UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS - UNICAMP INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN – IFGW

Kevin Raduenz Pakuszewski

Extração do Gap Supercondutor por via da Técnica de Espectroscopia de Fotoemissão Resolvida em Ângulo

Monografia necessária para a aprovação na disciplina de técnicas com luz síncrotron FI089A ministrada pelo Prof. Dr. Eduardo Granado

Campinas Junho de 2018

1. Introdução

Por ser uma técnica experimental que permite extrair diretamente a estrutura de bandas do material, a espectroscopia de fotoemissão resolvida em ângulo (ARPES – Angle Resolved Photoemission Spectroscopy) é uma poderosa ferramenta para sondar o comportamento do gap supercondutor numa diversidade de compostos como os cupratos supercondutores e os supercondutores a base de ferro. Além disso, esta técnica permite extrair a partir da estrutura de bandas do material a anisotropia do gap ao longo da superfície de Fermi, o que é de extrema importância para se entender o mecanismo por trás da supercondutividade em uma diversidade de compostos. Por exemplo, para supercondutores convencionais descritos pela teoria BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) suas propriedades físicas têm sido muito bem entendidas ao se adotar um gap supercondutor com simetria de função de onda s [1,2], o que significa que o gap é isotrópico ao longo do espaço de momentos. Já para os cupratos supercondutores de alta temperatura, vários experimentos têm mostrado que a simetria do gap é mais bem descrita pela função de onda d anisotrópica [2]. Dessa maneira a técnica ARPES nos permite descobrir o grau de anisotropia do gap supercondutor ao longo da superfície de Fermi, e por consequência entender a simetria do gap supercondutor, sendo o gap descrito por uma função de onda s, d ou algo mais complexo.

Em suma, a importância de se estudar compostos supercondutores pela técnica ARPES, esta fundamentada no fato de esta técnica nos permitir medir diretamente a estrutura de bandas do material e assim compreender a topologia da superfície de Fermi, o que é muito importante para o entendimento do mecanismo de supercondutividade, principalmente supercondutividade de alta temperatura. Também, o gap supercondutor pode ser extraído diretamente da medida, bem como sua anisotropia com relação a superfície de Fermi. Por último, é possível extrair dos dados a auto-energia do composto a fim de comparar diretamente com a teoria, o que permite clarificar o mecanismo da supercondutividade, principalmente nos supercondutores de alta temperatura, onde esta permanece uma questão em aberto.

Nesta monografia analisaremos os principais métodos desenvolvidos para se extrair o gap supercondutor pela técnica ARPES. Como ponto de partida, utilizaremos como bibliografias a tese de doutorado de Zhang [2] e o artigo de Evtushinsky [3] para explicar sobre essas técnicas. Nos capítulos subsequentes serão mostrados alguns exemplos de trabalhos desenvolvidos usando essas técnicas demonstradas.

2. Métodos para Extração do Gap Supercondutor via Técnica ARPES

Pelo fato de a supercondutividade de alta temperatura não ser completamente compreendida, não existe um modelo teórico de função espectral que descreva com precisão o espectro ARPES. Apesar disso, muitos métodos foram desenvolvidos para se extrair o gap supercondutor desse espectro. Como ponto de partida, devemos lembrar que na técnica de fotoemissão apenas os estados ocupados (abaixo do nível de Fermi) são sondados no experimento, sendo que informações dos estados desocupados só são obtidas devido ao alargamento do espectro proporcionado pela temperatura (distribuição de Fermi-Dirac), mesmo assim, esta informação está limitada apenas na região próxima ao nível de Fermi, o que torna a analise do gap supercondutor difícil. Ainda assim podemos listar alguns métodos desenvolvidos:

1. Deslocamento da borda frontal do espectro (do inglês *leading edge shift*) entre o estado normal e o supercondutor. Este foi um dos primeiros métodos a ser desenvolvido, sendo utilizado nos primórdios das medidas do gap supercondutor pela técnica ARPES, quando a resolução em energia era muito baixa.

2. Simetrização do espectro supercondutor. Dentro do pressuposto que a função espectral do composto é par, então a função espectral $A(\vec{k}, \omega)$ será igual à $A(\vec{k}, -\omega)$. Para muitos casos, isto é verdade num intervalo próximo a E_F .

3. Divisão do espectro pela distribuição de Fermi-Dirac convoluida com a resolução em energia. Este método desconta o efeito de alargamento devido a temperatura na região próximo a E_F , permitindo ver um pouco dos estados acima do nível de Fermi. Em todo caso, devido ao ruído característico do espectro medido e a incerteza na distribuição de Fermi-Dirac (FDD), o peso espectral acima de E_F é muito sensível a divisão pela FDD. Neste caso, este método não é muito apropriado para ser utilizado em baixas temperaturas, o que é um problema, pois a maior parte dos experimentos ocorre em baixa temperatura.

Antes de explicarmos os métodos de extração do gap supercondutor, é importante fazermos uma breve revisão sobre a técnica ARPES. ARPES é uma técnica de espectroscopia baseada no efeito fotoelétrico que nos permite medir diretamente a estrutura de banda de nosso material. Uma equação muito mais realista que define o espectro ARPES é dada por:

 $I(\vec{k},\omega) = \int d\omega' d\vec{k}' [I_0(\vec{k}',\nu,A)f(\omega')A(\vec{k}',\omega')R(\omega-\omega')Q(\vec{k}-\vec{k}')] + B(\omega), \quad (1)$ onde $A(\vec{k}',\omega')$ é o espectro intrínseco do composto, $f(\omega')$ é a distribuição de Fermi-Dirac, $I_0(\vec{k}',\nu,A)$ é um termo proporcional a matriz de elementos e costuma ser fortemente influenciado pela geometria da medida. $R(\omega-\omega') \in Q(\vec{k}-\vec{k}')$ são a função de resolução em energia e momento respectivamente e $B(\omega)$ é um *background* devido ao espalhamento inelástico de elétrons [4]. Desses fatores, é a partir de $A(\vec{k}, \omega)$ que podemos extrair o gap supercondutor, pois ele contém a informação de estrutura de bandas do material. Em geral, utilizamos uma EDC (*Energy Distribution Curve*) para se obter o gap, onde a EDC é uma curva de intensidade de fotoelétrons em função da energia. Para construí-la mantemos um valor de momento \vec{k} fixo em $A(\vec{k}, \omega)$ e variamos apenas a energia ω (uma pequena integração entorno de \vec{k} é feita para eliminar o efeito de ruído). Este valor de \vec{k} não é escolhido aleatoriamente, e sim é utilizado o valor em \vec{k}_F , que é a região onde a banda atravessa E_F no estado normal, e, portanto, onde o gap deve surgir.



Figura 1 – Métodos de estração do gap supercondutor. (a) Deslocamento da borda frontal entre o estado normal e supercondutor. (b) Divisão pela distribuição de Fermi-Dirac. (c) Simetrização do espectro de fotoemissão.

Na figura 1 são mostrados alguns métodos para a extração do gap supercondutor (nenhum das curvas representa dados reais, e são esquemáticas dos métodos). Em 1-a temos o método do deslocamento da borda frontal, neste caso o espectro no estado supercondutor e o normal são comparados entre si, o gap supercondutor será a diferença da borda frontal entre ambos os casos. A borda frontal, por sua vez, é definida como a menor energia de ligação em que a EDC em \vec{k}_F chega a metade de seu máximo.

Já na figura 1-b é apresentado o método de divisão do espectro pela distribuição de Fermi-Dirac (FDD) convoluida com a resolução em energia. A partir da equação (1) podemos ver que a intensidade do sinal ARPES é modulada pela FDD, e neste caso para eliminarmos esta influência, dividimos o espectro pela FDD calculada na temperatura do experimento e convoluida com a resolução em energia. Isto nos permite ver os estados desocupados de nosso material que estão acima de E_F , sendo que o valor do gap será igual a posição do pico com relação a E_F . Porém, devemos lembrar que a FDD tende a ir para zero logo após E_F , e nesse caso precisamos truncar a EDC a partir de um certo ponto, a fim de evitar uma divisão por zero na intensidade, como pode ser visto na figura 1-b. Ainda na figura 1-b é possível ver que o ruído no espectro é muito sensível a divisão pela FDD, uma razão a mais para se fazer o truncamento no espectro da EDC. Além disso, o ponto onde é feito o truncamento da curva depende muito da temperatura, pois a FDD tende a ir mais rapidamente para zero conforme menor a temperatura, o que leva a ser difícil explorar o espectro acima de E_F em baixas temperaturas. Porém a maioria dos estudos no gap supercondutor ocorrem em baixa temperatura. Ainda assim, este método é por ventura muito usado para se mostrar o mapa de bandas do material (energia por momento) dividido pela FDD, a fim de mostrar a abertura do gap qualitativamente, sendo a obtenção do gap obtida por outro meio (na seção 4 o método de simetrização e divisão ocorrem juntos).

Por último, na figura 1-c, é mostrado o método de obtenção do gap supercondutor por via da simetrização da função espectral. Partindo da equação (1), uma maneira mais simplificada de escreve-la, em que desconsideramos a resolução em energia e momento e o background, será:

$$I(\vec{k},\omega) = I_0(\vec{k},\nu,A)f(\omega)A(\vec{k},\omega), \qquad (2)$$

onde se assumirmos que a função espectral $A(\vec{k}, \omega)$ é par com relação a energia para nosso composto, então $A(\vec{k}, \omega) = A(\vec{k}, -\omega)$. Se somarmos a intensidade do sinal ARPES $I(\vec{k}, \omega)$ com sua versão par sobre a energia $I(\vec{k}, -\omega)$, teremos:

$$I(\vec{k},\omega) + I(\vec{k},-\omega) = I_0(\vec{k},\nu,A)f(\omega)A(\vec{k},\omega) + I_0(\vec{k},\nu,A)f(-\omega)A(\vec{k},-\omega)$$
$$I(\vec{k},\omega) + I(\vec{k},-\omega) = I_0(\vec{k},\nu,A)A(\vec{k},\omega)(f(\omega) + f(-\omega))$$
$$I(\vec{k},\omega) + I(\vec{k},-\omega) = I_0(\vec{k},\nu,A)A(\vec{k},\omega),$$
(3)

pois $f(\omega) + f(-\omega) = 1$. Este método nos permite eliminar a influência da FDD do nosso espectro, e dessa maneira é possível medir o gap supercondutor. Logicamente, para que este método seja válido, é necessário que a função espectral do composto $A(\vec{k}, \omega)$ seja par com relação a energia, o que para a maioria dos casos não é verdade. Ainda assim, em muitos casos, isto pode ser assumido como verdade numa região muito próxima a E_F , o que é o suficiente, pois é nessa região onde se formará o gap supercondutor. Da figura 1-c, é possível ver a simetrização da função espectral para o caso normal e supercondutor. Neste caso, o valor do gap supercondutor é dado diretamente pela distância do pico espectral com relação a E_F .

3. Gap Supercondutor por via do Deslocamento da Borda frontal do Espectro - Analise do Trabalho de Shen, *et al* no Bi2212

Nesta seção analisaremos o trabalho de Shen, *et al* publicado na *Physical Review Letters* sobre o título "*Anomalously Large Gap Anisotropy in the a-b Plane of Bi₂Sr₂CaCu₂O₈₊δ"*. Neste trabalho eles propõem um estudo da anisotropia do gap supercondutor no composto de Bi₂Sr₂CaCu₂O₈₊δ, utilizando para isto a técnica de ARPES. Como método de análise dos dados de ARPES, eles usam o deslocamento da borda frontal do espectro supercondutor com relação ao espectro normal, a fim de se obter o valor do gap em diferentes pontos do espaço \vec{k} . As conclusões dessa análise são explicadas dentro do modelo de gap supercondutor com simetria do tipo $d_{x^2-y^2}$. Além disso, eles analisam algumas limitações do método de extração do gap supercondutor pela técnica ARPES, como a resolução em energia do equipamento e o tempo de vida da superfície da amostra com relação ao momento da clivagem e se isto acarreta na mudança no valor do gap.

Primeiramente, o experimento de Shen, et al fora feito em 1993, nos primórdios das medidas do gap supercondutor pela técnica ARPES, onde uma série de limitações técnicas tornavam a análise e interpretação dos dados um sério desafio. Ainda assim, este é um experimento muito interessante para se conhecer algumas vantagens da técnica de ARPES. Quanto ao experimento, ao todo 3 amostras foram medidas. A amostra 1 ($T_c \sim 78K$) foi medida num analisador hemisférico VSW (Vacuum Science Workshop) usando uma lâmpada de descarga de gás. As amostras 2 e 3 ($T_c \sim 88K$) foram medidas noutro VSW na linha de luz 5 do SSRL. A resolução em energia combinada do analisador e do monocromador ficou entorno de 30meV. Todas as amostras foram medidas em 35K, a não ser quando especificado em contrário. A pressão na câmara de medida era melhor que 1×10^{-10} torr.



Figura 2 – Espectro de fotoemissão da amostra de Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} medido acima e abaixo da transição supercondutora nas posições A e B do espaço k, como ilustrado no esquema da zona de Brillouin. O deslocamento da borda frontal em A é bastante vísivel, sugerindo um gap grande. Já o deslocamento da borda frontal em B é muito pouco vísivel, sugerindo um gap muito pequeno ou nulo. Imagem extraída do artigo de Shen, *et al* [5].

Na figura 2 é apresentado o espectro ARPES para amostra 1 em duas localizações diferentes da superfície de Fermi, tanto para o estado normal quanto o supercondutor. Os pontos A e B da figura 2 foram devidamente escolhidos de tal modo que o pico do estado normal esteja no nível de Fermi e a meia altura da borda frontal no estado normal coincida com o nível de Fermi em ambos os pontos. Dessa maneira, fica claramente visível uma mudança no espectro no ponto A ao se diminuir a temperatura abaixo de T_c . De fato, parte do peso espectral vem para baixo do nível de Fermi, sugerindo a abertura de um gap. Quanto ao ponto B as mudanças são muito sutis, o que sugere um gap indetectável diante da incerteza experimental, ou mesmo nulo. Ainda assim, está grande diferença no espectro para dois pontos diferentes do espaço \vec{k} , sugere um gap supercondutor bastante anisotrópico neste composto, o que já o diferencia de um supercondutor normal, em que o gap supercondutor é isotrópico.

Ainda do artigo, Shen, et al argumentam que a principal dificuldade em se determinar o valor do gap supercondutor vem do fato que não existe uma teoria que descreva adequadamente o espectro de um experimento ARPES, seja no estado normal ou no supercondutor. Dessa maneira, o método que eles usam para se determinar o tamanho do gap neste experimento é a posição em energia da meia altura da borda frontal do espectro supercondutor. Dessa maneira, o gap no ponto A da figura 2 tem o valor de 12meV, enquanto que em B fica entre 0 e 0,5meV. Este método só difere daquele mostrado na seção 2, da diferença da meia altura da borda frontal

entre o estado supercondutor e o normal, pelo fato de a meia altura da borda frontal no estado normal já estar no nível de Fermi.



Figura 3 – (a) Localizações na zona de Brillouin do Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} onde o gap é medido. As áreas sobreadas são localizações onde há bandas muito próximas a E_F . As linhas sólidas representam a superfície de Fermi devido apenas aos dois planos de CuO₂. (b) Tamanho do gap por (1/2) $|\cos k_x a - \cos k_y a|$. As linhas retas são predições do parametro de ordem $d_{x^2-y^2}$. Imagem extraída do artigo de Shen, *et al* [5].

Continuando a análise do artigo de Shen, et al, na figura 3 é mostrado os dados do gap supercondutor para as 3 amostras medidas. Na figura 3-a temos o esquema da zona de Brillouin para cada amostra, bem como os pontos onde o valor do gap fora extraído. Já as áreas sombreadas indicam as localizações onde há bandas no estado normal próximas a E_F , enquanto que as linhas sólidas indicam a superfície de Fermi devido apenas aos dois planos de CuO₂ do composto. Já na figura 3-b é mostrado o tamanho do gap extraído para cada amostra em função de $(1/2) |\cos k_x a - \cos k_y a|$. As linhas retas em cada gráfico indicam o modelo de parâmetro de ordem com simetria $d_{x^2-y^2}$ para comparação.

Dos gráficos na figura 3-b, uma coisa que fica clara é que o valor do gap depende tempo que a medida foi feita com relação ao tempo após a mesma ter sido clivada. Para se evitar possíveis interpretações errôneas sobre os dados extraídos, Shen, et al, conduziram experimentos na medida do gap supercondutor no mesmo ponto e temperatura para tempos diferentes após a clivagem. O que eles constataram é que o gap supercondutor tende a diminuir conforme o tempo decorre. Apesar disso, eles constataram que é possível regenerar a superfície e o valor do gap ao se aquecer e esfriar a amostra novamente. Isto indica que a mudança no valor do gap com o tempo decorre devido a adsorção de gases residuais na superfície do material em baixa temperatura. Com isso, eles preferiram se ater apenas na medida do gap supercondutor em cristais que haviam sido clivados num intervalo menor que 12 horas.

Com base nestas considerações eles mediram o valor em diferentes pontos da zona de Brillouin para cada amostra (figura 3-a) e compararam o valor do gap com relação ao modelo com parâmetro de ordem do tipo $d_{x^2-y^2}$ (linha reta na figura 3-b). A partir desses dados, é possível ver que longe da direção $\Gamma - Y$ (ou longe de $(1/2)|\cos k_x a - \cos k_y a| = 0$) os dados concordar com o modelo $d_{x^2-y^2}$. Porém próximo a direção $\Gamma - Y$, onde o gap deveria se anular, o valor do gap é diferente de zero, sendo duas vezes maior para amostra 2 que no caso da amostra 3, que têm a mesma T_c . Uma das explicações que eles dão para essa diferença entre o modelo e os dados, vem do fato que ambas as amostras 2 e 3 tem uma resolução pobre em \vec{k} , o que leva a produção de um espectro que na realidade tem uma média do gap ao redor de $\Gamma - Y$, que é diferente de zero. Além disso, temos a própria resolução experimental, que não pode ser descartada, e neste caso um gap muito pequeno ou nulo não é possível de ser medido.

Em suma, Shen, et al concluem que o gap supercondutor do Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} apresenta uma clara anisotropia com relação ao espaço \vec{k} . Dessa maneira, como o valor do gap medido em diferentes pontos da zona de Brillouin se assemelha muito ao do modelo com parâmetro de ordem com simetria do tipo $d_{x^2-y^2}$, isto sugere que este modelo ou algum que tenha uma forte componente $d_{x^2-y^2}$ seja um forte candidato para explicar a simetria do parâmetro de ordem neste material.

4. Simetrização e Divisão pela FDD do Espectro Supercondutor – Analise do Trabalho de Lee, *et al* no Bi2212

Nesta seção analisaremos o trabalho de Lee, *et al* no estudo do gap supercondutor do composto Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ}, intitulado "*Abrupt onset of a second energy gap at the superconducting transition of underdoped Bi2212*". Neste trabalho eles analisam a existência de um pseudogap acima de T_c neste material e comparam a existência desse pseudogap com o surgimento do gap supercondutor abaixo de T_c . Além disso, discorrem sobre a simetria do pseudogap e do gap supercondutor para diferentes dopagens do Bi2212.

Neste trabalho três amostras foram estudadas, dois cristais levemente dopados de Bi2212 com $T_c = 75K$ (UD75K) e $T_c = 92K$ (UD92K), e um cristal altamente dopado com $T_c = 86K$ (OD86K). As medidas de ARPES foram feitas no síncrotron do SSRL com um analisador SCIENTA R4000. Todos os dados foram feitos com energia de 22,7eV em resolução de 7meV, exceto quando especificado em contrário. Para os dados da figura 5 nos painéis inferiores a energia é de 7eV com resolução de 3,2eV. A pressão na câmara de medida era melhor que 7×10^{-11} torr. As medidas foram feitas no quadrante $\Gamma - Y$ da primeira zona de Brillouin.



Figura 4 – Dados de ARPES do composto UD92K. (a) Mapa de bandas divididos pela distribuição de Fermi-Dirac (FDD) em três temperaturas: acima de T_c (102K), abaixo de T_c (82K) e muito abaixo de T_c (10K). Os mapas de bandas indicam a disperção de banda ao longo dos cortes na figura d, de C1 a C8. Unidade de escala é 0,1 π (em unidades do parâmetro de rede). (b) EDCs brutas (não divididas pela FDD) em k_F de C1 a C4 medidas em 82K. (c) Dependência com a temperatura das EDCs brutas em k_F para C8. A linha tracejada no painel C8 de a indica a posição em momento das EDCs. (d) Mapa parcial da superfície de Fermi medido em 102K no primeiro quadrante da primeira zona de Brillouin. Imagem extraída do artigo de Lee, et al [6].

Na figura 4 são apresentados os dados para o composto UD92K, onde em 4-a são mostrados os mapas de bandas 2D divididos pela distribuição de Fermi-Dirac (FDD). Ao se dividir os mapas pela FDD é possível eliminar a influência de da FDD sobre os estados acima de E_F . Os mapas da figura 4-a são obtidos em três temperaturas diferentes e para oito cortes especificados na superfície de Fermi da figura 4-d. Conforme é possível perceber da figura 4a, a dependência com a temperatura do gap vária muito diferentemente entre a região nodal (próximo a direção $(0,0) - (\pi,\pi)$) e antinodal (próximo a direção $(\pi, 0) - (\pi, \pi)$). Acima de T_C , próximo a região nodal não existe gap, enquanto que longe dessa região um pseudogap surge, tendo o seu máximo no antinodo. Além disso, a magnitude deste pseudogap no antinodo não demonstra ter nenhuma dependência com a temperatura, apesar de haver o surgimento de um nítido pico abaixo de T_C conforme demonstrado na figura 4-c das EDCs no corte em C8. Por outro lado, na região nodal, o gap abre apenas abaixo de T_C . Agora em 82K, é possível ver que há uma considerável população termal acima de E_F . Isto é um ramo da dispersão de Bogoliubov, o que é claramente visível na figura 4-b para o espectro bruto dos cortes C1 a C4. Como a quase-partícula de Bogoliubov existe apenas no estado supercondutor, o gap próximo a região nodal é claramente relacionado ao estado supercondutor.

Na sequência Lee, et al analisam a evolução do gap com relação a temperatura próximo a região nodal. Na figura 5 são apresentados os dados medidos diferentes pontos da superfície de Fermi, conforme especificado da inserção da figura 5-d. Os painéis superiores da figura 5 correspondem aos dados do ponto A, enquanto que os inferiores ao do ponto C. Apenas para o ponto C os dados foram obtidos com uma energia de 7eV com resolução de 3,2meV. Para se fazer esta analise eles começam com o procedimento de simetrização das EDCs obtidas em k_F , o que pela figura 5-c sugere o colapso do gap supercondutor próximo a T_c . O valor do gap obtido na figura 5-c é mostrado na figura 5-d para os pontos A, B e C. Para se obter o valor do gap, eles ajustaram as EDCs simetrizadas a partir de um modelo fenomenológico. Neste modelo, a auto-energia no ponto k_F no estado supercondutor pode ser escrita como:

$$\Sigma(k_F,\omega) = -i\Gamma + \frac{\Delta^2}{\omega},\tag{4}$$

onde Γ é tempo de vida da quase-partícula relacionado ao comprimento do espectro e Δ é gap em k_F . Dessa maneira a função espectral em k_F fica:

$$A(k_F,\omega) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} G(k_F,\omega) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \frac{1}{\omega - \Sigma(k_F,\omega)}.$$
(5)

Ademais, esta função é convoluida com uma gaussiana que representa a resolução instrumental do equipamento. Dessa maneira com a equação (5) é possível ajustar as EDCs simetrizadas e obter Δ e Γ .

Como é possível ver na figura 5-d, o gap nas três localizações gradualmente fecha conforme a temperatura se aproxima de T_c , e desaparece em T_c . Além disso, a forma como a função $\Delta(T)$ fecha o gap segue a mesma forma para o acoplamento fraco da teoria BCS. Uma segunda indicação do fechamento do gap vem da dispersão das quase-partículas de Bogoliubov nas figuras 5-a e 5-b. O deslocamento do pico de Bogoliubov (barra pequena na figura 5-a) sugere que o gap supercondutor decresce rapidamente quando a temperatura se aproxima de T_c . Uma terceira indicação do fechamento do gap vem do abrupto decrescimento do tempo de vida da quase-partícula em T_c , o que é mostrado nos gráficos da figura 5-b para o valor ajustado de Γ . Em suma, estas três indicações sugerem que a dependência do estado eletrônico na região nodal é consistente com o de um supercondutor BCS.



Figura 5 – Dependência com relação a temperatura do gap supercondutor próximo a região nodal para o composto UD92K medido em duas configurações. Dados dos paineis superiores foram medidos na direção paralela a $(\pi, 0) - (\pi, \pi)$, usando 22,7eV e resolução de 5meV. Os dados dos paineis inferiores foram medidos ao longo da direção paralela $(0,0) - (\pi,\pi)$, usando 7eV e resolução de 3,2meV. (a) Dependência com a temperatura das EDCs brutas nos pontos A (paínel superior) e C (paínel inferior). As barras pequenas indicam o pico da banda de Bogoliubov. (b) Dependência com a temperatura das EDCs simetrizadas nos pontos A (paínel superior) e C (paínel inferior) sobrepostos ao ajuste das curvas (curvas pretas) ao modelo fenomenológico. (d) Dependência com a temperatura do tamanho do gap obtido no ajuste das curvas

simetrizadas para os pontos indicados na inserção. Imagem extraída do artigo de Lee, et al [6].

Dando continuidade ao estudo da anisotropia tanto do gap supercondutor, quanto do pseudogap, na figura 6 são mostrados os valores do gap ao longo da superfície de Fermi para

três compostos diferentes, conforme mencionados anteriormente, o UD75K, o UD92K e o OD86K. Cada um desses compostos foi medido acima, abaixo e muito abaixo do valor de sua T_c . Da figura 5, podemos dividir a superfície de Fermi em duas regiões, uma próxima a região nodal, onde o gap depende da temperatura, e outra na região antinodal, onde o gap não demonstra grandes mudanças com a temperatura. Ainda da figura 5 é possível constatar que o comportamento do gap para ambas as amostras é muito similar, a única diferença notável é que a região sem gap acima de T_c aumenta conforme se aumenta a dopagem do material. Ainda é possível perceber que o pseudogap é muito mais pronunciável na amostra com extremamente baixa dopagem, onde a função do gap evolui para uma forma de U, no lugar de uma forma de V de uma onda d. Por outro lado, a amostra com maior T_c é a que apresenta a função do gap com a forma mais parecida em extremamente baixa temperatura, muito abaixo de T_c .



Figura 6 – Ilustração esquemática da evolução do gap para três níveis de dopagem. (a) Amostra levemente dopada com $T_c = 75K$. (b) Amostra levemente dopada com $T_c = 92K$. (c) Amostra altamente dopada com $T_c = 86K$. Imagem extraída do artigo de Lee, et al [6].

Em suma, Lee, et al concluem que é impossível explicar os dados que eles obtiveram apenas com um gap. Para eles é razoável assumir a existência de dois gaps, onde o gap que abre

em T_c próximo a região nodal está associado com o parâmetro de ordem do estado supercondutor, e o pseudogap na região antinodal está associado a um diferente mecanismo, que pode ou não estar relacionado a supercondutividade. Ainda, devido a distinta dependência com a temperatura e a dopagem no valor do gap, isto sugere uma competição natural entre o gap supercondutor tipo BCS na região nodal e o pseudogap na região antinodal. Em todo caso, para eles, nem modelo atualmente consegue descrever os seus dadas perfeitamente, porém esta descoberta pode jogar algumas evidências para a teoria sobre o mecanismo da supercondutividade nesses compostos.

5. Referências Bibliográficas

[1] Carbotte, J. P., Phys. Can. 67, No 2, 75-77 (2011).

[2] Zhang, W. *Photoemission Spectroscopy on High Temperature Superconductor*. Springer – Berlin, (2013).

[3] Evtushinsky, D. V., et al. Phys. Rev. B. 79, 054517 (2009).

[4] Damascelli, A., Hussain, Z. e Shen, Z-X., Rev. Mod. Phys. 75, 473-533 (2003).

[5] Shen, Z.-X., et al. Phys. Rev. Lett. 70, 1553-1556 (1993).

[6] Lee, W. S., et al. Nature. 450, 81-84 (2007).