



UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DO SEMIÁRIDO
CAMPUS PAU DOS FERROS

FRANCISCO KLÉBER DANTAS DUARTE

**ESTUDO DAS PROPRIEDADES
MICROSCÓPICAS MAGNÉTICAS DA
MATÉRIA**

PAU DOS FERROS

2016

FRANCISCO KLÉBER DANTAS DUARTE

**ESTUDO DAS PROPRIEDADES
MICROSCÓPICAS MAGNÉTICAS DA
MATÉRIA**

Trabalho de Conclusão de Curso submetida
à Coordenação do Curso de Bacharelado em
Ciência e Tecnologia, da Universidade Fede-
ral Rural do Semi-Árido, como requisito par-
cial para a obtenção do grau de Bacharel em
Ciência e Tecnologia

Orientador: Prof. Lino Martins de Holanda
Júnior

PAU DOS FERROS

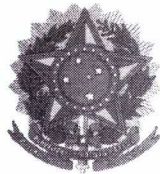
2016

© Todos os direitos estão reservados a Universidade Federal Rural do Semi-Árido. O conteúdo desta obra é de inteira responsabilidade do (a) autor (a), sendo o mesmo, passível de sanções administrativas ou penais, caso sejam infringidas as leis que regulamentam a Propriedade Intelectual, respectivamente, Patentes: Lei nº 9.279/1996 e Direitos Autorais: Lei nº 9.610/1998. O conteúdo desta obra tomar-se-á de domínio público após a data de defesa e homologação da sua respectiva ata. A mesma poderá servir de base literária para novas pesquisas, desde que a obra e seu (a) respectivo (a) autor (a) sejam devidamente citados e mencionados os seus créditos bibliográficos.

D812e Duarte, Francisco Kléber.
Estudos das Propriedades Microscópicas
Magnéticas da Matéria / Francisco Kléber Duarte. -
2016.
46 f. : il.

Orientador: Lino Martins de Holanda Júnior.
Monografia (graduação) - Universidade Federal
Rural do Semi-árido, Curso de , 2016.

1. Diamagnetismo. 2. Paramagnetismo. 3.
Ferromagnetismo. 4. Antiferromagnetismo. 5.
Magnetismo. I. de Holanda Júnior, Lino Martins,
orient. II. Título.



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DO SEMIÁRIDO
CAMPUS PAU DOS FERROS

ATA DE DEFESA DE MONOGRAFIA

Às 10h00min do dia 10 de Novembro do ano de dois mil e dezesseis, na sala de aula 07, da Universidade Federal Rural do Semiárido – UFERSA/Campus Pau dos Ferros, sob a presidência do Professor Lino Martins de Holanda Junior, reuniu-se a banca examinadora de defesa da monografia do discente **Francisco Kléber Dantas Duarte**, aluno do curso de Bacharelado em Ciência e Tecnologia, desta Universidade, com o título **“Estudo das Propriedades Microscópicas Magnéticas da Matéria”**. A Banca Examinadora ficou assim constituída: Prof. Dr. Lino Martins de Holanda Junior, presidente da banca e orientador da monografia; Prof. Dr. Cláwsio Rogério Cruz de Sousa e o Prof. Dr. Francisco Ernandes Matos, como membros examinadores. Foram registradas as seguintes ocorrências: _____

Concluída a defesa, procedeu-se ao julgamento pelos membros da banca examinadora, em reunião fechada, tendo o aluno obtido as seguintes notas: (9,5); (10,0); (9,0) e apuradas as notas verificou-se que o aluno foi Aprovado com média geral (9,5), fazendo jus, portanto, ao título de Bacharel em Ciência e Tecnologia. E para constar, eu, Lino Martins de Holanda Junior, lavrei a presente ata que, após lida e aprovada pelos membros da banca examinadora, será assinada por todos.

Pau dos Ferros, 10 de Novembro de 2016.

Assinatura dos membros da Banca Examinadora.

Lino Martins de Holanda Junior
Prof. Dr. Lino Martins de Holanda Junior (Orientador)

Cláwsio Rogério Cruz de Sousa
Prof. Dr. Cláwsio Rogério Cruz de Sousa

Feo Ernandes Matos Costa
Prof. Dr. Francisco Ernandes Matos

*Dedico à minha
família.*

AGRADECIMENTOS

Quero agradecer primeiramente a minha família por sempre estar ao meu lado, me apoiando tanto financeiramente como moralmente, com ênfase a meu pai, Cicero Rolim, que sempre apostou em meu potencial, quero destacar também meu nobre agradecimento ao meu orientador e grande amigo, Dr. Holanda, por incansavelmente se esforçar para mostrar o meu melhor, pela paciência e pelas oportunidades de crescer como pesquisador. Agradeço a minha namorada, Mayara Laisse, que mesmo distante sempre me apoiou e me motivou a continuar, e como não agradecer ao grande Nicolas, meu lindo sobrinho que com sua inocência mostrou como a simplicidade pode gerar vários sorrisos. Agradeço a cada amigo e amiga pelo companheirismo, quero que saibam que todos são dignos de minha gratidão, quero destacar alguns amigos que conheci no curso, mas que ficarão para sempre em minha memória. Primeiramente a Henrique Maciel, esse pequeno grande homem, que começou o curso comigo e que criei uma grande parceria, ao meu amigo Janailson, esse rapaz que tanto perturbei, mas como ele sabe, tenho um grande respeito e admiração, agradeço ao meu amigo Caio Abrantes, que vejo a cada dia amadurecendo e se tornando um grande profissional, a Vitor Abreu, que tive a honra de recebe-lo em Pau dos Ferros, de ajudar e ao mesmo tempo aprender com ele. Agradeço a Domingos por sempre estar disponível para os amigos, a Willian Vieira elemento fundamental do grupo de estudos, um cara atrapalhado, mas de grande coração, agradeço a Sávio Felipe, esse cara que tantas vezes me arrastou para estudar, meu grande obrigado. Quero agradecer a toda família UFERSA que me recebeu de braços abertos, principalmente aos professores que eu tive o prazer de ser aluno, esses profissionais que além de professores se tornaram bons amigos, garantindo boas risadas e ótimos conselhos, que enfatizar meus amigos, Josenildo Galdino, Rogério Santos, Clawsio Sousa, Jose Flávio, Otávio Paulino, Antônio Diego, Francisco Leônardo, Wesley Santos, entre vários outros, meu muito obrigado por serem excelentes na profissão que exercem.

RESUMO

Neste presente trabalho estudamos as propriedades magnéticas microscópicas da matéria e o comportamento de certos materiais, do ponto de vista magnético, quando expostos a campos magnéticos externos. É de fundamental importância para a física saber a origem microscópica do magnetismo na matéria e como classificá-la de acordo com sua resposta a um campo magnético aplicado e em diferentes temperaturas de atuação. Para isso, apresentamos todas as interações microscópicas dos elétrons e de seus momentos dipolares magnéticos orbitais e de spin, como também explicamos algumas teorias da física clássica, como por exemplo, a lei de Ampère e a lei de Lenz, que explicam a origem do campo magnético gerado por uma corrente elétrica e o sentido da corrente induzida em circuitos fechados sujeitos a fluxos de campos magnéticos, respectivamente.

Palavras-chave: Magnetismo. Diamagnetismo. Paramagnetismo. Ferromagnetismo. Magnetização.

ABSTRACT

In this work we study the microscopic magnetic properties of matter and the behavior of certain materials, the magnetic point of view, when exposed to external magnetic fields. It is vital to know the physical microscopic origin of magnetism in metéria and how to classify it according to its response to an applied magnetic field at different temperatures of operation. For this, we present all the microscopic interactions of the electrons and their orbital magnetic dipole moments and spin, but also explain some classical physical theories, such as Ampere's law and Lenz's law, explaining the origin of the field magnetic generated by an electric current and the direction of the current induced in closed circuit subject to magnetic fields flows, respectively.

Keywords: magnetism. diamagnetism. paramagnetism. ferromagnetism. magnetization.

LISTA DE FIGURAS

1	Campo Magnético gerados por uma corrente em um fio.	p. 15
2	Variação do fluxo de campo magnético em uma espira.	p. 16
3	Linhas de campo magnético do átomo. Cada átomo se comporta como um pequeno ímã.	p. 17
4	Elétron se movendo em torno do núcleo e seus respectivos momentos angular e magnético orbital.	p. 18
5	Posições possíveis do momento angular de um elétron.	p. 20
6	Analogia clássica entre o momento magnético de Spin $\vec{\mu}_s$ e momento angular de spin $\vec{S}$ de uma partícula.	p. 21
7	As duas possibilidades no momento angular de spin eletrônico na direção z.	p. 22
8	Acoplamento dos momentos angulares orbital $\vec{L}$ e de Spin $\vec{S}$ resultando no momento angular total $\vec{J}$	p. 22
9	Distribuição radial de cargas dos íons de terras raras evidenciando o caráter localizado dos elétrons 4f.	p. 23
10	Magnetização resultante da orientação média de um sistema de spins em um direção preferencial.	p. 25
11	Representação simplificada para um átomo de um único elétron.	p. 28
12	Gráfico de susceptibilidade magnética em função da temperatura para um material diamagnético.	p. 30
13	a) Momentos magnéticos antes de um campo aplicado. b) Momentos magnéticos após um campo aplicado.	p. 31
14	Gráfico de susceptibilidade magnética e sua inversa em função da temperatura para um material paramagnético.	p. 35
15	Momentos magnéticos ordenados em uma direção.	p. 36

16	Gráfico de susceptibilidade magnética e sua inversa em função da temperatura para um material ferromagnético.	p. 38
17	Momentos magnéticos ordenados em uma direção.	p. 39
18	Histerese em um material ferromagnético.	p. 40
19	Subredes antiferromagnéticas.	p. 40
20	Gráfico de susceptibilidade magnética e sua inversa em função da temperatura para um material antiferromagnético.	p. 43

LISTA DE SÍMBOLOS

μ	Momento de dipolo Magnético
μ_B	Magneton de Bohr
$\vec{\mu}_L$	Vetor Momento Magnético Orbital
$\vec{\mu}_S$	Vetor Momento Magnético de Spin
χ	susceptibilidade magnética
$\vec{\mu}_J$	Vetor Momento Magnético total.
$\hbar$	Constante de Plank dividido por 2π .

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	p. 13
1.1	Justificativa	p. 13
1.2	Objetivos	p. 13
1.2.1	Objetivos Gerais	p. 14
1.2.2	Objetivos Específicos	p. 14
2	REFERENCIAL TEÓRICO	p. 15
2.1	Lei de Ampère	p. 15
2.2	Lei de Lenz	p. 16
2.3	Momentos Magnéticos Microscópicos	p. 16
2.3.1	Momento Magnético Orbital	p. 17
2.3.2	Momento Magnético de Spin	p. 20
2.4	Interação do spin com o campo magnético	p. 22
2.4.1	Torque sobre um momento magnético e energia magnética . . .	p. 23
2.5	Função Partição	p. 24
2.6	Magnetização e Susceptibilidade Magnética	p. 25
3	METODOLOGIA	p. 27
4	RESULTADOS	p. 28
4.1	Diamagnetismo	p. 28
4.2	Paramagnetismo de Curie	p. 31
4.3	Ferromagnetismo	p. 35

4.4 Antiferromagnetismo	p. 40
5 CONCLUSÃO	p. 44
REFERÊNCIAS	p. 45

1 INTRODUÇÃO

1.1 Justificativa

Magnetismo é o fenômeno físico comumente encontrado, podendo ser em TVs, auto falantes, motores, dispositivos de proteção, etc. Até mesmo naquele pequeno imã que você coloca na geladeira, apresenta o fenômeno magnético. Nesse trabalho iremos abordar o tema de propriedades microscópicas magnéticas da matéria, para que esses fenômenos tão comuns no dia a dia sejam entendidos de uma forma mais aprofundada. Para isso, mostraremos os tipos de interações existentes entre os campos magnéticos e as entidades microscópicas responsáveis pelo magnetismo dos materiais, as quais denominamos de spin, para que assim expressem uma reação macroscópica no material. Alguns materiais não apresentam reações de atração ou repulsão, como por exemplo a pele humana, mas isso não quer dizer que tais materiais não apresentem propriedades magnéticas, nesse trabalho mostraremos alguns materiais como a pele humana que mesmo não apresentando características magnéticas espontâneas, quando expostos a determinadas condições, podem adquirir essas características, por exemplo o metal, quando baixamos muito sua temperatura, acontecem interações magnéticas que fazem com que ele se torne um imã temporário, perdendo essa característica quando sua temperatura volta a aumentar, existem várias formas de modificarmos essas características, e é entendendo esses conceitos que novas tecnologias podem ser geradas e as existentes melhoradas.

1.2 Objetivos

O principal objetivo dessa trabalho é o estudo das propriedades microscópicas magnéticas da matéria e o comportamento desses materiais quando expostos a um campo externo.

1.2.1 Objetivos Gerais

Para uma completa caracterização magnética dos materiais, iremos estudar e classificar as interações do ponto de vista da magnetização e da susceptibilidade magnética. Tais quantidades expressam a resposta magnética dos materiais em diferentes condições de temperatura e campo externo aplicado.

1.2.2 Objetivos Específicos

- Analisaremos diretamente a resposta magnética de diversos materiais, magnéticos ou não, em função da temperatura e campo magnético. Assim, poderemos comparar, dentro de uma classe de materiais, quais apresentam maior poder de magnetização, qual apresenta maior energia magnética associada ao tipo específico de ordenamento magnético etc.

- Serão feitos cálculos teóricos utilizando métodos de mecânica estatística, através da função de partição no Ensemble Canônico, teoria de campo médio e teoria de Fermi para a determinação da susceptibilidade magnética. Os dados serão graficados no programa Wolfram Mathematica 9 para análise de seus comportamentos em função da Temperatura e do Campo Magnético.

2 REFERENCIAL TEÓRICO

2.1 Lei de Ampère

A lei de Ampère postula que é possível calcular o campo magnético total produzido por elementos de corrente $i d\vec{s}$ em um circuito fechado. Ela é descrita pela seguinte integral

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 i_{env} \quad (2.1)$$

Onde essa integral é feita em uma curva fechada C , conhecida como amperiana, e i_{env} é a corrente total envolvida pela curva C . O sentido do campo magnético é dado pela regra da mão direita, como é ilustrado na figura 1 abaixo, onde na figura a) está representado o campo magnético gerado pela corrente ao longo do fio e na figura b) é feita a regra da mão direita, em que o polegar fica na direção da corrente e a ponta dos outros dedos, ao fecharmos a mão, apontam para o sentido do campo magnético [1].

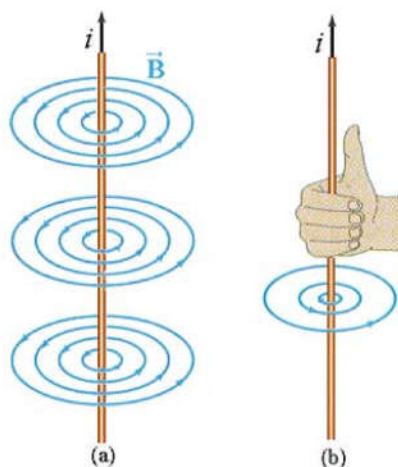


Figura 1: Campo Magnético gerados por uma corrente em um fio.

Sabendo disso, podemos imaginar agora um átomo que possui um único elétron, o qual gira em torno do núcleo, como uma pequena corrente elétrica e, como já visto anteriormente, corrente elétrica produz campo magnético. Portanto, isso mostra que

mesmo em nível atômico a matéria tem características magnéticas.

2.2 Lei de Lenz

No eletromagnetismo estamos familiarizados com a lei de Lenz. Essa lei nos diz que quando há uma variação no fluxo magnético em um circuito, uma corrente induzida é gerada no circuito tal que seu sentido produz um campo magnético que se opõe à variação do fluxo original [1].

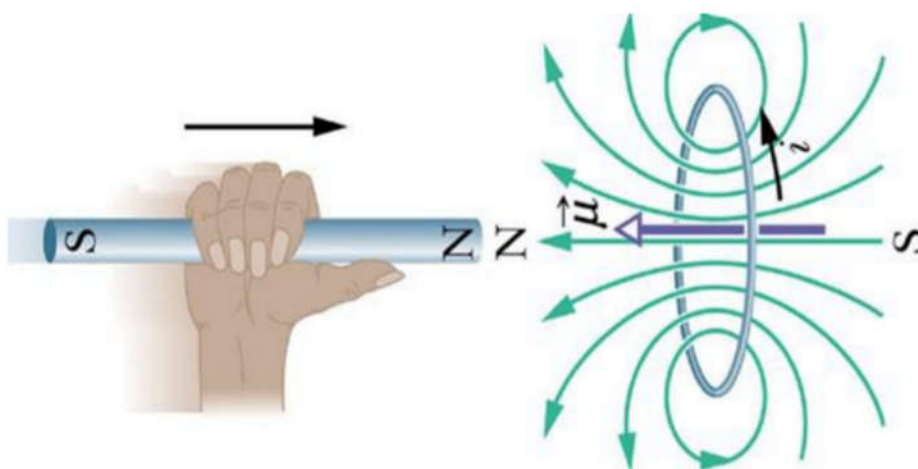


Figura 2: Variação do fluxo de campo magnético em uma espira.

2.3 Momentos Magnéticos Microscópicos

Quando uma espira é percorrida por uma corrente elétrica, um campo magnético é gerado, fazendo com que a espira se comporte como um ímã e, assim como qualquer ímã, a espira terá um dipolo magnético [1]. Podemos associar um momento magnético dipolar $\vec{\mu}$ à espira, o qual pode ser expresso por

$$\vec{\mu} = i\vec{A} \quad (2.2)$$

Onde i é a corrente e $\vec{A}$ é um vetor que aponta perpendicularmente à superfície e tem módulo igual a área limitada pela espira [1]. A característica de indivisibilidade dos polos do ímã se dá de tal forma que ao chegarmos no nível atômico, ainda encontraremos um

dipolo magnético. Esse dipolo magnético é o resultado do movimento do elétron em torno do núcleo, transformando seu momento angular em momento magnético (ver figura 3).

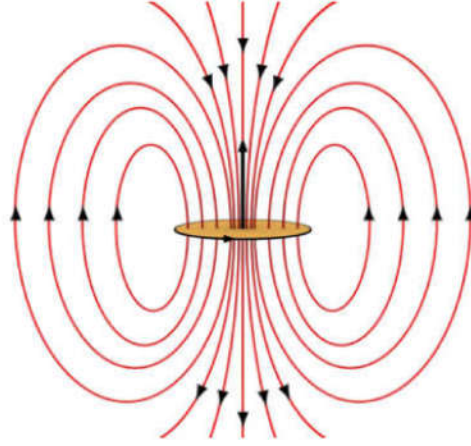


Figura 3: Linhas de campo magnético do átomo. Cada átomo se comporta como um pequeno imã.

Além disso, ainda existe outra contribuição magnética proveniente do elétron, uma característica intrínseca que é conhecido com “*spin*” [3,8]. Dessa forma, definiremos essas duas contribuições de forma detalhada.

2.3.1 Momento Magnético Orbital

Considere um átomo que possui um único elétron o qual gira a uma distância r em torno do núcleo com velocidade v . Como esse elétron está em movimento, podemos associar seu movimento a uma corrente elétrica em um circuito fechado, dando origem a um campo magnético. Logo existirá um momento magnético associado, que chamaremos de $\vec{\mu}_L$ [2].

O módulo do momento dipolar magnético, dado pela equação 2.2, fica

$$\mu_L = iA \quad (2.3)$$

Onde a corrente, por definição, é a carga que passa por uma determinada região dividida pelo tempo [2]. No nosso caso, temos a carga do elétron $-e$ dividido pelo período do seu movimento em torno do núcleo, ou seja

$$i = \frac{-e}{T}$$

O período pode ser expresso em termos da velocidade angular ω do elétron como $T = 2\pi/\omega$, logo

$$i = \frac{-e\omega}{2\pi} \quad (2.4)$$

Supondo que a área percorrida pelo elétron seja circular, temos

$$A = \pi r^2 \quad (2.5)$$

Agora, substituindo as equações 2.4 e 2.5 em 2.3, obtemos a expressão

$$\mu_L = \frac{-e\omega r^2}{2} \quad (2.6)$$

Como já foi discutido anteriormente, o elétron possui um momento angular associado a ele, que é descrito por

$$L = \vec{r} \times \vec{p}$$

Na figura abaixo está ilustrado as características de um elétron de massa m movendo-se em torno de um ponto fixo.

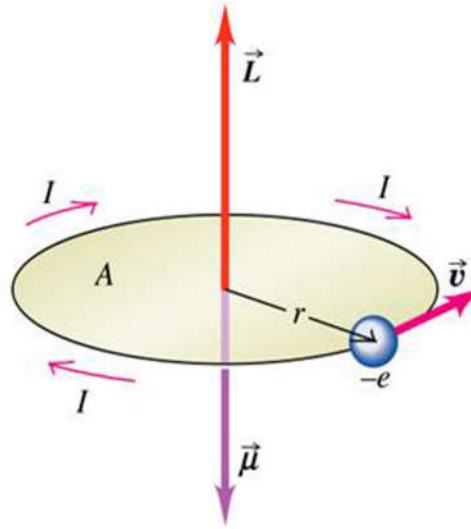


Figura 4: Elétron se movendo em torno do núcleo e seus respectivos momentos angular e magnético orbital.

Como $\vec{p}$ e $\vec{r}$ são perpendiculares, podemos escrever o módulo do momento angular como

$$L = m\omega r^2$$

Isolando ω , ficamos com

$$\omega = \frac{L}{r^2 m} \quad (2.7)$$

e substituindo em 2.6, obtemos $\vec{\mu}_L$

$$\vec{\mu}_L = \frac{-e}{2m} \vec{L} \quad (2.8)$$

Ao aplicarmos um campo magnético (escolhido arbitrariamente na direção z), a componente do momento angular nessa direção, L_z , é quantizada, podendo assumir somente os valores $\hbar, 2\hbar, 3\hbar, \dots$, ou seja, $l\hbar$ com l inteiro, onde $\hbar$ representa uma quantidade conhecida como constante de Plank dividida por 2π e seu valor é $\hbar = 1,05457168(18) \times 10^{-34} J \cdot s$. Portanto, o valor da projeção do momento angular na direção z é dado por

$$L_z = \hbar m_l \quad (2.9)$$

Onde m_l é o número quântico magnético, que pode assumir valores de $-l, -l+1, -l+2, \dots, +l$ e representa a orientação espacial do orbital diante de um campo magnético externo [3]. Dessa forma, teremos $2L+1$ possibilidades para a projeção de $\vec{L}$ na direção do campo aplicado, sendo o menor valor possível dado por $\hbar$ [2]. Para o valor mínimo de L , obtemos o momento orbital fundamental, também conhecido como Magneton de Bohr [2,3].

$$\mu_B = \frac{-e\hbar}{2m} \quad (2.10)$$

Essa quantidade é útil ao estudarmos átomos multieletrônicos como unidade comparativa de seus momentos magnéticos. Seu valor é $\mu_B = 9,27400899(37) \times 10^{-24} J \cdot T^{-1}$ [1-3]. Com essa definição, podemos definir o momento magnético como

$$\vec{\mu}_L = \frac{-e}{2m} \vec{L} = \frac{-e}{2m} \hbar \vec{l} = -\mu_B \vec{l} \quad (2.11)$$

Apesar de tratarmos, sempre que possível, os momentos angulares eletrônicos classicamente, eles são quantidades derivadas da Mecânica Quântica. Portanto, usaremos alguns resultados sem demonstração, a qual foge do tratamento proposto neste trabalho. Dessa forma, o módulo do momento angular [3] é dado por

$$|L| = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad (2.12)$$

onde l é o número quântico secundário ou azimutal e pode assumir valores $0, 1, 2, 3, \dots, n-1$. Esses valores correspondem aos orbitais eletrônicos s, p, d, f etc, ou seja, 0 representa o orbital s , 1 representa o orbital p e assim por diante. As possibilidades para a componente z do momento angular são ilustradas na figura 5.

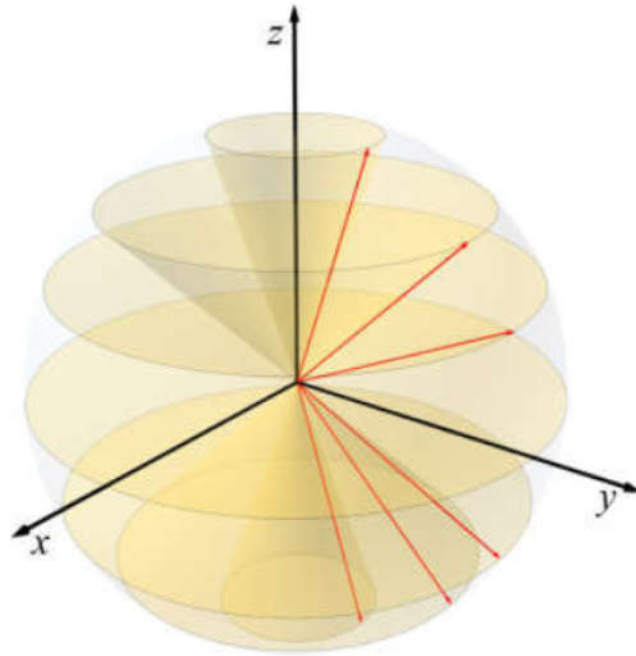


Figura 5: Posições possíveis do momento angular de um elétron.

2.3.2 Momento Magnético de Spin

O experimento de Stern-Gerlach [8], idealizado em 1922 pelos físicos Otto Stern e Walther Gerlach, o qual consiste na aplicação de um campo magnético em feixes eletrônicos provenientes de átomos de Prata, demonstrou que o elétron possui um momento magnético intrínseco, $\vec{\mu}_S$, cuja projeção sobre uma direção qualquer pode tomar apenas dois valores. Este momento magnético é interpretado como associado a um momento angular intrínseco $\vec{S}$, chamado spin, cujas projeções também podem assumir dois valores. O termo “*Spin*” em inglês significa girar e é com essa analogia com a física clássica que podemos entender a origem do momento magnético de spin, ainda que o elétron não gire em torno do próprio eixo, pois o spin é uma quantidade puramente quântica. Os vetores momento angular $\vec{S}$ e momento magnético de spin $\vec{\mu}_S$ de uma partícula são relacionados através do fator giromagnético, g , o qual depende da espécie da partícula (para o elétron livre $g \approx 2$). Experimentalmente, o momento magnético é muito mais acessível do que o momento angular, em virtude da interação deste último com campos magnéticos. Com isso, o momento angular de partículas acaba sendo inferido a partir de seu momento magnético de spin [2].

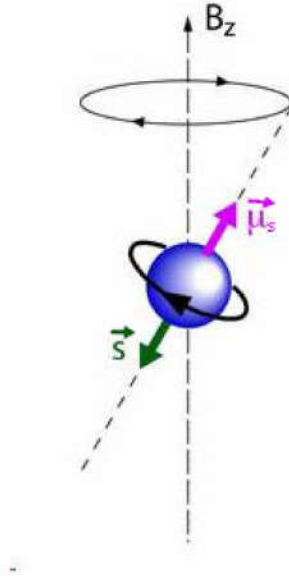


Figura 6: Analogia clássica entre o momento magnético de Spin $\vec{\mu}_s$ e momento angular de spin $\vec{S}$ de uma partícula.

De forma análoga ao momento orbital, o momento magnético de spin é definido como

$$\vec{\mu}_S = -g\mu_B\vec{S} \quad (2.13)$$

Novamente fazendo analogia com o momento angular orbital, o módulo do momento angular de Spin é expresso pela seguinte equação [3]

$$S = \sqrt{s(s+1)}\hbar \quad (2.14)$$

Enquanto que o valor de sua projeção na direção z é dado por

$$S_z = m_S\hbar \quad (2.15)$$

onde m_S é o número quântico de spin. Para o elétron, m_S pode assumir dois valores, $+1/2$ e $-1/2$.

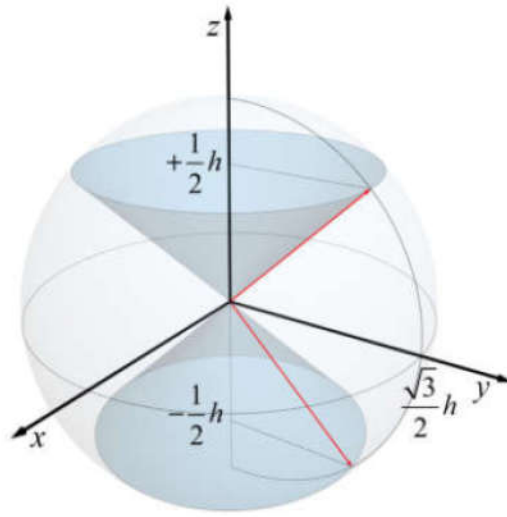


Figura 7: As duas possibilidades no momento angular de spin eletrônico na direção z .

2.4 Interação do spin com o campo magnético

Como já vimos anteriormente, o elétron possui momento magnético orbital e de Spin. Esses dois momentos magnéticos se acoplam para resultar em um momento angular total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Portanto, quando aplicamos um campo magnético, $\vec{B}$, em um material que apresenta momento total J , esse momento tenderá a se alinhar na direção do campo. A figura abaixo ilustra os vetores $\vec{L}$ e $\vec{S}$ acoplando-se para formar o vetor $\vec{J}$ para uma partícula isolada. Esse acoplamento é denominado acoplamento Russell-Saunders [3].

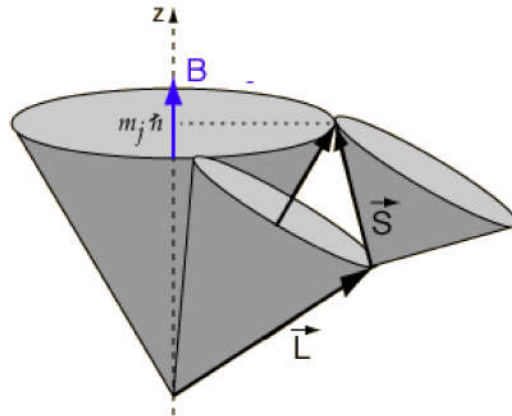


Figura 8: Acoplamento dos momentos angulares orbital $\vec{L}$ e de Spin $\vec{S}$ resultando no momento angular total $\vec{J}$.

De forma semelhante aos momentos angulares orbital e de Spin, o momento total $\vec{J}$

possui módulo e valor da projeção na direção do eixo z dados por [3]

$$|J| = \sqrt{j(j+1)}\hbar \quad (2.16)$$

e

$$J_z = m_J \hbar \quad (2.17)$$

onde o número quântico magnético do momento angular total, pode assumir $2J+1$ valores [3].

$$m_J = -J, -J+1, -J+2, \dots, J-1, +J \quad (2.18)$$

O acoplamento Russell-Saunders acontece, é frequentemente observado, em íons de terras raras (materiais da série dos Lantanídeos) que possuem a camada $4f$ parcialmente fechada de tal forma que esses elétrons ficam blindados de influências externas. Isso pode ser visto através da distribuição radial de cargas como mostrado na figura abaixo [2].

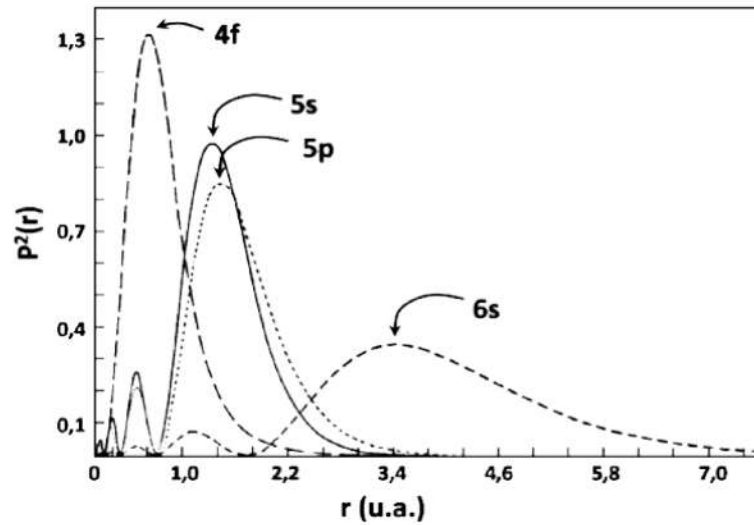


Figura 9: Distribuição radial de cargas dos íons de terras raras evidenciando o caráter localizado dos elétrons $4f$.

2.4.1 Torque sobre um momento magnético e energia magnética

Quando o spin é posto em um campo magnético, ele sofre ação de um torque magnético que tende a alinhá-lo na direção do campo. Esse torque é definido como

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (2.19)$$

O torque aplicado pelo campo $\vec{B}$ causará uma variação do momento angular desse spin, ou seja,

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} = \frac{d\vec{L}}{dt} \quad (2.20)$$

A ação desse torque fará com que o spin gire em torno do campo aplicado com uma frequência característica, conhecida como frequência de Larmor, $\omega_L = g\mu_B B$. Portanto, o spin não se alinha perfeitamente na direção do campo aplicado. Isso ocorre devido a agitação térmica do spin a uma temperatura T . Como vimos, o spin tem duas possibilidades de orientação em relação a um campo aplicado, paralela e antiparalela. Essas configurações possuem energias diferentes, as quais podem ser representadas por

$$\Delta E = -\vec{\mu}_S \cdot \vec{B} \quad (2.21)$$

A energia magnética tem o menor valor possível quando $E = -\mu B \cos 0 = -\mu B$, que ocorre quando o momento dipolar magnético estiver alinhado com o campo, já para o maior valor da energia magnética acontecerá quando o momento magnético dipolar estiver no sentido contrário do campo magnético, $E = -\mu B \cos 180^\circ = \mu B$ [3].

2.5 Função Partição

A função partição, na mecânica estatística, é a função que define a normalização da probabilidade de um sistema ocupar um determinado microestado, segundo um equilíbrio termodinâmico, ou seja, essa função carrega a informação de como as probabilidades devem ser particionadas entre os microestados. A função partição que usamos nesse trabalho, é a função partição canônica, onde o sistema está sujeito a trocar calor com o ambiente a temperatura, volume e número de partículas fixos. Se considerarmos um sistema termodinâmico, exposto ao ambiente, ambos com temperaturas fixas e com número de partículas também fixas, esse é o tipo de sistema que chamamos de ensemble canônico [4]. Para esse tipo de sistema, a equação que descreve a função partição é

$$Z = \sum_J e^{-\beta E_J} \quad (2.22)$$

Onde β é definida como

$$\beta \equiv \frac{1}{k_B T} \quad (2.23)$$

e k_B é a constante de Boltzmann e tem valor igual a $1,38064852 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

2.6 Magnetização e Susceptibilidade Magnética

O estudo dos materiais, do ponto de vista do magnetismo é baseado nos conceitos de magnetização e susceptibilidade magnética, por isso, faremos uma breve descrição desses conceitos.

Ao aplicarmos um campo magnético em um material, como já falado anteriormente, esse material tende a alinhar seus momentos magnéticos, seja no sentido do campo ou contrário a ele. Esse processo pode ser influenciado pelo estado térmico do material, quanto maior a energia térmica do material maior será a agitação das moléculas e, conseqüentemente, os momentos terão uma maior dificuldade de serem ordenados. Mesmo não estando perfeitamente orientados, existirá uma componente resultante na direção do campo, a qual chamamos de magnetização. Essa componente será a soma dos momentos magnéticos por unidade de volume [2] e determinará a resposta macroscópica do material quando submetido a campos magnéticos externos [3].

$$\vec{M} = \frac{d\vec{\mu}}{dV} \quad (2.24)$$

A figura abaixo ilustra como a orientação média dos momentos magnéticos em uma direção preferencial dá origem a magnetização.

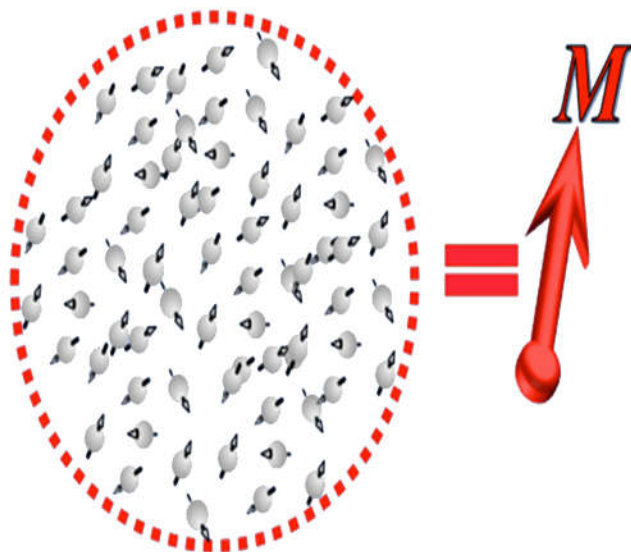


Figura 10: Magnetização resultante da orientação média de um sistema de spins em uma direção preferencial.

A maioria dos materiais respondem de forma proporcional a campos excitantes mode-

rados e a constante de proporcionalidade é conhecido como suscetibilidade magnética, ou seja, ela dá informações de quanto o material é suscetível a ser magnetizado [2]. A equação que expressa essa proporcionalidade é

$$\vec{M} = \chi_m \vec{B} \quad (2.25)$$

É a partir da suscetibilidade que iremos classificar as propriedades magnéticas dos materiais quando expostos a campos magnéticos. Veremos também que certos materiais apresentam resposta magnética em função da temperatura, mesmo na ausência de campo. Esses materiais são classificados de acordo com o comportamento de sua susceptibilidade, ou seja, eles podem apresentar comportamentos que chamaremos de Diamagnetismo, Paramagnetismo, Ferromagnetismo ou Antiferromagnetismo. Cada uma dessas propriedades apresentam especificidades, as quais demonstraremos a seguir.

3 METODOLOGIA

Primeiramente, foi realizado um estudo bibliográfico sobre os métodos de análise de respostas magnéticas em função da temperatura e do campo magnético, enfatizando principalmente os materiais com maior poder de magnetização, ordenamento magnético, suscetibilidade e algumas outras propriedades relacionadas.

Posteriormente, fizemos cálculos teóricos utilizando alguns métodos de mecânica estatística para determinar a suscetibilidade magnética dos materiais Paramagnéticos de Curie. Também utilizamos algumas teorias como a de Fermi para explicar o paramagnetismo dos elétrons de condução e a teoria de campo médio para a suscetibilidade dos Ferromagnéticos e Antiferromagnéticos. Por fim transpomos gráficos que relacionam as propriedades magnéticas e classificamos os materiais em função de alguns parâmetros externos como temperatura e campo magnético.

4 RESULTADOS

4.1 Diamagnetismo

O diamagnetismo é uma propriedade apresentada por certos materiais ao serem expostos a campos magnéticos, tal que apresentam uma resposta magnética no sentido oposto a $\vec{B}$. Nesse sentido, afirmamos que o diamagnetismo está associado a uma oposição ao campo $\vec{B}$ devido ao movimento orbital do elétron em torno do núcleo. Usando como exemplo um átomo de apenas um elétron, observa-se que se houver uma variação no fluxo magnético no pequeno circuito formado pela órbita eletrônica, de acordo com a lei de Lenz, teremos uma alteração no movimento orbital desse elétron de forma a compensar a variação de fluxo magnético provocada pelo campo aplicado [3]. Uma representação para o caso idealizado é mostrado na figura abaixo

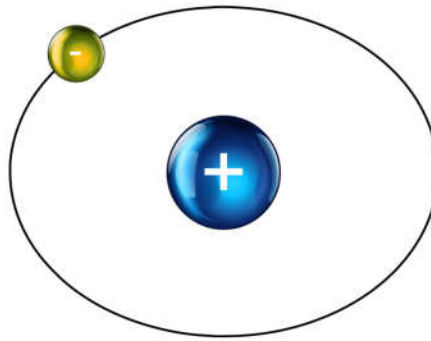


Figura 11: Representação simplificada para um átomo de um único elétron.

Logo, o diamagnetismo resulta da mudança no movimento orbital do elétron quando aplicamos um campo magnético. Podemos expressar a força magnética sobre o elétron em movimento com velocidade $\vec{v}$ por

$$\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B} \quad (4.1)$$

podemos supor, sem perda de generalidade, que o campo $\vec{B}$ seja aplicado perpendicular-

mente ao plano no qual o elétron está girando, logo, a força sentida por ele será centrípeta e causará uma pequena variação na sua velocidade angular ω [9]

$$F = evB \sin \theta \quad (4.2)$$

Como essa força é centrípeta e, levando em consideração que o elétron sente uma variação em sua velocidade angular devido a ela, ficamos com uma equação para a variação de ω na órbita eletrônica da seguinte forma

$$evB = \Delta(m\omega^2 r) \quad (4.3)$$

a qual resulta em

$$evB = 2mv\Delta\omega \quad (4.4)$$

Isolando $\Delta\omega$, encontrarmos a variação na velocidade angular do elétron

$$\Delta\omega = \frac{eB}{2m} \quad (4.5)$$

Essa variação na frequência de precessão está diretamente ligada a variação dos momentos magnéticos, pelas relações que discutimos no Capítulo 1. O momento magnético para esse caso é expresso por [9]

$$\Delta\mu = \Delta I \cdot A \quad (4.6)$$

ΔI é a variação da corrente e A é a área formada pela trajetória do elétron. Como a corrente é formada por carga em movimento (o elétron), podemos reescrever a equação 4.6

$$\Delta\mu = \left(\frac{-Ze}{\Delta T}\right) \cdot \pi \cdot \langle \rho^2 \rangle$$

$$\Delta\mu = \left(\frac{-Ze\Delta\omega}{2\pi}\right) \cdot \pi \cdot \langle \rho^2 \rangle$$

$$\Delta\mu = \left(\frac{-Ze\Delta\omega}{2}\right) \cdot \langle \rho^2 \rangle \quad (4.7)$$

Onde $\rho^2 = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle$ é o valor do quadrado da distância perpendicular entre os elétrons e as linhas de campo magnético [3]. Se substituirmos $\Delta\omega$ pelo valor usado na equação 4.5, ficamos com

$$\Delta\mu = \left(\frac{-Ze^2B}{4m}\right) \cdot \langle \rho^2 \rangle \quad (4.8)$$

Sabendo que o valor médio do quadrado da distância entre o elétron e o núcleo é $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle$ e usando o fato de que em coordenadas esféricas $\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \langle z^2 \rangle$, podemos dizer que $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{2} \langle \rho^2 \rangle$. Dessa forma a equação

4.8 é expressa por

$$\Delta\mu = \left(\frac{-Ze^2B}{6m}\right) \cdot \langle r^2 \rangle \quad (4.9)$$

Com o resultado da equação 4.9 (variação do momento magnético orbital) podemos expressar a magnetização

$$M = N\mu_0 \langle \Delta\mu \rangle$$

$$M = \frac{-N\mu_0Ze^2B}{6m} \cdot \langle r^2 \rangle \quad (4.10)$$

Com esse resultado da Magnetização e sabendo que a suscetibilidade é dada por $\chi = \frac{M}{B}$, podemos determinar uma expressão para a suscetibilidade diamagnética como

$$\chi = \frac{-N\mu_0Ze^2}{6m} \cdot \langle r^2 \rangle \quad (4.11)$$

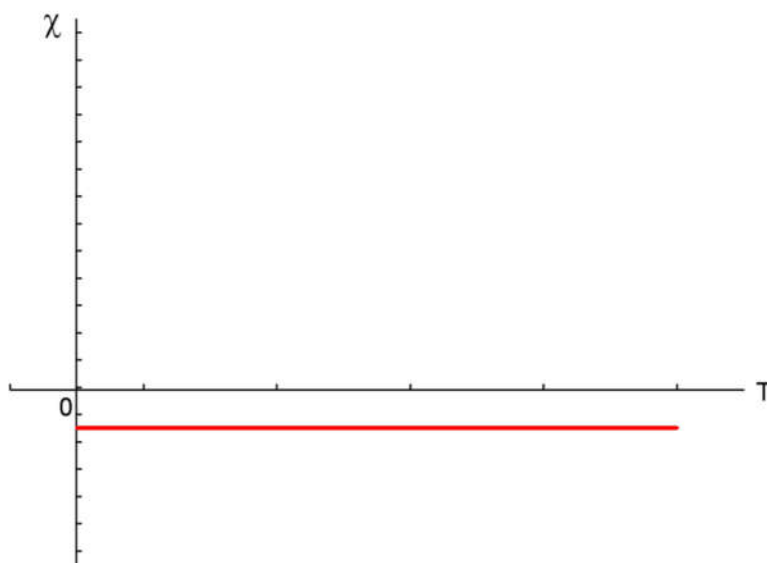


Figura 12: Gráfico de susceptibilidade magnética em função da temperatura para um material diamagnético.

Analisando o resultado da susceptibilidade magnética podemos tirar algumas conclusões: a primeira é que o diamagnetismo é independente da temperatura, o que pode claramente ser visto na figura 12, e outra conclusão é que o diamagnetismo é uma propriedade fraca se comparada as outras respostas magnéticas (como veremos mais adiante).

Isso nos diz que toda matéria que apresentar outra propriedade magnética, esta se expressará com mais intensidade [3, 4], tornando diamagnetismo, muitas vezes, não observável. Como o diamagnetismo está ligado diretamente ao movimento orbital do elétron e como toda matéria tem elétron, todo material terá a propriedade diamagnética, mesmo que não a observemos em equipamentos usualmente utilizados para a realização de medidas. Alguns materiais que apresentam o diamagnetismo de forma mais notável são a água, madeira, muitos compostos orgânicos (petróleo e alguns plásticos) e alguns metais, incluindo o Cobre, ou mesmo aqueles com muitos elétrons, como o Mercúrio, o Ouro e o Bismuto. Quando falamos em materiais orgânicos, isso exemplifica o por quê não sentimos atração ou repulsão magnética quando expostos a campos magnéticos [3].

4.2 Paramagnetismo de Curie

O paramagnetismo de Curie, diferentemente do diamagnetismo, possui uma contribuição dos spins dos elétrons, os quais tendem a se alinhar no mesmo sentido do campo aplicado. Essa situação é exemplificada pela figura abaixo [4].

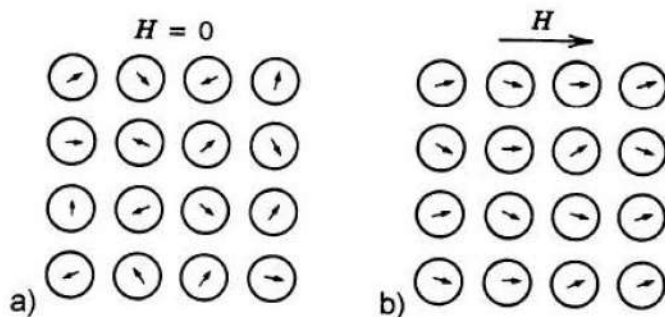


Figura 13: a) Momentos magnéticos antes de um campo aplicado. b) Momentos magnéticos após um campo aplicado.

Na figura 13a) está representado os momentos magnéticos desemparelhados na ausência de um campo magnético, onde a resultante desses momentos é nula, e a figura 13b) ilustra como se comportam os momentos magnéticos na presença de um campo magnético. Podemos então definir a origem do paramagnetismo como sendo a contribuição dos átomos com elétrons desemparelhados [3]. Alguns exemplos de materiais paramagnéticos são o Sódio, Magnésio, Cálcio e o Alumínio. Sabendo as características qualitativas dos materiais paramagnéticos, podemos então, analisar sua magnetização e sua suscetibilidade magnética [3, 4] de maneira quantitativa. Para isso, vamos considerar um sistema com

N átomos que não interagem com seus vizinhos, em uma substância que está a uma temperatura absoluta T e na presença de um campo magnético $\vec{H}$, suposto na direção z . Podemos dizer que a energia magnética é descrita como

$$\varepsilon = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} \quad (4.12)$$

Existe uma diferença entre os campos magnéticos $\vec{B}$ e $\vec{H}$, o primeiro chamamos de campo de indução magnética, ou simplesmente de campo magnético e tem como unidade N/Am . No entanto, dentro de um material, além do campo aplicado existe um campo devido à magnetização do material, porém, ela não tem a mesma unidade de $\vec{B}$. O campo total é representado pelo vetor $\vec{H}$ que é chamado de campo magnetizante e tem a mesma unidade que a magnetização. A relação entre $\vec{B}$ e $\vec{H}$ é dado por

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (4.13)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo e vale $4\pi \times 10^{-7} T \cdot m/A$.

Se combinarmos as equações 4.12 e 4.13 ficaremos com a seguinte expressão

$$\varepsilon = -g\mu_B H J_z \quad (4.14)$$

Os valores que J_z podem assumir variam de $-J$ a $+J$, os quais representaremos por m_J , ou seja

$$m_J = -J, -J+1, -J+2, \dots, J+1, +J \quad (4.15)$$

A componente z de um momento magnético como momento total J pode ser dado por

$$\mu_z = g\mu_B m_J \quad (4.16)$$

A função partição nesse caso será expressa por

$$Z = \sum_{m=-J}^J e^{mg\mu_B H_0 \beta} \quad (4.17)$$

Por outro lado a magnetização associada a um sistema de spins pode ser escrita como

$$M = N \langle \mu_J \rangle = Ng\mu_B \langle J_z \rangle = Ng\mu_B \frac{\sum_{m=-J}^J m e^{\beta E_m}}{\sum_{m=-J}^J e^{\beta E_m}} \quad (4.18)$$

Podemos escrever a magnetização em termos Z da seguinte maneira

$$M = Ng\mu_B \frac{d}{d\gamma} (\ln Z) \quad (4.19)$$

onde $\gamma = \beta g\mu_B H_0$. Expandindo a função partição 4.17 em termos de γ , temos

$$Z = \sum_{m=-J}^J e^{m\gamma} = e^{-\gamma} + e^{\gamma(-J+1)} + e^{\gamma(-J+2)} + \dots + e^{\gamma J} \quad (4.20)$$

Desenvolvendo a equação 4.20 e ajustando seus termos ficamos com

$$Z = \sum_{m=-J}^J e^{m\gamma} = e^{-\gamma J} + e^{-\gamma J} e^{\gamma} + e^{-\gamma J} e^{2\gamma} + \dots + e^{\gamma J} \quad (4.21)$$

Isolando o termo $e^{-\gamma J}$ temos:

$$Z = \sum_{m=-J}^J e^{m\gamma} = e^{-\gamma J} (1 + e^{\gamma} + e^{2\gamma} + \dots + e^{2J\gamma}) \quad (4.22)$$

Note que a expressão 4.22, é uma progressão geométrica (PG) finita com $2J + 1$ termos [9]. Lembrando que a soma de uma PG finita é dada pela equação 4.23 [10]

$$Sn = a_1 \frac{(q^n - 1)}{e^{\gamma} - 1} \quad (4.23)$$

O termo a_1 é referente ao primeiro termo, que para nosso caso de um material paramagnético terá valor $a_1 = 1$. A razão é encontrado pela equação 4.24

$$q = \frac{a_{n+1}}{a_n} \quad (4.24)$$

Ao substituirmos $a_{n+1} = e^{(n+1)\gamma}$ e $a_n = e^{n\gamma}$ na equação 4.24, encontramos o resultado

$$q = e^{\gamma}$$

Substituindo essas informações na função partição 4.17, ficamos com

$$Z = e^{-\gamma J} \left(\frac{e^{\gamma(2J+1)} - 1}{e^{\gamma} - 1} \right) \quad (4.25)$$

Podemos simplificar a equação multiplicando e dividindo por $\left(\frac{e^{-\gamma/2}}{e^{-\gamma/2}}\right)$, obtendo como resultado

$$Z = \frac{e^{-\gamma J + \gamma - \gamma/2} - e^{-\gamma J - \gamma/2}}{e^{\gamma - \gamma/2} - e^{-\gamma/2}} = \frac{e^{-\gamma J - \gamma/2} - e^{\gamma J - \gamma/2}}{e^{\gamma/2} - e^{-\gamma/2}} = \frac{e^{\gamma(J+1/2)} - e^{-\gamma(J+1/2)}}{e^{\gamma/2} - e^{-\gamma/2}} \quad (4.26)$$

Ao observarmos a equação 4.26, vemos que ela apresenta características de uma função

hiperbólica, onde as funções hiperbólicas de seno e cosseno podem ser escritas por [6]

$$\sinh = \frac{e^\theta - e^{-\theta}}{2} \quad (4.27)$$

$$\cosh = \frac{e^\theta + e^{-\theta}}{2} \quad (4.28)$$

Sabendo disso, podemos representar por $\sinh$ e $\cosh$ nossa Função partição, ficando com a expressão

$$Z = \frac{\sinh[\gamma(J + 1/2)]}{\sinh(\gamma/2)} \quad (4.29)$$

Para a função ficar no formato da equação 4.19, devemos tomar o logarítmico natural de Z , ou seja

$$\ln Z = \ln \left[\frac{\sinh[\gamma(J + 1/2)]}{\sinh(\gamma/2)} \right] \quad (4.30)$$

$$\ln Z = \ln[\sinh[\gamma(J + 1/2)] - \ln(\sinh(\gamma/2))] \quad (4.31)$$

Substituindo a equação 4.31 na equação 4.19 e derivando em relação a γ ficamos com

$$M = Ng\mu_B \left\{ (J + 1/2) \cotgh[\gamma(J + 1/2)] - \frac{1}{2} \cotgh(\gamma/2) \right\} \quad (4.32)$$

$$M = Ng\mu_B J B_J(x) \quad (4.33)$$

A função $B_J(x)$ é conhecida como Função de Brillouin [4] e é expressa pela equação abaixo

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \cotgh\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \cotgh\left(\frac{x}{2J}\right) \quad (4.34)$$

onde o valor de x para a função de Brillouin é $x = \frac{g\mu_B J H_0}{K_B T}$. Observando o valor de x vemos que esse termo é uma razão entre energia térmica e energia magnética. Para o caso de altas temperaturas, em que a energia térmica é maior que a energia magnética, teremos $x \ll 1$ [9]. Expandindo a função de Brillouin em série de Taylor até a primeira ordem em x , ficamos com

$$B_J(x) \approx \frac{1}{x} + \frac{x}{3} \quad x \ll 1 \quad (4.35)$$

e finalmente chegamos ao resultado

$$B_J(x) = \frac{J+1}{3J}x \quad (4.36)$$

Substituindo a equação 4.36 na expressão para magnetização

$$M = \frac{Ng^2\mu_B^2 J(J+1)}{3K_B T} H_0 \quad (4.37)$$

Agora, que temos a expressão para magnetização de um material paramagnético, podemos

encontrar a suscetibilidade magnética substituindo na equação 2.24

$$\chi = \frac{Ng^2\mu_B^2 J(J+1)}{3K_B T} \quad (4.38)$$

Se fizermos a constante de Curie como $C = Ng^2\mu_B^2 J(J+1)/3K_B$, a suscetibilidade fica

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (4.39)$$

A suscetibilidade inversa

$$\chi^{-1} = \frac{T}{C} \quad (4.40)$$

Se graficarmos χ^{-1} em função de T , encontraremos uma função linear cujo coeficiente angular é igual ao inverso da constante de Curie C e cruza o eixo da temperatura em $T = 0$. Essa temperatura indica o ponto onde os spins estariam completamente ordenados. O gráfico da suscetibilidade e sua inversa em função da temperatura para um material paramagnético é mostrado na figura abaixo.

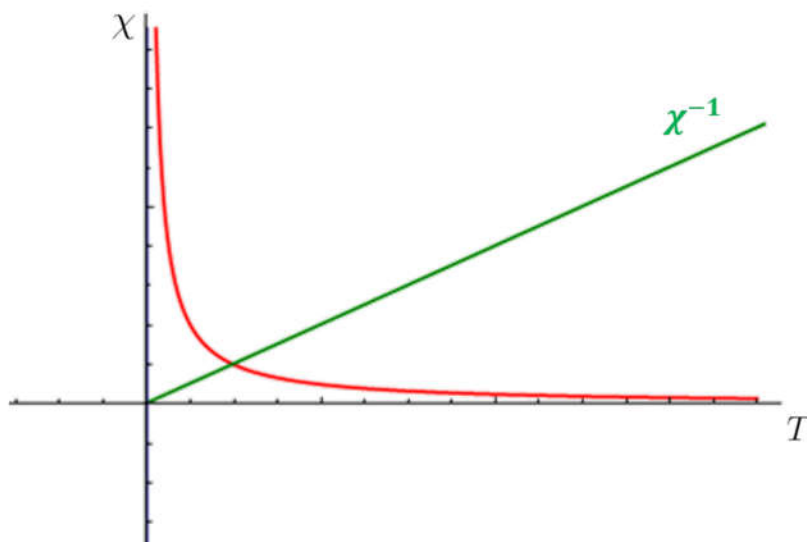


Figura 14: Gráfico de suscetibilidade magnética e sua inversa em função da temperatura para um material paramagnético.

4.3 Ferromagnetismo

A teoria microscópica que explica o ferromagnetismo é muito complicada, envolvendo teorias quânticas, que não são os propósitos desse trabalho, portanto, vamos aqui nos fixar na origem das interações magnéticas coletivas que acarretam no ordenamento ferromagnético. Para isso, utilizamos um modelo muito simples introduzido por Lenz e Ising

em 1925 e conhecido como modelo de Ising [2, 4]. Ferromagnetismo é, de certa maneira, um pouco semelhante ao paramagnetismo, no entanto, a grande distinção entre esses dois fenômenos é a presença de interação entre spins vizinho em materiais ferromagnéticos, o que não ocorre nos paramagnéticos. Com isso, mesmo na ausência de campo magnético, pode existir, devido as interações entre os momentos magnéticos, um ordenamento em uma direção preferencial, resultando no que chamamos de momentos magnéticos espontâneos [9]. Devido a esses momentos espontâneos, o alinhamento interno desses momentos produzirá um campo molecular [9], tal que esse campo é proporcional a magnetização [7]. O campo molecular é uma aproximação para tratarmos as interações entre spins como um campo médio efetivo [9]. Isso ocasiona uma mudança significativa na magnetização e, conseqüentemente, na susceptibilidade do material, pois, existirá uma temperatura específica, conhecida como temperatura de Curie-Weiss θ_{CW} , na qual os spins se alinharão em uma direção preferencial e sua magnetização aumentará significativamente nesse ponto.

A equação para o campo molecular, na teoria de campo médio, é

$$\vec{H}_{int} = \lambda \vec{M} \quad (4.41)$$

Onde $\vec{H}_{int}$ é o campo molecular interno e λ é o parâmetro de campo molecular. O campo sentido por qualquer spin localizado em um sítio da rede será a soma do campo aplicado no material mais o campo molecular. Em termos do campo molecular e do campo aplicado, o campo efetivo fica

$$vecH_{eff} = \vec{H}_0 + \lambda \vec{M} \quad (4.42)$$

Então, para sabermos como funciona o ordenamento dos materiais ferromagnéticos, precisamos descobrir o valor de λ .

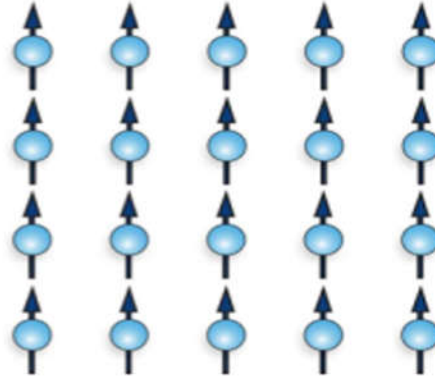


Figura 15: Momentos magnéticos ordenados em uma direção.

Se imaginarmos os sítios da rede cristalina contendo spins semelhantes, como apresentado na figura 15, e supondo que se cada spin sente a presença de seus vizinhos mais próximos, podemos escrever o hamiltoniano para um único spin, S_i , como

$$H_1 = -2J\vec{S}_i \cdot \sum_{J=1}^q \vec{S}_J = -g\mu_B \left(\frac{2J}{g\mu_B} \sum_{J=1}^q \vec{S}_J \right) \cdot \vec{S}_i$$

$$H_1 = -g\mu_B \vec{H}_{int} \cdot \vec{S}_i \quad (4.43)$$

Se o spin sentir o campo médio produzido por seus q vizinhos, podemos trocarmos o valor de $\vec{S}_J$ pelo seu valor médio.

$$H_{int} = \frac{2J}{g\mu_B} < S_J > \quad (4.44)$$

Como o valor médio de $< \vec{S}_J >$ é diretamente relacionado com a magnetização, $\vec{M} = Ng\mu_B < \vec{S}_J >$, logo o campo magnético sentido pelo spin pode ser escrito como [9]

$$H_{int} = \frac{2qJ}{g\mu_B} \frac{M}{Ng\mu_B} = \frac{2qJ}{Ng^2\mu_B^2} M \quad (4.45)$$

Se analisarmos as equações 4.42 e 4.45 podemos observar que o valor do parâmetro de campo molecular é

$$\lambda = \frac{2qJ}{Ng^2\mu_B^2} \quad (4.46)$$

Procedendo de forma análoga ao que fizemos no paramagnetismo, a magnetização ferromagnética na presença de um campo efetivo H_{eff} é dada por

$$M = Ng\mu_B S B_J(x) = Ng\mu_B S B_J \left(\frac{g\mu_B H_{eff}}{k_B T} \right) \quad (4.47)$$

No argumento da função de Brillouin, temos o campo efetivo sentido pelo Spin $\vec{S}_i$ [9], assim como foi feito no caso dos materiais paramagnéticos, expandimos em séries de Taylor a função $B_J(x)$, para altas temperaturas, e obtemos

$$M = \frac{Ng^2\mu_B^2 S(S+1)}{3k_B T} H_{eff} = \frac{CH_{eff}}{T}$$

$$M = \frac{C}{T} (H_0 + \lambda M) \quad (4.48)$$

A partir da magnetização podemos encontrar a temperatura de Curie-Weiss, portanto

$$MT = C(H_0 + \lambda M) \longrightarrow M(T - \lambda C) = CH_0 \longrightarrow M = \frac{CH_0}{T - \lambda C}$$

Onde λC é identificada como a temperatura de Curie-Weiss, θ_{CW} . Assim, a suscetibilidade ferromagnética será

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_{CW}} \quad (4.49)$$

O gráfico que expressa suscetibilidade de um ferromagnético é

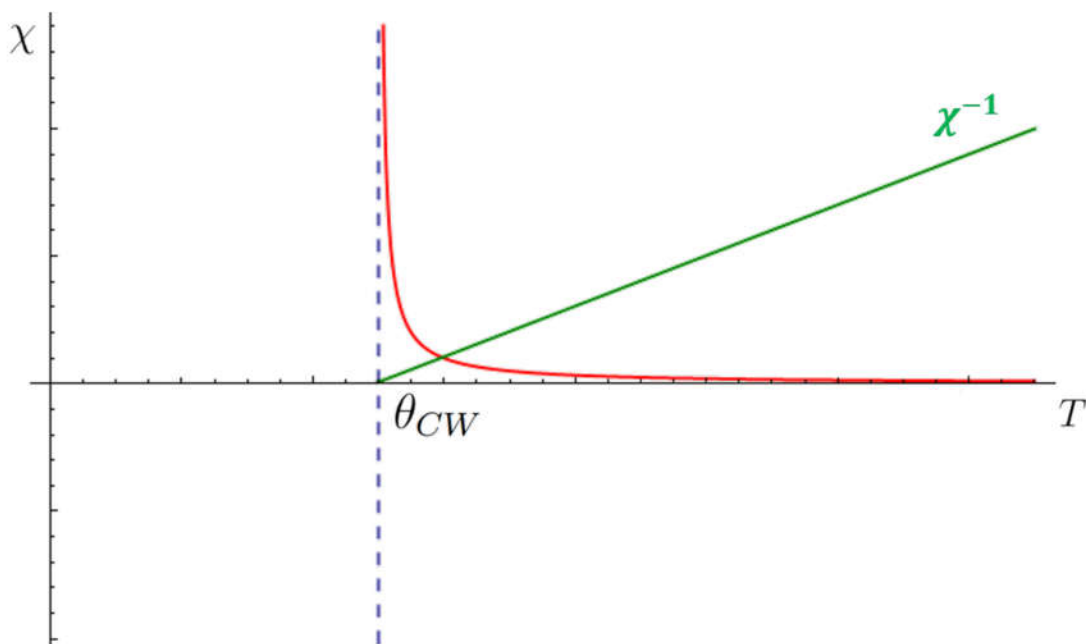


Figura 16: Gráfico de suscetibilidade magnética e sua inversa em função da temperatura para um material ferromagnético.

Podemos ver que a suscetibilidade aumenta de forma muito significativa em $T = \theta_{CW}$, devido ao ordenamento de seus momentos nessa temperatura. Quando em temperaturas altas, o material perde a magnetização espontânea e passa a se comportar como um paramagnético. Materiais ferromagnéticos são bastante utilizados em meios eletrônicos, por exemplo no interior de bobinas para excitar o campo magnético. Outros materiais ferromagnéticos são Magnetita, Ferro, Níquel, Cobalto, etc. Existem alguns fenômenos relacionados ao ferromagnetismo que são bastante interessantes, como por exemplo a magnetização de um material em função do campo H . Essa magnetização é descrita pela função de Brillouin. A figura abaixo mostra a magnetização em função de H , onde vemos que conforme o campo aplicado aumenta, os momentos magnéticos ordenam-se na direção do campo até o ponto em que todos os estejam completamente orientados (magnetização de saturação).

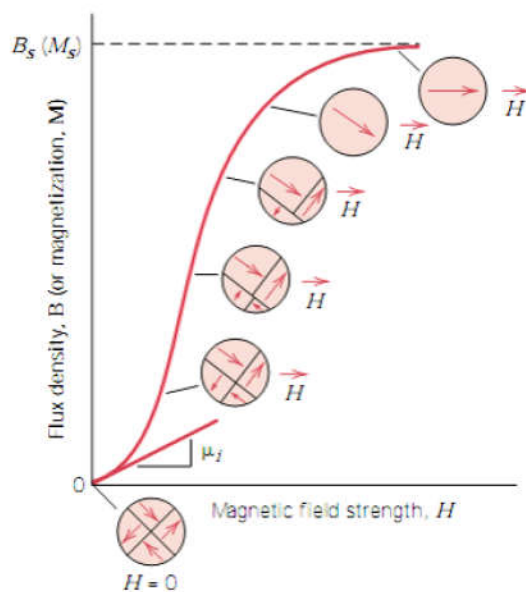


Figura 17: Momentos magnéticos ordenados em uma direção.

Ao diminuirmos o valor do campo aplicado, alguns materiais continuam com uma magnetização residual, mesmo quando o campo aplicado cai a zero. Ao continuarmos aumentando o valor do campo, porém, no sentido contrário, o material ganha novamente uma magnetização no sentido oposto até atingir, novamente, sua magnetização de saturação. Esse fenômeno é conhecido com histerese e o ciclo mostrado na figura 18 é conhecido como ciclo de Histerese [2]. É característico de alguns materiais Ferromagnéticos que apresentam um fenômeno que chamamos de paredes de domínio, caracterizadas por apresentarem uma resistência à rotação dos spins. Em geral podemos classificá-los em dois grupos: materiais ferromagnéticos duros (ímãs) e materiais ferromagnéticos moles ou doces. Geralmente esta classificação está associada a resposta magnética do material a um campo aplicado. Uma das propriedades que é utilizada para separar os dois tipos de ferromagnetismo é a coercividade, ou seja, o campo necessário para levar a magnetização do material a zero [11]. Na figura 18, os campos coercivos são aqueles referentes aos pontos “c” e “f”.

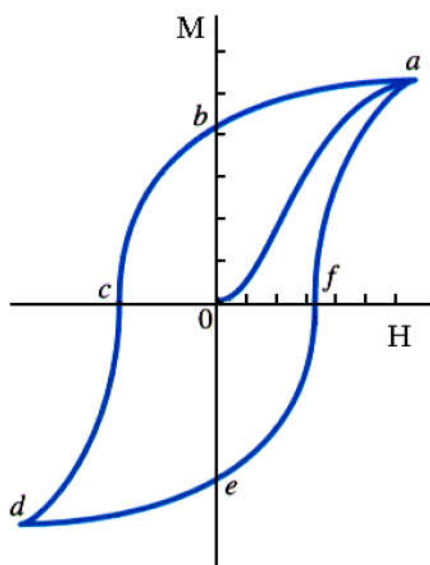


Figura 18: Histerese em um material ferromagnético.

4.4 Antiferromagnetismo

O antiferromagnetismo apresenta características semelhantes ao ferromagnetismo, com uma pequena diferença: em materiais antiferromagnéticos existirão duas sub-redes de spins posicionadas antiparalelamente uma em relação a outra abaixo da temperatura de ordenamento (como mostrado na figura 19).

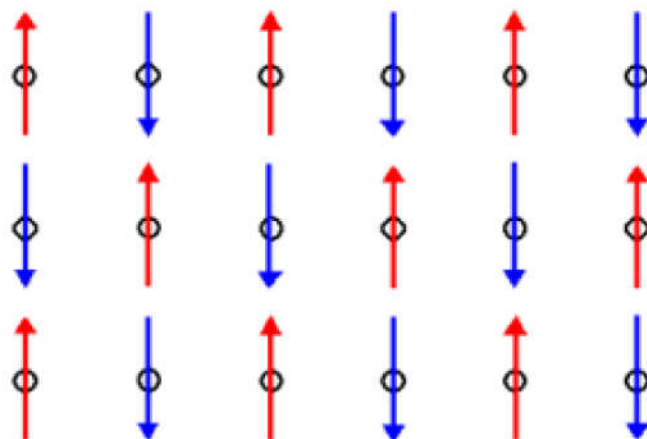


Figura 19: Subredes antiferromagnéticas.

Em altas temperaturas, acima da temperatura de transição, conhecida como temperatura de Néel T_N , a interação antiferromagnética é destruída e o material se comportará

como um paramagneto [3]. Na figura 19, podemos ver que a resultante dos momentos magnéticos será zero quando todos estiverem antiparalelamente ordenados, ou seja, abaixo de T_N .

Vamos denominar a primeira sub-rede de A e a segunda de B, de forma que os primeiros vizinhos de um spin na sub-rede A são os spins da sub-rede B, e os primeiros vizinhos de um spin da sub-rede B são os spins da sub-rede A. Da mesma forma que o ferromagnetismo, usaremos a aproximação de campo médio, diferindo apenas no fato de que essa aproximação será feita para as duas sub-redes separadamente. Então, um spin pertencente a sub-rede A, sentirá um campo efetivo H_B gerado pelos primeiros vizinho de B e, da mesma forma, um spin pertencente a sub-rede B sentirá um campo efetivo gerado pelos primeiros vizinhos de A. Essas interações são representadas nas equações abaixo

$$H_A = -AM_B - \Gamma M_A \quad (4.50)$$

e

$$H_B = -AM_A - \Gamma M_B \quad (4.51)$$

Onde M_A e M_B são as magnetizações das sub-redes A e B respectivamente e A e Γ são os parâmetros de troca com os primeiros vizinhos de A e B. As sub-redes M_A e M_B são exatamente iguais, a menos pelo fato de estarem direcionadas em sentidos opostos na rede cristalina. Essas duas malhas de spins também sentiram magnetização espontânea, a qual é expressa pela mesma expressão que definimos nos materiais ferromagnéticos, porém, agora com um fator $\frac{1}{2}$, pois cada uma delas representa somente a metade da magnetização total

$$M = \frac{1}{2} N g \mu_B S B_S \left(\frac{g \mu_B S H_{eff}}{k_B T} \right) \quad (4.52)$$

As magnetizações de A e B só serão induzidos quando estiverem na presença de um campo magnético aplicado (H_0) ou abaixo da temperatura de transição (T_N), logo, o comportamento da função de Brillouin será de forma análoga ao que foi feito no ferromagnetismo. portanto, para pequenos valores de x na equação 4.36, temos

$$B_S(x) = \frac{S+1}{3S}$$

Com isso, os spins se alinharão na direção do campo e, as expressões para as magnetizações das sub-redes A e B ficam

$$M_A = \frac{1}{2} N g \mu_B S \left(\frac{S+1}{3S} \right) \frac{g \mu_B S}{k_B T} [-(A + \Gamma) M_A + H_0] \quad (4.53)$$

$$M_B = \frac{1}{2}N g \mu_B S \left(\frac{S+1}{3S} \right) \frac{g \mu_B S}{k_B T} [-(A + \Gamma)M_B + H_0] \quad (4.54)$$

A susceptibilidade, no caso ferromagnético, será dado por

$$\chi = \frac{M_A + M_B}{H_0} \quad (4.55)$$

Onde $M_A + M_B$ será a magnetização efetiva do material, para encontrarmos a expressão da magnetização efetiva basta realizar essa soma com as magnetizações 4.53 e 4.54, logo

$$M_A + M_B = M_0 \left(\frac{S+1}{3S} \right) \frac{g \mu_B S}{k_B T} [-(A + \Gamma)(M_A + M_B) + 2H_0]$$

$$(M_A + M_B) \left[1 + \left(\frac{S+1}{3S} \right) \frac{g \mu_B S}{k_B T} (A + \Gamma) \right] = 2H_0 M_0 \left(\frac{S+1}{3S} \right) \frac{g \mu_B S}{k_B T}$$

$$(M_A + M_B) = \frac{2H_0 M_0 \left(\frac{S+1}{3S} \right) \frac{g \mu_B S}{k_B T}}{1 + \left(\frac{S+1}{3S} \right) \frac{g \mu_B S}{k_B T} (A + \Gamma)} = \frac{2H_0 M_0 \left(\frac{S+1}{3S} \right) \frac{g \mu_B S}{k_B T}}{T + \left(\frac{S+1}{3S} \right) \frac{g \mu_B S}{k_B T} (A + \Gamma)}$$

$$\frac{M_A + M_B}{H_0} = \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1)/3k_B}{T + \frac{1}{2}[N g^2 \mu_B^2 S(S+1)/3k_B](A + \Gamma)} \quad (4.56)$$

A constante de Curie-Weiss será $\theta_{CW} = -\frac{1}{2}C(A + \Gamma)$ e a susceptibilidade magnética de um material antiferromagnético fica

$$\chi = \frac{C}{T + \theta_{CW}} \quad (4.57)$$

O gráfico gerado para a susceptibilidade magnética é mostrado abaixo

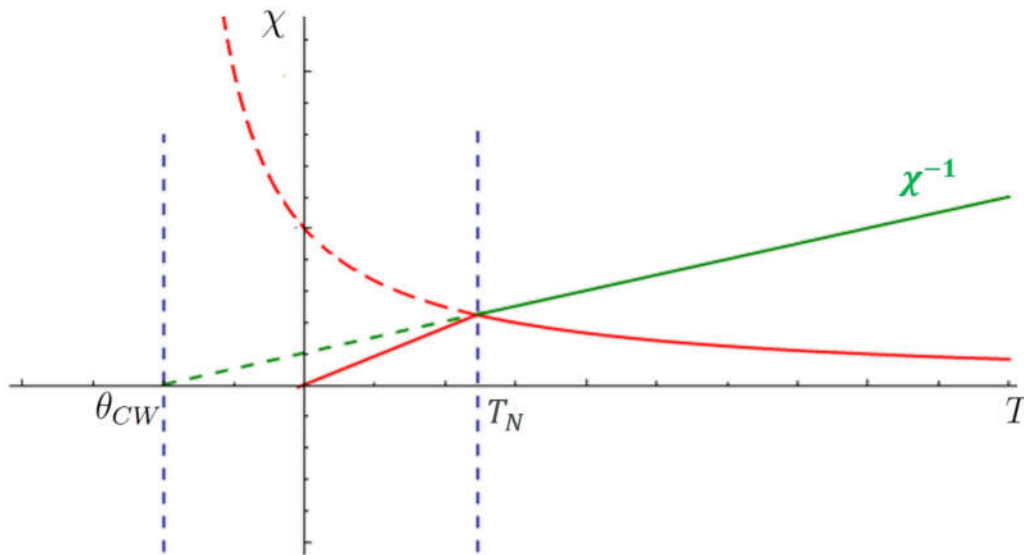


Figura 20: Gráfico de susceptibilidade magnética e sua inversa em função da temperatura para um material antiferromagnético.

Como podemos ver no gráfico, na temperatura de ordenamento, a susceptibilidade tem seu valor máximo e, a medida que os spins se ordenam antiparalelamente (ordenamento antiferromagnético), há uma queda na susceptibilidade. As linhas pontilhadas representam onde, teoricamente, a curva da susceptibilidade deveria divergir, no entanto, como bem sabemos, não existem temperaturas abaixo do zero Kelvin, logo, o valor para a temperatura de Néel deve representar, em módulo, a temperatura de Curie.

5 CONCLUSÃO

A matéria naturalmente exhibe, devido à sua própria existência, diversas propriedades magnéticas, as quais vimos as principais neste trabalho. Usamos teorias de física clássica e conceitos de mecânica quântica para explicá-las do modo mais simples e compreensivo possível. Essas propriedades são de fundamental importância para o entendimento físico dos fenômenos magnéticos que são aplicados em diversas áreas da ciência e da tecnologia. Foi mostrado a importância de saber a origem do magnetismo microscópico da matéria e, como classificá-lo em diferentes temperaturas. As aplicações para materiais que exibem tais propriedades são inúmeras, desde um simples ímã permanente, que tem magnetização espontânea abaixo de uma certa temperatura, até materiais mais complexos, como Discos Rígidos (HD) de computadores, fitas magnéticas para gravação de dados, *CD's*, *DVD's* etc. Vimos também como materiais que apresentam magnetização espontânea (características semelhantes as de um ímã) deixam de ter característica magnética em função da temperatura. Esses são apenas alguns exemplos práticos do que foi mostrado através de cálculos teóricos no presente trabalho. Alguns exemplos de materiais foram apresentados a medida que suas propriedades magnéticas foram explicadas e, assim, vimos que é muito comum o contato diário com esses materiais, portanto, espero que este trabalho estimule à pesquisa sobre tais materiais.

REFERÊNCIAS

- [1] Halliday, Resnick, Jearl Walker, *Fundamentos da Física v3, Eletromagnetismo*, 8th Edição, Copyright, 2009.
- [2] Charles Kittel, *Introdução a Física do Estado Sólido*, 5nd Edição, GUANABARA DOIS, 1978.
- [3] Stephen Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*, Department of Physics University of Oxford, 2001.
- [4] Sílvio R. A. Salinas, *Introdução a Física Estatística*, 2nd Edição, EDUSP, 2005.
- [5] MUNDO EDUCAÇÃO. Soma dos termos de uma p.g finita. Disponível em: < [http : //mundoeducacao.bol.uol.com.br/matematica/soma – dos – termos – uma – pg – finita.htm](http://mundoeducacao.bol.uol.com.br/matematica/soma-dos-termos-uma-pg-finita.htm) >. Acesso em: 13 abr. 2016.
- [6] THOMAS, Geroge B.. Cálculo. 11 ed. São Paulo: PEARSON, 2002. 657 p.
- [7] UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA (UFSM). Propriedades magnéticas dos materiais. Disponível em: < [http : //coral.ufsm.br/cograca/graca91.pdf](http://coral.ufsm.br/cograca/graca91.pdf) >. Acesso em: 16 jun. 2016.
- [8] SAKURAI, J. J., NAPOLITANO, J. Mecânica quântica moderna. 2^a ed. Porto Alegre: Bookman (2013).
- [9] Ressonância de spin eletrônico (ESR) em compostos intermetálicos / Lino Martins de Holanda Junior. – Campinas, SP : [s.n.], 2014.
- [10] IEZZI, Gelson; HAZZAN, Samuel. Fundamentos de matemática elementar. 8 ed. São Paulo: Atual Editora, 2012.
- [11] SINNECKER, João Paulo. Materiais Magnéticos Doces e Materiais Ferromagnéticos Amorfos. Revista Brasileira de Ensino de Física, Rio de Janeiro, v. 22, n. 3, set. 2000.