supressão quase completa dos mágnons térmicos, um campo de no mínimo 300 kOe seria necessário nessa temperatura. Aqui, o efeito do campo é incorporado diretamente no termo incluído fenomenologicamente para a dissipação dos mágnons. A figura 4.3 mostra tal supressão em κ_m calculada com a taxa de relaxação proposta. No regime de baixas temperaturas, τ_r^{-1} passa a desempenhar um papel cada vez mais competi-

tivo em relação à τ_m^{-1} com o aumento do campo, caracterizando a redução da condutividade térmica.

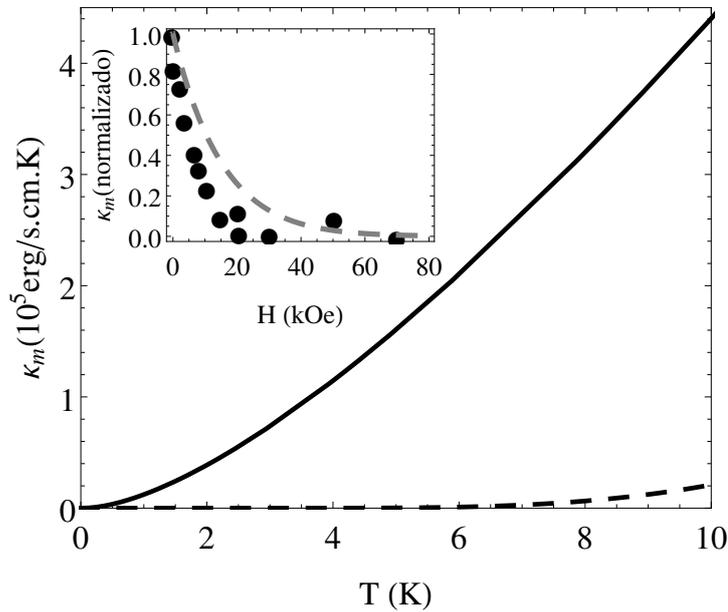


Figura 4.3: Condutividade térmica magnônica na faixa de temperatura $T < 10$ K. As linhas contínua e tracejada correspondem às configurações de campo nulo e 300 kOe, respectivamente (os valores adotados para α_{mp} são os mesmos da figura 4.2). O gráfico interno mostra a variação de κ_m (normalizada) em função do campo magnético; círculos são dados experimentais a $T = 2$ K extraídos da referência [85]).

Como pode ser observado, o valor de $\kappa_m(T = 10$ K, $H = 300$ kOe) é aproximadamente 5% do seu valor a campo nulo, em acordo com a referência [44]. A fim de verificar experimentalmente essa previsão, Ratkovski *et al.* [89] realizaram medidas da condutividade térmica no YIG na presença de diferentes campos magnéticos elevados e baixas temperaturas onde os autores verificaram as previsões realizadas por Rezende, ou seja, um campo de pelo menos 300 kOe é necessário para reduzir a condutividade magnônica a menos de 10% do seu valor a campo nulo. Do ponto de vista teórico, eles utilizaram a mesma taxa de relaxação da referência [44], mas consideraram que os processos 4-mágnons sofrem um decréscimo exponencial com o aumento do campo cujo comportamento foi extraído a partir de um ajuste dos dados experimentais. Sendo assim, os autores puderam descrever qualitativamente a contribuição da condutividade térmica magnônica no regime investigado. Para validar a forma da taxa de relaxação proposta nesta tese, o mesmo estudo é realizado com base nos dados experimentais reportados por Ratkovski. Como pode ser verificado na figura 4.4, um acordo satisfatório tanto do ponto de vista quantitativo quanto qualitativo é obtido apesar de um leve deslocamento do pico com o aumento do campo magnético.

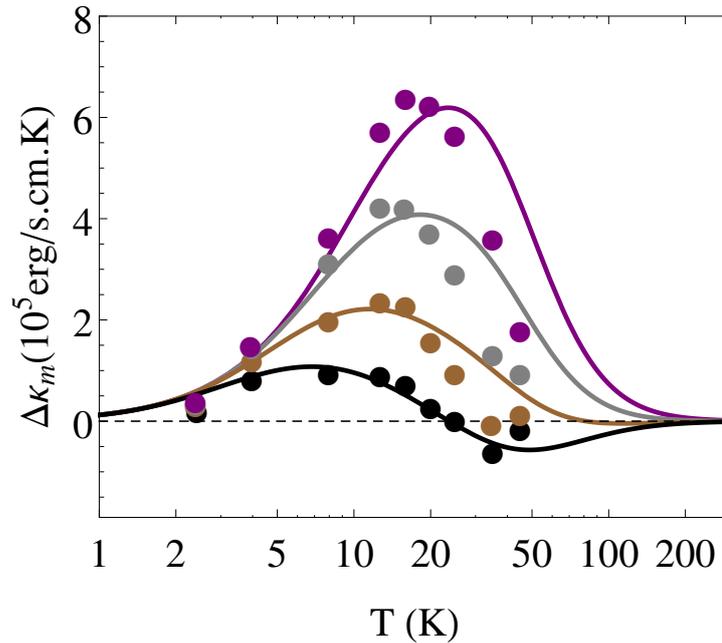


Figura 4.4: $\Delta\kappa_m(T, H)$ em função da temperatura para diferentes campos magnéticos. As cores preta, marrom, cinza e roxa correspondem aos campos de 70, 120, 200 e 300 kOe, respectivamente. As linhas foram obtidas adotando-se $k_m = 2,30 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$, $\frac{\omega_{ZB}}{2\pi} = 5 \text{ THz}$, $\tau_0 = 19 \text{ ns}$ e $\alpha_{mp} = 5 \times 10^{-5}$ a campo nulo (para $H \neq 0$ adotou-se $\alpha_{mp} = 2 \times 10^{-5}$). Os círculos são os dados experimentais extraídos da referência [89]).

Vale destacar que os valores utilizados para α_{mp} são da ordem de 10^{-4} - 10^{-5} e estão de acordo com os resultados recentemente reportados por Chang *et al.* [82], onde, através de medidas de RFM, os autores obtiveram um *damping* na faixa de $8,5 \times 10^{-5}$ a 60×10^{-5} e atribuíram aos espalhamentos mágnon-fônon. Tal afirmação sustenta-se nas seguintes circunstâncias experimentais e observações: o YIG é um material magnético isolante, portanto espalhamentos do tipo mágnon-elétron de condução são proibidos; os processos 3-mágnons foram suprimidos uma vez que a frequência utilizada está acima do limite para a ocorrência dos mesmos (acima de $\approx 3 \text{ GHz}$); os espalhamentos do tipo 4-mágnons não são relevantes para a dissipação do modo uniforme na potência adotada; os espalhamentos 2-mágnons podem ser considerados desprezíveis devido à fraca anisotropia magnetocristalina evidenciada nas medidas com o campo aplicado no plano e fora do plano. As figuras 4.2, 4.3 e 4.4 mostram bom acordo entre os cálculos realizados com a taxa de relaxação total proposta e os dados experimentais a baixas temperaturas (onde a relação de dispersão quadrática também é válida) bem como um perfil satisfatório quando comparados com os dados correspondentes a energias superiores ($> 20\text{K}$).

Por fim, a consideração de τ_r^{-1} na taxa de relaxação total possibilita investigar explicitamente o comportamento de κ_m em função do *damping*. Uma vez que a dissipação mágnon-fônon tende a atenuar as propriedades de transporte dependentes de mágnons, espera-se que a condutividade térmica magnônica seja reduzida com o aumento do *dam-*

ping. Como pode ser observado na figura 4.5, tal comportamento ocorre de forma significativa quando α_{mp} varia entre 10^{-5} - 10^{-3} (faixa de valores aceitável para o YIG).

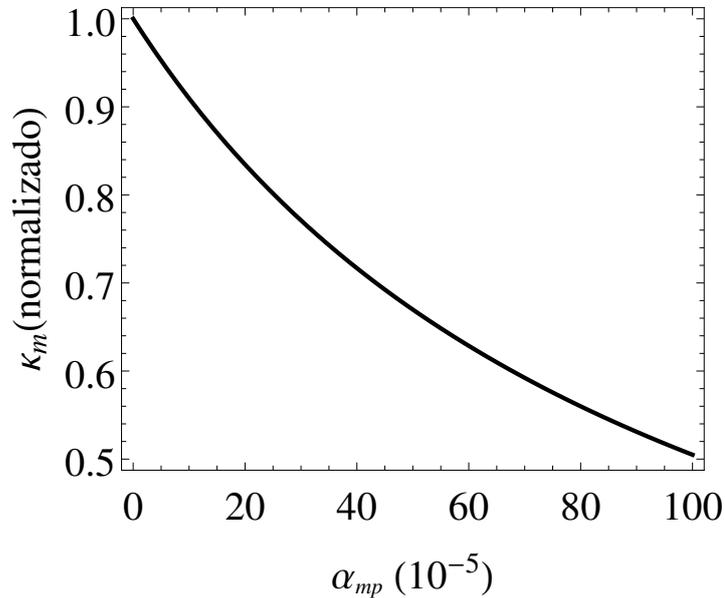


Figura 4.5: Condutividade térmica magnônica (normalizada) em função do *damping* (α_{mp}) calculada à temperatura ambiente.

Breve comentário sobre a condutividade de spin magnônica

Em 2016, Cornelissen *et al.* [90] investigaram a condutividade de spin magnônica σ_m do YIG em função da temperatura adotando uma configuração não local. Nesse esquema, dois segmentos de Pt (identificados como injetor e detector) foram depositados em um filme de YIG afastados por uma distância definida. Com o auxílio do EHS, a camada injetora cria uma corrente de spin no material magnético devido à acumulação de spin produzida na interface Pt/YIG. Sendo assim, mágnons são excitados no magneto e difundem-se até a camada detectora, onde uma voltagem é verificada através do EHSI. Os autores extraíram o comportamento da condutividade de spin em função da temperatura através de simulações utilizando um modelo de elementos finitos alimentado pelo sinal obtido das medidas não locais, ou seja, uma resistência não local definida pela razão entre a voltagem e a corrente elétrica nas camadas detectora e injetora, respectivamente.

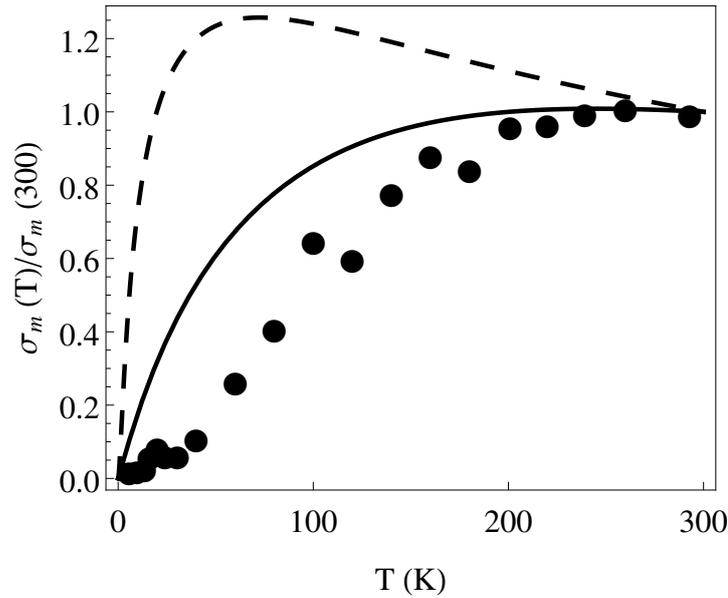


Figura 4.6: Condutividade de spin magnônica (normalizada) em função da temperatura. Os círculos correspondem aos dados experimentais extraídos da referência [90]. A linha sólida (tracejada) foi obtida adotando-se $\alpha_{mp} = 60 \times 10^{-5}$ ($\alpha_{mp} = 0$).

Os círculos exibidos na figura 4.6 correspondem à condutividade de spin magnônica (normalizada) reportada pelos autores para diferentes temperaturas onde pode-se notar que a mesma cresce monotonicamente com a temperatura. As linhas sólida e tracejada correspondem aos cálculos com e sem *damping* na taxa de relaxação, respectivamente, utilizando a equação A.12. Desprezando a dissipação na taxa de relaxação, o comportamento monotônico desaparece e um pico em aproximadamente 50 K surge, o que diverge dos resultados experimentais. De maneira oposta, ao considerar tal contribuição pode-se observar que o perfil da condutividade calculada segue a mesma tendência das medidas reportadas, demonstrando a importância do termo dissipativo na taxa de relaxação. É importante destacar que os resultados reportados na referência [90] não correspondem à excitação de mágnons térmicos (via gradiente de temperatura), porém, conforme comentado no mesmo trabalho, espera-se que as propriedades de transporte não mudem significativamente com relação ao mecanismo de excitação adotado.

4.2 Efeito Seebeck de spin

O efeito Seebeck de spin (ESS) ocorre quando um material magnético é sujeito a um gradiente de temperatura, tendo como resposta uma corrente pura de spin. Sua observação foi possível com o auxílio do EHSI ao permitir a injeção da corrente de spin induzida em uma camada metálica com forte acoplamento spin-órbita. Como mencionado anteriormente, o ESS pode ser observado tanto na configuração transversal quanto na longitudinal e já foi investigado experimental e teoricamente em sistemas ferromagnéticos e antiferromagnéticos [73, 74].

Alguns modelos teóricos foram construídos com o intuito de esclarecer os mecanismos responsáveis pelo ESS longitudinal (figura 4.7). Um dos primeiros modelos, o proposto por Xiao *et al.* [17], baseia-se na equação de Landau-Lifshitz-Gilbert para discutir a dinâmica da magnetização do material magnético. Neste formalismo, a corrente de spin na interface surge devido a uma diferença entre as temperaturas efetivas dos mágnons e dos elétrons de condução (considerados em equilíbrio térmico com os fônons) do material condutor. Basso *et al.* [20] propuseram uma teoria termodinâmica fora do equilíbrio para calcular as propriedades do ESS na qual as forças características para a ocorrência do ESS estão associadas aos gradientes da magnetização (potencial) e temperatura. Já Rezende *et al.* [19] e Cornelissen *et al.* [21] propuseram um modelo a partir da teoria linear de Boltzmann. O primeiro associa a corrente de spin (mágnon) a uma distribuição na acumulação de mágnons ao longo da camada magnética, enquanto o segundo propõe que tanto um potencial químico de mágnons como uma temperatura de mágnons efetiva são elementos fundamentais para a existência do ESS; em um trabalho recente, a equivalência entre os dois últimos modelos é discutida.

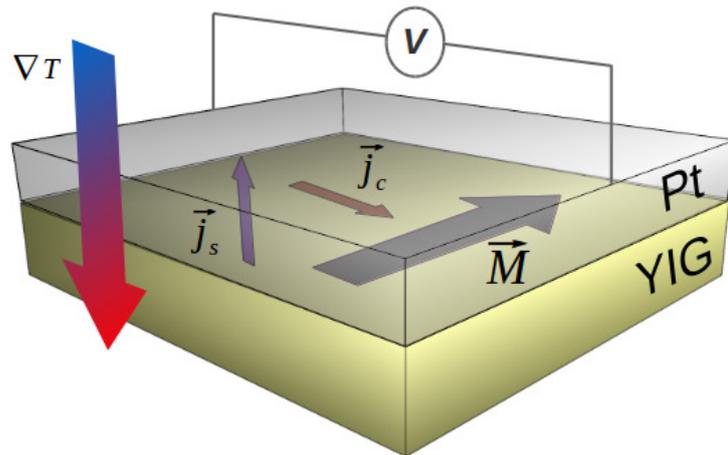


Figura 4.7: Configuração do efeito Seebeck de spin longitudinal. Um gradiente de temperatura gera uma corrente de spin em um material magnético.

A seguir, alguns resultados serão (re)apresentados a partir da teoria de Boltzmann a fim de verificar a influência do termo τ_r^{-1} (*damping*), introduzido na taxa de relaxação. Sendo assim, na presença de um gradiente de temperatura surge na camada magnética uma densidade de corrente de spin dada pela equação 4.1. A densidade de corrente de spin satisfaz a equação de continuidade (regime estacionário)

$$\frac{\nabla \cdot \mathbf{j}_s}{\hbar} = -\frac{\delta n}{\mathfrak{T}}, \quad (4.4)$$

onde \mathfrak{T} é o tempo de termalização entre os banhos de mágnon e fônons e δn é a acumulação de mágnons definida como [91,92]

$$\delta n = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k (n_k - n_k^0). \quad (4.5)$$

Considerando que a temperatura dos mágnons é aproximadamente igual à dos fônons ao longo da camada magnética ($T_m \approx T_f$), pode-se expandir o desvio no número de mágnons em primeira ordem, de modo que $(n_k - n_k^0) = \mu_m \left(\frac{\partial n_k}{\partial \mu_m} \right)_{\mu_m=0}$. Sendo assim, utilizando as equações 4.1, 4.4 e 4.5 com a expansão descrita, obtém-se a equação de difusão para o potencial químico magnônico

$$\nabla^2 \mu_m = \frac{\mu_m}{\lambda_m^2}. \quad (4.6)$$

Na equação acima, $\lambda_m = \left(\frac{\Sigma \sigma_m}{I'} \right)^{1/2}$ é o comprimento de difusão do potencial químico magnônico, enquanto $I' = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3 k \frac{\beta e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}$. Resolvendo a equação 4.6 e utilizando as condições de contorno adequadas, pode-se obter a densidade de corrente de spin (unidimensional) na interface

$$j_s^{int} = - \left[\left(\frac{\gamma \hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{2\pi M} \right) \left(\frac{L \lambda_m}{\sigma_m} \right) \right] I \rho \frac{\nabla T}{T}, \quad (4.7)$$

onde foi adotado $\nabla T_m \approx \nabla T$ (detalhes no apêndice B). Na equação acima, $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ é a condutividade de spin efetiva na interface, $I = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 k \frac{\phi e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}$, M é a saturação da magnetização e ρ é um fator geométrico que fornece a dependência da intensidade da corrente de spin com a espessura da camada magnética. Para o objeto de interesse (YIG), este fator pode ser escrito como

$$\rho = \frac{\left[\cosh \left(\frac{t_F}{\lambda_m} \right) - 1 \right]}{\left[\sinh \left(\frac{t_F}{\lambda_m} \right) \right]}, \quad (4.8)$$

onde t_F é a espessura da camada magnética. Note que quando $t_F \gg \lambda_m$ ($t_F \ll \lambda_m$), $\rho \rightarrow 1$ ($\rho \rightarrow 0$) - vide figura 4.8. A diferença de potencial criada na camada metálica devido ao EHSI pode ser calculada através da expressão

$$V_{EHSI} = R \left[\frac{2e}{\hbar} w \lambda \theta_{SH} \tanh \left(\frac{t}{2\lambda} \right) j_s^{int} \right], \quad (4.9)$$

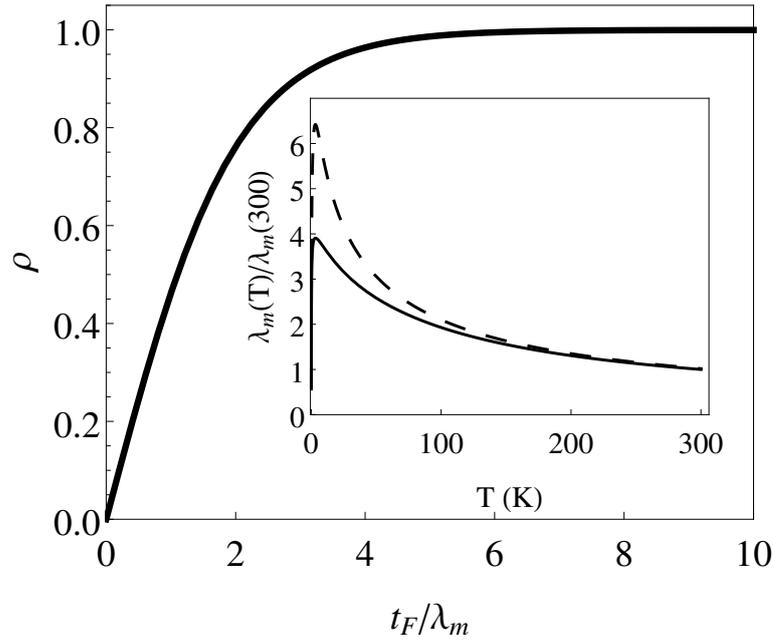


Figura 4.8: Comportamento do fator geométrico presente na equação 4.7 em função da razão t_F/λ_m . O gráfico interno mostra o comprimento de difusão dos mágnons (normalizado) em função da temperatura. As linhas sólida e tracejada foram calculadas para $\alpha_{mp} = 8,8 \times 10^{-5}$ e $\alpha_{mp} = 0$, respectivamente.

onde R , θ_{SH} , t , w e λ são a resistência, o ângulo Hall de spin, a espessura, a largura e o comprimento de difusão de spin do metal, respectivamente [18, 19].

A figura 4.9 exibe o perfil da tensão elétrica em função da temperatura para uma amostra de GGG/YIG/Pt submetida a diferentes gradientes de temperatura (GGG é o substrato $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$). Os cálculos são comparados com os dados experimentais reportados na referência [18], onde as espessuras das camadas de GGG, YIG e Pt foram, respectivamente, 0,5 mm, 8 μm e 6 nm. Como a camada magnética é da ordem de micrometros, a distribuição das temperaturas dos mágnons ao longo do material pode ser considerada linear. Sendo assim, o gradiente de temperatura pode ser escrito como $\nabla T = \Delta T/d$, onde ΔT é a diferença entre as temperaturas em cada extremidade da amostra e d é a espessura total da amostra. Os parâmetros adotados foram os seguintes: $\lambda = 2,2$ nm, $\theta_{SH} = 0,06$, $R = 166$ Ω , $(4\pi M) = 1,76$ kG¹, $h_0 = 1,0$ kOe, $w = 0,2$ cm, $\tau = 3$ ps e $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = 1,45 \times 10^{14}$ cm⁻². Vale frisar que além da magnetização todos os parâmetros da Pt foram considerados dependentes da temperatura. Sendo assim, adotou-se $M(T) = M[1,0 - 0,3(T/300)^2]$, $R(T) = R[0,7 + 0,3(T/300)]$, $\theta_{SH}(T) = \theta_{SH}[0,7 + 0,3(T/300)]$ e $\lambda(T) = \lambda[1,0 - 0,4(T/300)]$. Nas referências [18, 19] o comprimento de difusão da Pt foi considerado constante. Conforme relatado por Isasa *et al.* [93], tanto o ângulo Hall de spin quanto o comprimento de difusão variam com a temperatura. Isto justifica a utilização das expressões em função da temperatura para ambos os parâmetros, baseadas nos dados reportados na última referência.

¹Valores de λ, θ_{SH}, R e $4\pi M$ à temperatura ambiente.

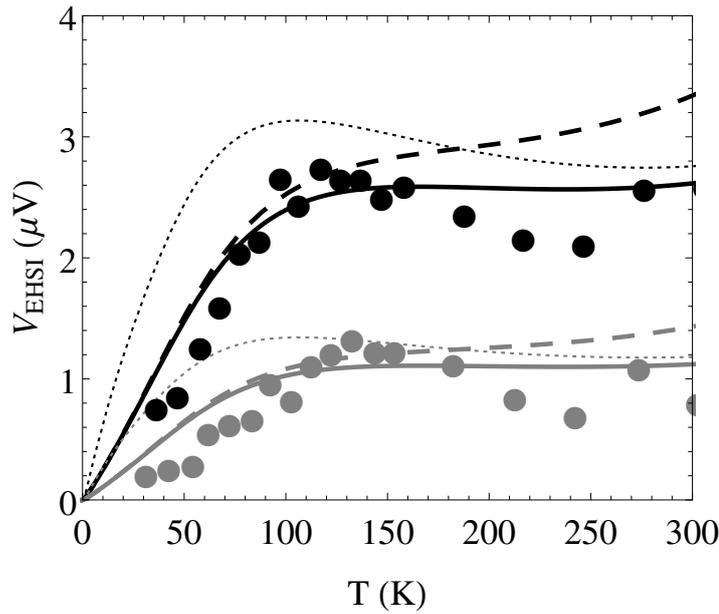


Figura 4.9: Voltagem EHSI calculada em função da temperatura. As linhas cinza e preta foram obtidas para ΔT iguais a 3 K e 7 K, respectivamente. Os círculos são dados experimentais extraídos da referência [18]. As linhas sólidas foram calculadas considerando $\lambda(T)$, enquanto nas tracejadas λ foi mantido constante. As linhas pontilhadas foram obtidas desprezando o *damping* ($\alpha_{mp} = 0$).

4.2.1 Contribuição do *damping* no efeito Seebeck de spin

Nesta seção o impacto do *damping* no ESS é investigado através de um estudo sistemático. Como pode ser observado na figura 4.10 (obtida adotando-se os mesmos parâmetros da figura 4.9), à temperatura ambiente e para $\Delta T = 7$ K, ocorre uma variação de $\sim 0,5 \mu V$ quando α_{mp} varia de $8,5 \times 10^{-5}$ para 60×10^{-5} .

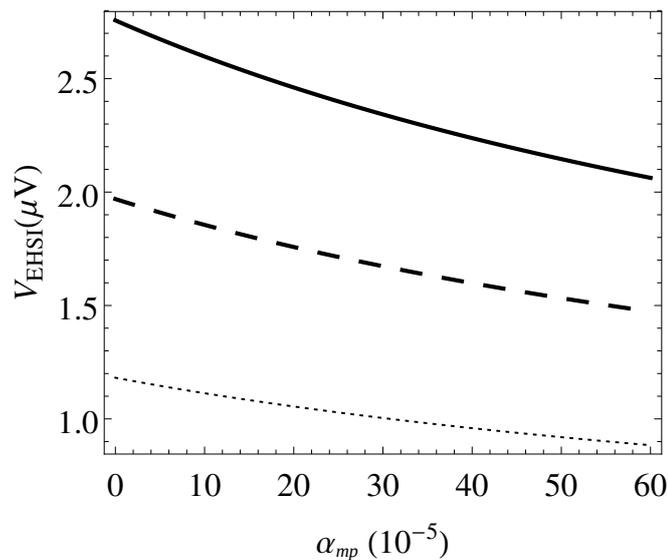


Figura 4.10: V_{EHSI} em função de α_{mp} . As linhas pontilhada, tracejada e contínua correspondem a $\Delta T = 3, 5$ e 7 K, respectivamente.

Chang *et al.* [82] realizaram medidas do ESS para diferentes gradientes de temperatura em amostras de YIG/Pt (figura 4.11). Nessas, os autores destacaram que os filmes de YIG apresentavam características estruturais e propriedades magnéticas muito similares, mas valores de *damping* significativamente diferentes (vide a faixa mencionada no parágrafo anterior) extraídos via medidas de RFM e atribuídos principalmente aos processos mágnon-fônon. Além disso, os autores observaram que o coeficiente Seebeck de spin ($\propto V_{EHSI}$) diminui quase linearmente com o aumento do *damping*; como pode ser verificado, a voltagem é afetada de forma significativa com o aumento do último.

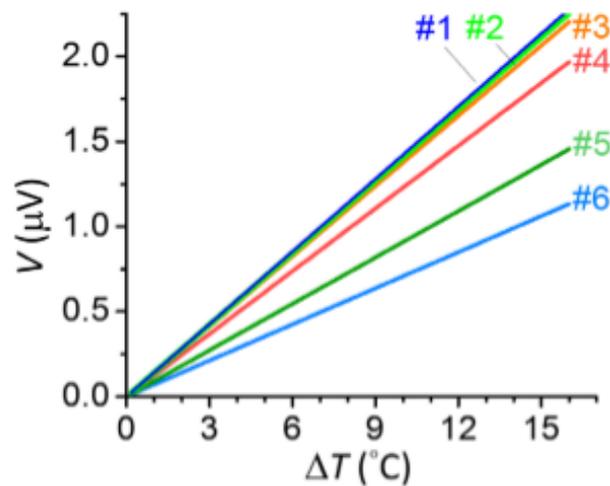


Figura 4.11: V_{EHSI} em função da diferença de temperatura aplicada. Cada reta corresponde a um *damping* diferente obtido via ressonância ferromagnética, sendo esse maior para a reta com menor inclinação (6). Figura adaptada da referência [82].

A fim de fazer uma comparação direta com os dados experimentais reportados na referência [82], a figura 4.12 exibe o cálculo da voltagem (normalizada) em função da diferença de temperatura para diferentes valores de *damping*.

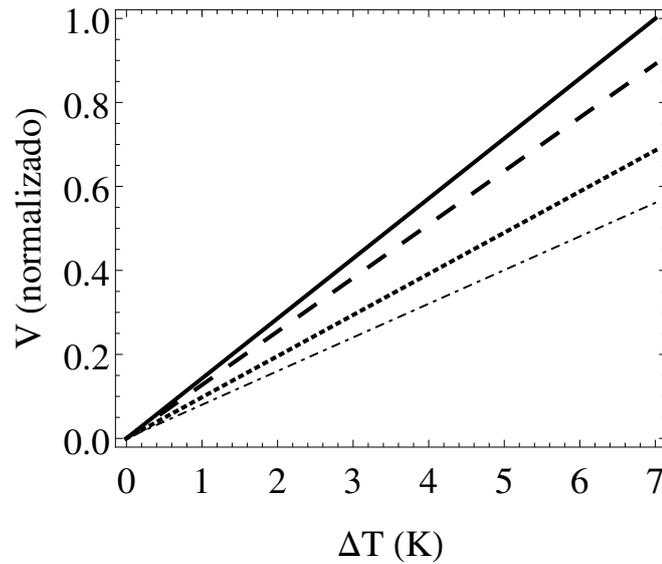


Figura 4.12: V (normalizado por $V_{EHSI}(\alpha_{mp} = 8 \times 10^{-5}, \Delta T = 7 \text{ K})$) em função de ΔT . Cada linha corresponde a um valor de $damping$, sendo esse crescente a partir da linha sólida.

Os valores adotados para α_{mp} com o propósito de se obter a figura 4.12 são da ordem de magnitude de $10^{-4} - 10^{-3}$, em bom acordo com os obtidos por Chang e com os valores aceitáveis na literatura para filmes de YIG. Embora os valores reportados por Chang para α_{mp} correspondam à dissipação do modo uniforme na rede cristalina, espera-se que o $damping$ associado à relaxação das ondas de spin siga a mesma tendência [82]. Nesse sentido, a figura 4.13 exibe o comportamento do sinal gerado pelo ESS em função dos valores de $damping$ adotados para a obtenção da figura 4.12; os círculos correspondem aos cálculos realizados e a linha tracejada é um fit linear. Novamente, um bom acordo pode ser observado para o comportamento da voltagem em função do $damping$, onde um decréscimo quase linear do sinal é acompanhado pelo aumento da dissipação mágnon-fônon.

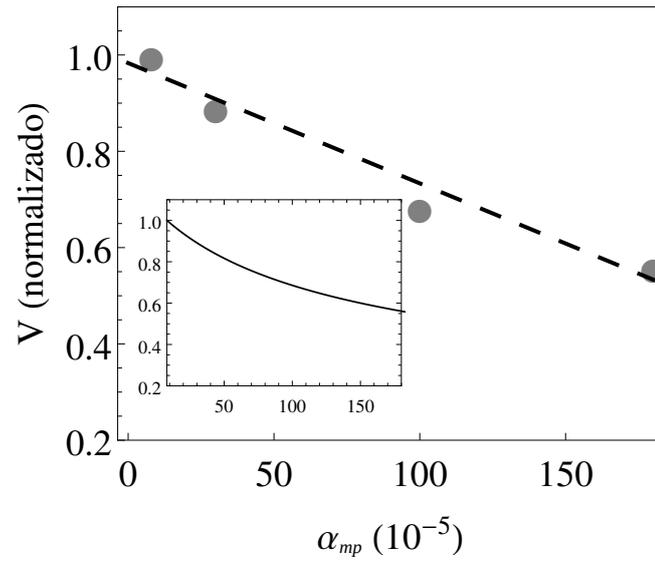


Figura 4.13: V (normalizado por $V_{EHSI}(\alpha_{mp} = 8 \times 10^{-5}, \Delta T = 7K)$) em função de α_{mp} . A linha tracejada corresponde a um fit linear dos pontos calculados. O gráfico interno (mesma escala do principal) exibe o cálculo de V em toda a faixa de α_{mp} .

Capítulo 5

Efeito Peltier de spin

Ano passado eu morri, mas esse ano eu não morro.

– BELCHIOR.

No capítulo anterior o efeito Seebeck de spin foi discutido no sistema YIG/Pt. Como ficou evidenciado, esse efeito tem atraído bastante atenção e vem sendo extensivamente investigado tanto experimental quanto teoricamente em função de diferentes parâmetros externos. Entretanto, seu recíproco, o efeito Peltier de spin, tem sido abordado somente nos últimos anos.

O efeito Peltier de spin (EPS) foi observado pela primeira vez por Flipse *et al.* no sistema bicamada YIG/Pt em 2014 [9]. Ao aplicar uma corrente de carga na Pt, esta converte-se em uma corrente de spin devido ao efeito Hall de spin [54]. Sendo a direção da corrente de carga perpendicular à polarização dos spins na Pt, de modo que a corrente de spin criada tenha direção perpendicular à interface YIG/Pt, uma acumulação de spin será criada nesta região. Consequentemente, os elétrons do metal irão interagir com os momentos localizados do isolante magnético havendo, assim, troca de energia e momento angular. Dependendo da polarização da acumulação de spin em relação à direção da magnetização, mágnons são excitados ou aniquilados, provocando uma mudança na temperatura do material magnético. Com o auxílio de termopares, os autores mediram uma variação de temperatura nas vizinhanças da interface do sistema (sinal característico do EPS) de aproximadamente 0,25 mK para uma densidade de corrente na Pt de 3×10^{10} A/m².

Em 2016, Daimon *et al.* realizaram medidas mais precisas do EPS através de imagens termográficas [77]. Utilizando esta técnica, os autores mediram uma variação de temperatura de aproximadamente 0,5 mK no mesmo sistema mas para uma densidade de corrente na Pt de 1×10^9 A/m², ou seja, uma ordem de grandeza maior do que o obtido por Flipse. Em um trabalho posterior [94], os autores ainda investigaram a resposta do EPS em função da corrente de carga na camada metálica e da espessura do material magnético (na faixa de micrometros), da qual os autores estimaram o comprimento de difusão de mágnons através de um ajuste com o modelo proposto por Rezende para o ESS (a saber, equação 4.8) [18].

Também utilizando o mapeamento por imagens termográficas, Uchida *et al.* [78] investigaram o aumento do sinal criado pelo EPS em função do número de camadas em um sistema composto por multicamadas.

Assim como no ESS, alguns modelos teóricos podem ser destacados a fim de descrever os mecanismos responsáveis para a ocorrência do EPS. Utilizando termodinâmica fora do equilíbrio, Basso *et al.* [20] calcularam a intensidade do EPS em acordo com os dados experimentais obtidos por Flipse. Já Ohnuma *et al.* [95] estimaram a variação da temperatura na interface através de um modelo microscópico baseado em funções de Green fora do equilíbrio, do qual obtiveram bom acordo com os resultados reportados por Daimon [77]. No formalismo de Boltzmann proposto por Cornelissen [21] os autores discutiram os comprimentos de difusão característicos do ESS e do EPS, mas não calcularam o sinal gerado pelo segundo efeito nem seu comportamento em função de outros parâmetros.

Recentemente, Daimon *et al.* [83] realizaram medidas do EPS em função da espessura da camada magnética na faixa de nanômetros. Neste trabalho, os autores testaram os formalismos desenvolvidos por Basso e Cornelissen descritos acima, onde obtiveram melhor acordo entre teoria e experimento utilizando aquele proposto pelo segundo; ao longo do desenvolvimento, foi considerado que o comprimento de difusão da temperatura magnônica é da ordem de alguns poucos nanômetros, como sugerido por Cornelissen. Além disso, os autores obtiveram uma expressão para a variação da temperatura considerando que esta é diretamente proporcional à densidade de corrente de carga no metal (e, conseqüentemente, à corrente de spin injetada na camada magnética). Portanto, os autores calcularam a densidade de corrente de spin na interface e, de posse desta, ajustaram os cálculos aos dados experimentais em função de alguns parâmetros (como o comprimento de difusão magnônico, por exemplo).

Nesta tese é proposto um modelo alternativo para calcular o sinal gerado pelo efeito Peltier de spin em um sistema FM/M, onde FM é um isolante ferromagnético e M um metal com forte acoplamento spin-órbita. A proposta baseia-se na teoria linear de Boltzmann e segue o formalismo adotado por Rezende para a investigação do efeito Seebeck de spin, no qual a densidade de corrente de spin (magnônica) é mediada pela difusão da acumulação de mágnons. A seguir, o modelo é apresentado e verificado através da comparação dos cálculos realizados com dados experimentais recentemente reportados na literatura.

5.1 Modelo

Seja um sistema formado por um filme isolante ferromagnético coberto por uma camada metálica paramagnética (FM/M) na qual é aplicada uma densidade de corrente de carga j_c , conforme ilustra a figura 5.1. Como discutido anteriormente, esta corrente de carga dará origem a uma corrente de spin devido ao efeito Hall de spin, provocando uma acumu-

lação de spin $\delta\mu_s$ na interface FM/M ($x = 0$). Sendo assim, os elétrons da camada metálica irão interagir com os momentos localizados da camada magnética, produzindo um torque de spin nestes. Se a polarização da acumulação de spin for antiparalela (paralela) em relação à direção da magnetização do material magnético, mágnons são criados (destruídos). Conforme será discutido mais à frente, tal mudança no número de mágnons é acompanhada por uma mudança na densidade de energia e, portanto, a uma variação da temperatura nas imediações da interface FM/M.

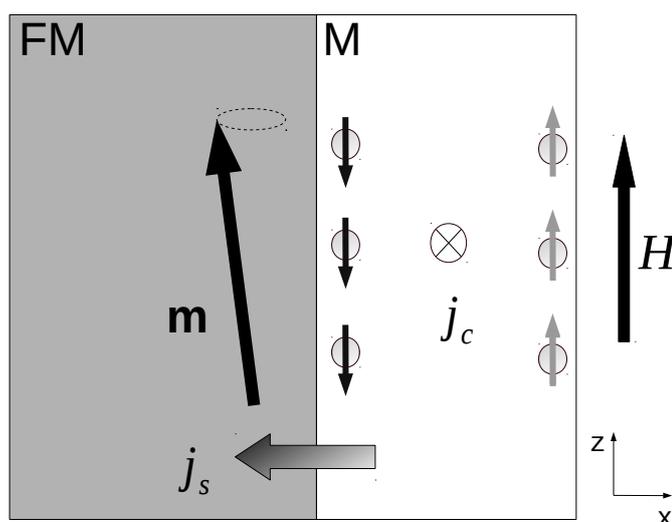


Figura 5.1: Ilustração do efeito Peltier de spin. FM e M representam um isolante magnético e um metal com forte acoplamento spin-órbita, respectivamente.

A densidade de corrente de spin através da interface é dada por [96,97]

$$\mathbf{j}_s = \frac{g_r}{4\pi} [\delta\mu_s - \hbar(\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}})], \quad (5.1)$$

onde g_r é a parte real da condutividade de spin na interface, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$ é o vetor unitário ao longo da direção da magnetização média e M é o valor de saturação da magnetização. O primeiro termo corresponde à contribuição devido à acumulação de spin na interface (responsável pelo torque de spin) enquanto o segundo se refere a uma corrente de retorno (*backflow*) reinjetada na camada metálica via bombeamento de spin devido à precessão dos momentos no material magnético. Como o material magnético é isolante, a corrente de spin será mediada pela excitação de ondas de spin. Neste sentido, considera-se um regime difusivo no qual os mágnons serão responsáveis pelo transporte de spin e suas propriedades. De acordo com a teoria de Boltzmann na aproximação de tempo de relaxação e na ausência

de forças, o desvio no número de mágnons pode ser escrito como

$$\delta n_k = n_k - n_k^0 = -\tau_k \mathbf{v}_k \cdot \nabla n_k, \quad (5.2)$$

onde $n_k^{(0)}$, τ_k e \mathbf{v}_k são o número de mágnons (em equilíbrio) dado pela distribuição de Bose-Einstein, o tempo de relaxação e a velocidade de grupo do mágnon com vetor de onda \mathbf{k} , respectivamente. Partindo da expressão $\mathbf{j}_s = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3 k \delta n_k \mathbf{v}_k$ para a corrente de spin, pode-se reescrevê-la, com o uso da equação 5.2, como

$$\mathbf{j}_s = -\frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3 k \tau_k (\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{v}_k) \left[\nabla \delta n_k + \left(\frac{\partial n_k^0}{\partial T_m} \right) \nabla T_m \right]. \quad (5.3)$$

Rezende *et al.* [19] propuseram que, para pequenas perturbações, o desvio na distribuição do número de mágnons em equilíbrio pode ser escrito como $\delta n_k = (n_k^0 \varepsilon_k) g(\mathbf{r})$, onde ε_k é a energia do mágnon no estado k e $g(\mathbf{r})$ é uma distribuição espacial que pode ser obtida com o uso da expressão 4.5 para a acumulação de mágnons. Sendo assim, considerando uma densidade de corrente de spin unidimensional e na direção \hat{x} , a equação 5.3 pode ser reescrita como

$$j_s = -\hbar D_m \nabla_x \delta n - L_m \nabla_x T_m. \quad (5.4)$$

O primeiro termo corresponde à contribuição devido à distribuição espacial da acumulação de mágnons e o segundo ao fluxo de mágnons devido ao gradiente de temperatura. Além disso, D_m e L_m são o coeficiente de difusão dos mágnons e o coeficiente Seebeck de spin, respectivamente. Explicitamente, eles são definidos como

$$D_m = \frac{1}{3I_0(2\pi)^3} \int d^3 k \tau_k v_k^2 n_k^0 \varepsilon_k \quad (5.5a)$$

$$L_m = \frac{\hbar}{3(2\pi)^3} \int d^3 k \tau_k v_k^2 \left(\frac{\partial n_k^0}{\partial T_m} \right), \quad (5.5b)$$

onde $I_0 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 k n_k^0 \varepsilon_k$ é uma integral a ser resolvida.

No regime estacionário e na aproximação de tempo de relaxação, a equação de continuidade da corrente para o transporte de mágnons é $\nabla \cdot \mathbf{j}_s = -\hbar \frac{\delta n}{\tau_{mp}}$, onde τ_{mp} é o tempo de termalização entre os banhos de mágnon e fônon. Como será visto adiante, a variação de temperatura (ou seja, o sinal devido ao EPS) é da ordem de alguns mK. Uma vez que

os cálculos serão efetuados à temperatura ambiente, considera-se que o segundo termo da equação 5.4 contribui desprezivelmente para a difusão da acumulação de mágnons. Sendo assim, substituindo a equação 5.4 na equação de continuidade, chega-se à equação de difusão para a acumulação de mágnons

$$\nabla^2 \delta n = \frac{\delta n}{l_m^2}. \quad (5.6)$$

A equação 5.6 contém o comprimento de difusão dos mágnons, o qual é definido como $l_m = \sqrt{D_m \tau_{mp}}$. Sua solução é da forma

$$\delta n(x) = A \sinh\left(\frac{x + t_F}{l_m}\right) + B \cosh\left(\frac{x + t_F}{l_m}\right), \quad (5.7)$$

o que permite obter

$$j_s(x) = -\frac{\hbar D_m}{l_m} \left[A \cosh\left(\frac{x + t_F}{l_m}\right) + B \sinh\left(\frac{x + t_F}{l_m}\right) \right] - L_m \nabla T_m, \quad (5.8)$$

onde t_F é a espessura do material magnético. Os coeficientes A e B são calculados a partir das condições de contorno conforme as considerações que seguem.

Para a obtenção dos coeficientes na equação 5.8 considera-se que tanto a corrente quanto a acumulação de mágnons na interface oposta à interface FM/M (ou seja, $x = -t_F$) são nulas. Nos experimentos realizados para observar o EPS, as amostras são compostas por um filme magnético depositado em um substrato e coberto por uma camada metálica paramagnética. A corrente de spin é considerada nula em $x = -t_F$ porque o substrato não possui portadores de spin; portanto, $j_s(-t_F) = 0$. A acumulação de mágnons também é considerada como nula nesta posição a partir das seguintes premissas. No regime em que $t_F \gg l_m$, a acumulação de mágnons gerada na interface FM/M se difunde na camada magnética e relaxa antes de alcançar a interface oposta (substrato/FM). No regime oposto, ou seja, $t_F \ll l_m$, considera-se o quadro no qual a relaxação entre as temperaturas dos mágnons e dos fônons passa a desempenhar um papel importante e o potencial químico magnônico é negligenciado ($\mu_m \approx 0$) [98]. Sendo assim, os mágnons acumulados na interface substrato/FM irão interagir com os fônons do substrato, cuja intensidade será caracterizada pela resistência térmica magnônica interfacial (Kapitza). Na referência [98], os autores definiram um comprimento característico (ℓ^*) proporcional a esta resistência. De posse deste coeficiente, eles investigaram a não-monotonicidade do efeito Seebeck de spin em amostras finas de YIG, onde tal comportamento foi alcançado levando em consideração valores pequenos de ℓ^* ($\ell^* \ll l_m$). Em outras palavras, isto significa que uma eficiente termalização ocorre entre os mágnons da camada magnética e os fônons do substrato, com este último atuando como um reservatório em equilíbrio térmico. Lembrando que a acumulação de mágnons pode ser parametrizada como $\delta n(x) = \delta n[\mu_m(x), T_m(x)]$ e, adotando uma efici-

ente transferência de energia entre os banhos de mágnons e fônons, pode-se então afirmar que $\delta n(-t_F) = 0$. Por fim, diante do exposto acima, obtém-se imediatamente que $B = 0$ e $A = \delta n(0)/\sinh\left(\frac{t_F}{l_m}\right)$.

Quando mágnons são excitados (destruídos) no material magnético, uma mudança na densidade de energia magnônica ocorre. Esta variação pode ser calculada através de

$$\delta\varepsilon(x) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k \varepsilon_k \delta n_k(x). \quad (5.9)$$

Lembrando que, para pequenos desvios no número de mágnons $\delta n_k(x) = n_k^0 \varepsilon_k \frac{\delta n(x)}{I_0}$, e substituindo tal aproximação na equação 5.9, pode-se chegar a

$$\delta\varepsilon = \frac{1}{I_0(2\pi)^3} \int d^3k n_k^0 \varepsilon_k^2 \left[\frac{\delta n}{\delta T} \right] \delta T, \quad (5.10)$$

onde δT representa a variação de temperatura magnônica. Considerando que nas vizinhanças da interface FM/M vale a substituição $\left[\frac{\delta n}{\delta T} \right] \rightarrow \frac{\partial n^0}{\partial T}$, pode-se mostrar que

$$\delta\varepsilon(0) = \frac{k_B k_m^3}{2\pi^2} \left(\frac{\mathfrak{S}_1 \mathfrak{S}_2}{\mathfrak{S}_0} \right) \delta T(0), \quad (5.11)$$

sendo \mathfrak{S}_j integrais a serem calculadas; a saber,

$$\mathfrak{S}_0 = \int_0^1 dq q^2 \frac{\phi}{(e^\phi - 1)}, \quad (5.12a)$$

$$\mathfrak{S}_1 = \int_0^1 dq q^2 \frac{\phi^2}{(e^\phi - 1)}, \quad (5.12b)$$

$$\mathfrak{S}_2 = \int_0^1 dq q^2 \frac{\phi e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}. \quad (5.12c)$$

Vale destacar que as integrais foram obtidas ao considerar superfícies de energia esféricas. Além disso, $q = k/k_m$ e $\phi = \beta\varepsilon_k = \varepsilon_k(k_B T)^{-1}$, onde o índice na temperatura foi suprimido uma vez que a temperatura dos mágnons é considerada aproximadamente a mesma dos fônons em todo o espaço (na verdade, T_m e T_f podem apresentar valores distintos - sobretudo no regime $t_F \ll l_m$ - mas será considerado $T_m \approx T_f \approx T$ uma vez que os cálculos serão realizados à temperatura ambiente). De posse das eqs. (5.9)–(5.11), encontra-se a densidade de corrente na interface ($x = 0$)

$$j_s^{int} = -\frac{\hbar \mathfrak{D}_m}{l_m} \coth\left(\frac{t_F}{l_m}\right) \delta n(0), \quad (5.13)$$

onde $\mathcal{D}_m = D_m + \frac{2\pi^2 L_m T}{\hbar \mathfrak{S}_2 k_m^3}$. Retornando à equação 5.1, pode-se mostrar que a corrente na interface polarizada em z é

$$j_s^{int} = -\frac{g_r}{4\pi} \delta\mu_s + \frac{\gamma \hbar g_r}{M(2\pi)^4} \int d^3k \varepsilon_k \delta n_k. \quad (5.14)$$

A equação 5.14 foi obtida considerando um alinhamento antiparalelo da acumulação de spin em relação à magnetização ($\delta\mu_s \rightarrow -\delta\mu_s$); para detalhes do segundo termo, vide apêndice B. Segue que, com as equações 5.13 e 5.14, é possível obter

$$\delta n(0) = \frac{g_r}{4\pi} \frac{\delta\mu_s}{a} \left[\frac{1}{\text{Scoth}(t_F/l_m) + 1} \right], \quad (5.15)$$

onde $S = \frac{\hbar \mathcal{D}_m}{a l_m}$ e $a = \frac{\mathfrak{S}_1}{\mathfrak{S}_0} \frac{\gamma \hbar g_r}{2\pi M \beta}$. A equação 5.15 fornece a acumulação de mágnons na interface em função da acumulação de spin e da espessura da camada magnética. Para calcular a variação da temperatura nesta região, basta relacionar δn e δT através das equações 5.9 e 5.11. Fazendo isto, chega-se finalmente ao sinal produzido pelo EPS [99]

$$\delta T(0) = \frac{(4\pi M)\pi}{4\gamma \hbar k_B k_m^3} \left(\frac{\mathfrak{S}_0}{\mathfrak{S}_1 \mathfrak{S}_2} \right) \left[\frac{\delta\mu_s}{\text{Scoth}(t_F/l_m) + 1} \right]. \quad (5.16)$$

5.2 Resultados e discussão

Nesta seção, o modelo proposto será aplicado ao sistema YIG/Pt e comparado com os dados experimentais recentemente reportados na literatura. Todavia, para calcular o sinal gerado pelo EPS será necessário obter antes $\delta\mu_s$, \mathcal{D}_m , l_m e as integrais \mathfrak{S}_0 , \mathfrak{S}_1 e \mathfrak{S}_2 .

5.2.1 Variação da temperatura na interface YIG/Pt

A acumulação de spin $\delta\mu_s$ criada devido ao efeito Hall de spin na camada metálica é calculada através da expressão [95]

$$\delta\mu_s = 2e\theta_{SH}\rho_N\lambda_N \tanh\left(\frac{t_N}{2\lambda_N}\right) j_c, \quad (5.17)$$

onde e , θ_{SH} , ρ_N , λ_N e t_N são a carga elétrica, o ângulo Hall de spin, a resistividade, o comprimento de difusão de spin e a espessura da camada metálica, respectivamente. Para a Pt, adotou-se os parâmetros obtidos por Liu [100] (os dados podem ser encontrados de forma mais organizada na referência [93]), a saber, $\theta_{SH} = 0,06$, $\lambda_N = 1,4$ nm e $\rho_N = 0,2$ $\mu\Omega$.m. Para uma densidade de corrente $j_c = 1,0 \times 10^9$ A/m² aplicada em uma camada de Pt com espessura $t_N = 5$ nm, a acumulação de spin na interface será $\delta\mu_s = 3,17 \times 10^{-8}$ eV.

Para os cálculos dos coeficientes D_m e L_m (e, conseqüentemente, \mathfrak{D}_m), deve-se antes especificar as expressões para τ_k e ν_k . Como no cálculo da condutividade térmica magnônica (e no estudo do ESS), será usado $\tau_k = \tau_0/\eta_q$, sendo η_q a mesma taxa de relaxação adimensional adotada no capítulo anterior. A velocidade ν_k é calculada através de $\nu_k = \frac{\partial\omega_k}{\partial k}$; à temperatura ambiente, a relação de dispersão mais adequada será aquela dada pela equação 3.33. Sendo assim, obtém-se $\nu_k = \frac{\partial\omega_k}{\partial k} = \left(\frac{\pi\omega_{ZB}}{2k_m}\right) \sin\left(q\frac{\pi}{2}\right)$, o que possibilita reescrever as equações 5.5a e 5.5b como

$$D_m = \frac{\mathfrak{S}_3}{\mathfrak{S}_0} \frac{\tau_0}{12} \left(\frac{\pi\omega_{ZB}}{k_m}\right)^2 \quad (5.18a)$$

$$L_m = \frac{\hbar k_m \tau_0 \omega_{ZB}^2}{24T} \mathfrak{S}_4, \quad (5.18b)$$

sendo as integrais \mathfrak{S}_3 e \mathfrak{S}_4 definidas como

$$\mathfrak{S}_3 = \int_0^1 dq q^2 \sin^2\left(\frac{\pi q}{2}\right) \frac{\phi}{\eta_q(e^\phi - 1)} \quad (5.19a)$$

$$\mathfrak{S}_4 = \int_0^1 dq q^2 \sin^2\left(\frac{\pi q}{2}\right) \frac{\phi e^\phi}{\eta_q(e^\phi - 1)^2}. \quad (5.19b)$$

Adotando $\omega_{ZB} = 6,0 \times 10^{13}$ Hz, $\gamma = 1,76 \times 10^7$ (Oe.s) $^{-1}$, $\tau_0 = 5 \times 10^{-8}$ s, $k_m = 3,50 \times 10^7$ cm $^{-1}$, $\alpha_{mp} = 8,8 \times 10^{-5}$, $h_0 = 200$ Oe e $T = 300$ K, obtêm-se numericamente $\mathfrak{S}_0 = 0,20$, $\mathfrak{S}_1 = 0,18$, $\mathfrak{S}_2 = 0,54$, $\mathfrak{S}_3 = 5,37 \times 10^{-5}$ e $\mathfrak{S}_4 = 1,31 \times 10^{-4}$, que levam a $\mathfrak{D}_m = 61,72$ cm 2 /s.

A fim de estimar o comprimento de difusão magnônico no YIG, Daimon *et al.* utilizaram alguns modelos da literatura e obtiveram l_m da ordem de alguns micrometros. Na verdade, em um primeiro momento, os autores utilizaram o modelo proposto por Rezende *et al.* para o efeito Seebeck de spin e obtiveram $l_m \approx 1,3$ μm para filmes de YIG na faixa de 2 a 110 μm de espessura [94]. Mais recentemente, os autores realizaram medidas do EPS em amostras com espessuras menores ($\sim 0,1 - 10$ μm). Utilizando o formalismo desenvolvido por Basso [20], os autores obtiveram um comprimento de difusão magnônico de 0,6 μm ao ajustar a teoria com as medidas experimentais. Entretanto, o melhor ajuste foi obtido com a aplicação do formalismo proposto por Cornelissen, do qual eles extraíram $l_m \approx 3,9$ μm . Esta ordem de magnitude para l_m é alcançada aqui adotando-se τ_{mp} da ordem de ns. Portanto, fazendo $\tau_{mp} = 1$ ns, pôde-se obter $l_m = 1,8$ μm .

Finalmente, os únicos parâmetros pendentes para calcular a variação da temperatura na interface com a equação 5.16 são M e g_r . Fazendo $(4\pi M) = 1,76$ kG e $g_r = 2,0 \times 10^{14}$ cm $^{-2}$, chega-se a $\delta T(0) = 0,4$ mK, em bom acordo com o valor obtido por Daimon [77] para amostras de YIG(112 μm)/Pt(5 nm). Para as espessuras de YIG e Pt descritas e para a mesma densidade de corrente utilizada no cálculo da acumulação de spin ($j_c = 1,0 \times 10^9$ A/m 2), eles obtiveram uma variação de aproximadamente 0,5 mK.

5.2.2 Comportamento do efeito Peltier de spin em função da espessura e da corrente de carga

Conforme mencionado na subseção acima, Daimon *et al.* [94] investigaram a dependência do sinal gerado pelo EPS em função da corrente de carga (J_c) e da espessura da camada de YIG. A figura 5.2 exibe o cálculo de $\delta T(0)$ em função de ambos os parâmetros com a equação 5.16 em conjunto com os dados experimentais extraídos da referência [94], onde pode ser notado um bom acordo entre a teoria e os dados experimentais. Vale frisar que as medidas foram realizadas em filmes de YIG com espessuras acima de $2 \mu\text{m}$ (note que, acima de aproximadamente $5 \mu\text{m}$, o valor de saturação do sinal é atingido).

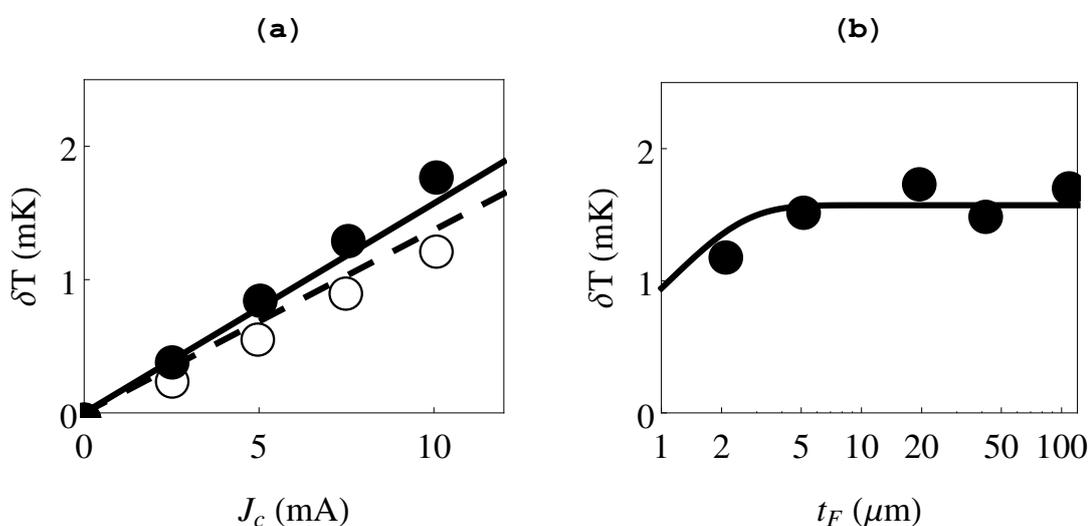


Figura 5.2: Cálculo de δT na interface YIG/Pt (a) em função da corrente de carga J_c . As linhas tracejada e sólida foram calculadas e os círculos vazios e cheios representam os dados experimentais para filmes de YIG com espessuras de $2,1 \mu\text{m}$ e $109 \mu\text{m}$, respectivamente (a camada de Pt tem 5 nm). (b) δT em função da espessura para $J_c = 10 \text{ mA}$. Os dados experimentais foram extraídos da referência [94].

Em 2019 [83], medidas da variação da temperatura provocada pelo EPS foram realizadas em filmes de YIG com espessuras menores (a espessura da camada magnética variava de $\sim 0,1$ a $10 \mu\text{m}$). Neste trabalho, os filmes de YIG tinham formato de cunha e foram cobertos com uma camada de Pt. Conforme mencionado anteriormente, os autores testaram os modelos propostos por Basso e Cornelissen, dos quais o melhor ajuste foi obtido com o último. Sendo assim, os autores consideraram que a distribuição das temperaturas dos mágnons é apenas relevante na faixa de alguns nanômetros a partir da interface da bicamada e calcularam a corrente de spin através da mesma. A partir desta, relacionaram a variação da temperatura na interface com a corrente considerando que ambas são diretamente proporcionais ($\delta T(0) \propto j_s^{int}$). Destarte, eles obtiveram a expressão $\delta T(0) \propto [C \coth(t_F/l_m) - C + 1]^{-1}$, onde C foi tomado como um parâmetro de ajuste. Aqui, por sua vez, $\delta T(0)$ é calculada com a equação 5.16 obtida a partir da difusão da acumulação de mágnons.

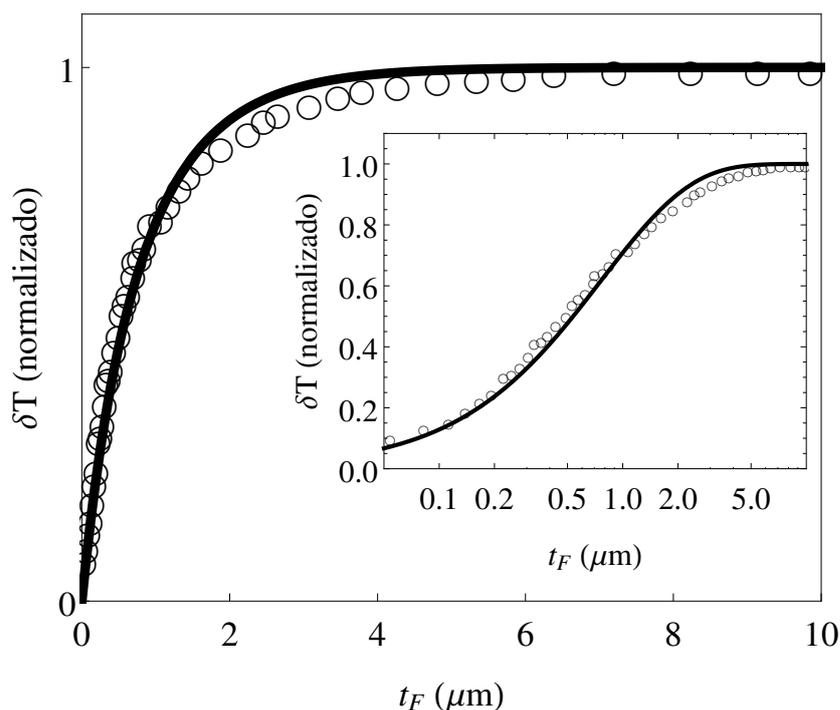


Figura 5.3: Cálculo de δT (normalizado) na interface do sistema YIG/Pt em função da espessura da camada magnética. A linha cheia e os círculos correspondem aos cálculos e aos dados experimentais [83], respectivamente. O gráfico interno exhibe os mesmos resultados com o eixo das espessuras em escala logarítmica.

A figura 5.3 exhibe os dados experimentais e o cálculo para a variação da temperatura na interface normalizada (pelo valor de saturação) em função da espessura da camada de YIG. A linha contínua foi obtida tomando k_m e g_r como dois parâmetros ajustáveis. Como mencionado no capítulo 3, o módulo de k na fronteira da zona de Brillouin pode assumir valores na faixa entre $1,99 \times 10^7 - 3,52 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$, dependendo da direção do vetor de onda [44]. Já a parte real da condutividade de spin na interface pode assumir valores na faixa de $10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ no sistema YIG/Pt [61, 101]. Sendo assim, a linha da figura 5.3 foi obtida mantendo-se os mesmos valores utilizados para a obtenção da figura 5.2, exceto para g_r e k_m , onde adotou-se, respectivamente, $7,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ e $3,4 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$. O gráfico interno mostra o mesmo cálculo mas em escala logarítmica, exibindo um excelente acordo entre teoria e experimento. Por fim, destaca-se aqui que para o valor adotado para k_m , o comprimento de difusão calculado foi $l_m = 1,85 \mu\text{m}$, consistente com o obtido anteriormente e com os valores estimados na literatura.

Em resumo, este capítulo propôs um modelo para calcular a variação de temperatura na interface do sistema YIG/Pt como consequência do efeito Peltier de spin. A expressão obtida em função da acumulação de spin (e, conseqüentemente, da corrente de carga) e da espessura da camada magnética resolve satisfatoriamente os dados experimentais em função de ambos os parâmetros. Vale destacar ainda que o modelo se aplica bem às medidas recentemente reportadas em amostras de YIG com espessuras acima de $\sim 50 \text{ nm}$, possibilitando extrair um comprimento de difusão magnônico da ordem de $\sim 2 \mu\text{m}$.

Conclusão

Esta tese teve por objetivo investigar os efeitos Seebeck e Peltier de spin em um sistema ferromagnético isolante a partir da teoria de Boltzmann na aproximação de tempo de relaxação. Para tal, foram considerados os processos mágnon-mágnon e mágnon-fônon na taxa de relaxação total, sendo o último abordado fenomenologicamente através de um parâmetro de amortecimento correspondente à dissipação dos mágnons para a rede cristalina. Os cálculos desenvolvidos foram então comparados com os dados experimentais existentes na literatura para o material YIG. Como pôde ser verificado inicialmente, a condutividade térmica magnônica foi obtida e a sua contribuição na condutividade total foi investigada no regime de baixas energias e na presença de campos intensos, onde a aproximação de canais independentes foi empregada. Na referência [44] os autores atribuíram a redução na condutividade térmica magnônica com a aplicação do campo à redução no número de mágnons termicamente excitados e, conseqüentemente, aos espalhamentos mágnon-mágnon sofridos. Assim, a redistribuição da energia pelo banho de mágnons seria afetada pela atenuação dos processos mágnon-mágnon, mitigando a contribuição magnônica na condutividade. Aqui, tal diminuição é atribuída ao termo mágnon-fônon considerado na taxa de relaxação. Uma vez que este termo depende da relação de dispersão dos mágnons, seu valor será aumentado com a aplicação do campo magnético. Portanto, a interpretação para a redução na condutividade é associada ao aumento da relaxação mágnon-fônon e, então, da dissipação para a rede cristalina.

Além da condutividade, a influência da dissipação mágnon-fônon no efeito Seebeck de spin foi analisada através de um estudo sistemático. Os valores estimados na literatura para o *damping* em filmes de YIG encontram-se na faixa de $10^{-5} - 10^{-3}$. À temperatura ambiente, a contribuição da dissipação para a rede praticamente não afeta as propriedades de transporte quando o *damping* muda de 10^{-5} para 10^{-4} ; um decréscimo de aproximadamente 10% da condutividade térmica magnônica e do efeito Seebeck de spin foi observado (vide figuras 4.5 e 4.10). Isso pode ser justificado pelo fato dos espalhamentos do tipo 4-mágnons serem dominantes nesta região de energia, onde mágnons com vetor de onda grande são excitados. Entretanto, para uma mudança de 10^{-4} para 10^{-3} as respostas ao gradiente de temperatura variam de forma mais significativa (um decréscimo de aproximadamente 40% pode ser notado, que pode ser atribuído ao efeito competitivo que a dissipação mágnon-fônon passa a desempenhar em relação aos processos mágnon-mágnon na taxa de

relaxação). Tal resultado é compatível com as medidas experimentais recentemente reportadas onde um decréscimo quase linear do coeficiente Seebeck de spin acompanhado pelo acréscimo do *damping* à temperatura ambiente foi observado em filmes de YIG na presença de um gradiente de temperatura.

A segunda parte dos resultados desta tese concentrou-se na apresentação de um modelo para o efeito Peltier de spin no mesmo sistema utilizado na primeira parte. Este, por sua vez, considera um regime no qual os mágnons excitados se difundem na camada magnética quando uma corrente de spin é injetada na mesma; tal injeção pode ser realizada com o auxílio do efeito Hall de spin em um metal acoplado ao sistema magnético dando origem a uma acumulação de spin na interface. A interação dos momentos dos elétrons de condução com os momentos localizados do material magnético provoca uma variação na densidade de energia dos mágnons que é associada principalmente à variação da temperatura na interface. O modelo desenvolvido possibilitou calcular o efeito Peltier de spin em função de parâmetros externos como a espessura da camada magnética e a intensidade da corrente de carga aplicada na camada metálica. Não obstante os modelos dispostos na literatura calcularem o comportamento linear do efeito com a corrente de carga, um estudo sólido em função da espessura se fazia necessário. Neste sentido, a proposta aqui desenvolvida fornece uma expressão a fim de contribuir para a elucidação da física por trás desse efeito. Como pôde ser verificado, o modelo calcula satisfatoriamente a variação da temperatura provocada pelo efeito Peltier de spin na interface em função da corrente de carga e da espessura da camada magnética e, além disso, fornece uma estimativa para o comprimento de difusão magnônico, cujo valor obtido foi de $\approx 2 \mu\text{m}$, em bom acordo com as discussões recentemente reportadas.

Em suma, o desenvolvimento das propostas aqui apresentadas, além de aprofundarem a discussão acerca dos efeitos Seebeck e Peltier de spin em um sistema “ferromagnético” isolante (YIG), estimulam pesquisas teóricas e experimentais no campo da spincaloritronica. Destarte, algumas perspectivas podem ser traçadas como, por exemplo, a investigação experimental das condutividades térmica e de spin magnônicas em filmes de YIG com diferentes valores de *damping*. Já com relação ao efeito Peltier de spin, o modelo proposto calcula apenas a variação de temperatura provocada na interface FM/M. Portanto, ainda faz-se necessário um estudo da distribuição de temperaturas na camada magnética provocada por esse efeito, bem como da sua dependência em função de outros parâmetros externos (como temperatura e campo magnético). Em tempo, também faz-se necessária a investigação da intensidade do efeito Peltier de spin em outros sistemas magnéticos (metais ferromagnéticos, isolantes antiferromagnéticos, entre outros); em 2018, o efeito Peltier de spin foi previsto teoricamente em isolantes antiferromagnéticos [102]. Espera-se que o modelo desenvolvido nesta tese baseado na difusão da acumulação de mágnons possa ser estendido para esse tipo de sistema, de forma análoga ao estudo do efeito Seebeck de spin em (anti)ferromagnetos isolantes.

Apêndice A

Coeficientes de transporte magnônicos em um ferromagneto isolante

De acordo com a teoria de Boltzmann desenvolvida no capítulo 1, a derivada temporal da função de distribuição que descreve uma espécie de portadores pode ser separada em três partes, ou seja, um termo de difusão, um termo devido à presença de campos externos e um termo devido aos espalhamentos e colisões. Sendo assim, dentro de um regime estacionário,

$$\frac{\mathbf{F}}{\hbar} \cdot \nabla_k f_k + \mathbf{v}_k \cdot \nabla f_k - \left(\frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{\text{col}} = 0. \quad (\text{A.1})$$

A equação de Boltzmann será aplicada no estudo dos efeitos Seebeck de spin e Peltier de spin. Em ambas as situações, as correntes de calor e spin desejadas serão mediadas por mágnons. Neste caso, na ausência de forças externas ($\mathbf{F} = 0$) e fazendo a substituição $f_k \rightarrow n_k = n_k(\mu_m, T_m)$ [21], a equação A.1 pode ser reescrita como

$$\mathbf{v}_k \cdot \nabla n_k = \left(\frac{\partial n_k}{\partial t} \right)_{\text{col}}, \quad (\text{A.2})$$

sendo $n_k = \left[e^{\beta_m(\varepsilon_k - \mu_m)} - 1 \right]^{-1}$ a distribuição de Bose-Einstein fora do equilíbrio. Para pequenas perturbações (regime linear), n_k pode ser expandida em primeira ordem em termos da temperatura e do potencial químico magnônicos, o que resulta em

$$n_k \approx n_k^0 + \left(\frac{\partial n_k}{\partial T_m} \right) (T_m - T_f) + \left(\frac{\partial n_k}{\partial \mu_m} \right) \mu_m, \quad (\text{A.3})$$

onde T_f é a temperatura do banho de fônons. Além disso, n_k^0 é a distribuição correspondente ao equilíbrio e as derivadas são calculadas nesta condição, ou seja, $T_m = T_f$ e $\mu_m = 0$. A

substituição da equação acima em A.2 leva a

$$\mathbf{v}_k \cdot \nabla \left[\left(\frac{\partial n_k}{\partial T_m} \right) (T_m - T_f) + \left(\frac{\partial n_k}{\partial \mu_m} \right) \mu_m \right] = \left(\frac{\partial n_k}{\partial t} \right)_{\text{col}}. \quad (\text{A.4})$$

No estudo do efeito Seebeck de spin será considerado o regime em que as temperaturas de mágnon e fônon são aproximadamente iguais ($T_m \approx T_f$). Isto possibilita incorporar a influência do termo proporcional a ∇T_f (arrasto de fônons - *phonon drag*) nos coeficientes de transporte que serão definidos. Como as derivadas são calculadas na condição de equilíbrio, pode-se identificar imediatamente as relações

$$\left(\frac{\partial n_k}{\partial \mu_m} \right) = - \left(\frac{\partial n_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right) \quad (\text{A.5a})$$

$$\left(\frac{\partial n_k}{\partial T_m} \right) = - \frac{\varepsilon_k}{T} \left(\frac{\partial n_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right), \quad (\text{A.5b})$$

onde o índice da temperatura foi suprimido. Por fim, substituindo a equação A.5 na equação A.4 e tomando a aproximação de tempo de relaxação dada pela equação 1.6, chega-se então ao desvio no número de mágnons em termos dos gradientes de temperatura e do potencial químico magnônicos como

$$\delta n_k = \tau_k \left(\frac{\partial n_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right) \mathbf{v}_k \cdot \left[\nabla \mu_m + \frac{\varepsilon_k}{T} \nabla T_m \right]. \quad (\text{A.6})$$

Definição das correntes de spin e calor magnônicas

Os coeficientes de transporte de interesse serão identificados a partir das densidades de corrente. Portanto, as densidades de corrente de spin e calor magnônicas são definidas, respectivamente, como [18, 21, 44]

$$\mathbf{j}_s = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3 k \mathbf{v}_k \delta n_k, \quad (\text{A.7a})$$

$$\mathbf{j}_Q = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3 k \mathbf{v}_k \omega_k \delta n_k, \quad (\text{A.7b})$$

onde \mathbf{v}_k é a velocidade de grupo do mágnon com vetor de onda \mathbf{k} . Inserindo a expressão para o desvio na distribuição de mágnons nas equações A.7a e A.7b, as densidades de corrente podem ser escritas na forma matricial em termos dos coeficientes de transporte como

$$\begin{pmatrix} \mathbf{j}_s \\ \mathbf{j}_Q \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \sigma_m & \frac{L}{T} \\ \frac{L}{\hbar} & \kappa_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla \mu_m \\ \nabla T_m \end{pmatrix}, \quad (\text{A.8})$$

onde

$$\sigma_m = \frac{\hbar \beta}{(2\pi)^3} \int d^3 k \tau_k (\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{v}_k) \frac{e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}, \quad (\text{A.9})$$

$$L = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3 k \tau_k (\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{v}_k) \frac{\phi e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}, \quad (\text{A.10})$$

$$\kappa_m = \frac{k_B}{(2\pi)^3} \int d^3 k \tau_k (\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{v}_k) \frac{\phi^2 e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}, \quad (\text{A.11})$$

são a condutividade de spin magnônica, o coeficiente Seebeck de spin (bulk) e a condutividade térmica magnônica, respectivamente. Por fim, $\phi = \beta \varepsilon_k$.

Cálculo dos coeficientes para o YIG

Para o cálculo do calor específico e da condutividade térmica magnônica, além do sinal gerado devido ao efeito Seebeck de spin, deve-se estabelecer as expressões para τ_k , ω_k e \mathbf{v}_k .

Como discutido no texto principal, o tempo de relaxação τ_k é calculado após fazer a substituição $\tau_k \rightarrow \tau_0 / \eta_q$, onde η_q é uma taxa de relaxação adimensional que contempla tanto os processos conservativos mágnon-mágnon (3-mágnons e 4-mágnons) quanto a dissipação mágnon-fônon (lembrando que $q = k/k_m$).

Para baixas energias, a relação de dispersão será proporcional ao quadrado do vetor de onda. Entretanto, para energias maiores (até a temperatura ambiente), a relação de dispersão quadrática não reproduz satisfatoriamente os resultados experimentais. Sendo assim, será utilizada a aproximação 3.33 para o cálculo dos coeficientes de transporte, onde considera-se que apenas o ramo acústico é excitado.

A velocidade de grupo \mathbf{v}_k é calculada derivando-se a frequência ω_k em relação ao vetor de onda. Para os casos estudados (correntes unidimensionais), considera-se que $\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{v}_k \rightarrow v_k^2/3$, onde $v_k = \frac{\partial \omega_k}{\partial k} = \left(\frac{\pi \omega_{ZB}}{2k_m} \right) \sin \left(q \frac{\pi}{2} \right)$.

Por fim, aplicando as considerações acima nas equações A.9, A.10 e A.11, considerando superfícies de energia esféricas e integrando sobre toda a primeira zona de Brillouin, os coeficientes magnônicos (utilizados na equação 4.7) finalmente podem ser calculados através das expressões

$$\sigma_m = \frac{\hbar\beta k_m \tau_0 \omega_{\text{ZB}}^2}{24} \int_0^1 dq q^2 \text{sen}^2\left(q\frac{\pi}{2}\right) \eta_q^{-1} \frac{e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}, \quad (\text{A.12})$$

$$L = \frac{\hbar k_m \tau_0 \omega_{\text{ZB}}^2}{24} \int_0^1 dq q^2 \text{sen}^2\left(q\frac{\pi}{2}\right) \eta_q^{-1} \frac{\phi e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}, \quad (\text{A.13})$$

$$\kappa_m = \frac{k_B k_m \tau_0 \omega_{\text{ZB}}^2}{24} \int_0^1 dq q^2 \text{sen}^2\left(q\frac{\pi}{2}\right) \eta_q^{-1} \frac{\phi^2 e^\phi}{(e^\phi - 1)^2}. \quad (\text{A.14})$$

Apêndice B

Corrente de spin na interface YIG/Pt no efeito Seebeck de spin

Esta seção tem por objetivo obter a expressão para a (densidade de) corrente de spin na interface YIG/Pt para o efeito Seebeck de spin; para tal será considerada a figura B.1.

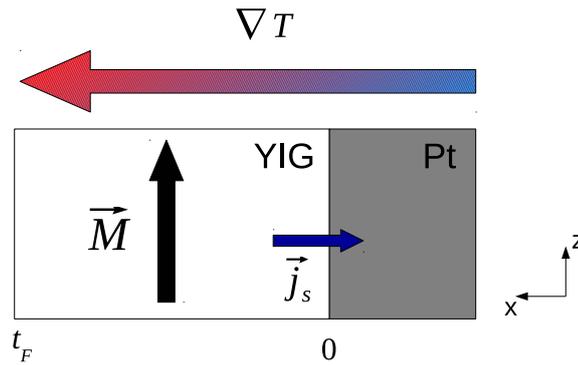


Figura B.1: Configuração adotada para o cálculo da densidade de corrente de spin na interface YIG/Pt.

Como discutido no texto principal, o potencial químico magnônico obedece à equação de difusão

$$\nabla^2 \mu_m = \frac{\mu_m}{\lambda_m^2}. \quad (\text{B.1})$$

Para uma densidade de corrente na direção \hat{x} , a equação acima terá como solução

$$\mu_m(x) = C_1 \sinh\left(\frac{x - t_F}{\lambda_m}\right) + C_2 \cosh\left(\frac{x - t_F}{\lambda_m}\right). \quad (\text{B.2})$$

Conseqüentemente, a corrente de spin pode ser obtida como

$$j_s(x) = -\frac{\sigma_m}{\lambda_m} \left[C_1 \cosh\left(\frac{x - t_F}{\lambda_m}\right) + C_2 \sinh\left(\frac{x - t_F}{\lambda_m}\right) \right] - L \frac{\nabla T_m}{T}. \quad (\text{B.3})$$

Os coeficientes C_1 e C_2 são calculados a partir das condições de contorno adequadas. Como não há corrente na interface oposta à interface YIG/Pt, considera-se que $j_s(t_F) = 0$. Logo, aplicando esta condição de contorno, pode-se obter a corrente de spin na interface YIG/Pt ($x = 0$)

$$j_s(0^+) = \mu_m(0) \left[\frac{\sigma_m}{\lambda_m} \tanh\left(\frac{t_F}{\lambda_m}\right) \right] - L \frac{\nabla T_m}{T} \left[1 - \cosh^{-1}\left(\frac{t_F}{\lambda_m}\right) \right]. \quad (\text{B.4})$$

A expressão B.4 depende tanto do potencial químico na interface quanto do gradiente de temperatura aplicado. A seguir, a corrente injetada na camada metálica será calculada e, após invocar a continuidade desta na interface YIG/Pt, a dependência do primeiro será eliminada.

O mecanismo responsável pela injeção da corrente de spin na camada metálica é o bombeamento de spin (*spin pumping*). Portanto, a corrente bombeada pode ser escrita como [96]

$$\mathbf{j}_s = \frac{\hbar g_r}{4\pi} (\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}}), \quad (\text{B.5})$$

onde g_r é a parte real da condutividade de spin interfacial, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$, \mathbf{M} é o vetor magnetização e M é a saturação da magnetização. Introduzindo as componentes da magnetização circularmente polarizadas $m^\pm = M_x \pm iM_y$, a corrente de spin polarizada em z na interface será

$$j_s(0^-) = \frac{\hbar g_r}{4\pi M^2} \frac{1}{2i} (m^- \dot{m}^+ - m^+ \dot{m}^-). \quad (\text{B.6})$$

Para obter a corrente injetada em termos da acumulação de mágnons é necessário passar as componentes da magnetização na equação B.6 para a representação dos operadores de desvio de spin. Sendo assim, obtém-se [40]

$$m^+ = \left(\frac{\gamma \hbar}{V} \right) \sqrt{2S} \sum_l a_l \quad (\text{B.7a})$$

$$m^- = \left(\frac{\gamma \hbar}{V} \right) \sqrt{2S} \sum_l a_l^\dagger, \quad (\text{B.7b})$$

onde V é o volume da camada magnética. Em seguida, a fim de passar para a representação de excitações coletivas, ou seja, ondas de spin, aplica-se a transformação de Holstein-Primakoff, a saber

$$m^+ = \left(\frac{\gamma \hbar}{V} \right) \sqrt{\frac{2S}{N}} \sum_l \sum_k e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_l} a_k \quad (\text{B.8a})$$

$$m^- = \left(\frac{\gamma \hbar}{V} \right) \sqrt{\frac{2S}{N}} \sum_l \sum_k e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_l} a_k^\dagger. \quad (\text{B.8b})$$

Com o objetivo de obter a evolução temporal dos operadores na equação B.6, utiliza-se a equação de movimento de Heisenberg. Dado um operador \hat{O} , a equação de movimento fornece $i\hbar \frac{d\hat{O}}{dt} = [\hat{O}, \hat{H}]$, onde \hat{H} é o hamiltoniano. Como ilustração, será realizado o cálculo de $\frac{da_k}{dt}$; para tal, considere o hamiltoniano quadrático $\hat{H} = E_0 + \hbar \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k$. Substituindo na equação de movimento,

$$i\hbar \frac{da_k}{dt} = [a_k, \hat{H}] = \sum_{k'} [a_k, (E_0 + \hbar \omega_{k'} a_{k'}^\dagger a_{k'})] = \sum_{k'} [a_k, (\hbar \omega_{k'} a_{k'}^\dagger a_{k'})]. \quad (\text{B.9})$$

Desenvolvendo a expressão acima, chega-se a

$$i\hbar \frac{da_k}{dt} = \sum_{k'} \hbar \omega_{k'} (a_k (a_{k'}^\dagger a_{k'}) - (a_{k'}^\dagger a_{k'}) a_k). \quad (\text{B.10})$$

Fazendo uso da relação de comutação $[a_k, a_{k'}] = 0$,

$$i\hbar \frac{da_k}{dt} = \sum_{k'} \hbar \omega_{k'} (a_k a_{k'}^\dagger a_{k'} - (a_{k'}^\dagger a_k) a_{k'}) = \sum_{k'} \hbar \omega_{k'} [a_k, a_{k'}^\dagger] a_{k'}. \quad (\text{B.11})$$

Uma vez que $[a_k, a_{k'}^\dagger] = \delta_{kk'}$, chega-se então a $i\hbar \frac{da_k}{dt} = \hbar \omega_k a_k$. O cálculo para a_k^\dagger é executado da mesma forma. Portanto,

$$\frac{da_k}{dt} = -i\omega_k a_k \quad (\text{B.12a})$$

$$\frac{da_k^\dagger}{dt} = i\omega_k a_k^\dagger. \quad (\text{B.12b})$$

Utilizando as equações B.8 e B.12, pode-se reescrever a B.6 como

$$j_s(0^-) = -\frac{\hbar g_r}{4\pi M^2} \left(\frac{\gamma \hbar}{V} \right)^2 (2S) N \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k. \quad (\text{B.13})$$

Identificando $M = \frac{NS\gamma\hbar}{V}$ (lembrando que $\gamma\hbar = g\mu_B$), fazendo a substituição $\sum_k \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3k$ e considerando que o valor esperado de $a_k^\dagger a_k$ fornece o desvio no número de mágnons do equilíbrio, chega-se finalmente à corrente de spin injetada [18, 19]

$$j_s(0^-) = -\frac{\gamma \hbar^2 g_r}{2\pi M} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k \omega_k \delta n_k, \quad (\text{B.14})$$

onde $\delta n_k = n_k - n_k^0$. No regime linear em que $T_m \approx T_f$, a equação A.3 pode ser escrita em termos do potencial químico magnônico como $\delta n_k \approx \mu_m \left(\frac{\partial n_k}{\partial \mu_m} \right)_{\mu_m=0}$. A continuidade da corrente de spin na interface possibilita, finalmente, obter uma expressão para a j_s na interface. Sendo assim, fazendo $j_s(0^-) = j_s(0^+) = j_s^{int}$ pode-se mostrar que $(\nabla T_m \approx \nabla T)$

$$j_s^{int} = - \left[\left(\frac{\gamma \hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{2\pi M} \right) \left(\frac{L\lambda_m}{\sigma_m} \right) \right] I \rho \frac{\nabla T}{T}, \quad (\text{B.15})$$

onde o coeficiente g_r foi substituído por $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ a fim de incluir possíveis efeitos (*backflow*) provocados por uma acumulação de spin na interface Pt/YIG. Além disso, na expressão acima, ρ é um fator geométrico que depende da espessura da camada magnética definido como

$$\rho = \frac{\left[1 - \cosh^{-1} \left(\frac{t_F}{\lambda_m} \right) \right]}{\left[\tanh \left(\frac{t_F}{\lambda_m} \right) + \left(\frac{\gamma \hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{2\pi M} \right) \left(\frac{L\lambda_m}{\sigma_m} \right) \right]}. \quad (\text{B.16})$$

Para um filme de YIG, os parâmetros utilizados no cálculo das integrais e dos coeficientes de transporte são tais que o segundo termo no denominador é muito pequeno, possibilitando reescrever a B.16 como

$$\rho = \frac{\left[\cosh \left(\frac{t_F}{\lambda_m} \right) - 1 \right]}{\left[\sinh \left(\frac{t_F}{\lambda_m} \right) \right]}. \quad (\text{B.17})$$

ANEXO

Propriedades estruturais e magnéticas do YIG

O objetivo desta seção é apresentar algumas características magnéticas e estruturais da granada de ítrio e ferro (*yttrium iron garnet* - YIG). Descoberto em 1956 por Bertaut e Forrat [103], o YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) pertence ao grupo de sistemas descrito pela fórmula química geral $\{C_3\}_c[A_2]_a(D_3)_dO_{12}$. Sua densidade é de $5,17 \text{ g/cm}^3$ e sua célula unitária tem um parâmetro de rede de $12,376 \pm 0,004 \text{ \AA}$ à temperatura ambiente [84]. Os íons de ítrio (Y^{3+}) e ferro (Fe^{3+}) são distribuídos em diferentes sítios cristalográficos e são cercados por íons de oxigênio (O^{2-}). Em particular, os cátions Y^{3+} ocupam os sítios **c**, sendo cada cátion cercado por oito íons O^{2-} que formam um poliedro de oito vértices e doze faces. Já os íons Fe^{3+} ocupam os sítios **a** (octaédricos) e **d** (tetraédricos), conforme ilustra a figura I.a.

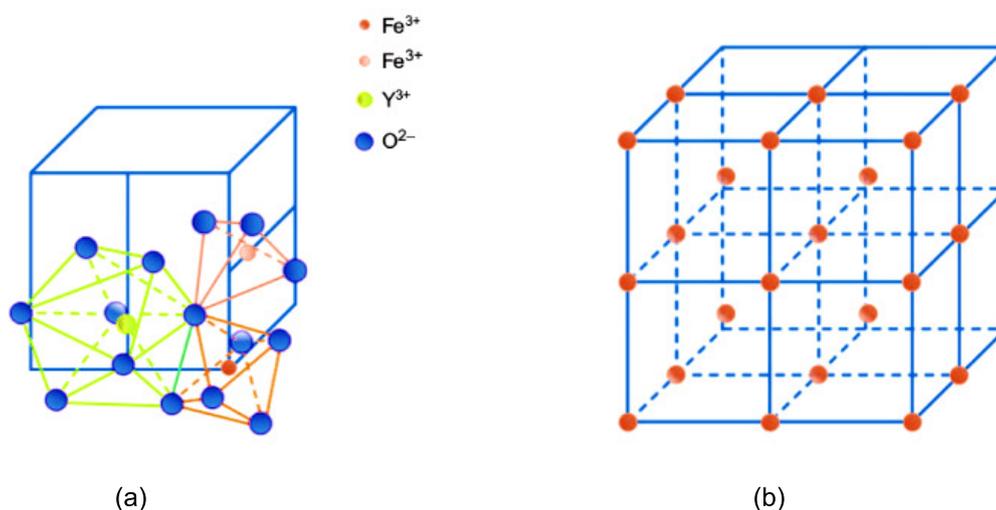


Figura I: (a) Estruturas geométricas formadas como consequência da distribuição dos íons O^{2-} nas vizinhanças dos cátions trivalentes; os íons dispostos nos sítios **c**, **a** e **d** são cercados por oito, seis e quatro íons de oxigênio, respectivamente. (b) Distribuição dos íons Fe^{3+} nos sítios **a** denotando uma estrutura cúbica de corpo centrado em cada octante (apenas as quatro subcélulas frontais foram preenchidas). Figura adaptada da referência [84].

O YIG apresenta uma estrutura cristalina cúbica com um parâmetro de rede bem de-

finido. Cada célula unitária contém oito fórmulas químicas de $Y_3Fe_5O_{12}$ (ou $Y_3Fe_2Fe_3O_{12}$); dividindo-se a célula unitária em oito subcélulas cúbicas pode-se notar que os íons Fe^{3+} localizados nos sítios octaédricos (**a**) estão dispostos em uma estrutura cúbica de corpo centrado, conforme mostra de forma simplificada a figura I.b (em tempo, o cubo ilustrado na figura I.a corresponde ao octante direito, inferior e frontal da figura I.b).

Uma vez que os cátions de ítrio não são magnéticos, as propriedades magnéticas do YIG serão oriundas dos cátions de ferro. Os íons de ferro (Fe^{3+}) encontram-se no estado S (ou seja, momento angular orbital nulo), com $S = 5/2$. Consequentemente, cada íon apresenta um momento magnético de $5 \mu_B$. Os spins localizados nos sítios **a** (**d**) tendem a um alinhamento paralelo entre si formando, assim, uma sub-rede magnética. Entretanto, as diferentes sub-redes acoplam-se antiparalelamente entre si, conferindo ao sistema um ordenamento do tipo ferrimagnético. Sendo assim, cada célula unitária apresentará um momento magnético total de $40 \mu_B$. Esse valor corresponde a uma saturação da magnetização ($T = 0$ K) de $4\pi M \approx 2470$ G; para $T = 300$ K, valores na faixa de 1730 a 1780 G são comumente encontrados na literatura [84]. Vale frisar que a temperatura de transição (comumente identificada como temperatura de Curie, embora o YIG seja um sistema ferrimagnético) é de aproximadamente 560 K, o que possibilita a realização de experimentos e aplicações à temperatura ambiente.

O YIG é um sistema que não existe espontaneamente na natureza. Entretanto, filmes de YIG podem ser sintetizados através de diferentes técnicas de crescimento (por exemplo, epitaxia por fase líquida, deposição por laser pulsado e pulverização catódica) [39]. Em tempo, filmes de YIG são bastante atraentes e interessantes para aplicações na spintrônica e spincaloritrônica uma vez que, além das características descritas acima, são materiais isolantes e apresentam uma baixa dissipação magnética, o que possibilita a excitação e o estudo de ondas de spin nesse sistema. O baixo amortecimento magnético é comumente evidenciado por uma largura de linha estreita (extraída via RFM) e parametrizado por um coeficiente (do tipo Gilbert) que pode assumir valores na faixa de 10^{-5} a 10^{-3} de acordo com a técnica empregada no crescimento dos filmes e com a qualidade dos mesmos [82, 88].

Por fim, é importante destacar que em diversas situações o YIG é tratado como um material ferromagnético descrito por uma relação de dispersão magnônica quadrática no vetor de onda. Entretanto, o espectro magnônico desse sistema contém vinte ramos, sendo um deles acústico (de menor energia) e os outros dezenove óticos [39, 42]. Como em várias ocasiões apenas o ramo acústico é excitado e este se assemelha ao perfil (parabólico) da relação de dispersão de um ferromagneto, o YIG é frequentemente considerado um sistema ferromagnético com uma magnetização líquida oriunda da soma das magnetizações das duas sub-redes alinhadas antiparalelamente.

Referências Bibliográficas

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich e J. Chazelas, “Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, pp. 2472–2475, 1988.
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach e W. Zinn, “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”, *Phys. Rev. B*, vol. 39, pp. 4828–4830, 1989.
- [3] S. Maekawa, H. Adachi, K.-I. Uchida, J. Ieda e E. Saitoh, “Spin current: Experimental and theoretical aspects”, *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 82, p. 102002, 2013.
- [4] E. Tsymbal e I. Zutic, *Handbook of Spin Transport and Magnetism*. Taylor & Francis, 2011.
- [5] X. Yongbing, D. D. Awschalom e N. Junsaku, *Handbook of Spintronics*. Springer, 2016.
- [6] H. J. Goldsmid, *Introduction to Thermoelectricity*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [7] G. E. W. Bauer, E. Saitoh e B. J. van Wees, “Spin caloritronics”, *Nat. Mater.*, vol. 11, pp. 391 – 399, 2012.
- [8] S. R. Boona, R. C. Myers e J. P. Heremans, “Spin caloritronics”, *Energy Environ. Sci.*, vol. 7, pp. 885–910, 2014.
- [9] J. Flipse, F. K. Dejene, D. Wagenaar, G. E. W. Bauer, J. B. Youssef e B. J. van Wees, “Observation of the spin Peltier effect for magnetic insulators”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 027601, 2014.
- [10] S. Meyer, Y.-T. Chen, S. Wimmer, M. Althammer, T. Wimmer, R. Schlitz, S. Geprägs, H. Huebl, D. Ködderitzsch, H. Ebert, *et al.*, “Observation of the spin Nernst effect”, *Nat. Mater.*, vol. 16, pp. 977 – 981, 2017.
- [11] P. Sheng, Y. Sakuraba, Y.-C. Lau, S. Takahashi, S. Mitani e M. Hayashi, “The spin Nernst effect in tungsten”, *Sci. Adv.*, vol. 3, no. 11, 2017.

- [12] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa e E. Saitoh, “Observation of the spin Seebeck effect”, *Nature*, vol. 455, pp. 778 – 781, 2008.
- [13] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa e E. Saitoh, “Spin Seebeck insulator”, *Nat. Mater.*, vol. 9, p. 894–897, 2010.
- [14] C. W. Haas e H. B. Callen, “10 - Ferromagnetic Relaxation, and Resonance Line Widths”, em *Magnetism* (G. T. Rado e H. Suhl, eds.), pp. 449 – 549, Academic Press, 1963.
- [15] S. Hoffman, K. Sato e Y. Tserkovnyak, “Landau-Lifshitz theory of the longitudinal spin Seebeck effect”, *Phys. Rev. B*, vol. 88, p. 064408, 2013.
- [16] I. Diniz e A. T. Costa, “Microscopic origin of subthermal magnons and the spin Seebeck effect”, *New J. Phys.*, vol. 18, p. 052002, 2016.
- [17] J. Xiao, G. E. W. Bauer, K.-I. Uchida, E. Saitoh e S. Maekawa, “Theory of magnon-driven spin Seebeck effect”, *Phys. Rev. B*, vol. 81, p. 214418, 2010.
- [18] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, R. O. Cunha, A. R. Rodrigues, F. L. A. Machado, G. A. Fonseca Guerra, J. C. Lopez Ortiz e A. Azevedo, “Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect”, *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 014416, 2014.
- [19] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, R. O. Cunha, J. C. López Ortiz e A. Azevedo, “Bulk magnon spin current theory for the longitudinal spin Seebeck effect”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 400, pp. 171 – 177, 2016.
- [20] V. Basso, E. Ferraro, A. Magni, A. Sola, M. Kuepferling e M. Pasquale, “Nonequilibrium thermodynamics of the spin Seebeck and spin Peltier effects”, *Phys. Rev. B*, vol. 93, p. 184421, 2016.
- [21] L. J. Cornelissen, K. J. H. Peters, G. E. W. Bauer, R. A. Duine e B. J. van Wees, “Magnon spin transport driven by the magnon chemical potential in a magnetic insulator”, *Phys. Rev. B*, vol. 94, p. 014412, 2016.
- [22] T. Kikkawa, K. Uchida, S. Daimon, Y. Shiomi, H. Adachi, Z. Qiu, D. Hou, X.-F. Jin, S. Maekawa e E. Saitoh, “Separation of longitudinal spin Seebeck effect from anomalous Nernst effect: Determination of origin of transverse thermoelectric voltage in metal/insulator junctions”, *Phys. Rev. B*, vol. 88, p. 214403, 2013.
- [23] T. Kikkawa, K.-I. Uchida, S. Daimon, Z. Qiu, Y. Shiomi e E. Saitoh, “Critical suppression of spin Seebeck effect by magnetic fields”, *Phys. Rev. B*, vol. 92, p. 064413, 2015.
- [24] A. Kehlberger, U. Ritzmann, D. Hinzke, E.-J. Guo, J. Cramer, G. Jakob, M. C. Onbasli, D. H. Kim, C. A. Ross, M. B. Jungfleisch, B. Hillebrands, U. Nowak e M. Kläui, “Length scale of the spin Seebeck effect”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, p. 096602, 2015.

- [25] M. Agrawal, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, A. Kirihara, P. Pirro, T. Langner, M. B. Jungfleisch, A. V. Chumak, E. T. Papaioannou e B. Hillebrands, “Role of bulk-magnon transport in the temporal evolution of the longitudinal spin-Seebeck effect”, *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 224414, 2014.
- [26] G. Nolas, J. Sharp e J. Goldsmid, *Thermoelectrics: Basic Principles and New Materials Developments*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001.
- [27] M. Lundstrom, *Fundamentals of Carrier Transport*. Cambridge University Press, 2 ed., 2000.
- [28] J. M. Ziman, *Principles of the Theory of Solids*. Cambridge University Press, 2 ed., 1972.
- [29] J. Smart, *Effective Field Theories of Magnetism*. Studies in physics and chemistry, 216, Saunders, 1966.
- [30] T. Kaneyoshi, *Introduction to amorphous magnets*. London: World Scientific Publishing, 1992.
- [31] B. Hillebrands e K. Ounadjela, eds., *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002.
- [32] T. Valet e A. Fert, “Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers”, *Phys. Rev. B*, vol. 48, pp. 7099–7113, 1993.
- [33] D. Mills e J. Bland, *Nanomagnetism: Ultrathin Films, Multilayers and Nanostructures*. Elsevier Science, 2006.
- [34] S. Maekawa, S. Valenzuela, T. Kimura e E. Saitoh, *Spin Current*. Oxford science publications, Oxford University Press, 2017.
- [35] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, 7 ed., 1996.
- [36] C. Kittel, *Quantum Theory of Solids*. John Wiley & Sons, 2 ed., 1987.
- [37] A. Gurevich e G. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*. Taylor & Francis, 1996.
- [38] M. Marder, *Condensed Matter Physics*. Wiley, 2010.
- [39] S. M. Rezende, *Fundamentals of Magnonics*, vol. 969. Springer International Publishing, 2020.
- [40] M. Sparks, R. Loudon e C. Kittel, “Ferromagnetic Relaxation. I. Theory of the relaxation of the uniform precession and the degenerate spectrum in insulators at low temperatures”, *Phys. Rev.*, vol. 122, pp. 791–803, 1961.
- [41] M. Sparks, “Theory of three-magnon ferromagnetic relaxation frequency for low temperatures and small wave vectors”, *Phys. Rev.*, vol. 160, pp. 364–369, 1967.

- [42] A. J. Princep, R. A. Ewings, S. Ward, S. Tóth, C. Dubs, D. Prabhakaran e A. T. Boothroyd, “The full magnon spectrum of yttrium iron garnet”, *npj Quantum Mater.*, vol. 2, no. 63, 2017.
- [43] V. Cherepanov, I. Kolokolov e V. L'vov, “The saga of YIG: Spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet”, *Phys. Rep.*, vol. 229, pp. 81–144, 1993.
- [44] S. M. Rezende e J. C. López Ortiz, “Thermal properties of magnons in yttrium iron garnet at elevated magnetic fields”, *Phys. Rev. B*, vol. 91, p. 104416, 2015.
- [45] Y. Liu, L.-S. Xie, Z. Yuan e K. Xia, “Magnon-phonon relaxation in yttrium iron garnet from first principles”, *Phys. Rev. B*, vol. 96, p. 174416, 2017.
- [46] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, J. C. Lopez Ortiz e A. Azevedo, “Thermal properties of magnons and the spin Seebeck effect in yttrium iron garnet/normal metal hybrid structures”, *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 134406, 2014.
- [47] D. J. Sanders e D. Walton, “Effect of magnon-phonon thermal relaxation on heat transport by magnons”, *Phys. Rev. B*, vol. 15, pp. 1489–1494, 1977.
- [48] M. Schreier, A. Kamra, M. Weiler, J. Xiao, G. E. W. Bauer, R. Gross e S. T. B. Goennenwein, “Magnon, phonon, and electron temperature profiles and the spin Seebeck effect in magnetic insulator/normal metal hybrid structures”, *Phys. Rev. B*, vol. 88, p. 094410, 2013.
- [49] M. Agrawal, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, A. D. Karenowska, G. A. Melkov e B. Hillebrands, “Direct measurement of magnon temperature: New insight into magnon-phonon coupling in magnetic insulators”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 107204, 2013.
- [50] H. Yu, S. D. Brechet e J.-P. Ansermet, “Spin caloritronics, origin and outlook”, *Phys. Lett. A*, vol. 381, no. 9, pp. 825 – 837, 2017.
- [51] M. Johnson e R. H. Silsbee, “Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetolectric system”, *Phys. Rev. B*, vol. 35, pp. 4959–4972, 1987.
- [52] G. E. Bauer, A. H. MacDonald e S. Maekawa, “Spin caloritronics”, *Solid State Commun.*, vol. 150, no. 11, pp. 459 – 460, 2010.
- [53] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back e T. Jungwirth, “Spin Hall effects”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 87, pp. 1213–1260, 2015.
- [54] A. Hoffmann, “Spin Hall effects in metals”, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, no. 10, pp. 5172–5193, 2013.

- [55] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima e G. Tatara, “Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 18, p. 182509, 2006.
- [56] S.-G. Cheng, Y. Xing, Q.-F. Sun e X. C. Xie, “Spin Nernst effect and Nernst effect in two-dimensional electron systems”, *Phys. Rev. B*, vol. 78, p. 045302, 2008.
- [57] A. Bose e A. A. Tulapurkar, “Recent advances in the spin Nernst effect”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 491, p. 165526, 2019.
- [58] O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader e A. Hoffmann, “Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers”, *Phys. Rev. B*, vol. 82, p. 214403, 2010.
- [59] G. L. da Silva, L. H. Vilela-Leão, S. M. Rezende e A. Azevedo, “Spin current injection by spin Seebeck and spin pumping effects in yttrium iron garnet/Pt structures”, *J. Appl. Phys.*, vol. 111, p. 07C513, 2012.
- [60] C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov e J. Ben Youssef, “Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta”, *Phys. Rev. B*, vol. 87, p. 174417, 2013.
- [61] Z. Qiu, K. Ando, K. Uchida, Y. Kajiwara, R. Takahashi, H. Nakayama, T. An, Y. Fujikawa e E. Saitoh, “Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron garnet interface”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, p. 092404, 2013.
- [62] L. J. Cornelissen, J. Liu, R. A. Duine, J. B. Youssef e B. J. van Wees, “Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature”, *Nat. Phys.*, vol. 11, p. 1026, 2015.
- [63] A. Hoffmann e S. D. Bader, “Opportunities at the frontiers of spintronics”, *Phys. Rev. Applied*, vol. 4, p. 047001, 2015.
- [64] K. S. Das, W. Y. Schoemaker, B. J. van Wees e I. J. Vera-Marun, “Spin injection and detection via the anomalous spin Hall effect of a ferromagnetic metal”, *Phys. Rev. B*, vol. 96, p. 220408, 2017.
- [65] N. Vlietstra, B. J. van Wees e F. K. Dejene, “Detection of spin pumping from YIG by spin-charge conversion in a Au/Ni₈₀Fe₂₀ spin-valve structure”, *Phys. Rev. B*, vol. 94, p. 035407, 2016.
- [66] D. Wesenberg, T. Liu, D. Balzar, M. Wu e B. L. Zink, “Long-distance spin transport in a disordered magnetic insulator”, *Nat. Phys.*, vol. 13, p. 993, 2017.

- [67] K. Hasegawa, M. Mizuguchi, Y. Sakuraba, T. Kamada, T. Kojima, T. Kubota, S. Mizukami, T. Miyazaki e K. Takanashi, “Material dependence of anomalous Nernst effect in perpendicularly magnetized ordered-alloy thin films”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 25, p. 252405, 2015.
- [68] A. Slachter, F. L. Bakker, J.-P. Adam e B. J. van Wees, “Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal”, *Nat. Phys.*, vol. 6, p. 879, 2010.
- [69] J. Flipse, F. L. Bakker, A. Slachter, F. K. Dejene e B. J. van Wees, “Direct observation of the spin-dependent Peltier effect”, *Nat. Nanotechnol.*, vol. 7, p. 166, 2012.
- [70] K.-I. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa e E. Saitoh, “Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 17, p. 172505, 2010.
- [71] J. Holanda, O. Alves Santos, R. O. Cunha, J. B. S. Mendes, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo e S. M. Rezende, “Longitudinal spin Seebeck effect in permalloy separated from the anomalous Nernst effect: Theory and experiment”, *Phys. Rev. B*, vol. 95, p. 214421, 2017.
- [72] S. Seki, T. Ideue, M. Kubota, Y. Kozuka, R. Takagi, M. Nakamura, Y. Kaneko, M. Kawasaki e Y. Tokura, “Thermal generation of spin current in an antiferromagnet”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, p. 266601, 2015.
- [73] S. M. Wu, W. Zhang, A. KC, P. Borisov, J. E. Pearson, J. S. Jiang, D. Lederman, A. Hoffmann e A. Bhattacharya, “Antiferromagnetic spin Seebeck effect”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 097204, 2016.
- [74] S. M. Rezende, A. Azevedo e R. L. Rodríguez-Suárez, “Magnon diffusion theory for the spin Seebeck effect in ferromagnetic and antiferromagnetic insulators”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 51, p. 174004, 2018.
- [75] A. Sola, V. Basso, M. Kuepferling, C. Dubs e M. Pasquale, “Experimental proof of the reciprocal relation between spin Peltier and spin Seebeck effects in a bulk YIG/Pt bilayer”, *Sci. Rep.*, vol. 9, p. 2047, 2019.
- [76] V. Basso, M. Kuepferling, A. Sola, P. Ansalone e M. Pasquale, “The spin Seebeck and spin Peltier reciprocal relation”, *IEEE Magn. Lett.*, vol. 9, pp. 1–4, 2018.
- [77] S. Daimon, R. Iguchi, T. Hioki, E. Saitoh e K.-I. Uchida, “Thermal imaging of spin Peltier effect”, *Nat. Commun.*, vol. 7, p. 13754, 2016.
- [78] K. Uchida, R. Iguchi, S. Daimon, R. Ramos, A. Anadón, I. Lucas, P. A. Algarabel, L. Morrellón, M. H. Aguirre, M. R. Ibarra e E. Saitoh, “Enhancement of the spin Peltier effect in multilayers”, *Phys. Rev. B*, vol. 95, p. 184437, 2017.

- [79] A. Yagmur, R. Iguchi, S. Geprägs, A. Erb, S. Daimon, E. Saitoh, R. Gross e K. Uchida, “Lock-in thermography measurements of the spin Peltier effect in a compensated ferromagnet and its comparison to the spin Seebeck effect”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 51, p. 194002, 2018.
- [80] R. Iguchi e K.-I. Uchida, “Charge-current angle and frequency dependences of the spin Peltier effect induced by the spin Hall effect”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 57, p. 0902B6, 2018.
- [81] T. Seki, R. Iguchi, K. Takahashi e K. Uchida, “Visualization of anomalous Ettingshausen effect in a ferromagnetic film: Direct evidence of different symmetry from spin Peltier effect”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, p. 152403, 2018.
- [82] H. Chang, P. P. Janantha, J. Ding, T. Liu, K. Cline, J. N. Gelfand, W. Li, M. C. Marconi e M. Wu, “Role of damping in spin Seebeck effect in yttrium iron garnet thin films”, *Sci. Adv.*, vol. 3, p. e1601614, 2017.
- [83] S. Daimon, K.-I. Uchida, N. Ujiie, Y. Hattori, R. Tsuboi e E. Saitoh, “Thickness dependence of spin Peltier effect visualized by thermal imaging technique”, *arXiv:1906.01560*, 2019.
- [84] Y. Sun e M. Wu, *Recent Advances in Magnetic Insulators – From Spintronics to Microwave Applications*, vol. 64. Academic Press, 2013.
- [85] S. R. Boona e J. P. Heremans, “Magnon thermal mean free path in yttrium iron garnet”, *Phys. Rev. B*, vol. 90, p. 064421, 2014.
- [86] S. S. Costa e L. C. Sampaio, “Influence of the magnon–phonon relaxation in the magnon transport under thermal gradient in yttrium iron garnet”, *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 31, no. 27, p. 275804, 2019.
- [87] S. A. Bender, R. A. Duine, A. Brataas e Y. Tserkovnyak, “Dynamic phase diagram of dc-pumped magnon condensates”, *Phys. Rev. B*, vol. 90, p. 094409, 2014.
- [88] M. Haidar, M. Ranjbar, M. Balinsky, R. K. Dumas, S. Khartsev e J. Åkerman, “Thickness- and temperature-dependent magnetodynamic properties of yttrium iron garnet thin films”, *J. Appl. Phys.*, vol. 117, p. 17D119, 2015.
- [89] D. R. Ratkovski, L. Balicas, A. Bangura, F. L. A. Machado e S. M. Rezende, “Thermal transport in yttrium iron garnet at very high magnetic fields”, *Phys. Rev. B*, vol. 101, p. 174442, 2020.
- [90] L. J. Cornelissen, J. Shan e B. J. van Wees, “Temperature dependence of the magnon spin diffusion length and magnon spin conductivity in the magnetic insulator yttrium iron garnet”, *Phys. Rev. B*, vol. 94, p. 180402, 2016.

- [91] S. S.-L. Zhang e S. Zhang, “Magnon mediated electric current drag across a ferromagnetic insulator layer”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 096603, 2012.
- [92] S. S.-L. Zhang e S. Zhang, “Spin convertance at magnetic interfaces”, *Phys. Rev. B*, vol. 86, p. 214424, 2012.
- [93] M. Isasa, E. Villamor, L. E. Hueso, M. Gradhand e F. Casanova, “Temperature dependence of spin diffusion length and spin Hall angle in Au and Pt”, *Phys. Rev. B*, vol. 91, p. 024402, 2015.
- [94] S. Daimon, K.-I. Uchida, R. Iguchi, T. Hioki e E. Saitoh, “Thermographic measurements of the spin Peltier effect in metal/yttrium-iron-garnet junction systems”, *Phys. Rev. B*, vol. 96, p. 024424, 2017.
- [95] Y. Ohnuma, M. Matsuo e S. Maekawa, “Theory of the spin Peltier effect”, *Phys. Rev. B*, vol. 96, p. 134412, 2017.
- [96] Y. Tserkovnyak, A. Brataas e G. E. W. Bauer, “Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers”, *Phys. Rev. B*, vol. 66, p. 224403, 2002.
- [97] S. Takei e Y. Tserkovnyak, “Superfluid spin transport through easy-plane ferromagnetic insulators”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, p. 227201, 2014.
- [98] A. Prakash, B. Flebus, J. Brangham, F. Yang, Y. Tserkovnyak e J. P. Heremans, “Evidence for the role of the magnon energy relaxation length in the spin Seebeck effect”, *Phys. Rev. B*, vol. 97, p. 020408, 2018.
- [99] S. S. Costa e L. C. Sampaio, “Magnon theory for the spin Peltier effect”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 53, no. 35, p. 355001, 2020.
- [100] L. Liu, R. A. Buhrman e D. C. Ralph, “Review and analysis of measurements of the spin Hall effect in platinum”, *arXiv:1111.3702v3*, 2012.
- [101] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel e F. Yang, “Comparative determination of $Y_3Fe_5O_{12}/Pt$ interfacial spin mixing conductance by spin-Hall magnetoresistance and spin pumping”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, no. 6, p. 062402, 2017.
- [102] O. Gomonay, K. Yamamoto e J. Sinova, “Spin caloric effects in antiferromagnets assisted by an external spin current”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 51, no. 26, p. 264004, 2018.
- [103] F. Bertaut e F. Forrat, “Structure des ferrites ferrimagnetiques des terres rares”, *Compt. Rend.*, vol. 242, p. 382, 1956.