UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

Carla G. L. B. Decem
W. B.
L. B. L. D.

Evidência Experimental da Existência de uma Linha Multicrítica
De Lifshitz No Diagrama de Fase do MNP

Hamilton José Brumatto

Dissertação apresentada
ao Instituto de Física da Universi-
dade de São Paulo para obtenção do
título de Mestre em Ciências.

SBI-IFUSP

305M810T1741

SÃO PAULO

1990

530.41

B893e

M

e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Brumatto, Hamilton José

Evidência experimental da existência de uma linha
multicrítica de Lifshitz no diagrama de fase do MnP.
São Paulo, 1990.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Pau-
lo. Instituto de Física. Departamento de Física dos
Materiais e Mecânica.

Área de Concentração: Física do Estado Sólido

Orientador: Prof^o Dr. Carlos Castilla Becerra

Unitermos: 1. Ponto de Lifshitz; 2. Ponto multi-
crítico; 3. Fenômenos críticos.

USP/IF/SBI - 48/90

*A minha família
por compreender minha escolha
e apoiar-me em meu trabalho*

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Carlos Castilla Becerra pela orientação sempre precisa e pelo incentivo;

Ao Prof. Dr. Valdir Bindilatti pela ajuda na orientação da amostra;

Aos Profs. Drs. Nei F. de Oliveira Jr., Armando Paduan Filho e Carlos H. Westphal pelas instruções quanto ao uso dos equipamentos do laboratório;

Ao colega Vagner Bernal Barbeta por todo incentivo e pela ajuda inestimável na operação dos equipamentos;

Aos colegas Pascoal R. Peduto e Valdir Okano pelo apoio;

E aos técnicos do laboratório.

RESUMO

O comportamento crítico do tipo de Lifshitz somente foi observado experimentalmente no sistema magnético ortorrômbico MnP, o qual exhibe pontos de Lifshitz uniaxiais de Ising ($d=3$, $n=1$, $m=1$). Dois Pontos de Lifshitz (LP) foram identificados no MnP. Um quando o campo magnético externo H é aplicado ao longo do eixo intermediário b , o outro quando H é aplicado ao longo do eixo cristalográfico a (eixo magnético duro). Ambos PLs ocorrem aproximadamente à uma mesma temperatura ($T_L \sim 121K$), mas a diferentes valores de H devido à diferença na anisotropia. Neste trabalho fizemos medidas com o campo aplicado no plano ab do cristal. Duas configurações foram estudadas: (1) com H formando um ângulo de 20° com o eixo b e (2) com H a 45° do eixo b (e a). O diagrama de fase obtido usando técnicas de susceptibilidade AC mostra que, próximo à confluência entre as fases modulada, ferromagnética e paramagnética, são encontradas as mesmas características nas fronteiras de fase que as observadas nos diagramas de fase para $H//a$ e $H//b$. A temperatura dos pontos multicríticos é $T_L \sim 120K$.

Das análises do comportamento das fronteiras de fase próximas a T_L obtemos o expoente de crossover $\phi=0.61 \pm 0.02$, um valor consistente com o previsto teoricamente nos cálculos de Grupo de Renormalização. Estes dados sugerem que há uma linha de PLs conectando os pontos multicríticos encontrados para quando H é aplicado ao longo dos eixos a e b .

ABSTRACT

Experimentally pure Lifshitz critical behavior has only been reported in the orthorhombic magnetic system MnP which exhibits uniaxial Ising-Type Lifshitz points LP ($d=3$, $n=1$, $m=1$). Two LPs have been previously identified in MnP. One when the external magnetic field H was applied along the intermediate b axis, the other when H was along the hard anisotropy axis a . Both LPs occurs roughly at the same temperature ($T_L \sim 121K$) but at different values of H due to the difference in anisotropy. In this work we report on measurements made with H applied within the ab plane. Two configurations were studied: (1) with H making an angle of 20° with the b axis and (2) with H at 45° in the b (and a) axis. The observed phase diagram obtained using an AC susceptibility technique shows, near the confluence of the modulated and ferromagnetic phases with the paramagnetic phase, the same characteristics of the phase boundaries found when H is along a and also along b . The temperature at the multicritical point is $T_L \sim 120K$.

From an analysis of the shape of the phase boundaries near T_L we obtained a crossover exponent $\phi=0.61 \pm 0.02$, a value that is consistent with the found for H along the a and the b axis. This value is also consistent with the predicted theoretically from Renormalization-Group calculation. These data suggest that there is a line of LPs connecting the multicritical points found when H is along the b and a axis.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO	1
1. O PONTO DE LIFSHITZ E O MnP	3
1.1 O Ponto de Lifshitz	3
1.2 Modelos Magnéticos e o Campo de Ordenamento ·	12
1.3 O MnP	17
1.4 O Expoente de Crossover	25
1.5 H Aplicado no Plano (AB)	30
2. DADOS EXPERIMENTAIS	33
2.1 Estação Criogênica	33
2.2 Controle e Medida de Temperatura	37
2.3 Medida de Susceptibilidade Magnética	40
2.4 Sistema de Aquisição de Dados	45
2.5 Orientação da Amostra	48
2.6 Dados Experimentais	51
3. ANÁLISE	59
3.1 Campos Críticos	59
3.2 Diagrama de Fase	65
3.3 Expoente de Crossover	70
3.4 Conclusões	80
APÊNDICE A	82
REFERÊNCIAS	87

INTRODUÇÃO

O Fosfeto de Manganês (MnP) é até o momento o único sistema magnético em que um ponto multicrítico de Lifshitz (PL) foi experimentalmente observado e para o qual vários expoentes críticos foram medidos. Foram até o momento observados dois pontos de Lifshitz no MnP: um no diagrama de fase Campo Magnético vs Temperatura quando o campo (H) é aplicado ao longo do eixo de anisotropia intermediária do cristal (eixo b), e outro quando o campo é aplicado ao longo do eixo cristalográfico a que corresponde ao eixo magnético duro. Ambos os pontos ocorrem aproximadamente à mesma temperatura $T \sim 121K$. O intuito deste trabalho é o de tentar estabelecer uma conexão entre esses dois pontos de Lifshitz, mostrando que ambos fazem parte de uma linha de pontos multicríticos de Lifshitz contida o plano ab do diagrama de fase $H_b \times H_a \times T$ do MnP.

Esta tese está dividida da seguinte maneira: começa com uma apresentação teórica do Ponto de Lifshitz. Em seguida é feita uma descrição do MnP e dos resultados obtidos para o PL no MnP. No segundo capítulo é feita uma descrição do equipamento utilizado, e a apresentação das curvas experimentais. Por fim no capítulo 3 são feitas as análises nas curvas obtidas.

1. O PONTO DE LIFSHITZ E O MnP

1.1 O PONTO DE LIFSHITZ

O ponto de Lifshitz (PL) é um ponto multicrítico que em um sistema magnético ocorre na confluência entre uma fase uniformemente ordenada (ferromagnética), uma fase com ordenamento magnético modulado e a fase paramagnética (ou desordenada). A fase ferromagnética é caracterizada por um vetor de onda $q=0$ e a fase modulada por $q \neq 0$.

No diagrama de fase $T \times P$, onde T é a temperatura e P um parâmetro externo (como a pressão, por exemplo), a fronteira entre as fases ordenadas e a fase desordenada é uma linha de transições de segunda ordem (linha λ). A fronteira entre as fases ordenadas é uma linha de transições de primeira ordem, uma vez que ela separa regiões com $q=0$ e $q \neq 0$. O PL separa a linha λ em dois segmentos. No primeiro segmento ($T_\lambda(P)$) a fase desordenada se transforma continuamente na fase ferromagnética e no segundo segmento ($T_\lambda^*(P)$) a fase desordenada se transforma na fase modulada. O vetor de onda q_0 tende continuamente a zero quando nos aproximamos do PL por um caminho ao longo do ramo modulado $T_\lambda^*(P)$ da linha λ .

Na figura 1.1a é mostrado um diagrama de fase esquemático no plano $T \times P$. Na figura 1.1b o comportamento do vetor de onda $q_0 |T_\lambda^*(P)|$ próximo ao PL está esquematizado.

Fig 1.1 a) Diagrama de fase esquemático nas vizinhanças de um ponto de Lifshitz PL. b) O vetor de onda de equilíbrio da fase modulada, $q_0(T_\lambda(P))$, vai continuamente a zero no PL.

O PL foi introduzido teoricamente por Hornreich, Luban e Shtrikman em 1975^[1]. Este tipo de ponto multicrítico pode ser introduzido através da teoria de Landau de transições de fase. Para isso consideremos a função de densidade de energia livre de Landau-Ginzburg para um sistema isotrópico descrito por um parâmetro de ordem escalar M .

$$\mathcal{F}(M) = a_2 M^2 + a_4 M^4 + a_6 M^6 + \dots + c_1 (\nabla M)^2 + c_2 (\nabla^2 M)^2 + \dots \quad (1.1)$$

onde os coeficientes a_1 e c_1 podem depender da temperatura T e de um parâmetro externo P . Na vizinhança de um ponto crítico comum, apenas os coeficientes a_2 , a_4 e c_1 são relevantes para o estudo do comportamento crítico. No ponto crítico a_2 troca de sinal, sendo a_4 e c_1 supostos sempre positivos em todo o intervalo de T e P . O fato de a_4 ser positivo implica em que a transição seja de segunda ordem, e c_1 positivo garante uma magnetização uniforme no espaço na fase ordenada. A condição $a_2(T,P)=0$ define uma linha de transição de segunda ordem (λ) no diagrama de fase.

Se a_4 mudar de sinal em algum ponto da linha λ , tem-se o que é denominado de ponto tricrítico^[2]. Neste caso é necessário considerar $a_6 > 0$ para assegurar a estabilidade termodinâmica quando $a_4 < 0$. No caso de um ponto de Lifshitz a atenção se focaliza nos coeficientes dos termos em gradiente. Devido à dependência destes coeficientes com T e P é possível em princípio que, à medida que nos deslocamos sobre a linha λ , em um dado valor de P e T (P_L , T_L) o coeficiente c_1 se anule e passe a possuir valores negativos. Neste caso é necessário, também, considerar $c_2 > 0$. O ponto em que isto ocorre é denominado de ponto de Lifshitz. Na região do diagrama em que $c_1 < 0$, o termo em gradiente de M favorece energeticamente o surgimento de uma fase modulada, onde $q \neq 0$. Ao longo linha $T_\lambda^*(P)$, próximo ao PL o comportamento do vetor de onda $q_0 |T_\lambda^*(P)|$ é descrito pelo expoente crítico β_k :

$$|q_0| = |P - P_L|^{\beta_k} \quad (1.2)$$

Neste caso, em que o parâmetro de ordem é isotrópico, o número de componentes m do vetor q é igual à dimensionalidade d espacial do sistema e à dimensionalidade n do parâmetro de ordem. Entretanto para sistemas anisotrópicos m pode ser inferior a d . As três dimensões m , n e d definem a classe de

universalidade do PL. Um tratamento do modelo de Landau na aproximação de campo molecular para o PL foi efetuado por Michelson em 1977^[3]. Ele obteve para o expoente β_k o valor $\beta_k=1/2$. Michelson obteve também valores para os expoentes críticos β (relacionado com o parâmetro de ordem) e γ (associado à susceptibilidade). Na aproximação de campo médio estes valores são: $\beta=1/2$ e $\gamma=1$. Outro resultado importante de Michelson é a determinação da forma do diagrama de fase na vizinhança do PL. Ele obtém que a linha $T_1(P)$, uma linha de transições de primeira ordem, é tangente à linha λ no PL. Este ponto é também um ponto de inflexão da linha λ .

No caso mais geral, quando $m < d$, a função de densidade de energia livre de Landau 1.1 pode ser escrita como^[1]:

$$\mathcal{F}(M) = a_2 M^2 + a_4 M^4 + \dots + c_\alpha (\nabla_\alpha M)^2 + c_\beta (\nabla_\beta M)^2 + \dots \quad (1.3)$$

nesta expressão os operadores ∇_α e ∇_β atuam em subespaços de dimensões m e $d-m$ respectivamente. Se apenas o coeficiente c_α se anula em (P_L, T_L) isso leva ao aparecimento de uma inhomogeneidade espacial do parâmetro de ordem em m dimensões, mantendo-se este homogêneo nas $d-m$ dimensões restantes. Portanto m é o número de componentes do vetor de onda q e o ponto de Lifshitz correspondente é chamado de ponto de Lifshitz de ordem m . Quando $m=1$ o ponto de Lifshitz recebe a denominação de uniaxial.

O fato do vetor de onda q possuir $m < d$ componentes tem implicações importantes no tocante ao comportamento crítico nas vizinhanças do PL. Neste caso há necessidade de introduzir um par de expoentes críticos para substituir cada um dos expoentes η e ν associados respectivamente à função e à distância de correlação^[1]. Eles são geralmente designados pelos subíndices 4 (associado ao subespaço α) e 2 (associado ao subespaço β). Assim a distância de correlação ξ ao longo de m dimensões diverge com $\xi_4 \sim \xi_0 |t|^{-\nu_4}$, e

ao longo de $d-m$ dimensões com $\xi_2 \sim \xi_0 |t|^{-\nu_2}$. Aqui, ξ_0 é o alcance básico de interação e t a temperatura reduzida. Portanto, próximo ao PL, o volume (Ω_ξ) em que há correlação varia com:

$$(\Omega_\xi) \sim \xi_4^m \xi_2^{d-m} \sim \xi_0^d |t|^{-m\nu_4 - (d-m)\nu_2} \quad (1.4)$$

Podemos agora usar o critério de Ginzburg para determinar a dimensão marginal acima da qual esperamos expoentes clássicos (ou de campo molecular) para um PL^[5]. Segundo este critério, as flutuações (δM) do parâmetro de ordem na região de correlação Ω_ξ devem ser desprezíveis quando comparadas com o próprio parâmetro de ordem, i. é:

$$(\delta M)_\Omega^2 \ll M_\Omega^2 \quad (1.5)$$

O critério pode ser escrito em termos da susceptibilidade $\chi(t)$ e do número de *spins* $N(\Omega_\xi)$ correlacionados no volume Ω_ξ ^[6]:

$$F\chi(t) \ll N(\Omega_\xi)M^2(t) \quad (1.6)$$

onde F é uma constante que independe de ξ e da temperatura reduzida t . Como $\chi(t) \sim t^{-\gamma}$ e $M(t) \sim t^\beta$, onde γ e β são os expoentes críticos associados a susceptibilidade e magnetização, obtemos:

$$(const)t^{-\gamma} \ll \xi_0^d t^{-m\nu_4 - (d-m)\nu_2 + 2\beta} \quad (1.7)$$

Para que esta relação seja válida para t arbitrariamente pequeno é necessário que $\gamma - m\nu_4 - (d-m)\nu_2 + 2\beta < 0$ de onde obtemos a dimensão marginal:

$$d_c = (\gamma + 2\beta - m\nu_4)\nu_2^{-1} + m \quad (1.8)$$

os expoentes clássicos para o ponto de Lifshitz são^[1]: $\gamma=1$, $\beta=1/2$, $\nu_4=1/4$ e $\nu_2=1/2$. Portanto:

$$d_c = 4 + m/2 \quad (1.9)$$

vemos desta forma que a dimensionalidade marginal para um ponto de Lifshitz uniaxial é $d_c=4,5$.

A teoria de escala para pontos de Lifshitz foi discutida Hornreich e Bruce^[6]. Nas vizinhanças de um ponto de Lifshitz espera-se que a parte singular da energia livre $F_s(T,P)$ possua a forma de escala generalizada:

$$F_s(T,P) \sim \mu_t^{2-\alpha_L} f_s \left[\frac{\mu_p}{\mu_t^\phi} \right] \quad (1.10)$$

onde μ_t e μ_p são combinações lineares dos parâmetros t (temperatura reduzida) e p :

$$p = \frac{P - P_L}{P_L} \quad (1.11)$$

e, ϕ e α_L são os expoentes de crossover e do calor específico associados ao PL. Deste modo nas proximidades deste ponto multicrítico, o campo relevante μ_p deve se comportar em relação à temperatura como:

$$\mu_p \sim \mu_t^{1/\phi} \quad (1.12)$$

Hornreich, Luban e Strickman^[1] analisaram o comportamento crítico associado ao ponto de Lifshitz a partir da Hamiltoniana de Landau-Ginzburg-Wilson (LGW) usando as técnicas do grupo de renormalização de Wilson e efetuando uma expansão em $\epsilon_1 = 4 + m/2 - d$. A análise mostra que para um PL anisotrópico as relações de escala de Josephson e Fisher apropriadas são:

$$m\nu_4 + (d-m)\nu_2 = 2 - \alpha_L \quad (1.13a)$$

$$\gamma_L = (4 - \eta_4)\nu_4 = (2 - \eta_2)\nu_2 \quad (1.13b)$$

e as leis de escala de Rushbrooke e Widom permanecem inalteradas:

$$\alpha_L + 2\beta_L + \gamma_L = 2 \quad (1.13c)$$

$$\gamma_L = \beta_L (\delta_L - 1) \quad (1.13d)$$

Em primeira ordem de ϵ_1 , os resultados para os expoentes críticos de um PL não isotrópico são^[1]:

$$\eta_2 = \eta_4 = 0 + O(\epsilon_1^2) \quad (1.14a)$$

$$\nu_2 = 2\nu_4 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{n+2}{2(n+8)} \epsilon_1 \right] \quad (1.14b)$$

Para um ponto de Lifshitz uniaxial pertencente à classe de universalidade ($d=3$, $m=1$, $n=1$), que como veremos é relevante para este trabalho, os valores correspondentes para ν são: $\nu_2 = 2\nu_4 = 0.625 + O(\epsilon_1^2)$.

Hornreich et al também fornecem valores em primeira ordem em ϵ_1 para os outros expoentes críticos, são eles:

$$\alpha_L = 0.25, \quad \beta_L = 0.25, \quad \gamma_L = 1.25, \quad \delta_L = 5.0 \text{ e } \beta_k = 0.5. \quad (1.15)$$

Mukamel^[7] calcula o expoente β_k até segunda ordem em ϵ_1 , obtendo a expressão:

$$\beta_k = \frac{1}{2} + \frac{n+2}{(n+8)^2} \frac{11m^2 + 36m + 16}{48(m+2)} \epsilon^2 + O(\epsilon^3) \quad (1.16)$$

desta forma em segunda ordem de ϵ_1 temos: $\beta_k = 0.524 + O(\epsilon_1^3)$

Mukamel obtém, também, por argumentos de escala que os expoentes de *crossover* do vetor de onda obedecem a relação de escala:

$$\phi \beta_k = \nu_4 \quad (1.17)$$

obendo, assim, em primeira ordem de ϵ_1 : $\phi=0.625$.

O expoente ν_4 foi calculado em segunda ordem de ϵ_1 para o caso isotrópico^[1] e verifica-se que a alteração do seu valor não é significativa com relação ao valor em primeira ordem de ϵ_1 . Considerando que, no caso não isotrópico, o termo em segunda ordem em ϵ_1 de ν_4 não altere significamente o valor de ν_4 , pode-se calcular ϕ para segunda ordem em ϵ_1 a partir de 1.17 e da relação de escala 1.18. Neste caso obtém-se: $\phi=0.581+O(\epsilon_1^3)$

1.2 MODELOS MAGNÉTICOS E O CAMPO DE ORDENAMENTO

A ocorrência de um ordenamento magnético modulado por um vetor de onda q foi primeiramente discutido independentemente por Kaplan^[8], Villain^[9] e Yoshimori^[10]. Usando a aproximação de campo médio estes autores mostraram que, quando ocorre uma competição entre interações ferromagnéticas (J_1) e antiferromagnética (J_2), um ordenamento do tipo helicoidal pode ser energeticamente favorecido em relação a um ordenamento ferromagnético. Esta situação ocorre a partir de um determinado valor κ_0 da relação $\kappa = J_1/J_2$. Nesta aproximação $\kappa_0 = -0.25$.

O estudo das propriedades magnéticas e críticas dessa classe de modelos, atualmente denominadas de modelos ANNNI (*Axial Next Nearest Neighbors Ising*), tem sido alvo de um grande número de publicações nos últimos anos. Os principais desenvolvimentos relacionados a essa classe de modelos foi recentemente relatado por Selke^[11] num artigo de revisão.

A Hamiltoniana para um modelo ANNNI numa rede cúbica tridimensional tem a forma:

$$\mathcal{H} = - \sum_i \left[\sum_{\delta} J_0(\delta) S_i S_{i+\delta} + \sum_{\delta'} J_1(\delta') S_i S_{i+\delta'} + \sum_{\delta''} J_2(\delta'') S_i S_{i+\delta''} \right] \quad (1.18)$$

onde $J_0(\delta)$ representa a interação ferromagnética entre os *spins* primeiros vizinhos de um mesmo plano xy . Ao longo do eixo z , entretanto, os *spins* possuem interação ferromagnética $J_1(\delta')$ entre os vizinhos mais próximos, e antiferromagnética $J_2(\delta'')$ entre os segundos vizinhos.

Devido à competição das interações ao longo de z a ordem helicoidal é energeticamente favorecida a partir de um determinado valor da relação $\kappa = J_2/J_1$. A introdução de uma interação competitiva ao longo da direção z tem como consequência a redução do comprimento de correlação nesta direção quando comparado com o comprimento de correlação no plano xy . Isto faz com que o comportamento crítico passe a ser descrito por dois pares de expoentes (η, ν) . Este tipo de Hamiltoniana exibe um ponto de Lifshitz do tipo uniaxial.

A posição do PL em um modelo ANNNI pode ser localizada com certa precisão a partir de expansões de séries em alta temperaturas^[12] obtém-se $\kappa_L = -0.270 \pm 0.005$, valor este não muito diferente do obtido na ACM (aproximação de campo médio).

A figura 1.2 ilustra as características principais de um diagrama de fase T vs κ para um modelo ANNNI tridimensional em uma rede tetragonal com $J_0 = J_1 > 0$. Esta figura indica, além das fases paramagnética e ferromagnética, um ordenamento antifase onde os *spins* se ordenam no tipo $\langle 2, 2 \rangle$ ($\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow$) e uma região modulada que possui fases incomensuráveis. Na figura a linha sólida é de transições de segunda ordem.

Fig 1.2 Diagrama de fase $T \times K$ para o modelo ANNNI tridimensional em uma rede tetragonal. Referência 11.

O efeito de um campo magnético conjugado ao parâmetro de ordem no modelo ANNNI foi estudado por Coutinho-Filho e de-Moura^[13] e Yokoi, Coutinho-Filho e Salinas^[14]. A figura 1.3a esquematiza os resultados previstos através de um diagrama de fases no espaço PTH_c . Próximo ao PL, uma superfície de transições de fase em forma de funil limita a região onde existe a fase modulada, esta superfície corta o plano $H_c = 0$ em $T_\lambda^*(P)$ e $T_1(P)$. Próximo de $T_\lambda^*(P)$ as transições paramagnética-helicoidal são de segunda ordem, e duas linhas de pontos tricríticos (TP_1 e TP_2) separam a superfície de transições de segunda ordem de uma superfície de transições de primeira ordem. TP_1 e TP_2 convergem para PL. A figura 1.3b mostra um corte do diagrama da figura 1.3a a $P < P_L$ constante. Neste diagrama ($T \times H_c$) pode-se observar os pontos tricríticos per-

tencentes às linhas TP_1 e TP_2 , as curvas de transições de segunda ordem (acima de TP_1 e TP_2) e de primeira ordem (abaixo de TP_1 e TP_2).

Fig 1.3 Esquema do diagrama de fase nas proximidades do PL, com o campo conjugado ao campo de ordenamento presente.

Abaixo de $T_\lambda(P)$ (i.é, abaixo da linha de transições de segunda ordem Ferro-Para) e $T_1(P)$, o plano $H_c=0$ corresponde à superfície de coexistência entre duas fases ferromagnéticas (há uma equivalência entre as direções paralela e antiparalela à direção do campo de ordenamento).

Na região onde $P > P_L$ nenhuma transição ocorre com $H_c \neq 0$. Esta situação é análoga à que ocorre em um ferromagneto num campo externo aplicado ao longo da direção de fácil magnetização ($H_{||}$). No diagrama de fases $H_{||} \times T$ a linha sobre o eixo $H_{||}=0$, que se estende de $T=0$ até T_c , corresponde a uma linha de coexistência entre as duas fases ferromagnéticas ($\uparrow\uparrow$ e $\downarrow\downarrow$), e também a transição somente ocorre quando $H_{||}=0$.

Experimentalmente, quando existe uma componente do campo ao longo da direção de fácil magnetização de um ferromagneto, o que se observa é um forte arredondamento nos picos das curvas de susceptibilidade, estes picos caracterizam as transições de fase. Isto será discutido no próximo capítulo e será utilizado como um método eficiente para orientar as amostras, visando eliminar a componente do campo aplicado na direção do eixo fácil.

1.3 O MnP

O MnP, Fosfeto de Manganês, é um composto metálico e possui uma estrutura ortorrômbica com os seguintes parâmetros de rede^[15]: $a=5.92\text{\AA}$, $b=5.26\text{\AA}$ e $c=3.17\text{\AA}$. A figura 1.4 ilustra a estrutura do cristal de MnP com as disposições dos átomos de Mn e P indicadas.

Fig 1.4 Estrutura cristalina do MnP

Na ausência de um campo magnético externo, o MnP se ordena ferromagneticamente a $T_c=291\text{K}$, com a magnetização espontânea paralela ao eixo c , o eixo fácil. Os eixos a e b são respectivamente os eixos duro e intermediário. Em $T_\alpha \approx 47\text{K}$ o cristal passa através de uma transição de primeira ordem para uma fase helicoidal^[16], denominada de fase Screw. Estudos realizados com difração de nêutron^[17] mostram que a estrutura é espiral, e possui vetor de propagação q na direção a . Os momentos magnéticos realizam

uma rotação completa no plano bc em um período de $9a$ ($T=4.2K$). A estrutura observada é mostrada na figura 1.5, onde cada plano representa a posição dos átomos de Mn. Os planos são separados por $0.1a$ e $0.4a$, dentro de cada plano o ordenamento é ferromagnético. Entre os planos separados por $0.1a$ ocorre uma mudança de aproximadamente 20° e entre os separados por $0.4a$ os *spins* são paralelos.

Fig 1.5 Estrutura magnética da fase screw a 4.2K. Os spins em cada plano bc são paralelos, o vetor de propagação tem direção a .

Vários estudos das características do diagrama de fases do MnP na presença de campo magnético têm sido feitas. O trabalho de Shapira et al^[18] fornece um estudo para o campo magnético paralelo ao eixo b . A figura 1.6 mostra o diagrama de fases para $H//b$ obtido neste trabalho. Uma outra fase modulada, além da fase Screw ocorre quando H_b está presente, esta fase é conhecida por Fan. Aqui o vetor de propagação q também é paralelo ao eixo a ^[19]. Na fase Fan os momentos magnéticos oscilam no plano bc sem efetuar uma rotação completa, e o período depende do campo e da temperatura. As fronteiras de fase Screw-Ferro, Screw-Fan e Ferro-Fan são de primeira ordem, e o ponto definido pelo encontro destas três linhas é um ponto triplo ordinário (TP *triple point*). As fronteiras Ferro-Para ($H_\lambda(T)$), "Fan"-Para ($H_\lambda^*(T)$) e Ferro-"Fan" ($H_1(T)$) se encontram num ponto em torno de $T_L=121K$ e $H_L=16.5kOe$. Neste ponto

estas fronteiras se tangenciam e a linha λ (Formada por $H_\lambda(T)$ e $H_\lambda^*(T)$) possui um ponto de inflexão. Este ponto é um ponto de Lifshitz (PL), com $m=n=1$, conforme foi mostrado por Becerra et al^[20].

Fig 1.6 Diagrama de fases para H/b . Os dados são da referência 18

Tajima et al^[21] realizaram medidas de espalhamento de nêutrons afim de obter as curvas de dispersão de ondas de *spin*. As medidas foram realizadas a campo nulo e para temperaturas entre 38K e 150K. Os dados foram analisados em termos de um modelo de momentos localizados envolvendo duas constantes de *exchange* para descrever as interações ao longo da direção a (J_1^z e J_2^z). Neste modelo cada par de planos separados de $0.4a$, que na fase Screw têm seus momentos paralelos, é tratado como um único plano. O ajuste dos dados experimentais às expressões de curvas de dispersão calcu-

ladas no modelo mostra que as interações efetivas J_1^z e J_2^z são competitivas. A razão $\kappa = J_1^z/J_2^z$ depende da temperatura e cruza o valor $\kappa_L = -0.25$ numa temperatura próxima a T_L . No trabalho de Tajima et al o objetivo principal era explicar a existência da fase modulada (Screw) a baixas temperaturas, e não perceberam a relevância do resultado que havia encontrado que é uma conexão do PL do MnP com os pontos de Lifshitz de Ising uniaxiais.

Após a proposta feita por Becerra et al^[20] da existência de um PL no MnP, Yoshikawa et al^[22] tomaram de novo o problema a fim de verificar mais cuidadosamente o comportamento da relação $\kappa = J_1^z/J_2^z$ com a temperatura ao longo da linha $H_\lambda^*(T)$. A figura 1.7 ilustra os resultados obtidos no difratômetro de nêutrons Brookhaven, a partir do estudo das curvas de dispersão de ondas de spin, para $H=0$ e $H//b$ ao longo de $H_\lambda(T)$. Esta figura inclui os dados obtidos por Tajima et al.

Fig 1.7 Dependência com a temperatura dos parâmetros efetivos de exchange obtida pela análise da relação de dispersão das ondas de spin no MnP. Referência 22

Note que a presença do campo magnético não influi significativamente sobre o parâmetro κ . Com estes trabalhos pode-se estabelecer uma relação entre o PL do MnP e um PL usual. O PL do MnP pode portanto ser associado ao observado em modelos do tipo ANNNI. Como nestes modelos o parâmetro P corresponde à relação $\kappa = J_1^z/J_2^z$, e como no MnP esta relação varia lentamente com a temperatura assumindo o valor crítico $\kappa = -0.25$ próximo a $T_L = 120\text{K}$, podemos então dizer que neste material o papel do parâmetro P é feito pela temperatura T . A variável temperatura do modelo ANNNI e dos modelos de Landau recai neste caso sobre o campo magnético H_b , uma vez que este pode, acima de certos valores críticos, levar o sistema para a fase desordenada como faz a temperatura nos modelos descritos. A conexão dos modelos do tipo ANNNI com o comportamento observado no MnP foi explorada teoricamente por Yokoi, Salinas e Coutinho^[23]

O comportamento de q ao longo da fronteira $H_\lambda^*(T)$ e próximo ao PL foi estudado por Moon et al^[24]. A figura 1.8 reproduz seus resultados para $\delta = qa/2\pi$ em função de T . O ajuste do tipo $\delta = k(T - T_L)^{\beta_k}$ é representado na figura por uma linha contínua. Neste ajuste obteve-se $\beta_k = 0.44 \pm 0.05$ e $T_L = 121.7 \pm 1.3\text{K}$. Ajustes posteriores efetuados com um número maior de pontos experimentais mostram que $\beta_k = 0.480 \pm 0.013$ ^[25]. Estes resultados para β_k são coerentes com o esperado teoricamente para um PL.

O expoente crítico α_L foi medido recentemente por Bindilatti et al^[26]. Eles analisaram o comportamento dos valores do expoente de calor específico α para as curvas χ vs H_b próximas ao PL. O valor encontrado foi de $\alpha = 0.46 \pm 0.03$. Este valor é maior que o esperado em primeira ordem de ϵ_1 : $\alpha_L = 0.25$, mas está de acordo com as estimativas de escala baseadas nos valores experimentais de ϕ e β_k obtidos para o MnP.

Fig 1.8 $\delta=qa/2\pi$ na fronteira Fan-Para em função da temperatura. A linha sólida é um ajuste com a expressão teórica. Referência 24.

A possibilidade da existência de outro PL para $H//a$ passou a ser investigada. Shapira et al^[27] fizeram estudos neste sentido. A figura 1.9 mostra o diagrama de fases para $H//a$ que eles obtiveram. Com o campo na direção a duas outras fases ordenadas, além da ferromagnética, estão presentes. Elas foram tentativamente denominadas de "Cone" e "Fan", uma vez que não há estudos de difração de nêutrons nesta direção de campo.

Fig 1.9 Diagrama de fases para H//a. Os dados são da referência 27.

A figura 1.10 mostra a seqüência *espiral* - "cone"- "fan" - para para um crescimento contínuo do campo H//a. É esperado que a fase "Cone" seja elíptica, e não circular, devido à diferença entre as anisotropias dos eixos. A componente m_c deve ser maior que m_b , e na fase "Fan" deve-se ter $m_b=0$. À medida que o campo externo paralelo ao eixo a é aumentado a componente m_b deve se anular primeiro, uma vez que a diferença de anisotropia entre a direção a e a direção b é menor que entre a direção a e a direção c. O sistema passa então para a fase "Fan". Para campos suficientemente altos m_c tende a zero ($m_c \rightarrow 0$), e o sistema passa então para a fase paramagnética quando $m_c=0$.

Fig 1.10 Esquema da evolução esperada para a estrutura magnética com o incremento contínuo de $H//a$.

O ponto de confluência entre as fases Ferro-Fan-Para é similar ao PL em $H//b$. As fronteiras se encontram tangencialmente e o ponto se situa no ponto de inflexão da curva λ . Embora não haja estudos sobre o vetor de onda para esta configuração de campo, as características do diagrama de fases indicam ser este ponto um PL (A partir de agora o ponto de Lifshitz no diagrama $H_b \times T$ será denominado de PL_1 e para o diagrama $H_a \times T$ de PL_2), com $T_L \approx 121k$ e $H_L \approx 51kOe$. O campo nesta configuração é maior devido à maior anisotropia relacionada ao eixo cristalográfico a . Becerra et al^[28] estudaram recentemente o ponto triplo de encontro entre as fases ordenadas para esta direção de campo. As fronteiras entre a fase ferromagnética e as fases moduladas são de primeira ordem, mas a fronteira entre as fases "Cone" e "Fan" é de segunda ordem. O que classifica o ponto triplo como um ponto crítico terminal (CEP *critical end point*). Um trabalho a ser feito visa verificar como se dá a mudança de um TP em $H//b$ para um CEP em $H//a$.

1.4 O EXPOENTE DE CROSSOVER

Nesta seção aplicaremos a teoria de escala no diagrama de fases do MnP. A princípio vamos considerar o diagrama de fases de um ferromagneto num campo magnético perpendicular ($H_{\perp}$) ao eixo fácil. O diagrama está esquematizado na figura 1.11. Para $H_{\perp}=0$ a linha sobre o eixo $H_{\parallel}$ que se estende de $T=0$ até a temperatura crítica de Curie (T_c) corresponde a uma linha de coexistência entre as fases ($\uparrow\uparrow$) e ($\downarrow\downarrow$). Esta linha termina num ponto crítico em $T=T_c$. Próximo a T_c o comportamento crítico pode ser descrito em termos do eixo de escala térmico $\mu_t=(T-T_c)/T_c$. Ao considerarmos $H_{\perp}\neq 0$ a temperatura T_c passa a depender de $H_{\perp}$, e os pontos críticos $T_c(H_{\perp})$ formam uma linha de transição de segunda ordem (linha λ). A superfície $H_{\parallel}=0$ corresponde agora a uma superfície de coexistência através da qual as transições são de primeira ordem. Agora o eixo de escala μ_t deixa de ser paralelo ao eixo da temperatura, passando a ser uma combinação de t e $h_{\perp}$ (temperatura e campo reduzidos). A análise do comportamento crítico ao longo da fronteira de fase exige que eixos de escalas apropriados sejam definidos, e a escolha desses eixos é discutida por Riedel e Wegner^[29].

Conforme salientamos, a "distância" ao ponto crítico no plano $H_{\perp}\times T$ é medida ao longo do eixo térmico μ_t . A princípio este eixo térmico pode assumir qualquer direção, exceto a direção tangente à curva λ . Os expoentes críticos obtidos para as grandezas termodinâmicas quando nos aproximamos do ponto crítico ao longo desse eixo devem ser independentes de sua orientação no plano, o

que deve diferir é a largura da região em que o comportamento crítico assintótico é observado. Deve existir portanto um eixo ótimo de escala que maximiza essa região. Uma direção possível do eixo térmico μ_t é a orientação sempre perpendicular à curva λ . Desta forma, próxima à região em que a curva λ é praticamente paralela ao eixo T o eixo μ_t é praticamente paralelo ao eixo $H_\perp$, podendo com boa aproximação ser escrito como $\mu_t = (H_\perp - H_{\perp c})/H_{\perp c}$. A figura 1.11 mostra a colocação do eixo térmico em várias regiões do diagrama de fase do ferromagneto. A conexão do diagrama de fase do MnP com o de um ferromagneto num campo transversal é imediata, conforme pode ser verificado comparando os diagramas das figuras 1.6 e 1.9 com o diagrama da figura 1.11. O ramo $T_\lambda(H)$ do MnP é semelhante ao diagrama do ferromagneto num campo transversal.

Fig 1.11 Diagrama de fase de um ferromagneto. O eixo térmico está representado em várias regiões da curva λ .

Conforme vimos anteriormente, na teoria de escala para pontos multicríticos de Lifshitz (e também para pontos multicríticos de outra natureza) considera-se que a parte singular da energia livre tem a forma:

$$F_s(T,P) \sim \mu_t^{2-\alpha_L} f_s \left(\frac{\mu_p}{\mu_t^\phi} \right) \quad (1.10)$$

onde μ_t e μ_p são os eixos de escala. A escolha desses eixos para pontos tricríticos é discutida por Riedel e Wegner e para pontos bicríticos por Fisher^[30]. O procedimento usual é escolher um dos eixos (no caso μ_p) como tangente à linha λ no ponto multicrítico e outro (μ_t) em outra direção que não seja tangente à linha λ .

Na figura 1.12 estão ilustrados os eixos μ_t e μ_p para o ponto multicrítico de Lifshitz associado aos modelos teóricos (1.12b) e o associado ao MnP (1.12a). A expressão 1.12 pode ser reescrita para o MnP como:

$$|\tilde{t}| = \text{const} |\tilde{p}|^{1/\phi} \quad (1.19)$$

nesta expressão os eixos $\tilde{t}$ e $\tilde{p}$ representam os eixos μ_t e μ_p . Esta lei descreve o comportamento dos dois ramos da curva λ . Espera-se aqui que este comportamento seja válido em uma região próxima ao PL, de forma que nesta região seja incluída a curva $H_1(T)$, i.é a linha de primeira ordem se aproxima do PL com o mesmo expoente ϕ que as linhas λ . O fato da curva $H_1(T)$ atingir o PL tangenciando a curva λ reforça esta hipótese. Uma situação análoga ocorre com a linha de primeira ordem nas vizinhanças de um ponto tricrítico^[29]. Podemos então reescrever a equação 1.21 expressando $\tilde{t}$ e $\tilde{p}$ em termos de H_b e T.

Fig 1.12 a) Eixos de escala $\tilde{t}$ e $\tilde{p}$ para o PL no MnP e b) Eixos de escala μ_t e μ_p para um PL.

$$H_\lambda - H_L = A(T - T_L) + \mathcal{B}_1(T - T_L)^{1/\phi} \quad (1.20a)$$

$$H_\lambda^* - H_L = A(T_L - T) + \mathcal{B}_2(T_L - T)^{1/\phi} \quad (1.20b)$$

$$H_1 - H_L = A(T_L - T) + \mathcal{B}_3(T_L - T)^{1/\phi} \quad (1.20c)$$

onde A é o coeficiente angular da tangente às fronteiras de fase no PL, $-dH_b/dT$, e $\mathcal{B}_1$ são constantes. Destas equações, e para $T < T_L$, subtraindo 1.22b de 1.22c pode-se chegar a:

$$H_\lambda^* - H_1 = \mathcal{B}(T_L - T)^{1/\phi} \quad (1.21)$$

A equação acima possui apenas três parâmetros ajustáveis: T_L (Temperatura do PL), ϕ (expoente de *crossover*) e a constante $\mathcal{B}$. Esta expressão foi utilizada para a determinação do expoente de *crossover* para o PL do MnP em vários trabalhos já publicados. Uma compilação destes resultados será apresentada no capítulo 3, onde são feitas as análises neste trabalho.

1.5 H APLICADO NO PLANO (AB)

A figura 1.12 mostra o diagrama de fases $H_a \times H_b \times T$ para o MnP, onde estão representados os dados das figuras 1.6 e 1.9, e indicados os pontos de Lifshitz PL_1 e PL_2 . A existência desses dois pontos coloca imediatamente o problema de sua conexão. É possível que eles estejam conectados por uma linha de pontos multicríticos de Lifshitz. Isto é indicado na figura pela linha que conecta os pontos PL_1 e PL_2 . A existência desta linha é plausível devido à semelhança nos diagramas de fase para $H//a$ e $H//b$ nas regiões dos PLs, e à fraca influência que o campo H tem sobre a relação $\kappa = J_1/J_2$. A rigor esses dois fatos estão interrelacionados. O maior campo em que o PL_2 é observado para $H//a$ se deve à maior anisotropia associada a esta direção. Na figura 1.12 estão indicadas, também, as direções de campo aplicado que serão estudadas neste trabalho.

Fig 1.13 Diagrama de fase $H_a \times H_b \times T$. Indicando uma possível linha de PL e as direções de H a serem estudadas neste trabalho.

2. DADOS EXPERIMENTAIS

2.1 ESTAÇÃO CRIOGÊNICA

A estação criogênica utilizada é formada por três *dewars* montados concentricamente conforme está esquematizado na figura 2.1.

O *dewar* mais externo em aço inoxidável abriga um magneto supercondutor H, de NbTi, com campo nominal de 70kOe. Este solenóide é utilizado para gerar o campo externo H. Neste espaço é transferido hélio líquido para resfriar a bobina à temperatura de operação. Pode-se, quando necessário, através de bombeamento, diminuir a pressão de vapor do hélio afim de esfriar a temperatura do banho, e operar com a bobina a campos superiores até 90kOe.

Um segundo *dewar* B, também denominado de intermediário, se situa na região útil da bobina supercondutora. Este *dewar*, também de aço inox, possui uma válvula de transferência V para troca de gás ou líquido com o *dewar* externo. Neste *dewar* está instalado um cilindro de *coil-foil*^[31] F cuja finalidade é a de homogeneizar a temperatura na região do espaço útil da bobina. Isto é feito sem que ocorra perdas devido a corrente de Foucault induzida pela variação do campo H. Sobre esse *coil-foil* estão instalados um termômetro e um aquecedor, e na haste que o suporta estão instalados resistores para a medida do nível de hélio

líquido. Este dewar está conectado a um sistema de bombeamento que permite resfriar o banho de hélio, quando necessário, ou manter um fluxo de gás frio através da válvula de transferência V.

Fig 2.1 Desenho esquemático da estação crlogênica utilizada.

Concêntrica ao cilindro do *coil-foil* está o terceiro dewar C, este de vidro *pirex*. O dewar de vidro abriga o que denominamos de espaço experimental. O espaço experimental não possui nenhuma comunicação interna com o segundo dewar, mas está ligado ao mesmo sistema de bombeamento. Cada espaço possui uma válvula de agulha independente para o controle de bombeamento. O dewar de vidro possui paredes duplas somente até uma determinada altura, acima deste ponto o dewar passa a ter parede simples. Isto permite que haja um contato térmico entre este espaço e o dewar intermediário. O dewar de vidro, devido à sua limitação no comprimento, é ligado a um tubo de metal. A junta onde ocorre a ligação é denominada de *housekeeper*^[32] K. Na parede externa da junta *housekeeper* estão instalados um termômetro e um aquecedor.

O conjunto de medida de susceptibilidade (primário P e secundário S) está montado no centro da bobina supercondutora. O primário é um solenóide de fio AWG 35 com 5689 voltas, tendo 15cm de comprimento por 2cm de diâmetro interno. O primário gera um campo de excitação de $4.76 \cdot 10^{-3} \text{Oe/mA}$. Ele foi montado na parte externa do dewar de vidro. O secundário é constituído por dois solenóides de fio AWG 44 com 3400 voltas cada ligados em oposição. O comprimento total é de 28mm com os centros dos solenóides separados em 12mm. O secundário fica no interior do espaço experimental e está centrado com relação ao primário. No corpo do secundário estão instalados dois termômetros T e um aquecedor. A amostra M é montada na extremidade de uma haste que externamente pode ser movida verticalmente no interior do secundário. Na haste está instalado um termômetro G de CGR (*Carbon Glass*) colocado em contato direto com a amostra.

Nesta estação criogênica, não é possível uma admissão direta de líquido no espaço experimental. Para a obtenção de líquido neste espaço é preciso condensar o gás que for admitido. Assim, é necessário esfriar as paredes do dewar de vidro, bem como

a junta *housekeeper*, de forma a liquefazer o gás quando este entrar em contato com as mesmas. Para isto, uma admissão de líquido no dewar intermediário até a altura da junta será o suficiente para resfriar estas paredes. Uma vez liquefeito, e através de bombeamento, pode-se resfriar o banho até a temperatura desejada de operação. Ligados a este espaço experimental estão dois sistemas independentes de gás, um de He^4 e outro de He^3 . Com He^3 líquido, por este processo, é possível atingir temperaturas da ordem de 0.4K nesta estação.

O solenóide supercondutor foi construído com fio de NbTi, e pode atingir campos de 0 a 70kG ($T=4.2\text{K}$). A homogeneidade do campo magnético no seu interior é de uma parte em 10.000, em uma esfera de uma polegada de diâmetro. O solenóide está suspenso por hastes que possuem em sua extremidade parafusos para ajuste da altura. Desta forma pode-se ajustar o eixo da bobina em relação à vertical. O ajuste permitido é da ordem de 4° . Isto, como será visto, é essencial para a realização deste trabalho. A medida do valor de campo é feita através da medida da corrente que passa na bobina. Esta corrente passa por um *shunt* junto à fonte de corrente. O *shunt*, por sua vez, fornece uma tensão proporcional à corrente.

A estação possui controles externos independentes para os diversos espaços. Com eles é possível controlar toda a troca de gás entre os espaços, e entre eles e o meio externo. O que a torna um sistema de fácil operação.

2.2 CONTROLE E MEDIDA DA TEMPERATURA

Como este trabalho abrange um intervalo grande de temperaturas, tornou-se necessário utilizar formas diferentes de controle e medida de temperatura ao longo da experiência. As formas de controle e medida dependem da sensibilidade do termômetro e do comportamento da estação à uma dada temperatura. Mas, o básico do funcionamento do controle de temperatura é o mesmo em todos os casos. Há o controle da temperatura do gás, e o controle da temperatura do líquido. Para o controle da temperatura do gás, fornece-se uma fonte fria, o termômetro de controle aciona um aquecedor de forma a manter a temperatura estável. Para o controle de temperatura do líquido, utiliza-se um sistema de bombeamento, uma pressão de vapor constante garante a temperatura do banho constante. Abaixo, serão descritas, de maneira mais explícita, as diversas formas de controle e medida de temperatura.

Para temperaturas altas, o controle é feito no *dewar* intermediário. O fato de existir hélio líquido em grande quantidade no espaço externo garante, para estas temperaturas, uma troca de calor que tende a esfriar o espaço intermediário. O controle neste caso é feito pelo termômetro e aquecedor sobre o *coil-foil*. O termômetro, de três fios, é um resistor de carvão AB280 (*Allen Bradley* de 280Ω) conectado a uma ponte de resistências AC. O sinal de erro lido na ponte é processado por um circuito que comanda uma fonte de corrente ligada ao aquecedor, de forma que o espaço intermediário atinja um equilíbrio térmico onde, por condução através da parede simples do *dewar* de vidro, é passado ao espaço experimental.

O equilíbrio da temperatura da amostra é verificado por dois termômetros. O primeiro é um resistor de carvão AB400 (*Allen Bradley* de 400Ω) que está sobre o corpo do secundário, ele é um termômetro de três fios, e está ligado a uma ponte de resistências AC. O sinal de erro da ponte está ligado a um registrador do tipo XT. O outro é um termômetro de quatro fios, que utiliza um resistor CGR (*Carbon Glass Resistor* da *Lake Shore Cryotronics*) instalado em contato com a amostra. Este é alimentado por uma fonte de corrente contínua, e o valor da tensão é medido por um DVM (*Voltímetro Digital*). O sinal de tensão está ligado a outro registrador do tipo XT. A variação da temperatura é observada pela variação do sinal nos registradores XT.

A medida do valor da temperatura é feita pelos mesmos termômetros que verificam a estabilidade, os valores lidos são o valor de equilíbrio da ponte, para o resistor AB400, e o valor da tensão no DVM, para o resistor CGR. Ambos termômetros foram calibrados contra um resistor padrão de platina, em uma experiência independente.

A medida que a temperatura diminui, torna-se necessário gerar um fluxo de gás frio no espaço intermediário. O fluxo é mantido por bombeamento, ele provém do espaço externo através da válvula (V) que faz comunicação interna entre os espaços externo e intermediário. A forma de controle e medida de temperatura é a mesma mencionada acima.

Para temperaturas mais frias, o controle é feito de forma diferente. Para um equilíbrio no espaço experimental, é preciso manter um controle neste espaço. No espaço intermediário, a temperatura controlada é de valor abaixo do desejado, de forma a gerar uma fonte fria para o espaço experimental. O outro controle, no espaço experimental garante a temperatura desejada. Este controle é feito utilizando o termômetro AB400 e o aquecedor que está

sobre o corpo do secundário. O processo de verificação da estabilidade da temperatura e leitura do valor da temperatura são os mesmos.

Quando a temperatura atinge valores próximos à temperatura do hélio líquido (4.2K), o controle da temperatura do gás é feito somente no espaço experimental. Para isto, é admitido hélio líquido no espaço intermediário até um nível adequado à temperatura que se deseja medir. A temperatura no espaço experimental passa a ser controlada através do termômetro AB10 (Allen Bradley de 10Ω), da mesma forma como é utilizado o AB400 em temperaturas superiores. As medidas foram feitas com o AB10, AB400 e CGR.

Para temperaturas abaixo de 4.2K, precisa-se condensar hélio líquido no espaço experimental. A partir de então a temperatura é estabelecida pelo controle da pressão de vapor do banho de hélio. A pressão de vapor é controlada através de uma válvula que liga o espaço experimental ao sistema de bombeamento. Esta pressão define, pela tabela de conversão internacional de 1958^[33], a temperatura do banho. Foi utilizado também o termômetro AB10 para medida do valor da temperatura.

A estabilidade da temperatura variou de décimos de Kelvin a centésimos de Kelvin, dependendo da região de temperatura em que foram feitas as medidas. Em geral podemos dizer que na faixa em torno de 100K, que é a de maior interesse neste trabalho, a estabilidade da temperatura no espaço intermediário é da ordem de 0.1K. Nessas condições, no espaço experimental a estabilidade é uma ordem de grandeza melhor ($\sim 0.01K$).

2.3 MEDIDA DE SUSCEPTIBILIDADE MAGNÉTICA

As medidas de susceptibilidade magnética foram realizadas pelo método de indutância mútua. A indutância mútua de medida consiste de duas bobinas montadas no interior do criostato, primário e secundário, como foi visto na seção 2.1. O primário gera um campo de excitação paralelo ao campo externo H . A susceptibilidade medida desta forma é chamada de longitudinal.

A figura 2.2 mostra uma montagem com um par de solenóides contendo uma amostra magnética em seu interior. Nesta montagem, a força eletromotriz gerada no secundário (aberto) é dada por:

$$\varepsilon_2(t) = M_0 \cdot \frac{dI}{dt} + K \cdot \frac{dm}{dt} \quad (2.1)$$

Fig 2.2 Esquema elétrico de um par de solenóides contendo uma amostra magnética em seu interior

Onde M_0 é a indutância mútua, que é pequena devido ao secundário possuir duas metades em oposição. K é uma constante que depende da geometria do sistema. m é o momento de dipolo magnético da amostra. I é uma corrente de forma senoidal de frequência ω , $I(t) = I_0 e^{i\omega t}$. Esta corrente criará no secundário um campo de excitação da forma $h(t) = h_0 e^{i\omega t}$, e o momento magnético pode sofrer uma defasagem ϕ , $m(t) = m_0 e^{i(\omega t + \phi)}$. A susceptibilidade AC resultante é:

$$\chi_{AC} = \frac{m}{h} = \frac{m_0}{h_0} \cdot e^{i\phi} \quad (2.2a)$$

ou

$$\chi_{AC} = \chi' - i\chi'' \quad (2.2b)$$

Esta relação define as partes real e imaginária de χ_{AC} . Estas partes também são chamadas de em fase e em quadratura, respectivamente. A susceptibilidade em quadratura está relacionada com a dissipação de energia, e por isto ela costuma ser chamada por componente de perda.

Como $h(t)$ é proporcional a $I(t)$, 2.1 pode ser escrita como:

$$\varepsilon_2(t) = i\omega(M_0 + K'\chi_{AC})I_0 \quad (2.4)$$

onde K' incorpora a proporção h/I .

Desta forma, para medir χ_{AC} é necessário fazer uma medida da indutância mútua do conjunto de bobinas ($M_0 + K'\chi_{AC}$). M_0 pode ser eliminado ao subtrair deste resultado o valor da indutância mútua do conjunto sem a amostra (M_0). A figura 2.3 mostra o esquema do circuito a ser utilizado para medida da indutância mútua.

Fig 2.3 Esquema do circuito utilizado para a medida da indutância mútua

Para obter o valor da indutância mútua, adiciona-se ao sinal do secundário, sinais de fase e amplitude controláveis, de forma a produzir um sinal nulo. Ligado em série com o primário, está o primário de uma bobina toroidal de referência M . Obtem-se, no secundário de M um sinal puramente indutivo. Através de um auto-transformador de *tap* variável D (*Dekatron* modelo DT72A da Electro Scientific Industries - ESI), uma fração desta tensão é somada ao sinal do secundário, resultando assim um sinal V_A .

Um sinal em fase com o sinal do primário é obtido de uma resistência r em série com o circuito primário. Uma fração deste sinal é obtida através de um divisor resistivo R , resultando em um sinal V_B . Através de um pré-amplificador operacional P obtém-se a diferença $V_A - V_B$, sem que se interliguem os circuitos primário e secundário.

A saída $V_A - V_B$, um sinal da forma $V = V_o \cos(\omega t + \phi)$, é analisado por um *lock-in*. O *lock-in* possui duas entradas. Uma é o sinal $V_A - V_B$ (V) e a outra é uma entrada de referência para que o *lock-in*, através de um circuito P.L.L. (*Phase Lock Loop*), gere dois sinais: $V_1 = \cos(\omega t)$ e $V_2 = \sin(\omega t)$ com a mesma frequência do sinal de entrada V . O sinal V é primeiro amplificado, e em seguida multiplicado pelos sinais V_1 e V_2 , separando assim em dois canais. O resultado desta multiplicação são os sinais V_x e V_y descritos abaixo:

$$V_x = V \cdot V_1 = V_o \cos(\omega t + \phi) \cos(\omega t) \quad (2.5a)$$

$$V_x = \frac{1}{2} V_o \cos \phi + \frac{1}{2} V_o \cos(2\omega t + \phi) \quad (2.5b)$$

da mesma forma

$$V_y = \frac{1}{2} V_o \sin \phi + \frac{1}{2} V_o \sin(2\omega t + \phi) \quad (2.5c)$$

Os sinais V_x e V_y passam por filtros passa baixa (F.P.B.) de forma a eliminar as componentes não contínua. Na figura 2.4 encontra-se um diagrama de blocos do funcionamento do *lock-in*.

Fig 2.4 Esquema do funcionamento do *lock-in*.

Nesta montagem experimental, os dois detetores que recebem o sinal V_A-V_B são defasados de 90° entre si. Desta forma eles podem ser sintonizados nas componentes em fase e em quadratura do sinal. A ponte é então balanceada, através do posicionamento do *tap* do *Dekatran* e do divisor resistivo, de forma a anular as duas componentes de V_A-V_B . Fazendo o balanceamento sem a amostra, tem-se uma medida da indutância mútua do conjunto primário-secundário. Ao colocar uma amostra, um novo balanceamento fornece o valor da indutância mútua de X . O valor de susceptibilidade assim encontrada pode ser convertida a um valor absoluto de susceptibilidade AC. Isto se faz calibrando a ponte com uma amostra magnética de comportamento conhecido.

O *Lock-in* (de agora em diante denominando o conjunto de dois detetores síncronos) neste caso está sendo usado como detetor de zero. Mas há uma outra forma de medida. A ponte pode ser colocada em fase de forma que uma variação no *tap* do *Dekatram* gere sinal em um só detetor. Neste caso uma variação do divisor resistivo geraria sinal somente no outro detetor. A presença da amostra gera um sinal de erro nos dois canais do *Lock-in*. Estes sinais são proporcionais a χ' e χ'' . Este sinal pode ser comparado com o sinal decorrente de uma variação da posição do *tap* do *Dekatran* de forma a calibrar os valores de χ' e χ'' em termos de unidades da ponte. Neste trabalho não foi feita a calibração dos valores de susceptibilidade para valores absolutos. Os valores de χ' e χ'' estão em unidades da ponte.

2.4 SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

Nesta experiência foi necessária uma medida contínua e simultânea dos vários sinais envolvidos. A medida do campo é feita por uma leitura de tensão do *shunt* junto à fonte de corrente. Esta medida é feita através de um DVM (193A SYSTEM DMM da Keithley). Os valores de susceptibilidade em fase e em quadratura são fornecidos pelos sinais DC de saída do *Lock-in* (SR530 LOCK-IN AMPLIFIER da Stanford Research System). O valor do CGR é tomado do ddp de seus terminais lido através de um DVM (193A SYSTEM DMM). O valor do AB400 e AB10 são lidos pelo balanceamento de uma ponte de resistências AC (LR-110 da Linear Research). E o valor da pressão é medido por um *baratron* (MKS BARATRON 170M da MKS Instruments INC).

Tanto os DVMs quanto o *Lock-in* possuem uma saída digital no padrão IEEE-488^[34], e isto permitiu uma aquisição por computador. O computador utilizado é da linha PC-XT (XT2002 da Microtec). Para a aquisição, desenvolveu-se, no laboratório um programa em linguagem C (MSC 3.0 da Microsoft). Este programa permite a leitura simultânea de vários instrumentos de medidas. A leitura é feita em intervalos regulares de tempo, os intervalos de tempo podem ser definidos pelo usuário. A figura 2.5 mostra um esquema de ligação dos equipamentos para o sistema de aquisição.

saídas DC dos dois canais do *Lock-in*. Como os sinais são proporcionais à susceptibilidade, isto permitiu um acompanhamento do sinal durante a varredura do campo. Assim foi possível mudar o tempo de aquisição, ou mesmo a velocidade de variação do campo, de forma a detalhar regiões de mais interesse nas curvas de χ'_{vsH} e χ''_{vsH} .

2.5 ORIENTAÇÃO DA AMOSTRA

A orientação exata da direção do campo magnético H com relação aos eixos do cristal é fundamental para a determinação correta das fronteiras de fase. A observação das fronteiras de fase somente é possível quando o campo aplicado é perpendicular ao eixo c . Foram feitos estudos com H a 20° e 45° do eixo b no plano ab .

A orientação da amostra foi efetuada em duas etapas. A princípio foi utilizado o método de Laue, com o auxílio do equipamento do Laboratório de Cristalografia do IFUSP. A amostra foi montada sobre um goniômetro de forma que seu eixo b estivesse na direção do feixe de raios X , e seu eixo c na direção do eixo de rotação do goniômetro. O desalinhamento decorrente de uma montagem manual foi corrigido por ajustes no goniômetro. Os ajustes foram baseados nas figuras obtidas pelo método de Laue. Após isto, girou-se a amostra em torno do eixo c até formar o ângulo desejado para a experiência, 20° ou 45° com o feixe de raios X .

A segunda etapa da orientação ocorre dentro da estação criogênica, na presença de campo magnético. O objetivo desta segunda etapa é eliminar qualquer componente do campo no eixo c do cristal. Isto é possível pois pode-se fazer ajustes no nivelamento da bobina afim de alterar a direção de seu eixo, que é a própria direção de H . O processo de orientação aqui utilizado se baseia na observação do comportamento da curva de susceptibilidade por campo^[35]. Quando existe uma componente do eixo c na direção do campo observa-se que, na curva de susceptibilidade, a singularidade-

de correspondente à transição entre as fase Ferro e Para, observada acima de 120k, sofre um forte arredondamento do pico. O arredondamento se acentua à medida que o ângulo de H com o plano *ab* aumenta. Além disto, há um deslocamento da posição do máximo no campo para valores menores. Isso é devido ao fato da transição de segunda ordem Ferro-Para somente ocorrer para $H_c=0$, ou seja para um valor nulo do campo de ordenamento conforme discutimos na seção 1.2.

A figura 2.6 ilustra o efeito da presença da componente do campo na direção *c*. ϕ_c indica o ângulo entre a direção do campo e o plano *ab* do cristal. A temperatura de 130K, utilizada na orientação, garante que é uma transição Ferro-Para.

Fig 2.6 Efeito da presença de componente do eixo C, indicado pelo ângulo ϕ que é o ângulo formado entre a direção do campo e o plano ab do cristal

2.6 DADOS EXPERIMENTAIS

Serão mostrados, nesta seção, os dados de $\chi_{vs}H$ obtidos experimentalmente neste trabalho. Em todas as corridas experimentais foi fixada a temperatura T , e efetuou-se uma varredura de H com o tempo. Isto é ilustrado pelos cortes indicados esquematicamente na figura 2.7. Nestes cortes são feitas medidas de susceptibilidade magnética. Utilizou-se um campo de modulação com amplitude de 10 Oe, e frequência de 155Hz. As velocidades de varredura do campo diferiram conforme a orientação do campo utilizada. Para $H//45^\circ$ de b no plano ab , foi utilizada a velocidade de $\sim 7\text{Gauss/s}$, e para $H//20^\circ$ de b , foi utilizada a velocidade de $\sim 0.7\text{Gauss/s}$. A velocidade de varredura dH/dt não altera o valor dos campos críticos associados à transição de fase, que se manifestam na curva $\chi_{vs}H$ por singularidades em χ . A taxa de aquisição de dados por computador foi de 1 a 3 pontos por segundo. Na região de campo onde ocorrem as singularidades utilizou-se uma taxa de aquisição maior, afim de obter uma melhor definição nas curvas.

Dependendo da região de temperatura em que são feitos os cortes indicados na figura 2.7. As curvas de $\chi_{vs}H$ apresentam características diferentes que estão associadas às diferentes fases envolvidas e às transições entre elas. As figuras seguintes mostram as curvas experimentais $\chi_{vs}H$ que foram obtidas para cada uma destas regiões, e para as duas orientações de campo utilizadas. Pode-se notar que as características das curvas para as duas orientações de campo são semelhantes.

Fig 2.7 Cortes no diagrama de fase do tipo utilizado na coleta de dados.

A figura 2.8 mostra curvas de χ vs H que correspondem a cortes efetuados a temperaturas superiores a 120K. Na figura 2.8a os cortes correspondem à orientação $H//45^\circ$ de b . Na figura 2.8b a orientação é $H//20^\circ$ de b . Observa-se nestas curvas as fases ferromagnética e paramagnética. Nota-se que o campo magnético de transição de fase aumenta com a diminuição da temperatura. Pode-se observar da mesma forma, que a singulariedade relacionada à transição se torna mais acentuada ao diminuir a temperatura. Esta singulariedade tem a característica típica de uma transição do tipo λ , i.e., uma transição de segunda ordem.

Fig 2.5 Curvas de χ vs H referentes às transições Ferro-Para.
a) $H // 45^\circ$ de b . b) $H // 20^\circ$ de b .

A figura 2.9 mostra curvas referentes a cortes com temperaturas menores e próximas a 120K. A figura 2.9a se refere a orientação $H // 45^\circ$ de b , e a figura 2.9b a $H // 20^\circ$ de b . Observa-se nestas curvas a presença de uma segunda fase ordenada, numa região de campo limitada por duas anomalias nas curvas χ vs H . Por analogia com os resultados obtidos para $H // b^{[11]}$, esta fase tem as características de uma fase do tipo *Fan*. Deve-se salientar que as denominações utilizadas para as fases observadas baseiam-se, devido à semelhança existente, nas conhecidas para $H // b$. Portanto esta fase ordenada será denominada de "*Fan*". Observa-se que o intervalo

de campo em que ocorre a fase "Fan" aumenta com a diminuição da temperatura. Esta figura sugere a existência de um ponto de confluência entre as três fases Ferro, "Fan" e Para. A transição entre as fases Ferro e "Fan" é marcado por um pico em χ característico de um salto na magnetização, e portanto uma transição de primeira ordem. A singulariedade na transição "Fan"-Para é semelhante à observada na transição Ferro-Para ocorrida em temperaturas acima de 120K, e é tipicamente uma transição do tipo λ , transição de segunda ordem.

Fig 2.9 Curvas χ vs H referentes às transições Ferro-"Fan" e "Fan"-Para. As curvas possuem temperaturas próximas ao ponto de confluência entre as fases Ferro, "Fan" e Para. a) $H//45^\circ$ de b . b) $H//20^\circ$ de b .

Na figura 2.10 são mostrados dados abrangendo uma faixa mais ampla de temperatura do que na figura 2.9. Nota-se também que o pico correspondente à transição de primeira ordem Ferro-"Fan" praticamente desaparece nas curvas de susceptibilidade, para temperaturas mais baixas. Este efeito, relacionado com a histerese envolvida nesta transição de primeira ordem, foi discutido recentemente por Becerra et al.^[36] na configuração onde $H//b$.

Fig 2.10 Curvas de χ vs H referentes às transições Ferro-"Fan" e "Fan"-Para. a) $H//45^\circ$ de b . b) $H//20^\circ$ de b .

Na figura 2.11 podem ser vistos os dados tomados para temperaturas inferiores a T_α (temperatura de transição Ferro-Screw a campo nulo). Estas curvas contêm outra fase ordenada. Por comparação a resultados com o campo paralelo ao eixo b ^[18], esta

fase apresenta característica semelhantes à fase Screw. Foi visto no capítulo 1 que para $H//a$ (direção em que não existem dados de difração de nêutrons disponíveis) as fases foram tentativamente identificadas como "Cone" e "Fan". Para campos contidos no plano ab uma situação intermediária deve ocorrer, com os momentos adquirindo uma componente na direção fora do plano bc para $H \neq 0$ na fase Screw. Esta fase, nas orientações deste trabalho, será denominada de "Screw" por suas características serem mais próximas às encontradas em $H//b$ (Screw) que às encontradas em $H//a$ ("Cone"). Nesta figura também é possível observar o comportamento de χ na transição, a campo constante, "Screw"-Ferro.

Fig 2.11 Curvas de χ vs H referentes às transições "Screw"-Ferro, Ferro-"Fan" e "Fan"-Para a) $H//45^\circ$ de b . b) $H//20^\circ$ de b .

Por fim, na figura 2.12 observa-se a última região de temperaturas, onde a fase ferromagnética não está presente. As transições apresentadas nesta figura são "Screw"-*Fan* e *Fan*-Para.

Fig 2.12 Curvas de χ vs H referentes às transições "Screw"- "Fan" e "Fan"-Para. a) 45° de b . b) $H//20^\circ$ de b .

2.4 SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

Nesta experiência foi necessária uma medida contínua e simultânea dos vários sinais envolvidos. A medida do campo é feita por uma leitura de tensão do *shunt* junto à fonte de corrente. Esta medida é feita através de um DVM (193A SYSTEM DMM da Keithley). Os valores de susceptibilidade em fase e em quadratura são fornecidos pelos sinais DC de saída do *Lock-in* (SR530 LOCK-IN AMPLIFIER da Stanford Research System). O valor do CGR é tomado do ddp de seus terminais lido através de um DVM (193A SYSTEM DMM). O valor do AB400 e AB10 são lidos pelo balanceamento de uma ponte de resistências AC (LR-110 da Linear Research). E o valor da pressão é medido por um *baratron* (MKS BARATRON 170M da MKS Instruments INC).

Tanto os DVMs quanto o *Lock-in* possuem uma saída digital no padrão IEEE-488^[34], e isto permitiu uma aquisição por computador. O computador utilizado é da linha PC-XT (XT2002 da Microtec). Para a aquisição, desenvolveu-se, no laboratório um programa em linguagem C (MSC 3.0 da Microsoft). Este programa permite a leitura simultânea de vários instrumentos de medidas. A leitura é feita em intervalos regulares de tempo, os intervalos de tempo podem ser definidos pelo usuário. A figura 2.5 mostra um esquema de ligação dos equipamentos para o sistema de aquisição.

Fig 2.5 Ligação entre os instrumentos de medidas, a estação e o computador

Nesta experiência, durante uma sessão de tomada de dados, foi feita uma varredura do campo no tempo, mantendo-se a temperatura constante. O sistema de aquisição permitiu um mapeamento dos sinais durante a variação do campo. Os valores do AB400 ou AB10 e da pressão não precisaram de uma leitura contínua, pois a temperatura em uma sessão é constante. O valor do CGR foi lido pela aquisição para posteriormente permitir uma verificação da estabilidade da temperatura durante a sessão. A vantagem de usar o CGR para verificar a estabilidade é de que o CGR não possui magnetoresistência apreciável. Os dados lidos no computador são armazenados em arquivos para futuras análises.

Paralelamente a esta aquisição, durante as sessões, foram registradas curvas de χ' e χ'' em registradores do tipo XY (7044A X-Y RECORDER da Hewlett Packard). A base X destes registros é o sinal do *shunt* de campo, e a base Y são os sinais das

3. ANÁLISE

Neste capítulo serão feitas as análises dos dados obtidos. Serão apresentados os diagramas de fase para as duas orientações de campo. E também as análises do comportamento analítico das fronteiras de fase próxima à região do ponto multicrítico. Estas análises visam obter o expoente de *crossover*.

3.1 CAMPOS CRÍTICOS

O primeiro passo para a análise dos dados é a escolha dos campos críticos de transição entre as fases. Esta escolha é feita de forma diferente conforme a transição.

Nas transições de segunda ordem ("Fan"-Para e Ferro-Para), ocorre uma singulariedade do tipo λ . Pode-se escolher o pico correspondente ao valor máximo de χ para o valor de campo crítico de transição. Entretanto, devido ao arredondamento dos picos associados às transições, o campo crítico pode ser escolhido como o campo no qual ocorre o encontro de duas retas tangentes traçadas de um lado e de outro do pico. Este procedimento foi adotado anteriormente^[18], onde um forte arredondamento estava presente nestas transições.

A diferença encontrada entre as duas formas de escolha é da ordem de 0.1% do valor do campo. Pode-se comparar esta diferença com duas fontes de incertezas experimentais envolvidas. A primeira está associada à estabilidade da temperatura. A temperatura durante uma corrida pode variar no máximo de um intervalo de 0.1K, embora geralmente a estabilidade seja superior a esse valor. Pode-se estimar o erro envolvido na determinação do campo crítico neste caso considerando os dados disponíveis para as fronteiras de fase, determinados neste mesmo trabalho. Uma variação da ordem de 0.1K implica em uma variação de campo de aproximadamente 0.3% no valor do campo crítico. Este comportamento é o mesmo nas duas orientações de campo que estão sendo estudadas. A segunda causa de incerteza tem origem na orientação da amostra. Ao ser colocada no dewar, é efetuado um alinhamento visando eliminar a componente c do campo aplicado. Conforme foi descrito no capítulo 2.1, o sistema permite que a bobina seja movimentada de até 4° com relação à vertical. É possível que neste processo, uma vez eliminada a componente c , a direção do campo no plano ab forme um ângulo de até 4° com relação à direção original. Esta incerteza foi verificada experimentalmente. Foram feitos dois experimentos com o objetivo de efetuar uma determinação do diagrama de fases com o campo a um ângulo de 45° do eixo b , no plano ab . Desta forma, o processo de orientação da amostra, desde o Raio X até a orientação final pela forma do pico na curva de susceptibilidade foi independente. A uma mesma temperatura, $T \approx 40K$, as fronteiras de fase diferiram de 1.3kOe. Para uma corrida foi obtido $H=38.256kOe$ para o campo de transição "Fan"-Para, e para outra $H=39.547kOe$. Esta diferença é de 3.3% no campo. Este último fator é a principal fonte de incerteza na determinação das fronteiras. Perante os objetivos deste trabalho (verificar a possível existência de uma linha de pontos críticos de Lifshitz no plano ab) essa incerteza na orientação final da amostra não é muito relevante uma vez que o importante é eliminar a componente c do campo aplicado.

Neste trabalho optou-se pelo método que utiliza o encontro das tangentes para definir o campo crítico experimental. Este método de certo modo contorna o problema do arredondamento do pico. Para tanto, foi desenvolvido um programa que interpola as retas tangentes e extrai os campos críticos. A figura 3.1 ilustra a obtenção do campo crítico por este método. A curva em que foi aplicado a interpolação de tangentes se refere à transição Ferro-Para. Pode-se observar nesta figura que existe uma diferença da ordem de 0.1% entre o valor de campo crítico, obtido pela interseção das tangentes, e o valor de campo do pico da curva.

Figura 3.1 Curva experimental para $T=127K$. A orientação de campo é de 45° . As retas interpoladas são: $m1 \chi=0.19499H-3.8125$ e $m2 \chi=-4.2418H+96.467$. Resultando para campo crítico $H_c=22.602kOe$. As unidades de campo são em (kOe) e as de susceptibilidade são arbitrárias. Na figura estão indicadas as posições do valor de campo de pico ($H_p=???.???kOe$) e do valor de campo de encontro entre tangentes

A transição entre as fases Ferromagnética e "Fan" é uma transição de primeira ordem. Nesta transição ocorre uma descontinuidade na magnetização, e isto resulta em um pico na curva de susceptibilidade. Para temperaturas menores, a intensidade deste pico depende fortemente da taxa de variação do campo H com o tempo e da frequência do campo de modulação. Este comportamento é discutido por Becerra et al.^[36], onde é mostrado que a intensidade do pico está associada à histerese nesta transição. Para a transição Ferro-"Fan" pode ser observado também um pico na parte imaginária da susceptibilidade. Este pico está associado à absorção de energia

Fig. 3.2 Curvas de χ' e χ'' para $T=59K$. Observa-se em χ'' um pico na transição Ferro-"Fan" e uma pequena anomalia na transição "Fan"-Para. O pico é devido a absorção provocada pela movimentação das paredes de domínios das fases "Fan" e Ferro que coexistem numa faixa de campos aplicados.

devido à movimentação das paredes de domínios na transição de primeira ordem. Na figura 3.2 pode-se observar a transição de primeira ordem, tanto na curva de χ' , como na curva de χ'' . O pico em χ' , da transição de primeira ordem, não é observado nesta curva obtida a uma frequência de 155Hz. A frequências mais baixas um pico acentuado é observado^[35]. A figura 3.2 se estende até a transição de segunda ordem, "Fan"-Para, para que seja comparado o comportamento da curva de χ'' nas duas transições. Na transição de segunda ordem observa-se apenas uma pequena anomalia na curva de χ'' . A escolha do valor de campo crítico para a transição Ferro-"Fan" é feita tomando-se o valor de campo em que ocorre o pico da curva de susceptibilidade.

Para as transições restantes, ambas de primeira ordem ("Screw"-Ferro e "Screw"- "Fan"), foi tomado como valor de campo crítico de transição o valor intermediário do intervalo da transição. Nestas transições, para as frequências utilizadas, e para as taxas de variação de campo utilizadas, não são observados picos nas curvas de χ' . As transições se apresentam em forma de degrau. A largura, em campo, da transição está ligado diretamente ao fator de desmagnetização da amostra. A correção pelo fator de desmagnetização nestas transições foi bem discutida por Migliano^[37]. Ali verificou-se que o campo crítico para a transição pode ser tomado como o campo intermediário do intervalo da transição. Para delimitar este intervalo foram utilizados os valores de interseção de retas tangentes à curva, o mesmo processo utilizado por A. C. Migliano.

A figura 3.3 mostra este processo em uma curva com transição "Screw"-Ferro. Nesta figura estão presentes as retas tangentes aplicadas às curvas. Os campos limites de transição definido pelas interseções de tangentes. E o valor de campo crítico obtido pelo processo.

Figura 3.3 Curva de χ para $T=44K$ e $H//45^\circ$ de b no plano ab . Curva referente à transição "Screw"-Ferro. Estão indicados na figura os limites inferior $H1$ e superior $H2$ da transição, bem como o campo crítico $H_c=2.744kOe$.

Note que neste processo somente são feitas referências a valores de campos aplicados. Não foram efetuadas as correções de desmagnetização nos campos críticos para se obter os campos internos. Foi mostrado^[35,37] que a introdução desta correção não altera de modo significativo os resultados do expoente crítico a ser obtido. Devido a ausência de dados de magnetização nestas configurações (45° e 20°) em toda a faixa de temperatura em que serão feitos os ajustes, optou-se por não efetuar a correção.

3.2 DIAGRAMA DE FASE

Obtidos os campos críticos, torna-se possível levantar o diagrama de fase $H \times T$ para as duas orientações de campo. Na figura 3.4 está o diagrama de fase obtido para o campo com orientação a 45° do eixo b no plano ab . Neste diagrama são evidentes os seguintes pontos:

Fig 3.4 Diagrama de fases do MnP para $H//45^\circ$ de b no plano ab

- Em primeiro, destaca-se a grande semelhança existente entre este diagrama e o diagrama obtido para o campo paralelo ao eixo b (Figura 1.6). A diferença básica reside no valor dos campos críticos que marcam as transições entre as diferentes fases.

- Pode-se observar neste diagrama a presença de um ponto triplo de encontro entre as fases Ferro-"Fan"- "Screw". A figura 3.5 mostra uma ampliação da região deste ponto triplo. É visível na figura 3.5 que o ângulo formado pelo encontro entre as linhas das fronteiras de fase neste ponto triplo é sempre menor que 180° . Isto é uma característica do encontro entre linhas de transição de primeira ordem em um ponto triplo ordinário (Ver Apêndice A). Também foi observado para o campo paralelo ao eixo b um ponto triplo ordinário nesta mesma região de temperaturas (Ver figura 1.6);

Fig 3.5 Diagrama de fases do MnP para $H//45^\circ$ de b no plano ab . Região do ponto de encontro entre as fases Ferro, "Screw" e "Fan"

- O comportamento observado nas regiões de temperaturas entre 30K e 70K, para campos baixos, é nitidamente distinto do observado nesta mesma região de temperaturas para o campo H paralelo ao eixo a . Ali, conforme pode ser visto na figura 1.9, as duas fases moduladas e a fase ferromagnética se encontram num ponto que foi identificado como um possível ponto crítico terminal^[18,25]. Neste ponto as linhas de fronteiras Ferro-"Cone" e Ferro-"Fan", ambas de primeira ordem, se encontram formando um ângulo de 180° . Isto requer que a fronteira entre as fases "Cone"- "Fan" seja de segunda ordem (Ver Apêndice A);

- Por fim observa-se no diagrama da figura 3.3, em torno de 120K, a presença de um ponto multicrítico. O ponto de confluência entre as fases Ferro-Para-"Fan". Neste caso, o comportamento é semelhante ao observado nos diagramas com o campo paralelo aos eixos b (figura 1.6) e a (figura 1.9). Isto é, as três fronteiras de fase se aproximam do ponto multicrítico tangenciando-se, e o ponto de confluência corresponde a um ponto de inflexão das fronteiras de fase de segunda ordem entre as fases ordenadas e a fase paramagnética.

A figura 3.6 mostra o diagrama de fase para o campo paralelo a 20° do eixo b no plano ab . Neste diagrama vê-se um ponto triplo no encontro entre as fases Ferro, "Fan" e "Cone". Este diagrama não possui pontos experimentais suficientes para uma melhor definição das fronteiras nesta região. Mas, considerando que para o campo $H//45^\circ$ de b as fronteiras não apresentam mudanças qualitativas com relação a $H//b$, pode-se concluir que para $H//20^\circ$ o ponto de encontro destas fases tem a mesma natureza que os pontos correspondentes para $H//b$ e $H//45^\circ$ de b . Isto é, trata-se de um ponto triplo ordinário.

Fig 3.6 Diagrama de fase do MnP para $H//20^\circ$ de b .

Para a região de temperaturas em torno de 120K, o comportamento observado nas fronteiras de fase para $H//20^\circ$ de b é semelhante aos comportamentos das fronteiras de fase nos diagramas com $H//b$, $H//a$ e $H//45^\circ$ de b . A fronteira de fase Ferro-"Fan" aparenta tangenciar as fronteiras de fase "Fan"-Para e Ferro-Para.

Para uma melhor comparação da região em torno de 120K, foi feito na figura 3.7 uma ampliação desta região. Nesta figura foram agrupados os dados para o campo paralelo ao eixo b ^[18], para o campo paralelo ao eixo a ^[27] e para as orientações aqui estudadas. Pode-se observar nesta figura que os quatro diagramas possuem fortes semelhanças nesta região. Todos possuem o ponto multicrítico próximo à temperatura de 121K. O campo em que ocorre o ponto multicrítico aumenta à medida que o ângulo que o campo H forma com a direção do eixo b cresce. Isto é devido a a ser o eixo de maior anisotropia, e b o eixo de menor anisotropia no plano ab .

Fig 3.7 Diagrama de fases do MnP. Detalhe da região do ponto de encontro das fases Para, Ferro e "Fan". Diagramas com H//a (Ref), H//b (Ref), H//45° de b e H//20° de b.

3.3 EXPOENTE DE CROSSOVER

De acordo com o que foi visto, pelas características apresentadas nos diagramas de fase, tanto para $H//45^\circ$ quanto para $H//20^\circ$, pode-se supor que o ponto de confluência entre as fases Ferro-"Fan"-Para, em ambos diagramas, é um ponto multicrítico de Lifshitz. Sendo assim, o comportamento analítico das fronteiras de fase na região próxima ao ponto de confluência deve obedecer uma equação do tipo:

$$H_\lambda^* - H_1 = B \cdot (T_L - T)^{1/\phi} \quad (1.21)$$

Serão feitas análises que visam ajustar os parâmetros da equação 1.21 de forma que esta equação se aplique aos pontos experimentais. Como foi mencionado no capítulo 1.4, esta equação é válida em uma região próxima ao ponto de confluência. Mas, se for considerada uma região de temperaturas muito próxima a T_L , o número de pontos experimentais pode não ser o suficiente para um bom ajuste de curvas. Porém, aumentar o número de pontos significa incluir temperaturas distantes do ponto de confluência no ajuste. Isto pode desviar os parâmetros ajustados para valores incorretos. Para superar esta dificuldade optou-se por fazer ajustes em intervalos diferentes de temperatura. Na tabela 3.1 estão os intervalos de temperatura e o número de pontos que pertencem a cada intervalo. O valor de temperatura na tabela indica o limite inferior do intervalo de temperatura. O limite superior do intervalo

corresponde sempre à temperatura do ponto experimental mais próximo de T_L . Nesta tabela os intervalos estão numerados para um melhor acompanhamento dos resultados.

INTER	T (K)	N
1	80	25
2	85	24
3	90	22
4	95	21
5	100	19
6	105	14
7	110	9
8	115	4

Tab 3.1 Tabela indicando os intervalos de temperatura utilizados e a quantidade de pontos dentro de cada intervalo.

O ajuste foi feito utilizando o método dos mínimos quadrados. Para o ajuste fixou-se o valor de T_L , deixando como parâmetros livres ϕ e $\mathcal{B}$. Para a escolha do valor de T_L foi feita uma consulta a trabalhos anteriores. Os valores encontrados para T_L estão disposto na tabela 3.2 abaixo, bem como as direções de campo em que foi feito o trabalho e o expoente de *crossover* encontrado.

T_L (K)	DIREÇ	ϕ	REF
120.5 ± 0.1	b	0.61 ± 0.02	35
120.4 ± 0.2	b	0.625 ± 0.006	18
120.7 ± 0.2	b	0.633 ± 0.009	"
120.0 ± 1.3	b	0.66 ± 0.06	"
120.7 ± 0.4	a	0.64 ± 0.02	27

Tab 3.2 Valores publicados para T_L e ϕ

Com isso foram feitos ajustes com T_L assumindo valores entre 120K e 121K a intervalos de 0.1K. Analisando os resultados encontrados, verificamos que estes valores de T_L não atingiam os mínimos na dispersão dos ajustes. Portanto, este intervalo foi mudado para 119.5K a 120.5K. Os resultados são apresentados na figura 3.8 em forma de três gráficos. A figura 3.8a mostra a dispersão encontrada nos ajustes. Pode-se notar que os intervalos 1 e 2 (Ver Tabela 3.1) de temperaturas apresentam valores elevados de dispersão. Os desvios ocorrem basicamente devido à presença de pontos abaixo de 90K, que se desviam de modo sistemático do ajuste. As figuras 3.8b e 3.8c apresentam respectivamente os valores encontrados para ϕ e β . Observa-se nestes gráficos que os intervalos 7, 8 e em menor grau o intervalo 6 apresentam valores discrepantes quando comparados aos de outros intervalos. Isto se deve ao reduzido número de pontos experimentais envolvidos nestes ajustes.

Fig 3.8 Graficos dos resultados obtidos por ajuste pelo método dos mínimos quadrados. a) Dispersão do ajuste. b) ϕ . c) B.

Desta forma, nesta análise optou-se por restringir os intervalos de temperatura utilizados nestes ajustes a um limite inferior variando de 90K a 104K (i.é, os pontos incluídos nos ajustes são aqueles no intervalo entre o limite inferior e T_L). No quadro abaixo estão indicados os diferentes intervalos (que diferem por 1 ponto experimental) e o número total de pontos envolvidos nos ajustes.

INTER	T (K)	N
1	90.1	22
2	95.3	21
3	96.2	20
4	100.2	19
5	102.1	18
6	103.6	17

Tab 3.3 Novos intervalos para o ajuste de curva. T é o valor inferior do intervalo, e N o número de pontos no intervalo.

Os ajustes a serem feitos com estes novos intervalos procedem do mesmo modo descrito anteriormente, fixando T_L e ajustando ϕ e $\mathcal{B}$. Os valores de T_L para estes ajustes variou de 0.1K entre 119K e 120.6K. A figura 3.9 mostra os resultados destes ajustes. Na figura 3.9a é mostrado o gráfico para os valores de dispersão dos ajustes. A figura 3.9b mostra os resultados para ϕ , nestes ajustes o erro encontrado para ϕ foi de ~ 0.005 . A figura 3.9c apresenta os resultados para $\mathcal{B}$, o erro encontrado para $\mathcal{B}$ foi de ~ 0.0003 .

A partir do gráfico da figura 3.9a, pode-se obter os valores de T_L que minimizam a dispersão de cada intervalo. Com o gráfico da figura 3.9b, pode-se obter os valores de ϕ obtidos para o ajuste com os respectivos valores de T_L que minimizam a dispersão. Estes valores estão colocados na tabela 3.4.

Fig 3.9 Gráficos dos resultados dos ajuste para os novos intervalos de temperaturas. a) Dispersão do ajuste. b) ϕ . c) B.

INTER	T (K)	ϕ	σ
1	119.5	0.6352	$8.57 \cdot 10^{-3}$
2	119.6	0.6265	$8.19 \cdot 10^{-3}$
3	119.7	0.6196	$8.52 \cdot 10^{-3}$
4	119.8	0.6129	$8.93 \cdot 10^{-3}$
5	120.2	0.5809	$8.82 \cdot 10^{-3}$
6	120.4	0.5633	$8.63 \cdot 10^{-3}$

Tab 3.4 Dados obtidos para o ajuste que resultaram em um mínimo de dispersão para cada intervalo. T é a temperatura que corresponde ao mínimo, ϕ o valor do ajuste para o expoente de "crossover" e σ a dispersão encontrada.

Com estes dados é possível obter uma média ponderada para a temperatura, o peso desta média é a própria dispersão do ajuste. A temperatura desta forma é:

$$T_L = 119.9 \pm 0.4 \quad (3.1)$$

Dentro deste intervalo de temperaturas pode-se tomar todos os valores encontrados para ϕ (i.é todos os valores do ϕ entre as duas linhas pontilhadas indicadas na figura 3.9b), e tirar uma média ponderada na dispersão (extraídos das curvas da figura 3.9a). Para ϕ obteve-se o seguinte valor:

$$\phi = 0.61 \pm 0.02 \quad (3.2)$$

O mesmo processo se aplica a $\mathcal{B}$ resultando em:

$$\mathcal{B} = 0.038 \pm 0.005 \quad (3.3)$$

Estes resultados podem ser comparados com os resultados encontrados no trabalho recente de Valdir Bindilatti^[23], onde ele utiliza a mesma amostra de MnP. Os resultados que ele encontrou de seu ajuste foram:

$$\phi = 0.61 \pm 0.02 \quad (3.4a)$$

$$T_L = 120.5 \pm 0.1 \text{ K.} \quad (3.4b)$$

Na figura 3.10 está um gráfico em que os pontos experimentais estão juntos com a curva obtida com os valores encontrados.

Fig 3.10 Curvas da diferença em campo entre as fronteiras de fase "Fan"-Para e Ferro-"Fan", para $H//45^\circ$ de b . '*' são os pontos experimentais, e a linha contínua é a curva ajustada com $\phi=0.61$, $T_L=119.9$ e $\mathcal{B}=0.038$

Esta mesma análise pode ser aplicada aos dados correspondentes às fronteiras de fase do diagrama para $H//20^\circ$ de b no plano ab . Neste caso, são poucos os pontos experimentais, e isto impede que sejam definidos os três parâmetros simplesmente estudando os resultados dos ajustes. O que pode ser feito, foi obter os valores de ϕ e $\mathcal{B}$ para um valor de $T_L=119.9K$, encontrado para $H//45^\circ$ de b . Além disto, para a definição do intervalo, foi tomado como base os resultados dos ajustes para $H//45^\circ$ de b , onde o intervalo para ajuste podia se estender até 90K (Tabela 3.3). Com estas considerações, o ajuste foi feito sobre 4 pontos experimentais, e os resultados são os seguintes:

$$\phi = 0.60 \pm 0.02 \quad (3.5a)$$

$$\mathcal{B} = 0.029 \pm 0.001 \quad (3.5b)$$

A figura 3.11 mostra um gráfico com a curva deste ajuste, bem como os pontos experimentais.

Fig 3.11 Curvas da diferença em campo entre as fronteiras de fase "Fan"-Para e Ferro-"Fan", para $H//20^\circ$ de b . '*' são os pontos experimentais, e a linha contínua é a curva ajustada com $\phi=0.60$ e $\mathcal{B}=0.029$.

Para finalizar podemos considerar que o resultado obtido para o expoente de crossover é consistente com os obtidos para $H//b$ e $H//a$ conforme pode ser observado na tabela 3.2. Estes valores estão também de acordo com os cálculos efetuados para ϕ em

primeira ordem em ϵ_1 ($\phi=0.625$). Os valores previstos em segunda ordem em ϵ_1 ($\phi=0.581$) estão ligeiramente abaixo dos obtidos experimentalmente.

3.4 CONCLUSÕES

Comparando os resultados obtidos para $H//45^\circ$ de b no plano ab e para $H//20^\circ$ de b no plano ab , pode-se observar os comportamentos entre os diagramas de fase próximos ao PL. Na figura 3.7, é visível que as fronteiras de fase para os diagramas aqui estudados têm comportamento semelhantes aos de outros diagramas onde a existência de um PL é comprovada. Os resultados para o expoente de *crossover* ϕ (expoente que descreve o comportamento entre as duas fronteiras de fase próximas e abaixo de PL) são próximos, e em alguns casos concordantes, com os valores encontrados nas orientações em que existe comprovadamente um PL. Particularmente, o valor de ϕ para a orientação de $H//45^\circ$ de b $\phi=0.61\pm0.02$ é exatamente o encontrado por Valdir Bindilatti^[35] para a orientação de $H//b$, nestes dois trabalhos utilizou-se a mesma amostra de MNP. Com base nestes resultados, conclui-se então que existe uma sólida evidência experimental para a existência de uma linha de pontos críticos de Lifshitz unindo os pontos observados para $H//a$ e $H//b$.

A geometria das fronteiras de fase próximas ao ponto de encontro entre as fases Ferro, "Fan" e "Screw" (ou "Cone") indicam que, para um campo aplicado formando um ângulo de até 45° com o eixo b no plano ab , este ponto têm as características de um ponto triplo ordinário. Conclui-se portanto que a evolução deste tipo de ponto triplo para o tipo de ponto crítico observado para $H//a$ nas confluências das fases ordenadas deve ocorrer em orientações superiores a 45° .

APÊNDICE A

A.1 FRONTEIRAS DE FASES PRÓXIMAS A UM PONTO TRIPLO

Toma-se um sistema magnético de uma componente com duas fases coexistentes. A energia livre de Gibbs do sistema será:

$$G(H,T) = (1-\alpha)G_1(H,T) + \alpha G_2(H,T) \quad (A.1)$$

onde G_1 e G_2 são as energias livres de Gibbs para cada fase, e α a fração do componente que está na fase 2. Para α poder assumir valores entre 0 e 1, mantendo $G(H,T)$ mínima, é necessário que:

$$G_1(H,T) = G_2(H,T) \quad (A.2)$$

o conjunto de pontos H,T que satisfazem a equação acima descrevem a fronteira entre as fases 1 e 2. A regra de fases de Gibbs que fornece uma relação entre as várias quantidades termodinâmicas é dada por:

$$C+2 = F+P \quad (A.3)$$

neste caso, C é o número de componentes independentes (1 para nossos propósitos), F o número de graus de liberdade e P o número de fases. De acordo com A.3, a linha de fronteiras descrita por A.2 tem 1 grau de liberdade. Desta forma, uma curva no espaço bidimensional $H \times T$ deve descrever esta fronteira de fase.

Existindo uma terceira fase, aplica-se o mesmo raciocínio a cada par de fases. E, as três fases coexistirão somente se:

$$G_1(H,T) = G_2(H,T) = G_3(H,T) \quad (A.4)$$

Isto ocorre em um único ponto (por A.3 o grau de liberdade é 0). O ponto de encontro entre as três fronteiras de fase assim formado é chamado de ponto triplo.

Na fronteira de fases, além de A.2 deve-se ter:

$$G_1(H+dH, T+dT) = G_2(H+dH, T+dT) \quad (A.5)$$

ou

$$d(G_1 - G_2) = 0 \quad (A.6)$$

a partir da relação $dG = SdT - MdH$, A.6 pode ser escrita como:

$$-(S_2 - S_1)dT - (M_2 - M_1)dH = 0 \quad (A.7)$$

caso haja na transição uma descontinuidade na entropia e na magnetização, ou de outra forma, caso a transição seja de primeira or-

dem, A.7 pode ser reescrita na forma da equação de Clausius-Clapeyron:

$$\left(\frac{dH}{dT} \right)_{2,1} = (S_2 - S_1) / (M_1 - M_2) \quad (\text{A.8})$$

Na vizinhança de um ponto triplo onde três linhas de fronteiras de fase de primeira ordem se encontram, os coeficientes angulares dH/dT serão diferentes. Portanto, uma linha formará com outra adjacente um ângulo menor que 180° . Isto está exemplificado na figura A.1. O ponto triplo assim definido é um ponto triplo ordinário (TP).

Fig A.1 Diagrama de fases HxT. O ponto triplo formado por três fronteiras de fase de primeira ordem é um ponto triplo ordinário (TP), e as fronteiras se encontram formando ângulos sempre menores que 180° .

Supondo, entretanto, que a linha de transições entre as fases 1 e 2 é de segunda ordem, nesta fronteira temos $S_1=S_2$ e $M_1=M_2$. Resulta assim no ponto triplo $\left[\frac{dH}{dT} \right]_{1,3} = \left[\frac{dH}{dT} \right]_{2,3}$, o que faz com que as fronteiras entre as fases $1 \leftrightarrow 3$ e $2 \leftrightarrow 3$ se tangenciem no ponto triplo. Esta configuração está exemplificada na figura A.2. O ponto triplo desta forma definido é um ponto crítico terminal (CEP).

Fig A.2 Diagrama de fases HxT. A fronteira de fase 1-2 é de segunda ordem. As fronteiras de fases 1-3 e 2-3 são de primeira ordem e se tangenciam. O ponto triplo formado é um ponto crítico terminal CEP.

REFERÊNCIAS

- [1] R. M. Hornreich, M. Luban, e S. Shtrikman,
Phys Rev Lett **35**, 1678 (1975);
- [2] C. Domb e M. S. Green, "Phase transitions and critical phenomena". Academic Press, London-New York-San Francisco (1976);
- [3] A. Michelson, *Phys Rev B* **16**, 577 (1977);
- [4] C. C. Becerra, "Comportamento Crítico próximo ao Ponto de Lifshitz do MnP". Tese apresentada ao Instituto de Física USP para a obtenção do título de Livre-Docência (1980);
- [5] J. Als-Nielsen e R. J. Birgeneau, *Am J Phys* **45**, 554 (1977);
- [6] R. M. Hornreich e A D Bruce, *J Phys A* **11**, 595 (1978);
- [7] D. Mukamel, *J. Phys A* **10**, L249 (1977);
- [8] T. Kaplan, *Phys Rev* **116**, 888 (1959);
- [9] J. Villain, *J Chem Phys Solids* **11**, 303 (1959);
- [10] A. Yoshimori, *J Phys Soc Japan* **14**, 807 (1959);
- [11] W. Selke, *Phys Rep* **180**, 213 (1988);
- [12] S. Redner e H. E. Stanley, *Phys Rev B* **16**, 4901 (1977);
J. Oitmaa, *J Phys A* **18**, 365 (1985);
- [13] M. D. Coutinho-Filho e M. A. de Moura,
J Magn Magn Mater **15-18**, 433 (1980);
- [14] C. S. Yokoi, M. D. Coutinho-Filho e S. R. Salinas,
Phys Rev B **24**, 4047 (1981);
- [15] E. E. Huber Jr. e D. H. Ridgley, *Phys Rev* **135**, A1033 (1964);
- [16] A. Takase e T. Kasuya, *J Phys Soc Jpn* **54**, 3084 (1985);

- [17] J. B. Forsyth, S. J. Pickart e P. J. Brown,
Proc Phys Soc **88**, 333 (1966);
G. P. Felcher, *J Appl Phys* **37**, 1056 (1966);
- [18] Y. Shapira, C. C. Becerra, N. F. Oliveira Jr. e T. S. Chang,
Phys Rev B **24**, 2780 (1981);
- [19] Y. Ishikawa, T. Komatsubara, e E. Hirahara,
Phys Rev Lett **23**, 532 (1969);
- [20] C. C. Becerra, Y. Shapira, N. F. Oliveira Jr. e T. S. Chang,
Phys Rev Lett **44**, 1692 (1980);
- [21] K. Tajima, Y. Ishikawa e H. Obara,
J Magn Magn Mater **15-18**, 373 (1980);
- [22] H. Yoshizawa, S. M. Shapiro e T. Komatsubara,
J Phys Soc Jpn **54**, 3084 (1985);
- [23] C. S. O. Yokoi, M. D. Coutinho-Filho e S. R. Salinas,
Phys Rev B **24**, 5430 (1981);
- [24] R. M. Moon, J. W. Cable e Y. Shapira,
J Appl Phys **52**, 2025 (1981);
- [25] Y. Shapira, em *Multicritical Phenomena*, R. Pynn e A. Skjeltorp
Editors, procedente de NATO Advanced Study Institute. Plenum
Press, New York (1984);
- [26] V. Bindilatti, C. C. Becerra e N. F. Oliveira Jr.,
Phys Rev B **40**, 9412 (1989);
- [27] Y. Shapira, N. F. Oliveira Jr., C. C. Becerra e S. Foner,
Phys Rev B **29**, 361 (1984);
- [28] C. C. Becerra, N. F. Oliveira Jr. e A. C. Migliano,
J Appl Phys **63**, 3092, (1988);
- [29] E. K. Riedel e F. J. Wegner, *Phys Rev Lett* **29**, 349 (1972);
- [30] M. Fisher - AIP Conf Proc n° 24, p. 273 AIP. New York (1975) e
Phys Rev Lett **34**, 1634 (1975);
Phys Rev Lett **29**, 278 (1972);
- [31] O *coil-foil* é uma camada de fios de cobre, justapostos e
elétricamente isolados, obtida de um solenóide por um corte
no sentido axial. Faz-se então uma casca cilíndrica com os
fios dispostos paralelamente ao seu eixo;

- [32] A junta *housekeeper* é uma peça de metal à altura da liga vidro-metal. Esta junta por possuir grande capacidade calorífica permite uma troca rápida de calor;
- [33] "*The 1958 He⁴ Scale of Temperatures*",
F. G. Brickmedde, H. Van Dijk, M. Durieux, J. R. Clement e
J. K. Logan. U.S. Government Printing Office (1962).
- [34] STD-8410 Reference Manual.
- [35] V. Bindilatti "*Medida do expoente crítico α no ponto de Lifshitz do MnP*". Tese apresentada ao Instituto de Física USP para a obtenção do título de doutorado (1988);
- [36] C. C. Becerra, N. F. Oliveira Jr. e Y. Shapira,
J de Phys **49**, C8-895 (1988);
- [37] A. C. Migliano, "*Estudo Experimental do Diagrama de Fase do MnP na Região dos Pontos de Encontro Entre as Fases Moduladas e a Fase Ferromagnética*". Dissertação apresentada ao Instituto de Física USP para a obtenção do título de Mestrado (1989);