

## 2 Aspectos teóricos

### 2.1. O efeito Kondo

A resistividade dos metais normais decresce monotonicamente com o decréscimo da temperatura, uma vez que é dominada pela dispersão dos fônons, e que decresce rapidamente a baixas temperaturas. Em 1930, porem observou-se pela primeira vez um mínimo na resistividade para alguns metais com impurezas magnéticas [13], que não podia ser explicado pelas teorias existentes até então, onde eram considerados processos de espalhamento que mostraram um aumento no valor da resistividade com o aumento da temperatura.

Depois de estudos pioneiros sobre o comportamento de impurezas magnéticas em matrizes não magnéticas realizadas nos anos 1950 e 1960 por Jacques Friedel na França e Philip W. Anderson<sup>‡</sup> [14] nos Estados Unidos, um avanço significativo foi alcançado no ano de 1964, quando o físico japonês Jun Kondo atribuiu o desvio da lei  $\rho(T) \sim T^5$ , devido à contribuição de fônons esperada para um metal comum, à existência de impurezas magnéticas diluídas num hospedeiro metálico não magnético.

Kondo [15] apresentou um modelo teórico o qual considera a interação de troca  $J$  entre o spin localizado, de uma única impureza magnética, e o spin dos elétrons de condução (localizados em torno da impureza) através do desdobramento de um nível virtual (devido à diferença entre a energia de interação de Coulomb e a de troca) ao redor do íon magnético, onde o elétron itinerante é temporariamente capturado durante o espalhamento, e mostrou que

---

<sup>‡</sup> O modelo de Anderson aborda o problema de impurezas magnéticas (átomos com camadas  $3d$  ou  $4f$  incompletas) em matrizes metálicas não magnéticas, e estuda, dentre outras coisas, a formação de momentos magnéticos localizados no metal hospedeiro, no seu modelo ele atribuiu o desdobramento do nível virtual à repulsão eletrostática de Coulomb entre dois elétrons com *spins* antiparalelos que encontram-se no mesmo orbital.

este espalhamento poderia levar a uma queda logarítmica da resistividade com o aumento da temperatura.

Em temperaturas suficientemente baixas ( $T < T_K$ ) o estado virtual não tem momento magnético líquido, os elétrons de condução tem seus momentos polarizados em sentido contrário ao da impureza. Este estado não magnético é conhecido como singleto Kondo.

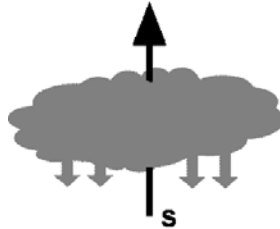


Figura 2.1. A figura tenta mostrar esquematicamente o processo de blindagem do spin da impureza magnética (em preto) pela nuvem de elétrons de condução (em cinza), os elétrons de condução não se encontram localizados, simplesmente a meia vida deles na região da impureza aumenta devido ao espalhamento ressonante.

Com o aumento da temperatura, a energia térmica supera a de interação de troca e os elétrons de condução se “liberam”; com isto, eles voltam a participar nos processos de condução, o que leva a um aumento na condutividade, ou seja, a uma redução da resistividade. Esta redução da resistividade combinada com o incremento da resistividade devido ao espalhamento dos elétrons de condução com as vibrações da rede produz um mínimo, o qual é a principal característica do efeito Kondo.

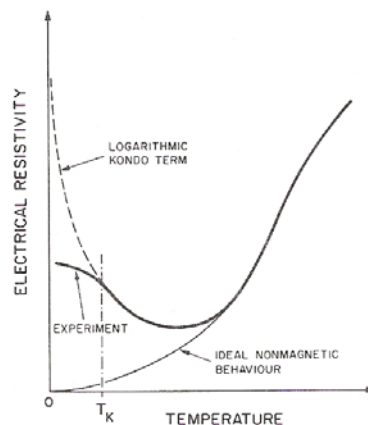


Figura 2.2. Resistividade elétrica para um metal não magnético, para um metal com impureza magnética e para o modelo Kondo.

## 2.2. Rede Kondo

Se ao invés de considerarmos uma impureza magnética num metal hospedeiro não magnético, consideramos uma sub-rede de íons magnéticos no cristal, este sistema é conhecido como rede de Kondo e é descrita pelo seguinte hamiltoniano:

$$H = \sum_{k,s} \epsilon_k C_{k,s}^\dagger C_{k,s} + J \sum_{i \neq j} \vec{S}_i \cdot \vec{\sigma}_j \quad \text{Eq. 2.1}$$

onde o primeiro termo descreve a banda de condução de elétrons de spin  $\sigma$  e momento  $k$  cuja largura é  $W$ . O segundo termo descreve a interação entre os momentos magnéticos destes elétrons e aqueles dos elétrons  $f$  localizados. Neste modelo, a interação de troca  $J$  além de ser responsável pelo efeito kondo (visto na seção anterior) agora, devido à alta concentração de momentos magnéticos na rede, é responsável pela interação indireta entre os íons magnéticos. Tais interações são, no caso dos sistemas com elétrons  $f$  do tipo Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida, RKKY, e são mediadas pelos elétrons de condução. Como visto na parte introdutória, esta interação pode dar origem a um ordenamento magnético de longo alcance. Deste modo a interação de troca entre os elétrons de condução e os elétrons  $4f$  é responsável tanto pelo efeito Kondo quanto pelo magnetismo.

Na determinação do estado fundamental da rede de Kondo, pode-se dizer que, existem dois efeitos em competição: *i*) o efeito Kondo e *ii*) a interação magnética indireta RKKY. A primeira destas tende a compensar os momentos locais, dando origem a um estado fundamental não magnético. A intensidade da interação Kondo varia exponencialmente com a razão da interação de troca e a largura da banda de condução,  $T_K \propto J/W$ , e dá a energia de ligação do singlete Kondo. Por outro lado, a intensidade da interação RKKY é diretamente proporcional ao quadrado da mesma razão  $T_{RKKY} \propto (J/W)^2$ . Portanto, a competição entre as interações RKKY e Kondo pode dar origem tanto um estado fundamental magnético quanto um não magnético, dependendo do valor da razão  $J/W$ .

Doniach [5] considerou um sistema rede Kondo unidimensional, conhecido como Colar de Kondo (Kondo Necklace) e mostrou, a existência de um valor crítico  $(J/W)_c$ , o qual separa um estado onde o spin localizado é blindado pelo spin dos elétrons de condução para  $J/W > (J/W)_c$  de um estado com ordem magnética para  $J/W < (J/W)_c$ . A Figura 2.3 mostra a dependência da magnitude da interação de Kondo  $T_K$  e da magnitude da interação RKKY,  $T_{RKKY}$  em função de  $J/W$ . Para pequenos valores deste parâmetro, a interação RKKY domina. Se a temperatura de tais sistemas é diminuído, os momentos  $4f$  se ordenam abaixo da temperatura de ordenamento magnético  $T_{mag} \propto T_{RKKY}$ . Os momentos são alinhados e bloqueados e, por conseguinte não participam no processo Kondo. Sinais típicos de efeito Kondo não são observados freqüentemente em baixas temperaturas. Por outro lado, se  $J/W$  é grande, então se a temperatura diminui, a compensação dos momentos magnéticos acontece aproximadamente em temperaturas  $T \approx T_K$ . Um estado fundamental singlete é formado. Se a temperatura diminui, a ordem magnética de longo alcance poderia ocorrer em  $T \approx T_{RKKY}$ . De qualquer modo, desde que todos os momentos magnéticos são blindados, um estado fundamental magneticamente ordenado torna-se impossível.

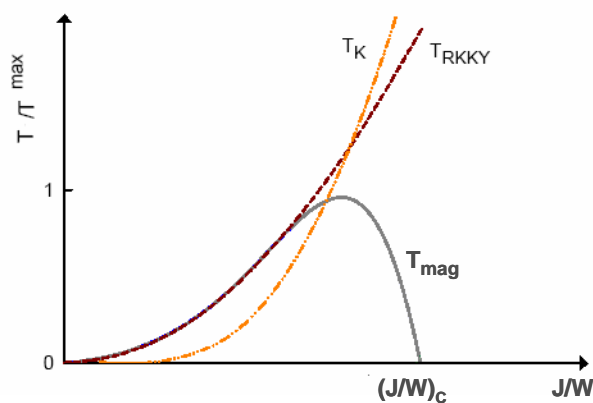


Figura 2.3. Dependência da magnitude  $T_K$  da interação de Kondo e da magnitude  $T_{RKKY}$  da interação RKKY com parâmetro  $J/W$ .

O regime de valores intermédios de  $J/W$  é de enorme interesse, aqui  $T_K \approx T_{RKKY}$  e o efeito Kondo assim como a ordem magnética de longo alcance podem acontecer simultaneamente. Se pressão (ou pressão química devido a

substituição) é aplicada em tais sistemas, o valor de  $J/W$  é mudado e os sistemas podem ser deslocados ao longo do eixo  $x$ . No caso de sistemas de  $Ce$ , pressão hidrostática causa um aumento de  $J/W$ . Como uma consequência, a hibridização cresce e os momentos magnéticos do  $Ce$  tornam-se mais e mais desestabilizados. Em termos do diagrama de fases de Doniach (Figura 2.3), o sistema deslocasse para a direita (com respeito ao eixo  $x$ ) entrando na região com estado fundamental não magnético.

Na maioria dos compostos intermetálicos contendo elementos  $4f$ , os elétrons  $f$  se encontram abaixo e distantes do nível de Fermi, com valor de  $J$  pequeno. A temperatura Kondo  $T_K$  cai exponencialmente com  $J$  e, portanto pode ser desprezada. Neste caso, um estado fundamental magnético sempre prevalece sobre o efeito Kondo.

### 2.3. Transições de fase quântica e leis de escala.

Em física, fenômenos críticos são os nomes coletivos associado com a física de pontos críticos. A maioria deles vem da divergência da longitude de correlação. Fenômenos críticos incluem relações de escala entre diversas quantidades, divergências da lei de potencias de algumas quantidades (como a susceptibilidade em transições de fase ferromagnéticas) descritas por expoentes críticos, entre outros. O comportamento crítico é geralmente diferente da aproximação da teoria de campo médio, que es valido longe da transição de fase, devido a que este descuida as correlações, que se tornam mais importantes quando o sistema se aproxima do ponto critico, onde diverge a longitude de correlação. Muitas características do comportamento crítico de um sistema se podem derivar dentro do modelo de grupos de re-normalização.

Um ponto crítico quântico (PCQ) ocorre quando um ponto associado a uma transição de segunda ordem ferro- ou antiferromagnética pode ser, por algum parâmetro externo  $\delta$  (como pressão o substituição química), sintonizado em  $T = 0$ . Ao contrário de transições de fase clássicas que são dirigidas por flutuações térmicas, transições de fase quântica (TFQ) ocorrem em temperatura nula e, portanto, são governadas por um parâmetro de controle não térmico (como por exemplo, pressão externa). Desse modo, em um certo valor crítico do parâmetro o sistema sofre uma transição de fase, passando de um estado fundamental a outro, promovida por flutuações puramente quânticas. Uma transição de fase quântica é caracterizada por a divergência do comprimento de correlação ( $\xi$ ) e uma divergência no tempo de correlação ( $\tau_c$ ) a medida que o parâmetro de controle se aproxima do ponto crítico. Esse ponto de instabilidade, onde as flutuações adquirem correlações de longo alcance, tanto no espaço quanto no tempo é chamado PCQ.

$$\xi \propto |g|^{-\nu}, \quad \text{Eq. 2.2}$$

$$\tau_c \propto |g|^{-\nu z}, \quad \text{Eq. 2.3}$$

onde  $g$  é a medida de distância do parâmetro de controle ao PCQ ( $g = \delta - \delta_c$ ),  $\nu$  é o expoente crítico associado a escala de comprimento e  $z$  é o chamado

expoente crítico dinâmico. Isto indica que, na vizinhança do PCQ, as flutuações espaciais e temporais ocorrem em todas as escalas, tornando o sistema invariante por escala. É esta invariância que origina o comportamento tipo lei de potencia para as grandezas características do sistema, governado pelos expoentes críticos. O valor de  $z$  afeta fortemente o comportamento estático e crítico, As primeiras teorias usando grupos de renormalização sem levar em conta o acoplamento dos elétrons de condução na formulação (teoria de Hertz e Mills) prevêm expoentes dinâmicos de  $z=3$  para um estado ferromagnético e  $z=2$  para um antiferromagnético [6,8]. Estes mesmos expoentes foram posteriormente confirmados por modelos mais sofisticados de flutuações de spin autoconsistente. Estes últimos descrevem melhor alguns dos expoentes associados a observáveis na região NLF.

Apesar de em principio as TFQ não poderem ser alcançadas experimentalmente por ocorrerem em  $T=0$ , elas influenciam o sistema em temperaturas finitas, numa interessante interface entre dois regimes: clássico e quântico. Um sistema quântico  $d$ -dimensional em  $T=0$  pode ser mapeado em um sistema clássico  $(d+z)$ -dimensional onde  $d+z$  faz o papel de uma dimensão efetiva  $d_{eff} = d+z$ , onde  $z$  é o expoente dinâmico. Isto permite a aplicação de idéias gerais envolvendo pontos críticos de temperatura finita em fenômenos críticos quânticos [16].

O estudo de sistemas de elétrons itinerantes usando teoria de grupos de renormalização (TGR) gera um diagrama de fase esquematizado na Figura 2.4. O ponto crítico quântico está ubicado em  $\delta_c$  e  $T=0$  e Para temperaturas finitas são observadas quatro regiões. Região I é o regime quântico desordenado onde o esquema FL é aplicado, a região II é o regime clássico perturbado, a região III é o regime Gaussiano clássico - onde o estado paramagnético apresenta fortes variações com a temperatura - e a ultima correspondente a uma região magnética. Para o valor de  $\delta_c$ , o singleto coletivo nunca entrara em baixas temperaturas ao regime líquido de Fermi, neste intervalo ( $|\delta - \delta_c| \rightarrow 0$  e  $T \rightarrow 0$ ) o sistema apresenta comportamento tipo NLF.

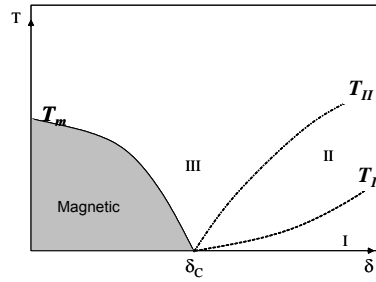


Figura 2.4. Diagrama de fases magnético predito por teoria de flutuações de spin. Na região I, propriedades LF podem ser observadas, na região II e III, comportamento NLF podem ser encontrados.

De acordo as TGR desenvolvidas por, Hertz [6], Mills [8], Moriya [17, 18] os diferentes regimes podem ser separados pelas linhas  $T_I$ ,  $T_{II}$  e  $T_m$ , as quais apresentam as seguintes relações de escala:

$$T_I \sim (\delta - \delta_c)^{z/2}, \quad \text{Eq. 2.4}$$

$$T_{II} \sim (\delta - \delta_c)^{z/(d+z-2)}, \quad \text{Eq. 2.5}$$

$$T_m \sim (\delta_c - \delta)^{z/(d+z-2)}. \quad \text{Eq. 2.6}$$

A Tabela 2.1 apresenta as dependências destas linhas com a distância ao PCQ para o caso de um sistema ferromagnético (F) e antiferromagnético (AF) tridimensional ( $d = 3$ ) e bidimensional ( $d = 2$ ).

		$T_I$	$T_{II}$	$T_m$
F	$d = 3$	$(\delta - \delta_c)^{3/2}$	$(\delta - \delta_c)^{3/4}$	$(\delta_c - \delta)^{3/4}$
	$d = 2$	$(\delta - \delta_c)^{3/2}$	$(\delta - \delta_c)$	$(\delta - \delta_c)$
AF	$d = 3$	$(\delta - \delta_c)$	$(\delta - \delta_c)^{2/3}$	$(\delta_c - \delta)^{2/3}$
	$d = 2$	$(\delta - \delta_c)$	$(\delta - \delta_c)$	$(\delta - \delta_c)$

Tabela 2.1. Dependências das linhas  $T_I$ ,  $T_{II}$  e  $T_m$  para um sistema ferromagnético e antiferromagnético, tridimensional e bidimensional.

As teorias de grupos de renormalização além de predizer a forma como as linhas críticas se aproximam ao PCQ, também predizem o comportamento de algumas grandezas físicas, como calor específico e resistividade, em função da temperatura na região crítica quântica. Na ultima linha compreende as mesmas dependências de um estado normal LF, apenas para comparação. Estes resultados



são de grande utilidade na identificação do comportamento NLF e de seus mecanismos físicos e são bastante utilizados nas interpretações de medidas experimentais.

		$C/T$	$\chi_Q^{-1}$	$\rho \sim T^n$
<b>F</b>	$d = 3$	$-\ln T$	$T^{4/3}$	$T^{5/3}$
	$d = 2$	$T^{-1/3}$	$-T \ln T$	$T^{4/3}$
<b>AF</b>	$d = 3$	$T^{1/2}$	$T^{3/2}$	$T^{3/2}$
	$d = 2$	$-\ln T$	$-T \ln T$	$T$
<b>LF</b>		$const.$	$T^{-1}$	$T^2$

Tabela 2.2. Predições do comportamento crítico quântico com a temperatura para o caso 3D e 2D.

Por outro lado, desde que um número de sistemas  $f$  exibindo propriedades NLF não parecem estar em um PCQ, outros modelos tem sido empregados para descrever o mecanismo microscópico que leve a um comportamento NLF. Modelos onde a desordem tem um papel importante também têm sido propostos, já que muitos sistemas NLF são compostos diluídos ou com substituição química e, portanto desordenados.

## 2.4. Os férmions pesados

Sistemas férmions pesados (FP) são predominantemente encontrados em compostos intermetálicos envolvendo terras raras e actinídeos (cério, itérbio, urânio) [19, 20] com níveis eletrônicos  $4f$  e  $5f$  incompletos e relativamente próximos ao nível de Fermi. Com a diminuição da temperatura os elétrons destes níveis podem permanecer fixos em seus níveis, denominando-os assim de elétrons localizados ou, por outro lado, estes elétrons, devido a sua proximidade ao nível de Fermi, podem hibridizar-se com os elétrons de condução, desta forma eles tornam-se elétrons itinerantes. Assim os elétrons  $f$  dos sistemas férmions pesados apresentam um caráter ambíguo entre localizados e itinerantes.

Em altas temperaturas, eles estão completamente localizados, como os elétrons  $f$  de intermetálicos de terra raras estáveis ( $Gd$ ,  $Ho$ ,  $Er$  ...). Devido ao caráter local dos elétrons  $f$  em sistemas de terras raras comuns, quando esfriados, apresentam em geral uma transição de fase para um estado fundamental ordenado magneticamente (ferro- ou antiferromagnetismo). Para o caso dos sistemas férmions pesados, estes elétrons  $f$  tornam-se instáveis a baixas temperaturas, quer dizer, eles podem se comportar como localizados e itinerantes (quando se hibridizam com elétrons da banda de condução) devido a proximidade do nível de Fermi. Este comportamento instável dos elétrons pode dar lugar a diversos estados fundamentais como o magnético (mais comumente antiferromagnético) ou o líquido de Fermi<sup>§</sup>.

Em baixas temperaturas estes sistemas podem apresentar o comportamento de um sistema líquido de Fermi (conhecido somente para metais simples), com a exceção de parâmetros fortemente renormalizados (como a massa efetiva  $m^*$  dos elétrons). Em metais normais, a massa efetiva é da ordem da massa do elétron livre  $m_e$ , enquanto que nesta classe de materiais  $m^*$  pode alcançar valores de até  $10^3 m_e$ , por isso são conhecidos como férmions pesados (*heavy fermions*). Quando

---

<sup>§</sup>Na teoria de líquido de Fermi, um mapeamento de um para um de estados eletrônicos que não interagem para estados eletrônicos com interações é assumida perto da energia de Fermi. Se a interação é ligada adiabaticamente, os estados podem ser descritos em termos de quasi-partículas, as quais têm uma massa efetiva aumentada devido à interação com outras quasi-partículas.

$T \rightarrow 0$  o calor específico, a susceptibilidade e a resistividade seguem as seguintes mesmas relações de temperatura do líquido de Fermi.

$$C_v(T) = \gamma T \quad \text{Eq. 2.7}$$

$$\rho(T) = \rho_0 + AT^2, \quad \text{Eq. 2.8}$$

$$\chi(T \rightarrow 0) = \text{const.} \quad \text{Eq. 2.9}$$

Sistemas que se encontram perto de uma instabilidade magnética, na fronteira entre o estado fundamental magnético e o líquido de Fermi, mostram que o comportamento a baixas temperaturas não segue as leis de potência com a temperatura associadas ao estado líquido Fermi. As propriedades mais importantes desta classe de sistemas HF que exibem um forte desvio da teoria líquido de Fermi são: a divergência logarítmica de  $C(T)/T$ , a divergência da susceptibilidade magnética e a resistividade elétrica não quadrática, estes comportamentos foram denominados como não-líquido de Fermi (NLF) [8, 9].

Sistemas férmions pesados baseados em  $Ce$ , onde os momentos localizados do íon magnético formam uma sub-rede regular, são considerados redes Kondo [2, 3]. No diagrama de fase de Doniach para uma rede Kondo, o magnetismo desaparece quando o efeito Kondo torna-se mais importante que a interação RKKY. O sistema sofre uma transição de fase quântica de segunda ordem no ponto crítico quântico. Transições de fase quântica ocorrem em temperatura nula e, portanto, é governada por um parâmetro de controle não térmico [6, 7] (como por exemplo, pressão externa). Apesar da transição de fase acontecer em  $T = 0$ , as flutuações quânticas responsáveis por esta transição originam comportamentos anômalos em temperaturas finitas NLF, e são estas mesmas excitações que favorecem o surgimento a outros estados fundamentais a supercondutividade não convencional.

O diagrama de fase para rede Kondo proposta por Continentino [21] é apresentada na Figura 2.5. Na região magneticamente ordenada, em temperatura finita, existe uma linha crítica, que representa uma transição de fase de segunda ordem, associando uma temperatura de transição magnética (como  $T_N$ ) a um valor  $J/W$ , donde a ordem magnética de longo alcance é destruída pelas flutuações térmicas. Do lado não ordenado do diagrama de fases, observa-se uma linha de

*crossover*, entre um estado paramagnético com os momentos locais parcialmente blindados e um regime LF. Inicialmente identificou-se a temperatura deste *crossover*, abaixo da qual o sistema comporta-se como um LF, como sendo a temperatura Kondo do problema de impureza única. No entanto, essa temperatura de *crossover*, bem menor do que  $T_K$ , está relacionada a um fenômeno específico da rede Kondo, a um comportamento coletivo dos momentos locais. À medida que a temperatura diminui, os momentos  $f$ , dentro de um aglomerado passam a agir coerentemente com outros aglomerados, a temperatura em que esse comportamento ocorre entre os aglomerados é a temperatura de *crossover* ou de coerência,  $T_{coh}$  [22]. O efeito desse comportamento coletivo é facilmente identificado em curvas de resistividade em função da temperatura, onde observa-se o abrupto decréscimo de  $\rho$  abaixo de uma certa temperatura, a partir da qual os elétrons de condução deixam de sofrer espalhamento incoerente pelos elétrons  $f$ .

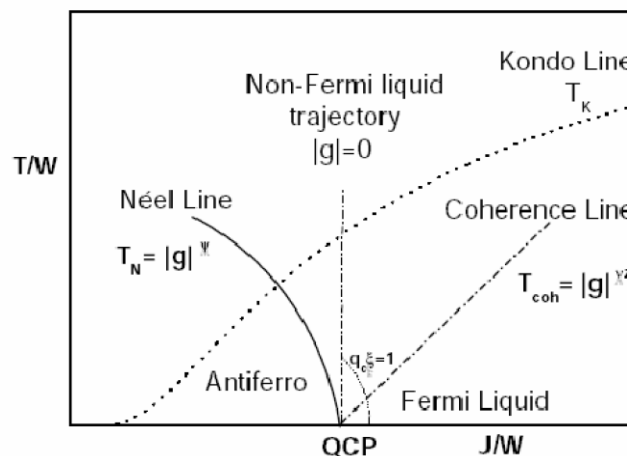


Figura 2.5. Diagrama esquemático dos férmions pesados, proposto por Continentino [21], mostrando a linha de coerência ( $T_{coh}$ ), a linha crítica magnética ( $T_N$ ) e a trajetória não-líquido de Fermi (NLF) em temperaturas finitas acima do PCQ. No diagrama  $g=J/W-(J/W)_C$ , e mede a distancia ao ponto crítico.

Dentro do diagrama de fase de Doniach, o magnetismo desaparece quando o efeito Kondo torna-se mais importante que a interação RKKY. Na visão de modelos de grupos de renormalização, antiferromagnetismo (AF) e comportamento FL podem ser considerados como dois pontos fixos competindo. A existência de um PCQ antiferromagnético propicia que esses dois limites sejam

ligados por trajetórias intermediárias que passam pelo ponto fixo NLF [23], conforme mostrado na Figura 2.6.

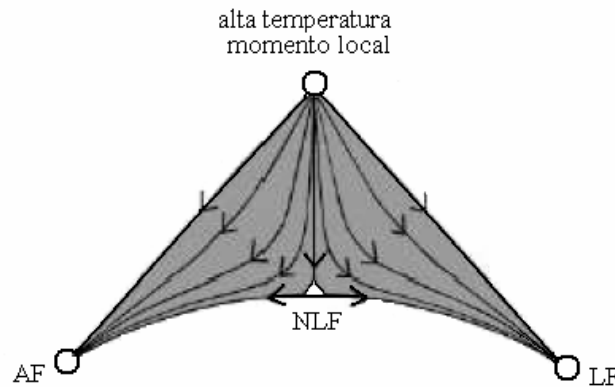


Figura 2.6. Diagrama de fluxo para a rede Kondo. Quando um material é levado a um valor crítico de  $T_K/T_{RKKY}$ , este é forçado a atravessar o PCQ. Os pontos fixos AF e LF são ligados por um novo ponto fixo instável [23].

O diagrama de fluxo aponta duas maneiras para que a transição entre os comportamentos FP e antiferromagnético ocorram [24]. As chamadas aproximações de acoplamento fraco utilizam a região líquido de Fermi como ponto de partida e considera o PCQ como uma instabilidade magnética da superfície de Fermi, como é o caso da chamada teoria de flutuação de spin, que trata interações efetivas de natureza magnética em sistemas eletrônicos itinerantes. Esta instabilidade desenvolve-se no espaço dos momentos e o comportamento NLF é dirigido por lentas interações de alcance infinitamente longos que se desenvolvem entre as quase-partículas no PCQ. A segunda vertente leva em conta fortes acoplamentos e toma como configuração inicial o lado magnético. Esses metais que possuem momentos locais podem perder seu magnetismo uma vez que sua temperatura Kondo característica é suficientemente alta para que um efeito Kondo robusto possa se desenvolver. As quasi-partículas no lado LF formam estados ligados entre os momentos locais e os elétrons de condução no espaço real. No ponto crítico, os estados ligados da rede Kondo desintegram-se, revelando uma rede de momentos magnéticos ordenados que gerariam excitações magnéticas locais. Portanto, são estas excitações que levariam o sistema a atingir um comportamento NLF cuja origem estaria associada com a perda de coerência do efeito Kondo no PCQ. A Figura 2.6 esquematiza as interpretações de ambas as descrições de acoplamento fraco e forte.

## 2.5. Modelo de fases de Griffith

Este modelo leva em consideração o efeito da desordem perto de um ponto crítico quântico. A presença de desordem conduz a coexistência de uma fase paramagnética metálica e uma fase magnética granular. Esta coexistência de fases é equivalente a fases de Griffith de um sistema magnético diluído.

O problema clássico de uma fase de Griffith ocorre em uma rede de átomos magnéticos diluídos num hospedeiro não magnético. A ordem magnética de longo alcance é perdida no limiar da percolação, onde o último aglomerado de momento magnético deixa de existir. Acima deste limiar o sistema é composto de aglomerados finitos de íons magnéticos.

Para o modelo de fase de Griffith de um composto não-líquido de Fermi [25], um cenário similar ao problema clássico pode ser esquematizado. Dois líquidos eletrônicos coexistem: em um deles, os momentos magnéticos são congelados pela interação Kondo, dando lugar a um estado de líquido de Fermi; enquanto que o outro é dominado pela interação RKKY produzindo as regiões ordenadas. Esta situação não homogênea é energeticamente favorecida pela desordem, devido à contribuição da entropia para a energia livre.

Para um composto férmion pesado que exhibe um ponto crítico quântico sintonizado por dopagem, um diagrama de fase pode ser construído dentro deste modelo. Para pequenas quantidades de dopagem, a interação RKKY domina e o sistema ordena-se magneticamente. Com o aumento da dopagem, as flutuações quânticas crescem devido ao efeito Kondo e a temperatura decresce até desaparecer para o valor crítico de dopagem. Neste ponto crítico quântico, o sistema percola. Para altos valores de substituição, quer dizer na fase paramagnética, somente aglomerados finitos de íons magnéticos podem ser encontrados. Entre estes aglomerados, existem alguns poucos que são grandes e estão acoplados, nos quais o spin comporta-se coerentemente como um spin gigante ou como um grão magnético. Um diagrama esquemático pode ser observado na Figura 2.7. Dentro deste cenário, as funções termodinâmicas mostram singularidades com efeitos fortes em baixas temperaturas.

Em termos gerais, dentro de um modelo de fases de Griffith, o comportamento de não-líquido de Fermi pode ser observado sobre uma região estendida na fase paramagnética na vizinhança de um PCQ.

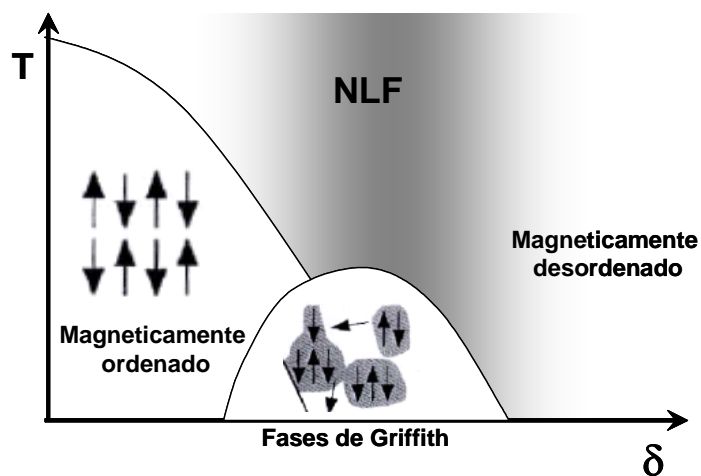


Figura 2.7. Diagrama de Fase para o modelo de fase de Griffith, onde  $\delta$  representa o parâmetro de controle, como concentração ou pressão.

## 2.6.

### Ondas de spin em um antiferromagneto anisotrópico

Ondas de spin são perturbações no arranjo magnético de spins propagando-se dentro do material magnético. Estas excitações coletivas de baixa energia ocorrem em redes magnéticas com simetria contínua. Do ponto de vista de quasipartículas, ondas de spin são conhecidas como mágnons. Como uma quasipartícula, um mágnon carrega uma quantidade fixa de energia e momento de rede. Informações acerca da dinâmica da ordem de longo alcance em materiais magnéticos podem ser obtidas do estudo do espectro dos mágnons.

Uma relação que vincula a magnetização ( $\sigma$ ) com o espectro das ondas de spin ( $\varepsilon_k$ ) para temperaturas baixas, considerando um sistema de  $N$  spin com  $S = 1/2$ , é dada por [26]:

$$\frac{1}{\sigma_{1/2}} = \frac{1}{N} \sum_k \coth \frac{\varepsilon_k}{2k_B T} \quad \text{Eq. 2.10}$$

esta equação pode ser expressada na forma integral levando em consideração a dimensão ( $d$ ) do sistema

$$\frac{1}{\sigma_{1/2}} = \frac{V}{N} \frac{1}{(2\pi)^d} \int dk \frac{2k_B T}{\varepsilon_v}. \quad \text{Eq. 2.11}$$

Dentro da teoria de ondas de spin, a temperatura crítica para um material antiferromagnético anisotrópico com relação de dispersão relativística de mágnons  $\omega = \sqrt{\Delta^2 + Dk^2}$  (onde  $\Delta$  é o gap do espectro das ondas de spin e  $D$  é a velocidade das ondas de spin) é dada por:

$$\frac{(S+1/2)\Gamma}{k_B T_N} = \frac{1}{N} \sum_k \frac{1+\alpha}{\alpha^2 + 2\alpha + (1-\gamma_k^2)}. \quad \text{Eq. 2.12}$$

onde  $\Gamma$  é o acoplamento efetivo entre os momentos locais de spin  $S$  e o termo dependente de  $k$ ,  $\gamma_k$ , é inversamente proporcional ao número efetivo de vizinhos. A quantidade  $\alpha$  é a razão entre a parte da hamiltoniano que leva a uma rigidez magnética e a anisotropia responsável pelo gap. Esta é dada por:

$$1 + \alpha = \sqrt{1 + (\Delta/\Gamma)^2} \quad \text{Eq. 2.13}$$

Para o caso de um sistema tridimensional (3D) e considerando  $S = 1/2$ , a expressão para a temperatura crítica é:



$$k_B T_N = \frac{\Gamma}{2\sqrt{1+(\Delta/\Gamma)^2} \left[ 1 - \frac{\sqrt{3}}{D} \frac{\Delta}{\Gamma} \arctan g \left( \frac{\pi\Gamma}{\sqrt{3}\Delta} \right) \right]} \quad [12], \quad \text{Eq. 2.14}$$

Nesta expressão (Eq. 2.14), podemos notar que na ausência de anisotropia ( $\Delta = 0$ ), a temperatura de Néel é finita,  $k_B T_N = (1/2)\Gamma$ .

Por outro lado, a temperatura crítica para um sistema bidimensional (2D) é dada por:

$$k_B T_N = \frac{2(S+1/2)\Gamma}{\sqrt{1+(\Delta/\Gamma)^2} \ln \left[ 1 + \frac{\pi^2}{2(\Delta/\Gamma)^2} \right]} \quad [12], \quad \text{Eq. 2.15}$$

Note que, quando  $\Delta \rightarrow 0$  na Eq. 2.15,  $T_N \rightarrow 0$ , como esperado para um sistema isotrópico. A ordem magnética de longo alcance em temperatura finita existe somente na presença do gap de ondas de spin.

Continentino e colaboradores [12] estudaram o comportamento de  $T_N$  para um férmion pesado nas proximidade de um ponto crítico quântico sintonizado por pressão. No modelo se considera que o efeito de pressão não produz variações significativas no valor do acoplamento efetivo ( $\Gamma$ ) neste regime crítico. Então a linha crítica só dependerá do gap das ondas de spin, a qual poderia ser descrita por uma série analítica em termos de  $P_C - P$ , onde  $P_C$  representa o valor da pressão crítica. Como na criticalidade  $P_C - P \rightarrow 0$  só o primeiro termo da expansão teria relevância, assim  $\Delta \propto (P_C - P)$ . De acordo com esta análise foi obtida a linha crítica para o sistema AF 2D perto de  $P_C$  dado a seguir:

$$T_N(P) \propto 1/|\ln \Delta| \propto 1/|\ln(P_C - P)|. \quad \text{Eq. 2.16}$$