

UNIVERSIDADE FEDERAL DO AMAZONAS  
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO  
DEPARTAMENTO DE APOIO E PESQUISA  
PROGRAMA INSTITUCIONAL DE BOLSAS DE INICIAÇÃO  
CIENTÍFICAS

ESTUDO TEÓRICO DE SISTEMAS QUE APRESENTAM  
MAGNETORESISTÊNCIA GIGANTE

Bolsista: Paulo Roberto F. da S. Sobrinho, FAPEAM

MANAUS

2013

UNIVERSIDADE FEDERAL DO AMAZONAS  
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO  
DEPARTAMENTO DE APOIO E PESQUISA  
PROGRAMA INSTITUCIONAL DE BOLSAS DE INICIAÇÃO  
CIENTÍFICAS

RELATÓRIO FINAL

PIB – E/0079/2012

ESTUDO TEÓRICO DE SISTEMAS QUE APRESENTAM  
MAGNETORESISTÊNCIA GIGANTE

Bolsista: Paulo Roberto F. da S. Sobrinho, FAPEAM

Orientador: Prof. Dr. Igor Tavares Padilha

MANAUS

2013

## RESUMO

No presente trabalho foi abordado o comportamento da resistividade de um material em um filme fino ocasionado por um campo elétrico com objetivo de estudar modelos que apresentam o efeito magnetoresistência gigante. O problema foi desenvolvido a partir da equação de Boltzmann no transporte eletrônico, onde foram propostas condições de contorno para a resolução da integral de colisão encontrada por meio da linearização da equação de Boltzmann.

## SÚMARIO

1. INTRODUÇÃO.....	4
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	5
3. MÉTODOS UTILIZADOS.....	7
4. RESULTADOS.....	8
4.1. Equação de Transporte Eletrônico de Boltzmann.....	8
4.2. Aplicação da Eq. de Transporte Eletrônico para um filme fino.....	9
5. CONCLUSÃO.....	14
6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	15
7. CRONOGRAMA.....	16

## 1. INTRODUÇÃO

Com os avanços tecnológicos na área de ciência dos materiais foi possível desenvolver filmes finos metálicos que depositados a uma espessura de angstroms apresentam características diferentes comparados a ligas comuns do mesmo material metálico, assim surgindo uma nova classe de materiais na forma de multicamadas.

Esses estudos estão sendo desenvolvidos desde 1901, sendo que na época a motivação era a condução dos elétrons em um filme fino, primeiramente por J. J. Thomson numa tentativa sem sucesso de explicar o fenômeno de condução dos elétrons na superfície dos metais, pelo visto a realização de três pressupostos foi o seu erro, tirar a média de todos os caminhos livres de um elétron, negligenciar o caminho livre a partir da superfície do filme e a distribuição estatística do caminho livre na estrutura do metal. Contudo, em 1938, K. Fuchs [1] obteve uma equação a respeito da condutividade de um filme fino com o espalhamento aleatório na superfície que se assemelhava bastante aos resultados experimentais do fenômeno, usando a distribuição de Fermi para exprimir o livre caminho médio e a velocidade do elétron, através deste processo foi o primeiro a apresentar uma teoria sobre o transporte eletrônico em filmes finos, mais tarde vieram os trabalhos clássicos de Chambers e Sondheimer.

O desenvolvimento nos campos da física de superfícies, filmes finos e entre outros têm sido de grande importância pela alta aplicabilidade na física fundamental do magnetismo em sólidos e em aplicações tecnológicas. O estudo dessas propriedades no transporte eletrônico tem sido alvo de extensa pesquisa pela importância de novos e interessantes efeitos descobertos além da evolução de dispositivos de gravação magnética, sensores magnéticos ou cabeças de leitura de alta densidade. A partir desses estudos, foi observado um fenômeno que ficou conhecido como magnetoresistência, traduzindo é a alteração da resistência de um material, a uma dada temperatura, quando se encontra sob a ação de um campo magnético externo lembrando que todo metal magnético ou não magnético já possui o efeito magnetoresistivo normal induzido pela força de Lorentz, o presente trabalho tem o propósito estudar sistemas que apresentam o efeito magnetoresistência gigante que é uma redução considerável da resistência de uma configuração de multicamadas magnéticas que foi descoberto em 1988.

## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A descoberta deste efeito foi feita usando uma estrutura formada por sanduíches de ferro e entre eles uma camada de cromo, medindo-se a resistência elétrica do sistema para diferentes campos magnéticos aplicados. Quando as camadas de ferro estão com alinhamento magnético contrário à camada de cromo, a resistência elétrica do dispositivo é alta. Entretanto, quando o alinhamento é paralelo (gerado pelo campo magnético externo), a resistência é menor, da ordem da metade da configuração anterior.

Os sistemas de Multicamadas magnéticas são sistemas compostos de camadas alternantes de metais ferromagnéticos (FM) separados por camadas espaçadoras de metais não magnéticos (N-FM), como na figura abaixo.

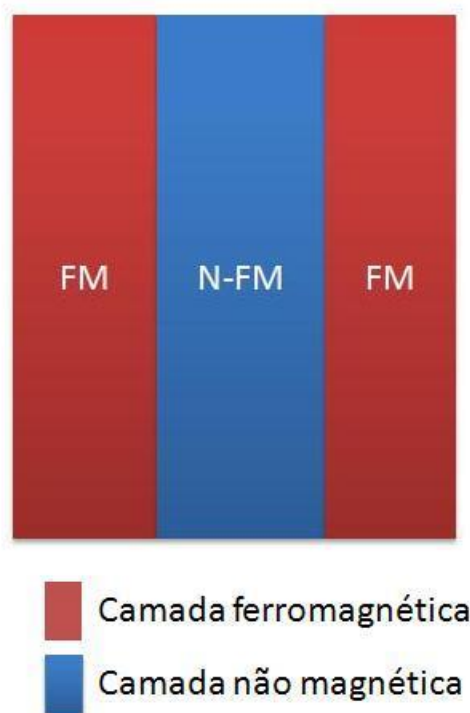


Figura 1 - Exemplo de um sistema de multicamadas simples

O efeito magnetoresistência gigante (GMR) pode ser explicado de acordo com o modelo de dois canais independentes proposto por Mott [2], no qual a condutividade total pode ser expressa como a soma das condutividades devidas aos elétrons de spin para cima ( $\uparrow$ ) e com spin para baixo ( $\downarrow$ ), ou seja,  $\sigma = \sigma^{\uparrow} + \sigma^{\downarrow}$ . Em geral, os elétrons responsáveis pela condução são, principalmente, aqueles que

ocupam estados com energias próximas ao nível de Fermi, num metal magnético é feita a diferença entre os elétrons com spin majoritário (paralelos à magnetização do sistema) e spin minoritário (na direção antiparalela). Portanto, quando as magnetizações das camadas estão ferromagneticamente alinhadas, o elétron com spin antiparalelo (direção contrária à magnetização) sofre colisões na primeira e segunda camada magnética o que diminui o seu livre caminho médio e dificulta a condução no material e o elétron com spin paralelo (direção da magnetização) atravessa a primeira e segunda camada sem nenhuma colisão, isso dá origem a um canal de baixa resistividade para os elétrons com spin de orientação na direção da magnetização. Para o caso em que as magnetizações das camadas estão alinhadas antiferromagneticamente, o elétron com spin paralelo sofre colisões na primeira e atravessa a segunda camada e o elétron com spin antiparalelo atravessa a primeira e colidi com a segunda camada. A essa ocorrência de colisões nos dois canais dá origem a uma resistividade superior a do caso anterior.

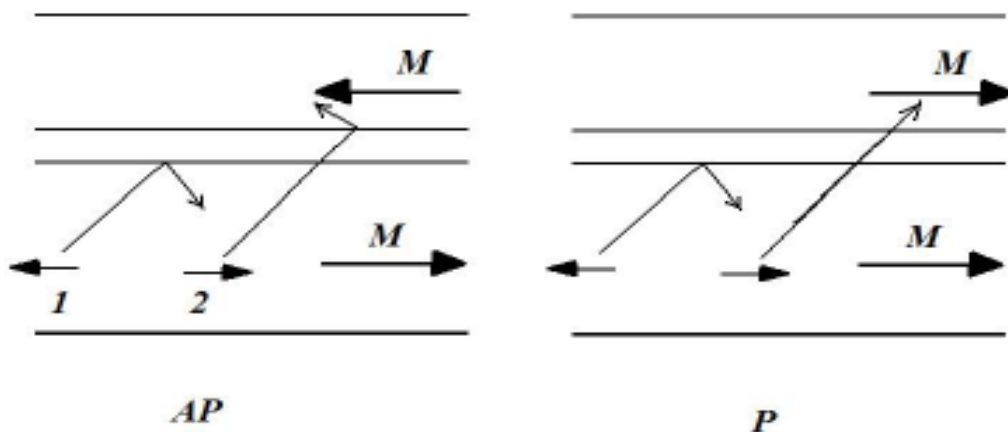


Figura 2 - O efeito espalhamento no transporte eletrônico na configuração antiparalela (AP) e paralela (P) das magnetizações

Levando em consideração uma configuração simples como a figura 1, admite-se que as espessuras das camadas individuais são muito inferiores ao livre caminho médio dos elétrons de condução, no caso de a corrente ser injetada paralelamente à multicamada (geometria CIP; *Current – In - Plane*), ou muito inferiores ao comprimento de difusão de spin dos elétrons de condução, no caso de a corrente ser injetada perpendicularmente à multicamada (geometria CPP; *Current – Perpendicular – to - Plane*).

### 3. MÉTODOS UTILIZADOS

Por primeiro foram utilizados conceitos fundamentais da Teoria Eletromagnética com ênfase no estudo sobre propriedades magnéticas da matéria, para que se tivesse conhecimento mais aprofundado sobre materiais ferromagnéticos e antiferromagnéticos, e seu comportamento na presença do campo elétrico e magnético.

Então, com base na teoria estudada foi realizado o estudo da Teoria de Transporte Eletrônico num enfoque semiclássico, ou seja, “misturando” a física clássica e física quântica quando necessário.

Para o entendimento do efeito Magneto Resistência Gigante (GMR – *Giant Magnetoresistance*) foi preciso estudos relacionados, de Mecânica Estatística, Estado Sólido e conceitos introdutórios de Spintrônica.



## 4. RESULTADOS

### 4.1. A Equação de Transporte Eletrônico de Boltzmann

Nosso propósito neste trabalho é usar a Equação de Transporte Eletrônico de Boltzmann num enfoque semiclássico para explicar o fenômeno, partindo da idéia básica de “*Coarse Scale*”, ou seja, grande na escala interatômica e pequena comparada às dimensões do metal.

Para usar a equação de Boltzmann é preciso assumir uma função de distribuição

$$f = f(\vec{k}, \vec{r}, t),$$

e por esse fato assumimos uma função de probabilidade

$$f(\vec{k}, \vec{r}, t) dk_x dk_y dk_z dx dy dz.$$

Aplicando um campo elétrico  $E$  e diferenciando  $f$  tem-se

$$f = f(\vec{k}, \vec{r}, t) \rightarrow df = \frac{\partial f}{\partial \vec{k}} d\vec{k} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} d\vec{r} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_E dt,$$

como os metais têm a característica de sempre atingir o equilíbrio eletrostático

$$df = 0.$$

Logo,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_E = -\frac{\partial f}{\partial \vec{k}} \frac{d\vec{k}}{dt} - \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{d\vec{r}}{dt}, \quad (1)$$

sabendo que a aceleração dos elétrons também motiva o aumento das colisões na rede isso mostra na realidade que os elétrons estão sendo desacelerados, portanto

$$\frac{df}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_E + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{colisões} = 0. \quad (2)$$

Substituindo as eq. (1) em (2) nos leva a eq. de transporte de Boltzmann

$$-\frac{d\vec{k}}{dt} \cdot \nabla_{\vec{k}} f - \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \left(\frac{df}{dt}\right)_{colisões} = 0. \quad (3)$$

4.2. Aplicando a eq. de transporte de Boltzmann para um filme fino

Representação esquemática de um filme fino:

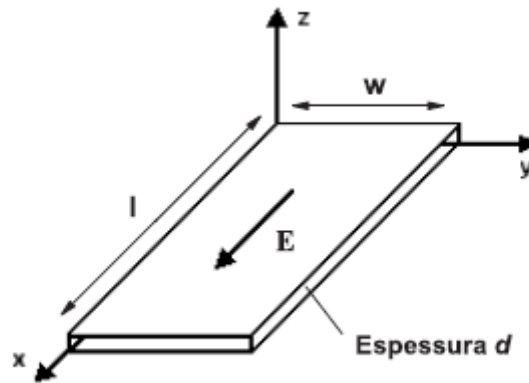


Figura 3 – Imagem tirada da dissertação de mestrado [4]. Com  $d \ll l, w$  e um campo elétrico aplicado no eixo x.

Uma aproximação importante é o tempo de relaxação que determina a função  $g$  que é uma função correção de  $f$ , visto que a aplicação de um campo elétrico causa uma perturbação na função de distribuição,

$$f = f_0 + g$$

sendo  $f_0$  a função de distribuição de Fermi - Dirac que trata a probabilidade de encontrar um elétron em um certo nível de energia  $E$  dada por:

$$f_0 = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B t}\right) + 1}$$

Assim, o termo referente a colisões na Eq. de Boltzmann fica,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{colisões} = -\frac{f - f_0}{\tau} = -\frac{g}{\tau}$$

e  $\tau$  é o tempo de relaxação.

Com algumas substituições a eq. (3) pode ser escrita como:

$$\frac{dk_x}{dt} \frac{\partial f}{\partial k_x} + \frac{dz}{dt} \frac{\partial f}{\partial z} = -\frac{g}{\tau}, \quad (4)$$

uma vez que

$$\vec{p}(t) = \hbar \vec{k}(t) \rightarrow \frac{d\vec{p}}{dt} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} \rightarrow \vec{F} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} \rightarrow \frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{1}{\hbar} q \vec{E} \rightarrow \frac{dk_x}{dt} = \frac{1}{\hbar} q E_x \quad (5)$$

e

$$\frac{\partial f}{\partial k_x} = \frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{dv_x}{dk_x} \rightarrow \frac{\partial f}{\partial k_x} = \frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{\hbar}{m} \quad (6)$$

a eq. (4) fica dessa forma após as substituições das eqs. (5) e (6),

$$\frac{\partial g}{\partial z} + \frac{g}{\tau z} = -\frac{e E_x}{m v_x} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \quad (7)$$

e o termo de segunda ordem

$$\frac{\partial g}{\partial v_x}$$

é desprezado, pois conduz a um desvio da lei de Ohm.

Portanto, a solução da eq. (7) é o que motiva todo apelo matemático, visto que seu comportamento define a condução dos elétrons para um filme fino,

$$g(\vec{k}, z) = -\frac{e E_x \tau}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left[ 1 + \beta(\vec{v}) \exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right) \right] \quad (8)$$

e  $\beta(\vec{v})$  é uma função colocada propositalmente para definir algumas condições de contorno a partir das superfícies dos filmes. A suposição mais simples para essas condições é admitir que sejam totalmente difusas nas superfícies exteriores, ou seja, a função  $g$  que deixa cada superfície deve ser independente da direção de  $\vec{v}$ , de modo que  $\beta(\vec{v})$  impõe que  $g(\vec{v}, z) = 0$  nas fronteiras  $z = 0$  e  $z = d$  para todas as velocidades. Assim, para  $z = 0$

$$1 - \beta(\vec{v}) = 0 \quad (v_z > 0).$$

Similar à condição anterior, tem - se  $z = d$

$$1 - \beta(\vec{v}) \exp\left(-\frac{d}{\tau v_z}\right) = 0 \quad (v_z < 0).$$

Tais características mostram que os elétrons que deixam a superfície em  $z = 0$  movem – se na direção oposta aos elétrons que deixam a superfície em  $z = d$  e é conveniente discriminar entre os elétrons que se movem na direção positiva do eixo  $z$  e elétrons que se movem na direção negativa do mesmo eixo. Portanto, existem duas funções de distribuição

$$v_z > 0: g^+(\vec{k}, z) = -\frac{eE_x \tau}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left[1 - \exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right)\right]$$

$$v_z < 0: g^-(\vec{k}, z) = -\frac{eE_x \tau}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left[1 - \exp\left(\frac{d-z}{\tau v_z}\right)\right].$$

Tendo estes fatos em consideração, Sommerfeld aplicou a distribuição de Fermi – Dirac ao gás de elétrons num metal, do qual será aplicada essa distribuição no espaço  $k$ , preenchendo os níveis sucessivamente, de acordo com o princípio de exclusão de Pauli, ou seja, dois elétrons por nível.

Assim, defini – se a densidade de corrente em função da distribuição de estados no espaço  $k$

$$J = Nqv \therefore N = \frac{n(\vec{k})}{\Delta V} = \frac{f(\vec{k}, z)}{\Delta V}$$

$$\Delta J(z) = \frac{\Delta k}{8\pi^3} f(\vec{k}, z) e v_x \rightarrow J(z) = 2 \int \frac{f(\vec{k}, z)}{8\pi^3} e v_x d^3 k$$

$$J(z) = \frac{e}{4\pi^3} \int v_x f(\vec{k}, z) d^3 k.$$

Sabendo que  $f = f_0 + g$  e que em  $f_0$  não existe corrente, pois está no estado de equilíbrio

$$J(z) = \frac{e}{4\pi^3} \int v_x g(\vec{k}, z) d^3 k$$

$$J(z) = \frac{e}{4\pi^3} \int v_x [g^+(\vec{k}, z) + g^-(\vec{k}, z)] d^3 k.$$

Como a densidade de corrente  $J(z)$  varia com eixo  $z$  de  $0$  até  $d$  se realizou a mudança de coordenadas do espaço  $k$  para o espaço  $v$  pela expressão

$$k_i = \frac{m}{\hbar} v_i \quad \therefore i = x, y \text{ e } z$$

$$J(z) = \frac{e}{4\pi^3} \left(\frac{m}{\hbar}\right)^3 \int v_x [g^+(\vec{k}, z) + g^-(\vec{k}, z)] d^3v$$

$$J(z) = -\frac{e^2 E_x \tau m^2}{4\pi^3 \hbar^3} \int v_x \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left[ 2 - \exp\left(-\frac{z}{\tau v_x}\right) - \exp\left(\frac{d-z}{\tau v_x}\right) \right] d^3v \quad (9)$$

Na integração é mais conveniente a utilização de coordenadas polares:

$$v_x = v \sin \theta \cos \emptyset$$

$$v_y = v \sin \theta \sin \emptyset$$

$$v_z = v \cos \theta \quad \therefore |v| = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)^{1/2}$$

com  $\emptyset$  variando de  $0$  a  $2\pi$  e  $\theta$  de  $0$  a  $\pi$ .

Desta forma é possível escrever a eq. (9) em função de  $v$  em relação à  $v_x$ :

$$\frac{\partial f_0(v_x(v))}{\partial v_x} = \frac{\partial f_0}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial v_x} = \frac{\partial f_0}{\partial v} \frac{v_x}{v} = \frac{\partial f_0}{\partial v} \sin \theta \cos \emptyset$$

Com essas substituições na eq. (9) e alguns cálculos será encontrada a densidade  $J(z)$ , que por sua vez dará a relação mais importante que é a condutividade pela expressão:

$$\sigma = \frac{1}{Ed} \int_0^d J_x(z) dz \quad (10)$$

## 5. CONCLUSÃO

Inicialmente, foi feito um estudo geral das propriedades magnéticas da matéria e depois aplicado às propriedades de transporte eletrônico. Foram aplicadas com sucesso as ferramentas do curso de Mecânica Estatística e Estado Sólido.

A seguir foi usada a equação de Boltzmann no tratamento do fenômeno, foi analisada a forma linearizada da equação de Boltzmann por meio da condição de tempo de relaxação entre as colisões.

A partir desses preceitos e alguns cálculos foi alcançado a solução da equação de Boltzmann, que se trata por uma função perturbação do sistema ou função de distribuição do elétron em um metal, enfim com essa função é possível escrever a densidade de corrente do elétron em um filme fino e se necessário estender até em um *bulk*.

Desses dados foi possível encontrar a densidade de corrente a relacionando posteriormente com a condutividade do material.

Tais ferramentas e ideias sobre fenômenos físicos aplicados são de grande valia para a formação do estudante, possibilitando uma maior inserção do físico no mercado de trabalho como gerador de tecnologia. Além de permitir ao mesmo um maior aprofundamento nos conceitos da física moderna.

## 6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] K. Fuchs, Proc. Camb. Phil. Soc. 34, 100 (1938).

[2] N. F. Mott, Proc. R. Soc. 153, 699 (1936).

[3] J. M. Teixeira, Dissertação de mestrado: “Estudo Computacional do Efeito GMR em Válvulas de Spin Especulares”, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Portugal (2005).

[4] W. T. Llanos, Tese de doutorado: “Efeitos diamagnéticos dependentes do spin nas Propriedades de Transporte em Multicamadas Magnéticas”, IF – Unicamp – SP, (1990).

## 7. CRONOGRAMA

Nº	Descrição	Ago 2012	Set	Out	Nov	Dez	Jan 2013	Fev	Mar	Abr	Mai	Jun	Jul
1	Levantamento Bibliográfico	X	X										
2	Estudo sobre propriedades magnéticas da matéria		X	X									
3	Estudo da propriedade de transporte em sistemas magnéticos		X	X	X								
4	Cursar a disciplina Mecânica Estatística (Bacharelado em Física)	X	X	X	X	X							
5	Conceitos introdutórios de Spintrônica.					X	X	X	X				
6	Estudo da Magnetoresistência gigante em filmes finos e granulares.							X	X	X	X	X	
7	Cursar a disciplina Estado Sólido (Bacharelado em Física)						X	X	X	X	X	X	
	- - Elaboração do Resumo e Relatório Final (atividade obrigatória) - Preparação da Apresentação Final para o Congresso (atividade obrigatória)												X