

Os super-fenômenos da Física

A. O. Caldeira

IFGW-UNICAMP

27/06/2013

Sumário da palestra

- O resumo histórico, eventos marcantes e prêmios Nobel
- Propriedades fundamentais dos “super-fenômenos” e a abordagem fenomenológica
- Breve incursão nos mecanismos microscópicos; ^4He , supercondutores e ^3He
- As fases superfluidas do ^3He ; superfluidez em onda p
- Os supercondutores de alta T_c
- Realizações recentes; condensados de Bose-Einstein e condensados fermiônicos
- Comentários finais

Resumo histórico, eventos marcantes e prêmios

- 1911- H. Kamerlingh Onnes observa o completo desaparecimento da resistência elétrica no Hg, Pb e Al abaixo da temperatura do He líquido. Nobel de 1913 pela investigação sobre as propriedades da matéria a baixas temperaturas que levaram, entre outras coisas, à produção do He líquido.
- 1933 - W. Meissner e R. Ochsenfeld observam o diamagnetismo perfeito dos supercondutores; efeito Meissner.
- 1938 – P. Kapitza e independentemente J. F. Allen e A. D. Misener observam que abaixo de 2.17 K o He líquido flui sem viscosidade ao longo de capilares de $\sim 10^{-4}$ cm de diâmetro. Kapitza divide o Nobel de 1978 por suas invenções e descobertas em física de baixas temperaturas com A. A. Penzias e R. W. Wilson, os descobridores da radiação de fundo (3 K)

- 1947 - L. D. Landau propõe a teoria para a superfluidez em ^4He . Nobel de 1962 pelas teorias pioneiras sobre a matéria condensada, em particular o He líquido.
- 1950 - V. L. Ginzburg e L. D. Landau propõem uma teoria fenomenológica para a supercondutividade; a teoria de Ginzburg – Landau. Parte do Nobel de 2003 para Ginzburg.
- 1957 – A. A. Abrikosov usa a teoria de Ginzburg – Landau e lança a teoria dos supercondutores do tipo II. Também agraciado com o Nobel de 2003.
- 1957 – J. Bardeen, L. N. Cooper e J. R. Schrieffer criam a teoria microscópica da supercondutividade; a teoria BCS. Nobel de 1972.

- 1962 – B. D. Josephson prevê supercorrentes devido ao tunelamento de pares de Cooper; Efeito Josephson. Nobel de 1973 com L. Esaki e I. Giaever.
- 1972 – D. M. Lee, D. D. Osheroff e R. C. Richardson descobrem a superfluidez no ^3He . Nobel de 1996.
- 1972 – A. J. Leggett propõe uma teoria para a identificação das fases superfluidas do ^3He . Parte do Nobel de 2003.
- 1986 – K. A. Müller e G. J. Bednorz descobrem uma nova classe de supercondutores; os supercondutores de alta temperatura crítica. Nobel de 1987.
- 1995 – E. A. Cornell, W. Ketterle e C. E. Wieman produzem condensados de Bose – Einstein em gases diluídos de átomos alcalinos. Nobel de 2001.

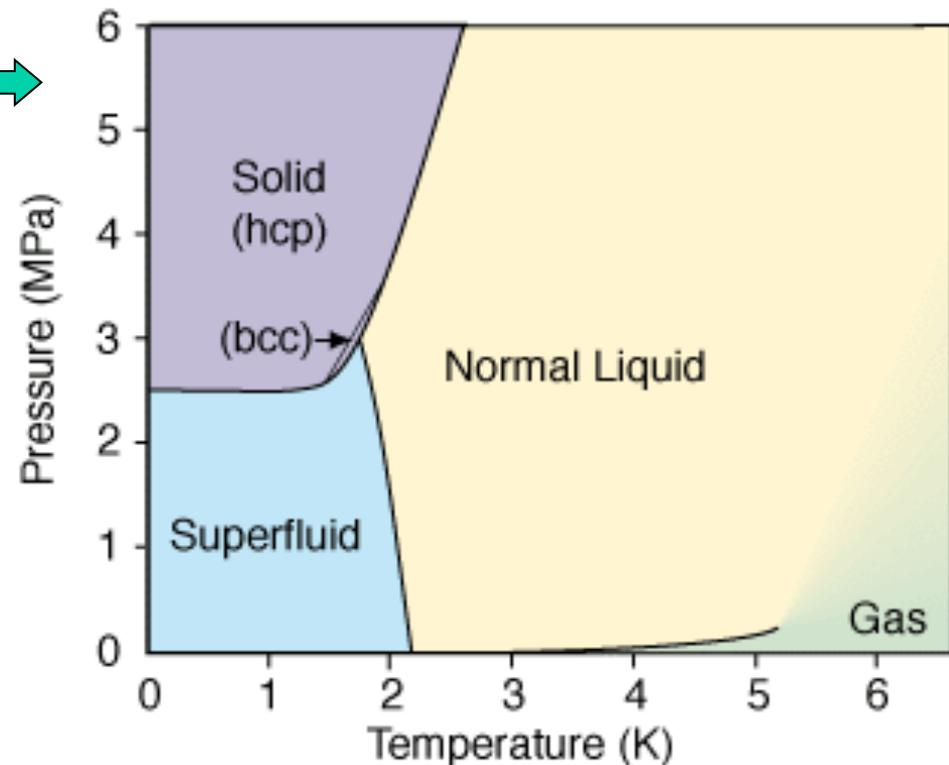
Propriedades fundamentais dos “super-fenômenos” e a abordagem fenomenológica

A superfluidez do ^4He

O diagrama de fase do ^4He

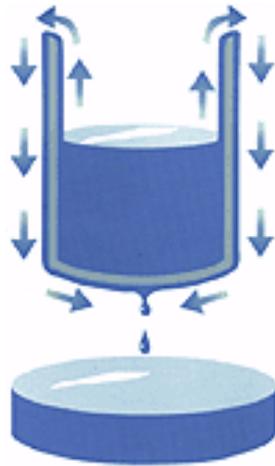


Abaixo de $T = 2.17\text{ K}$ e $p = 25\text{ atm}$ o ^4He apresenta uma fase líquida com características bem peculiares



Este líquido é capaz de fluir ao longo de capilares de diâmetro $\sim 10^{-4}$ cm **sem apresentar viscosidade** ; **superfluidez !**

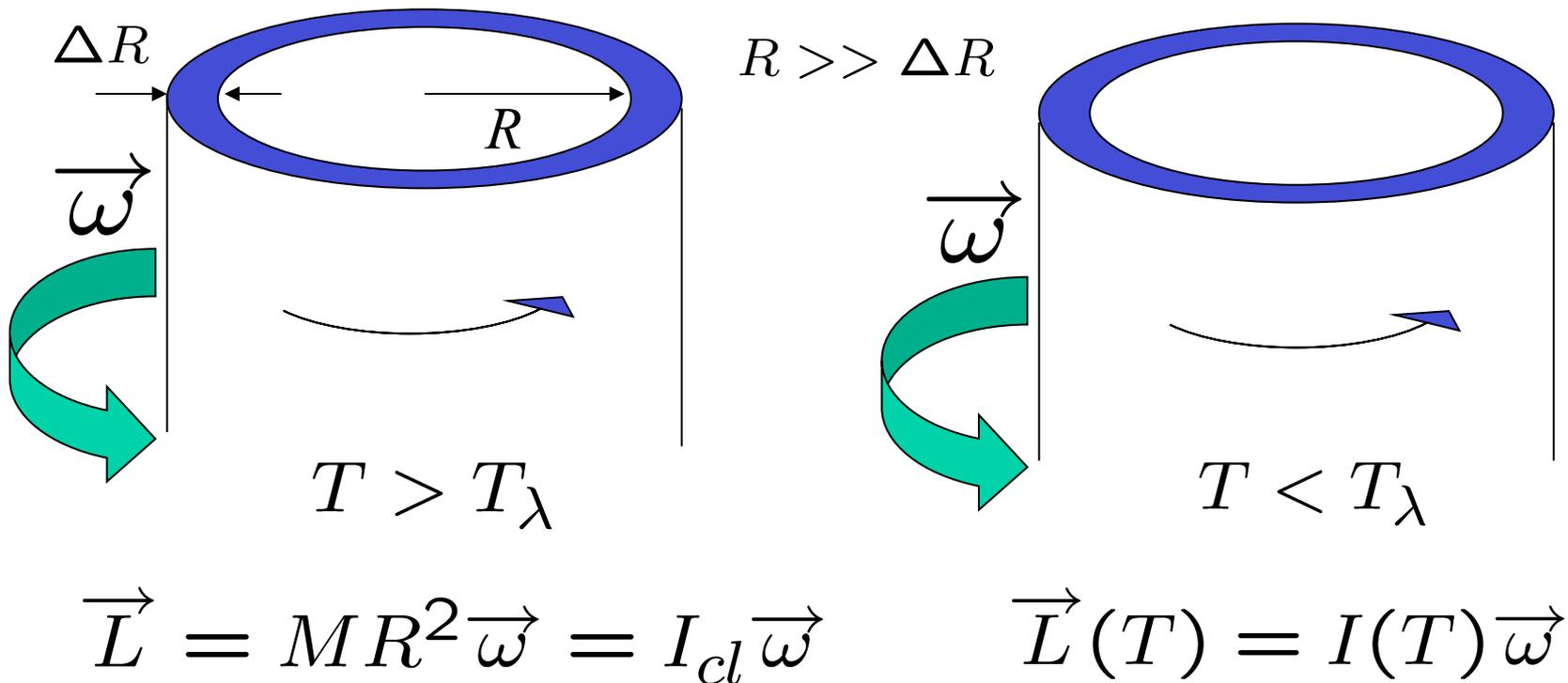
O ^4He em sua fase superfluida apresenta alguns efeitos surpreendentes tais como



que ocorre devido à formação de um filme fino do ^4He superfluido (100 camadas atômicas) que se espalha sobre a superfície do recipiente e age como um sifão!

Duas propriedades que caracterizam a superfluidez no ^4He

- Inércia rotacional não - clássica



Acima da temperatura crítica o momento angular do sistema é proveniente da rotação de **todo o fluido** e dado por

$$\vec{L} = MR^2\vec{\omega} = I_{cl}\vec{\omega}$$

Entretanto, mantendo a velocidade angular constante e **muito baixa** e reduzindo a temperatura abaixo da temperatura crítica constata-se que o momento angular fica

$$\vec{L}(T) = I(T)\vec{\omega}$$

O novo momento angular do sistema é tal que

$$L(T) < MR^2$$

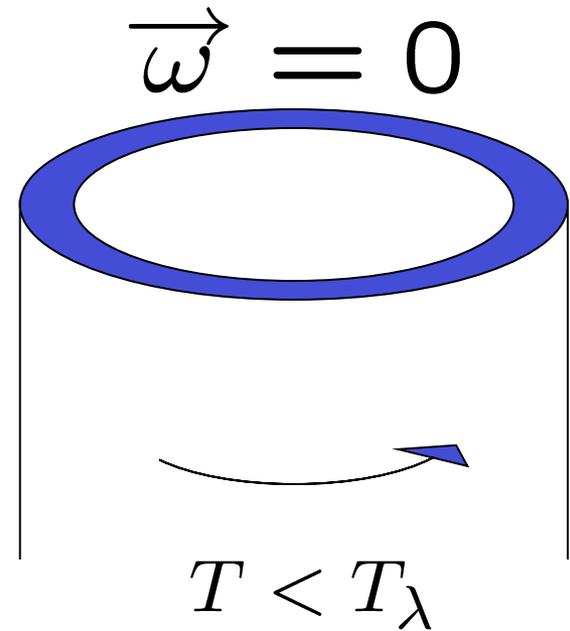
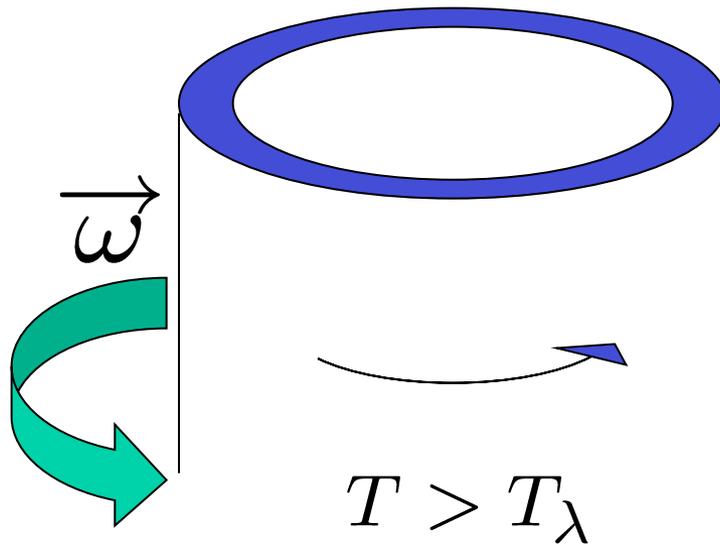
A **componente normal (viscosa)** do fluido continua o seu movimento de rotação com as paredes do recipiente enquanto que a **componente superfluida** cessa o seu movimento de rotação.

Isto nos permite definir as **densidades normal e superfluida** como

$$\frac{\rho_n(T)}{\rho} \equiv \frac{I(T)}{I_{cl}} \quad \text{e} \quad \rho_s(T) = \rho - \rho_n(T)$$

$$\rho_n \rightarrow 0, T \rightarrow 0 \quad \text{e} \quad \rho_n \rightarrow \rho, T \rightarrow T_\lambda$$

- Correntes persistentes



Agora a casca cilíndrica é girada com uma **velocidade angular alta** acima da temperatura crítica.

$$\vec{L} = MR^2\vec{\omega} = I_{cl}\vec{\omega}$$

A temperatura é reduzida abaixo da temperatura crítica com o recipiente ainda girando e, então, o movimento de rotação é **bruscamente interrompido**.

O novo momento angular do sistema é

$$\vec{L}(T) = \frac{\rho_s(T)}{\rho} I_{cl} \vec{\omega}$$

A **componente normal** do líquido **cessa a sua rotação** devido à parede do recipiente estar em repouso enquanto a **componente superfluida mantém o seu movimento de rotação** (o mais próximo possível do valor clássico).

Esta contribuição ao momento angular do sistema é devida à corrente persistente da componente superfluida do ^4He ;
estado metaestável do sistema

A abordagem fenomenológica

- **O modelo de dois fluidos** : determina a fração do fluido que segue o movimento normal ou superfluido

$$\vec{J} = \rho_s \vec{v}_s + \rho_n \vec{v}_n$$

- **Quantização da circulação** : determina o valor da velocidade do escoamento superfluido (o mais próximo possível do valor clássico)

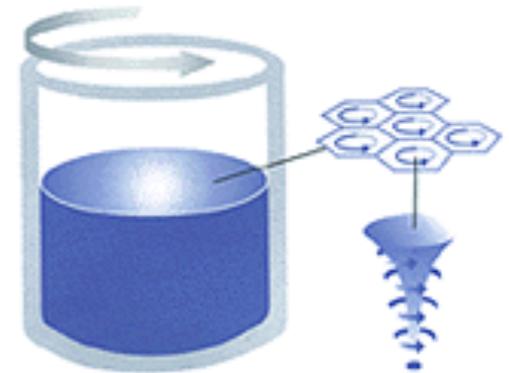
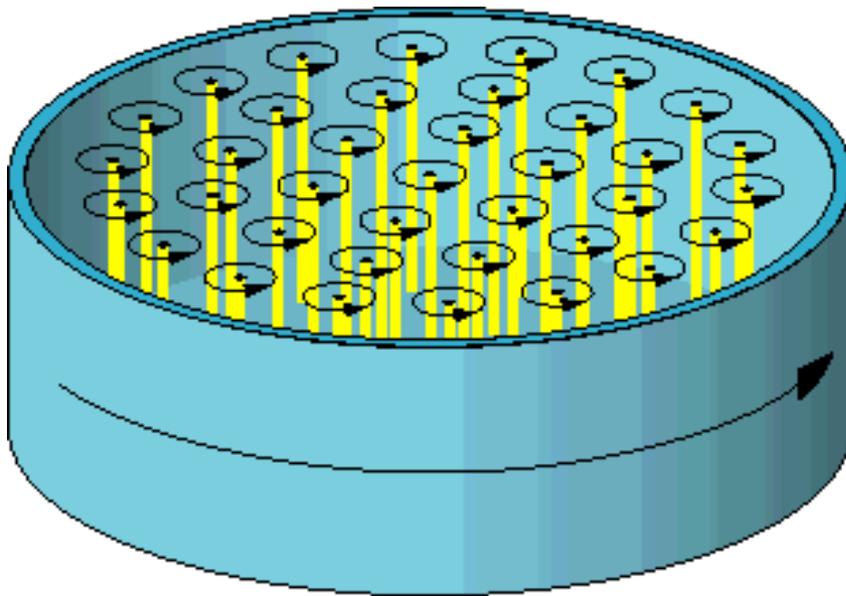
$$\oint \vec{v}_s \cdot d\vec{\ell} = n\kappa_0 \quad ; \quad \kappa_0 = h/m$$

- **Barreiras de energia livre** entre estados com diferentes velocidades \longrightarrow metaestabilidade das correntes persistentes.

$$\exp -\Delta F/kT \leq 10^{-40} \text{ se } T \sim 2\text{K}$$

No caso de uma geometria sem buracos a **quantização da circulação** implica na formação de **vórtices no superfluido**. **Energeticamente** é mais favorável a formação de uma **rede hexagonal** de vórtices que gira rigidamente com o líquido.

$$\kappa_0 = h/m = 9.98 \times 10^{-8} m^2 s^{-1}$$



Supercondutividade

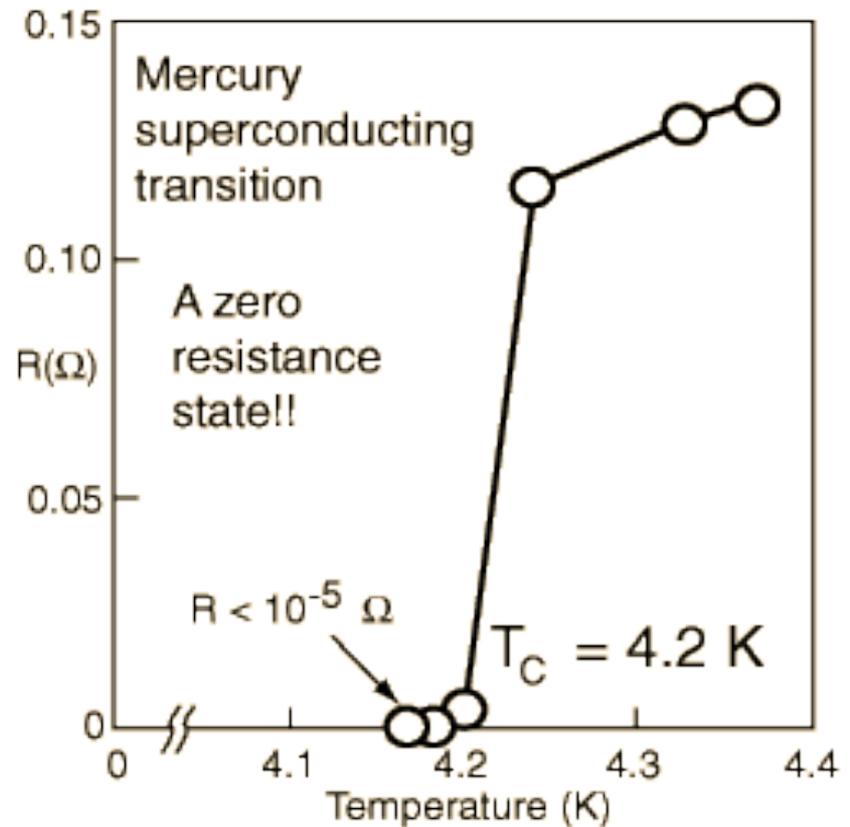
H. Kamerlingh Onnes



Vários metais se mantidos a temperaturas suficientemente baixas ($T < T_c$) são capazes de conduzir corrente elétrica sem qualquer voltagem aplicada

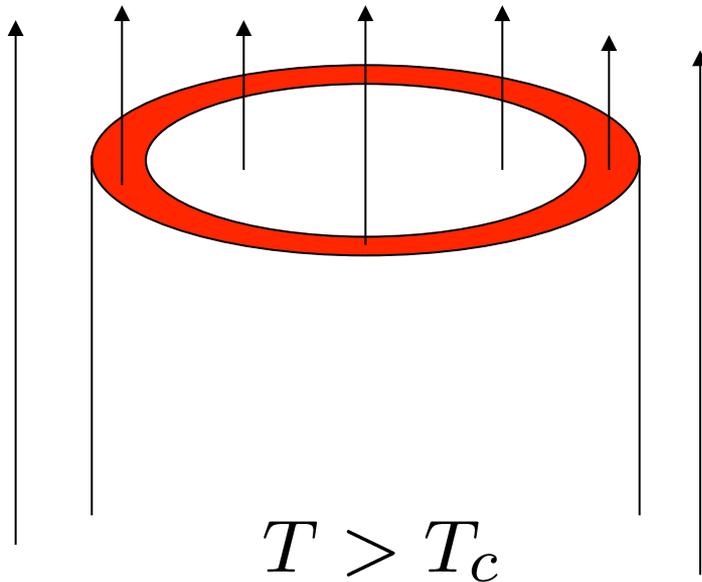


Fluido eletrônico escoa sem resistência elétrica



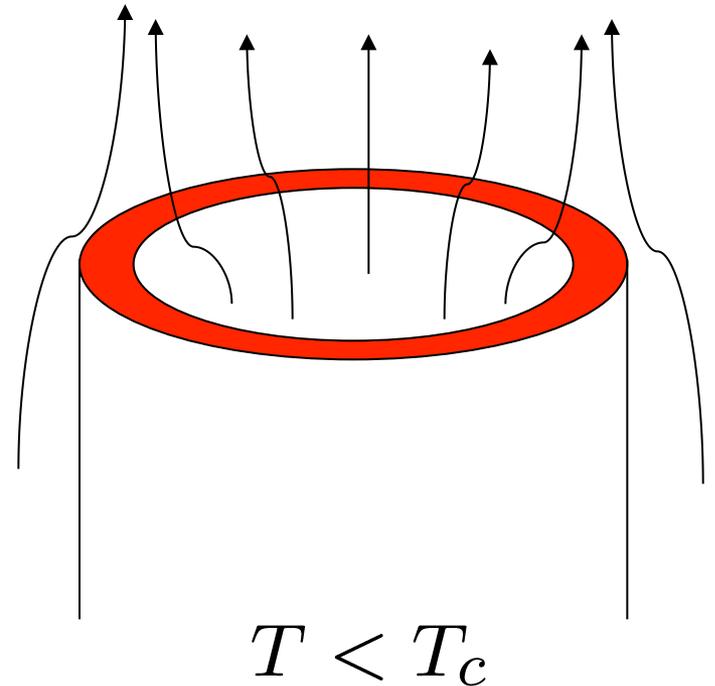
Duas propriedades que caracterizam a supercondutividade

- Efeito Meissner



$$\vec{B} \neq 0$$

dentro do metal normal

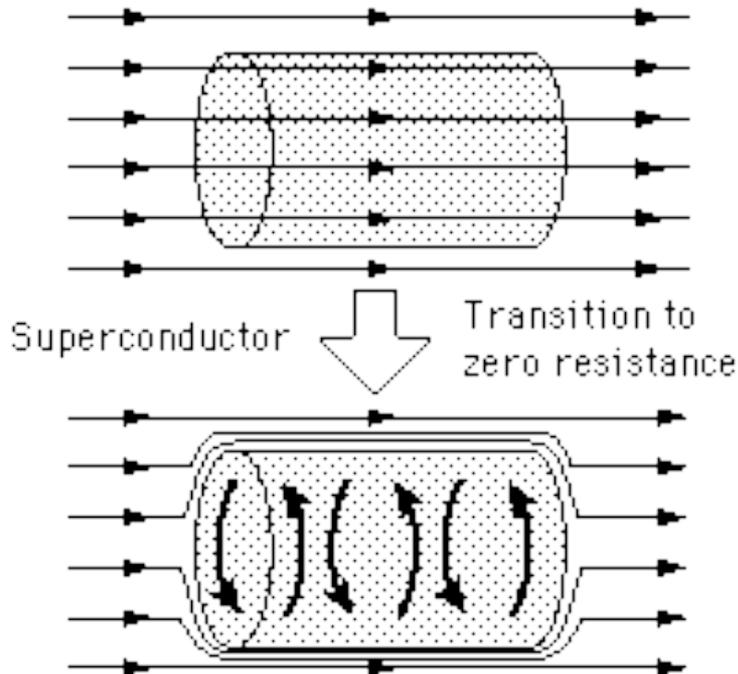


$$\vec{B} = 0$$

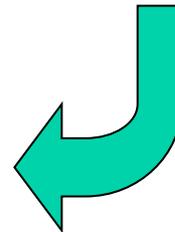
dentro do supercondutor

Acima da temperatura crítica o **campo magnético penetra** na amostra do metal na sua **fase normal**.

Reduzindo a temperatura abaixo da temperatura crítica as **linhas do campo magnético são expelidas** do interior do metal na sua **fase supercondutora**.



Corrente supercondutora é gerada e cria um campo magnético que anula o externo



Desta forma podemos encarar o **movimento eletrônico em um supercondutor** sujeito a um campo externo como o movimento de um **superfluido visto do referencial do recipiente girante**.

Momento linear de uma partícula do superfluido no referencial girante

$$\longrightarrow \vec{p}_i' = \vec{p}_i - m\vec{\omega} \times \vec{r}_i$$

Momento linear cinético de uma partícula do supercondutor na presença do campo magnético

$$\longrightarrow m\vec{v}_i = \vec{p}_i - e\vec{A}(\vec{r}_i)$$

Potencial vetor $\vec{A}(\vec{r}_i) = \frac{1}{2}\vec{B} \times \vec{r}_i \quad \longrightarrow \quad \vec{B} \leftrightarrow -2m\vec{\omega}/e$

O momento angular do fluido supercondutor

$$\longrightarrow \langle \vec{L} \rangle = \sum_i \vec{r}_i \times (\vec{p}_i - e \vec{A}(\vec{r}_i))$$

nos permite também definir a **fração supercondutora do fluido eletrônico**



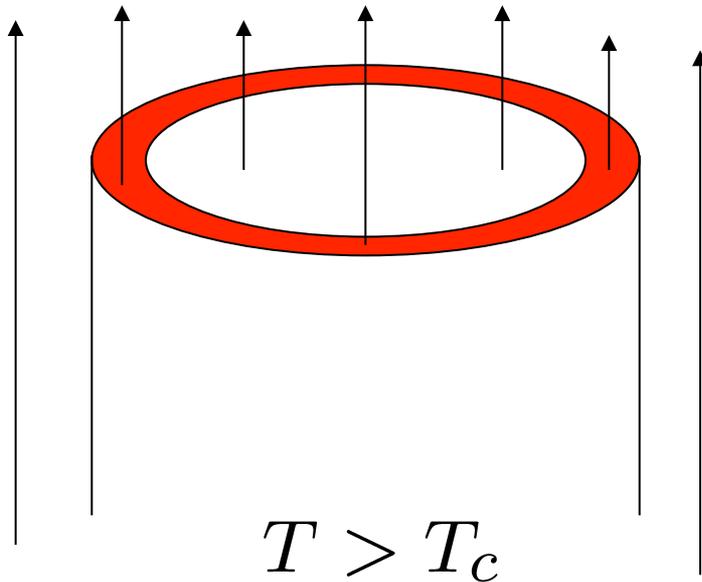
$$\vec{L}(T) = \frac{\rho_s(T)}{\rho} I_{cl}^{(el)} \vec{\omega}$$



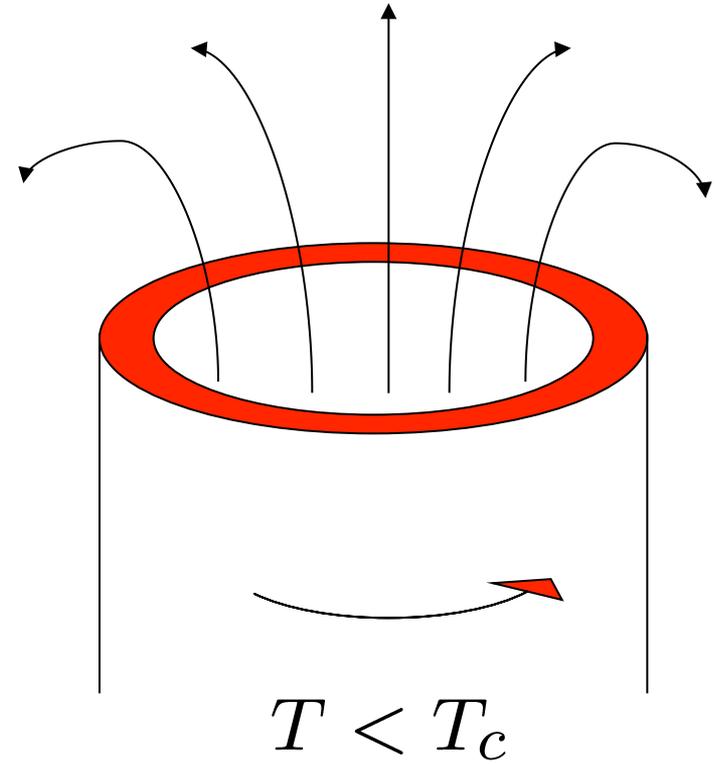
$$\rho_s(T) = \rho - \rho_n(T)$$

$$\rho_n \rightarrow 0, T \rightarrow 0 \quad e \quad \rho_n \rightarrow \rho, T \rightarrow T_c$$

- Corrientes persistentes



$$\vec{B}_{ext} \neq 0$$



$$\vec{B}_{ext} = 0$$

A temperatura é reduzida **abaixo da temperatura crítica** com o campo magnético ainda ligado e, então, **o campo é desligado**. O momento angular do sistema permanece

$$\vec{L}(T) = \frac{\rho_s(T)}{\rho} I_{cl}^{(el)} \vec{\omega}$$

Esta contribuição ao momento angular do sistema é devida à corrente persistente da componente supercondutora do fluido eletrônico;

estado metaestável do sistema

A abordagem fenomenológica

- **O modelo de dois fluidos** : determina a fração dos elétrons que seguem o movimento normal ou supercondutor

$$\vec{J} = \rho_s \vec{v}_s + \rho_n \vec{v}_n$$

- **Quantização da circulação** : determina o valor da corrente persistente

$$\oint \vec{v}_s \cdot d\vec{\ell} = n\kappa'_0 \quad ; \quad \kappa'_0 = h/m$$

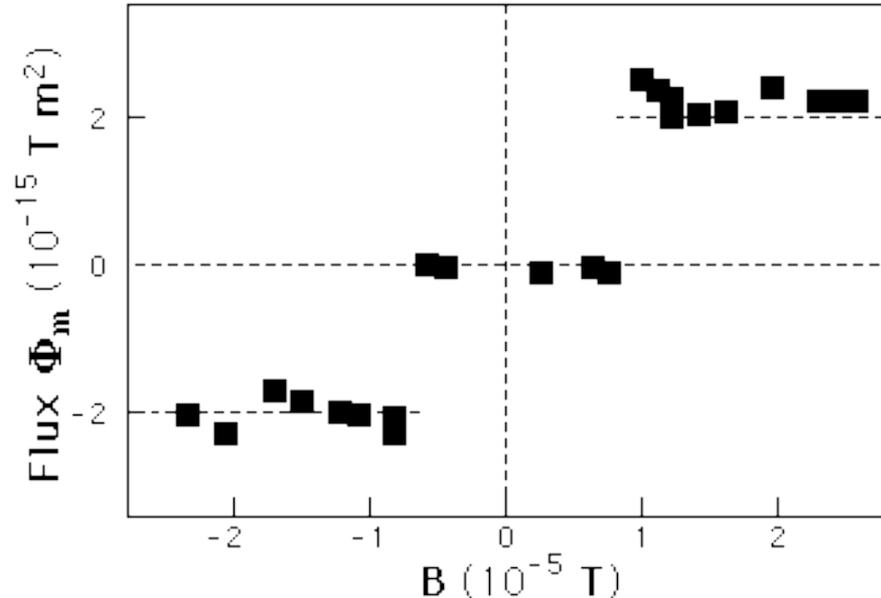
- **Barreiras de energia livre** entre estados com diferentes velocidades \longrightarrow **metaestabilidade das correntes persistentes.**

$$\exp -\Delta F/kT \leq 10^{-40} \text{ se } T \sim 2\text{K}$$

Em um supercondutor a quantização da circulação implica na **quantização do fluxo** do campo magnético no interior da casca cilíndrica

$$\oint \vec{A}(\vec{r}) \cdot d\vec{\ell} = \int \vec{B}(\vec{r}) \cdot d\vec{s} = n\phi_0 \quad \text{onde}$$

$\phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{Wb}$ é o **quantum do fluxo magnético**.



Quantized magnetic flux in a superconducting ring.
B. S. Deaver and W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett. 7,
43 (1961).

Comentários gerais

Tanto em **supercondutores** quanto em **superfluidos** um conceito de fundamental importância é o do **condensado!**

Função de onda (macroscópica) do **condensado**
(irmãos F. e H. London)

$$\psi(\vec{r}) = \sqrt{n_s(\vec{r})} \exp i\varphi(\vec{r})$$

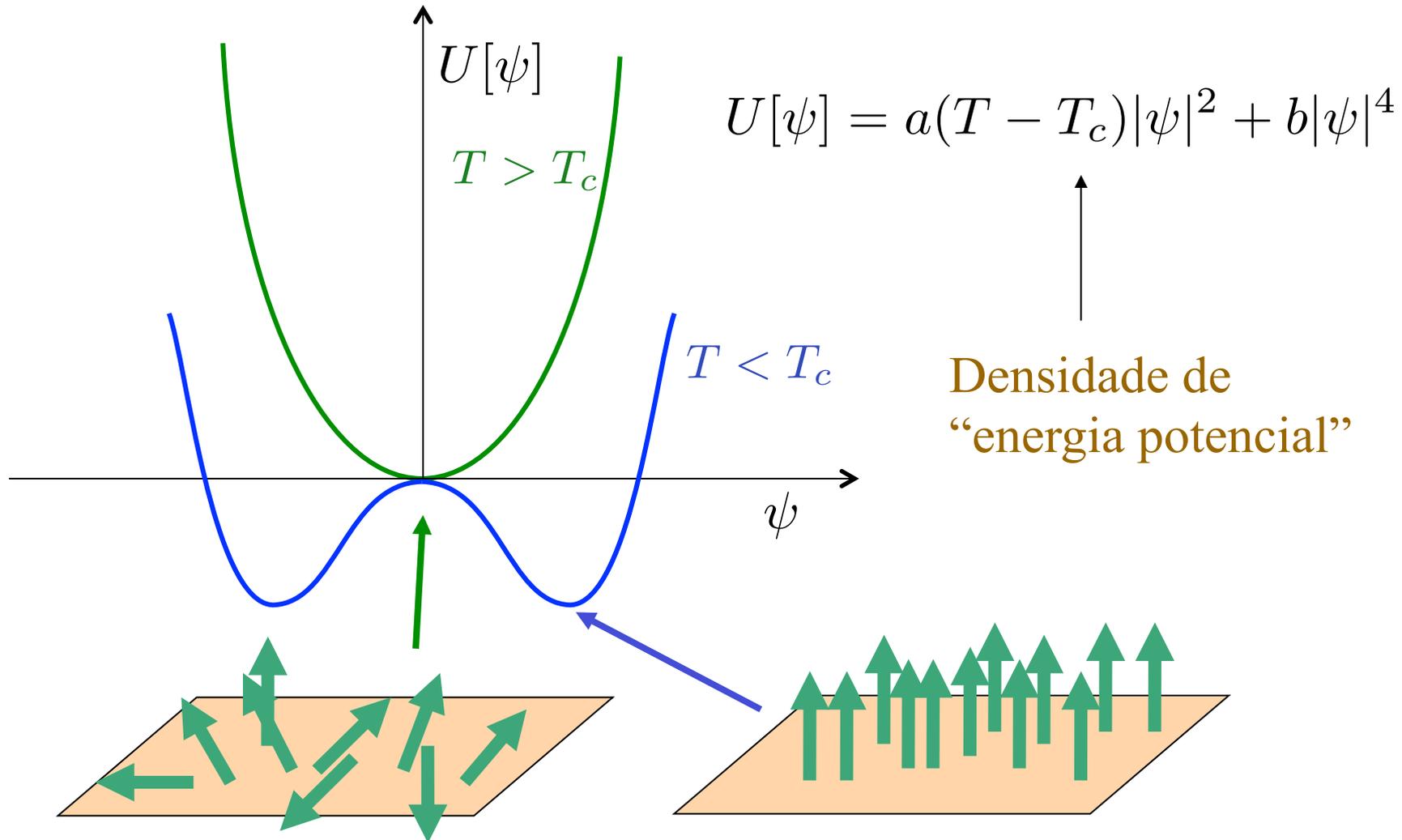
pode “justificar” a abordagem fenomenológica apresentada anteriormente.

Interpretada como um **parâmetro de ordem** (Ginzburg – Landau) amplia a formulação fenomenológica da supercondutividade.

Ordem de longo alcance e quebra espontânea da simetria de gauge.

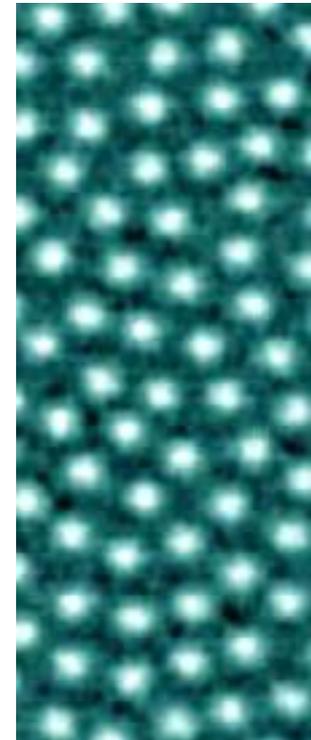
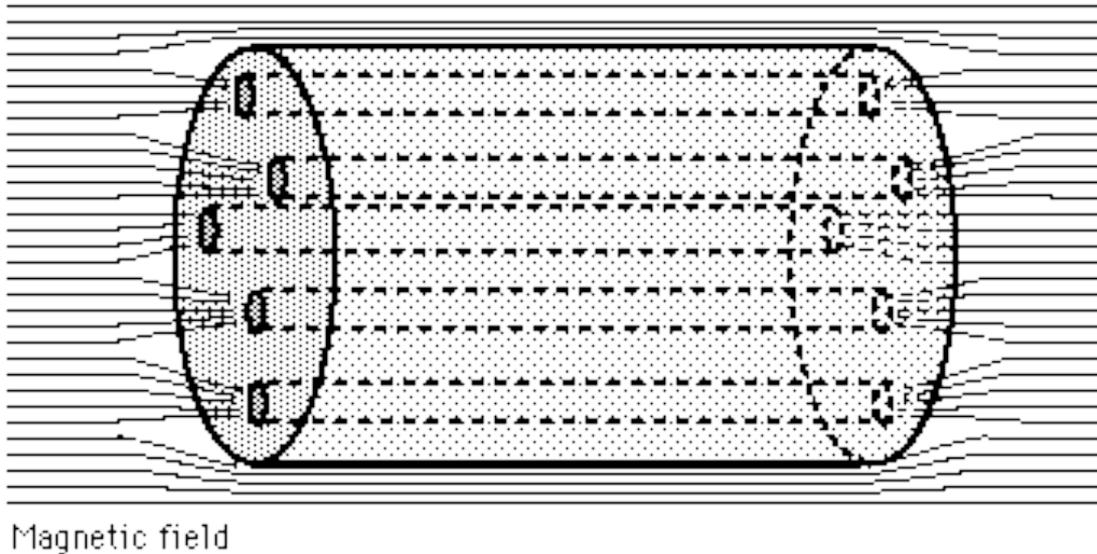
- Quebra espontânea de simetria

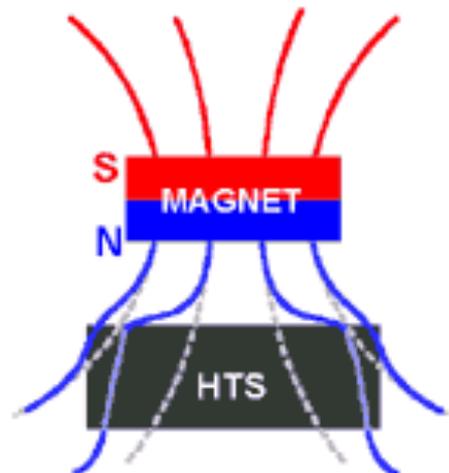
Ginzburg – Landau (analogia magnética)



A **Teoria de Ginzburg – Landau** foi usada por **Abrikosov** que previu a rede de vórtices nos **supercondutores do tipo II**.

Nos **supercondutores do tipo II** é energeticamente mais favorável a criação de uma **rede hexagonal de vórtices** (tubos contendo um **quantum de fluxo magnético**)



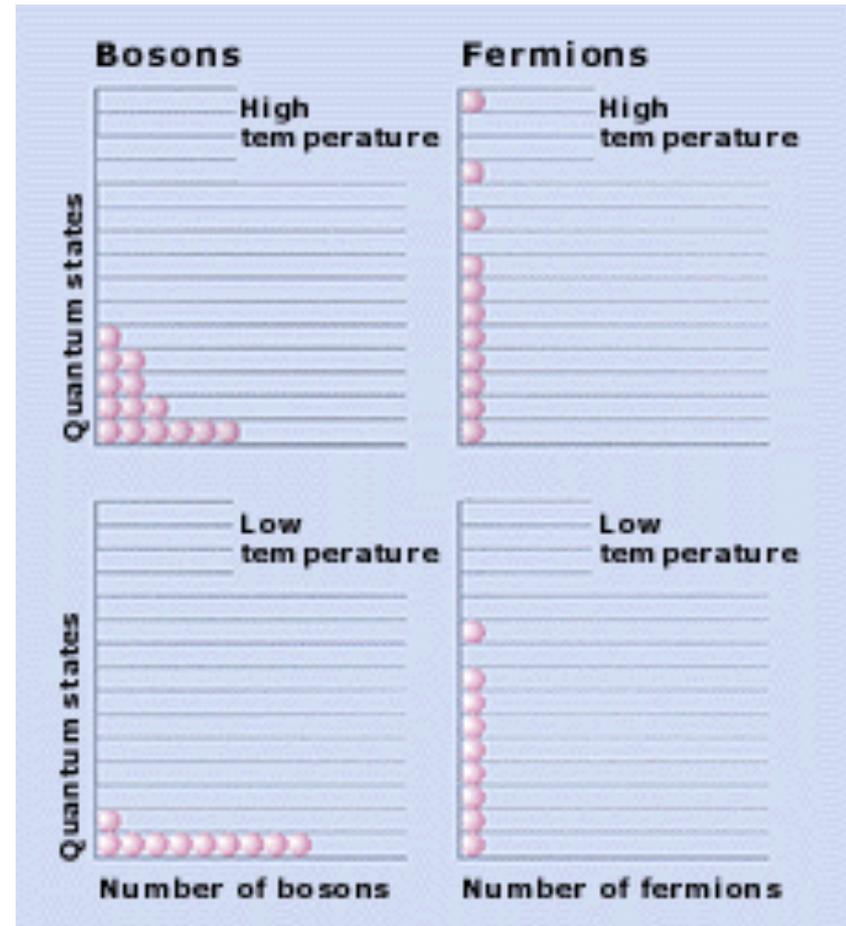


Breve incursão nos mecanismos microscópicos; ^4He , supercondutores e ^3He

Superfluidez e supercondutividade são fenômenos análogos que ocorrem com entes microscópicos com **propriedades estatísticas distintas**

Átomos de ^4He : **bósons**

Elétrons em metais : **férmions**



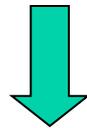
Bósons e a superfluidez do ^4He

A função de onda do condensado pode ser vista como a função de onda de uma partícula no **estado fundamental do sistema** normalizada pelo número total de partículas que o ocupam

$$\psi(\vec{r}) = \sqrt{n_s(\vec{r})} \exp i\varphi(\vec{r})$$

Condensação de Bose - Einstein \longleftrightarrow **Densidade superfluida**

$$\frac{\rho_s(T)}{\rho} = \frac{N_o(T)}{N}$$



Inércia rotacional não – clássica e modelo de 2 fluidos

Há **correntes persistentes** devido ao **movimento coerente em bloco** das partículas do condensado (**quebra de simetria de gauge**)

Velocidade superfluida $\vec{v}_s = \frac{\hbar}{m} \nabla \varphi(\vec{r})$

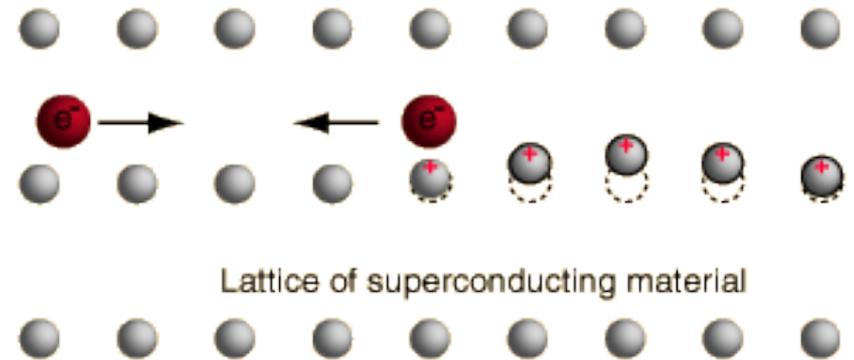
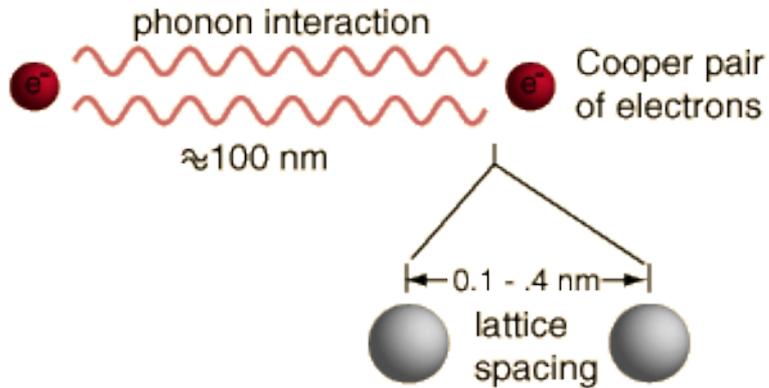
Entretanto as correntes persistentes **não são metaestáveis** no caso de bósons **não interagentes** devido à **compressibilidade infinita** do sistema

interação  metaestabilidade

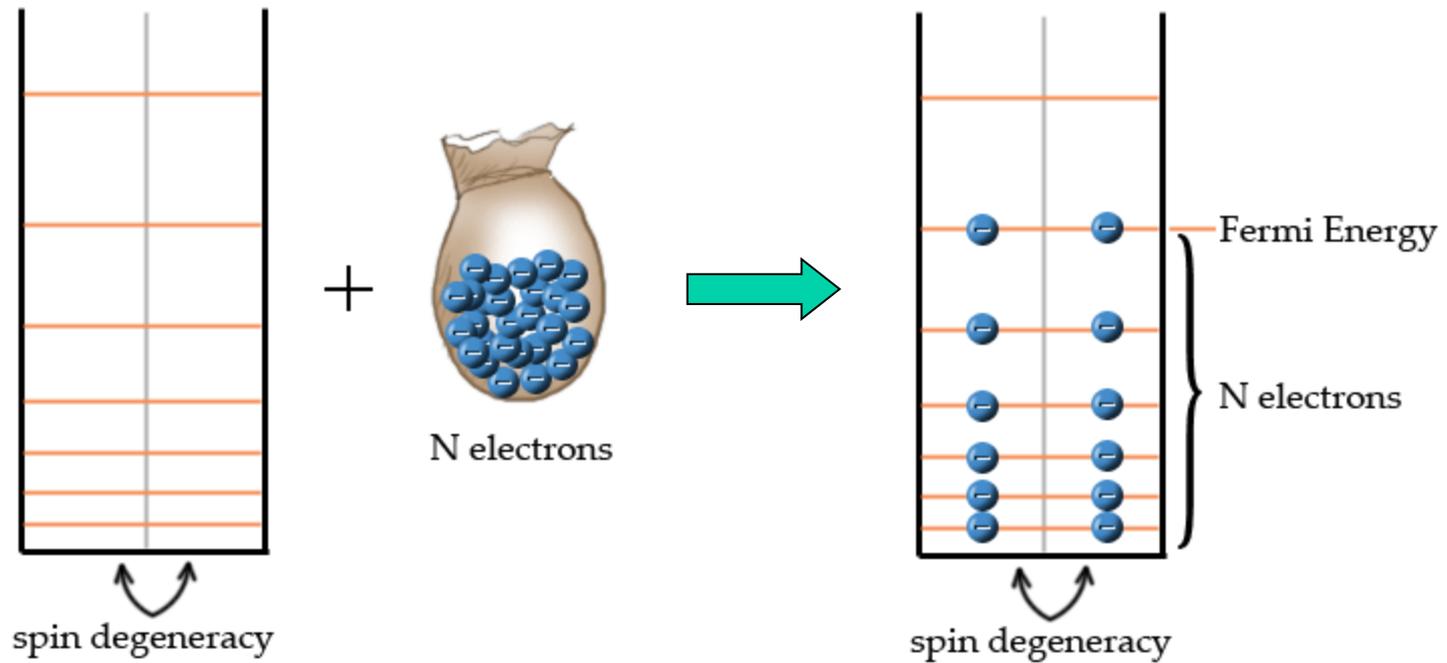
⁴He é um sistema fortemente interagente!

Férmions e a supercondutividade

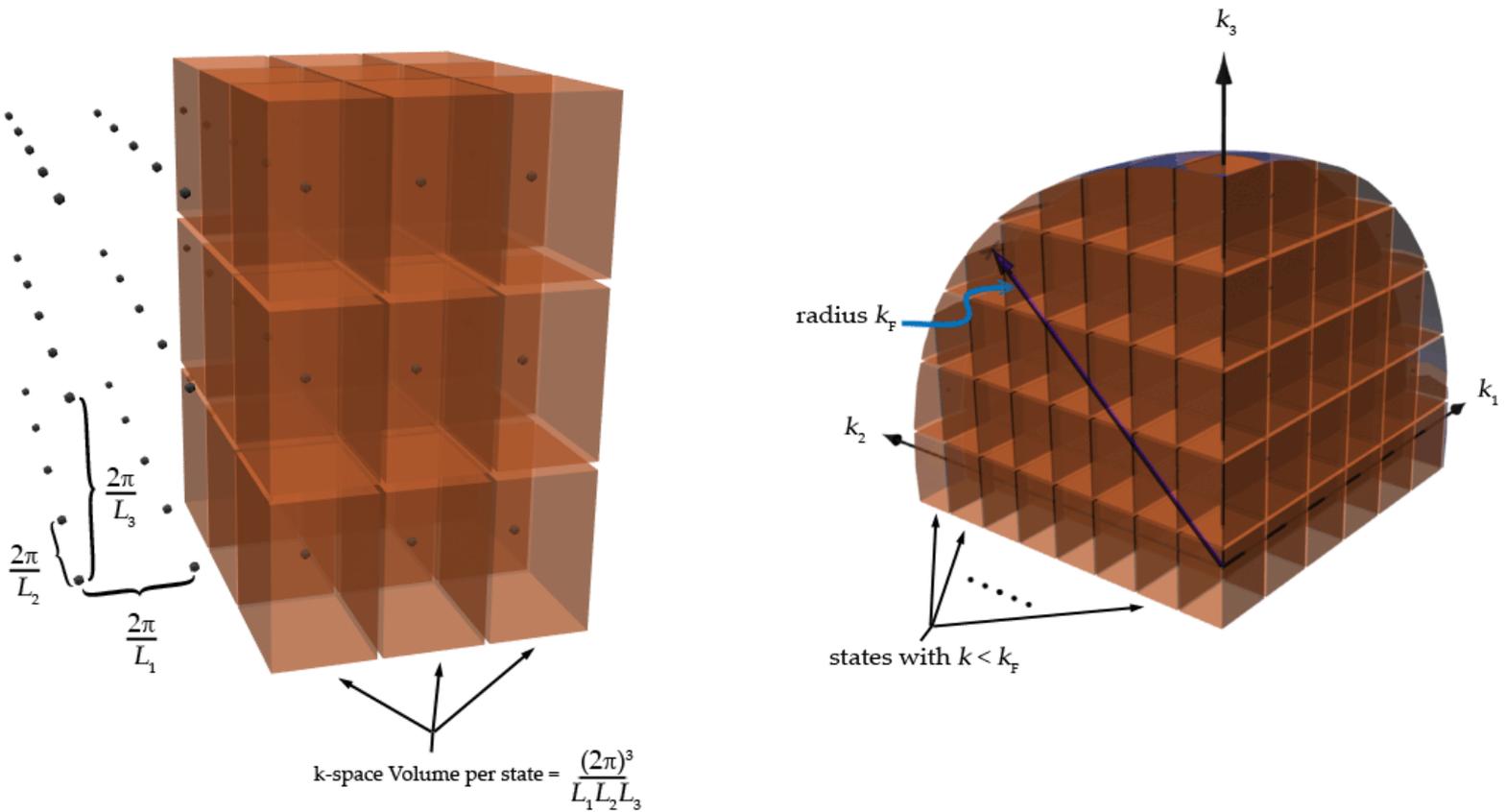
Como se obter um fenômeno análogo à **condensação de Bose – Einstein para férmions?**



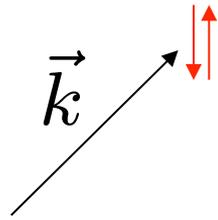
Estados acessíveis em uma caixa



Estados acessíveis no espaço 3 – D

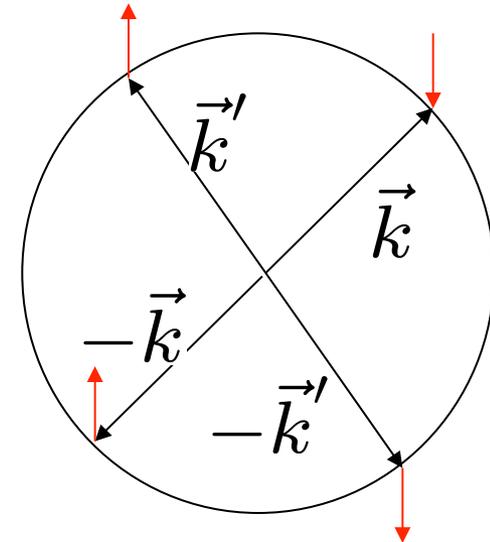


Estado eletrônico na **esfera de Fermi** é representado por

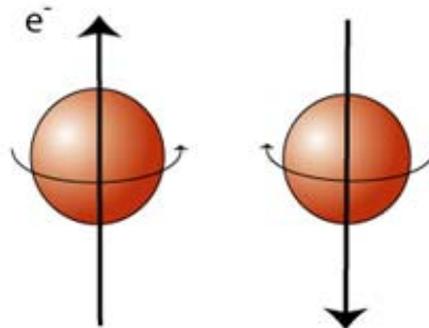


Momento linear eletrônico \vec{k}
spin “up” \uparrow
spin “down” \downarrow

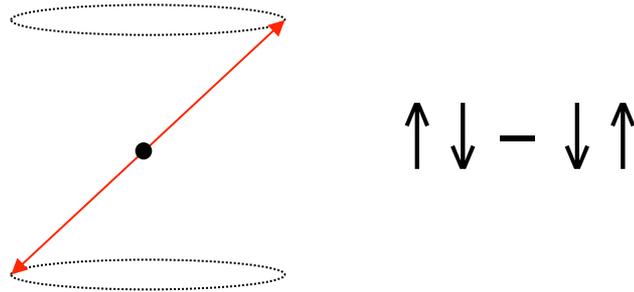
Atração efetiva entre elétrons é mais intensa entre os de **spins** e **momentos lineares opostos** na superfície de Fermi



Par de Cooper
(bóson)



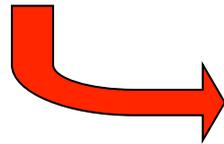
Emparelhamento do Cooper se dá em um estado **singleto de spin**



Interação efetiva entre os elétrons é modelada como **constante** próximo à superfície de Fermi (**Cooper**)



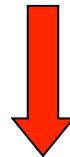
$$V_{\vec{k}\vec{k}'} = -V$$



ψ_{par}



estado ligado



Ansatz BCS: $\Psi_0 =$ produto de ψ_{par}

(J. Bardeen, L. N. Cooper e J. R. Schrieffer)

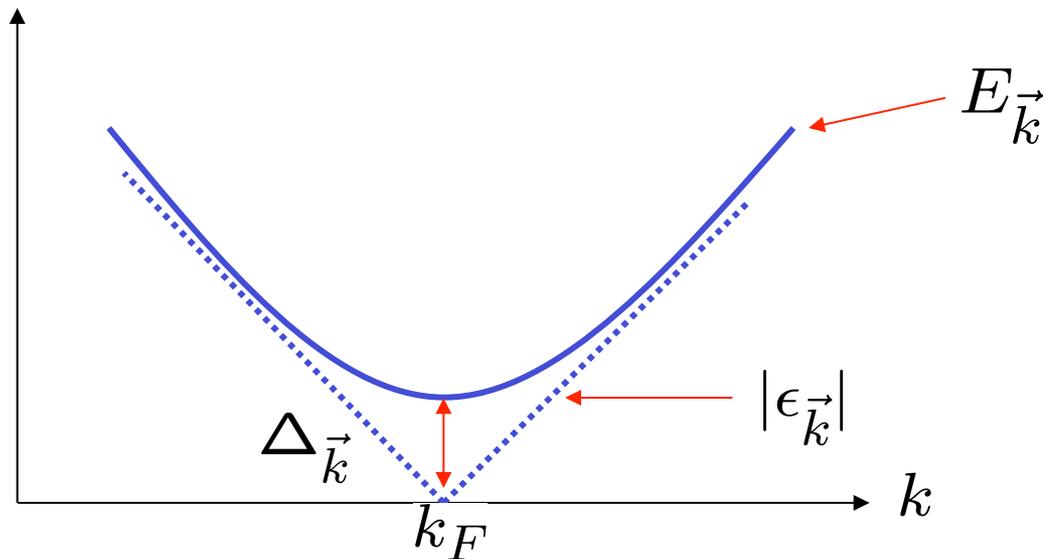
Ψ_0 \longleftrightarrow Formação de um “gap” de energia no espectro das excitações eletrônicas do sistema.

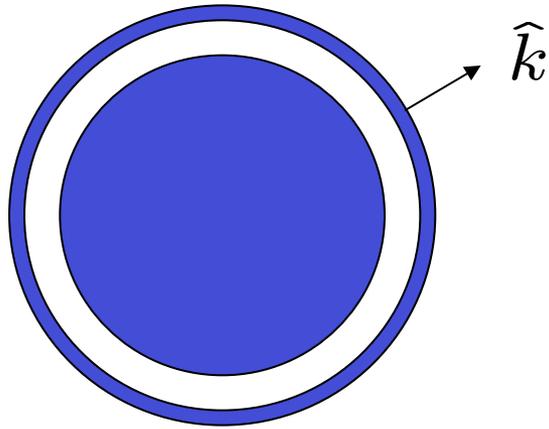
Espectro sem interação

$$\epsilon_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2}{2m}(k^2 - k_F^2)$$

Espectro com interação

$$E_{\vec{k}} = \sqrt{\epsilon_{\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}}^2}$$



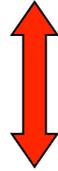


Gap é **isotrópico**



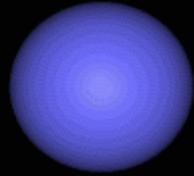
ψ_{par}

é um estado de $l = 0$ (**onda s**)



Estado fundamental do sistema é um **condensado de pares**

Gap  **Função de onda do condensado**



S

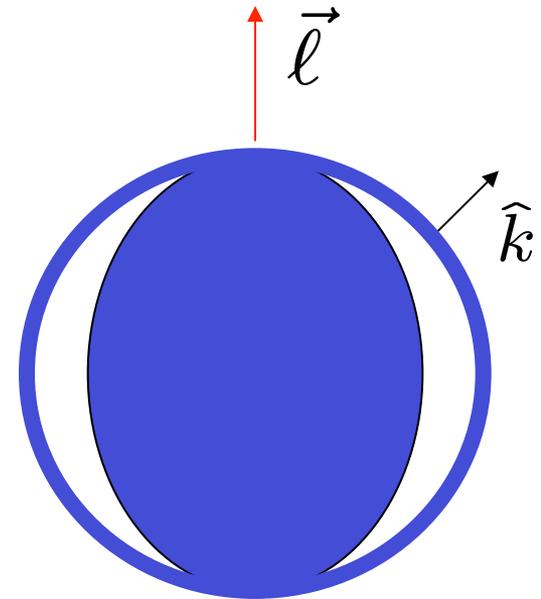
Conjectura: **gap anisotrópico** pois em geral

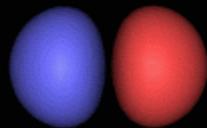
$$V_{\vec{k}\vec{k}'} = \sum_{l=0}^{\infty} V_l(k, k') P_l(\cos \theta)$$

Diferentes canais de momento angular $l \neq 0$

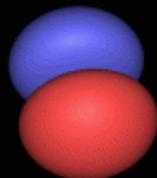
$V_l < 0$ é o mais atrativo \longrightarrow par com o l correspondente

gap com simetria de **onda p** \longrightarrow

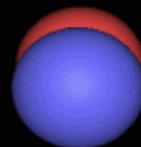




p_x



p_y



p_z

função de onda total deve ser **antissimétrica**

l par \longrightarrow ψ_{spin} antissimétrica

l ímpar \longrightarrow ψ_{spin} simétrica

^3He : o candidato natural para o **emparelhamento com $l \neq 0$**

Os átomos do ^3He são **férmions**, interagem via potencial de **van der Waals (atrativo)** e têm “**caroço duro**” ($l \neq 0$)



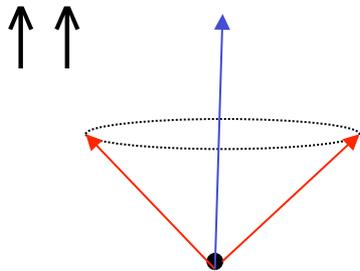
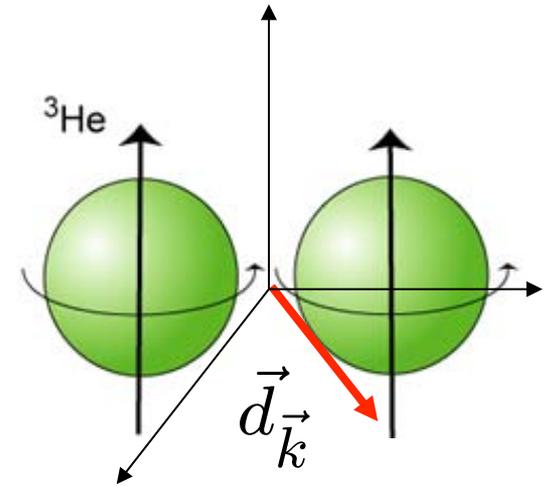
Efeitos importantes

- Líquido de Fermi
- Flutuação de spin (troca de paramagnons)

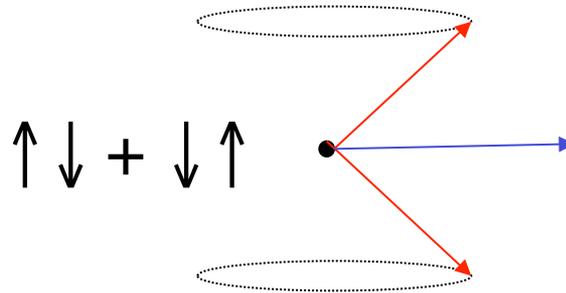
Estabilização de $l = 1$ e $s = 1$



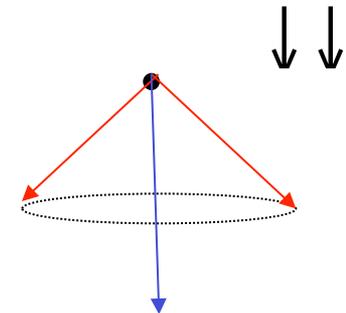
Função de onda de spin é um **triplete**



$$S = 1, M_S = 1$$



$$S = 1, M_S = 0$$



$$S = 1, M_S = -1$$

Generalização da teoria BCS

$$\Delta_{\vec{k}} = \begin{pmatrix} -d_{\vec{k}}^{(u)} + id_{\vec{k}}^{(v)} & d_{\vec{k}}^{(w)} \\ d_{\vec{k}}^{(w)} & d_{\vec{k}}^{(u)} + id_{\vec{k}}^{(v)} \end{pmatrix}$$

$\vec{d}_{\vec{k}}$ \rightarrow é um vetor ao longo do qual a **componente do spin total** do estado condensado é **nula**.

$$\Delta_{\vec{k}} \Delta_{\vec{k}}^\dagger = (\vec{d}_{\vec{k}} \cdot \vec{d}_{\vec{k}}^*) \mathbf{1} \quad \rightarrow \quad E_{\vec{k}} = \sqrt{\epsilon_{\vec{k}}^2 + |\vec{d}_{\vec{k}}|^2}$$

Parâmetro de ordem A_{ij} \rightarrow $d_{\vec{k}}^{(i)} = \sum_j A_{ij} \hat{k}_j$

Duas fases importantes

Fase A ou ABM (Anderson e Morel, 1961, e Anderson e Brinkman, 1973) ou ainda **ESP** (equal spin pairing).

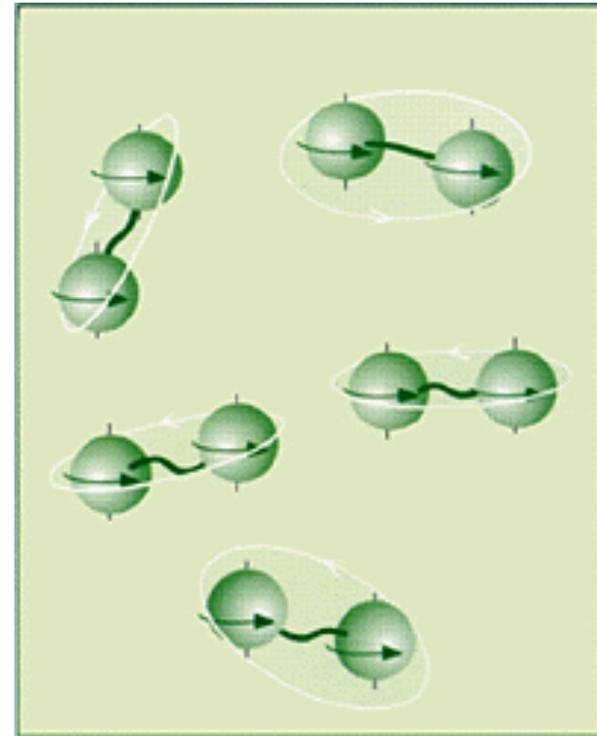
$$\vec{d}_{\vec{k}} = \Delta_{\vec{k}}^{ESP} (0, \hat{k}_x + i\hat{k}_y, 0)$$

Fase B ou BW (Balian e Werthamer, 1963)

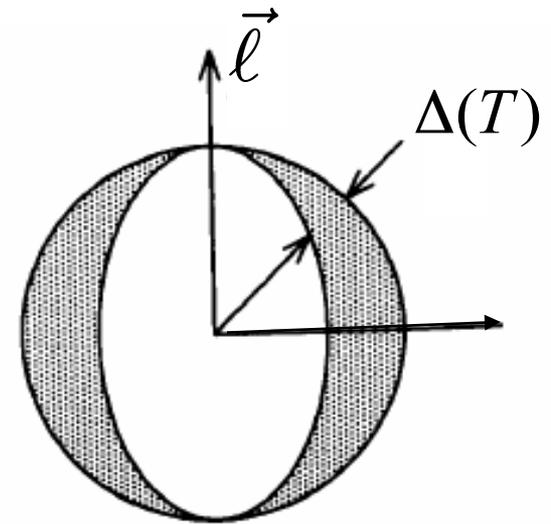
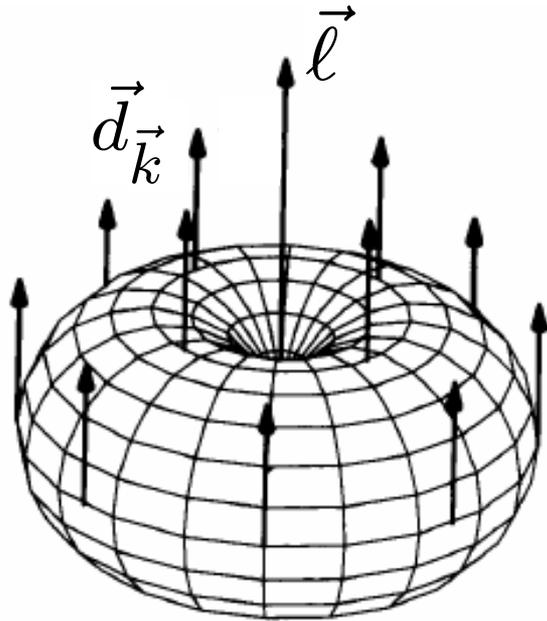
$$\vec{d}_{\vec{k}} = \Delta_{\vec{k}}^{BW} (\hat{k}_x, \hat{k}_y, \hat{k}_z)$$

Qual é a mais estável?

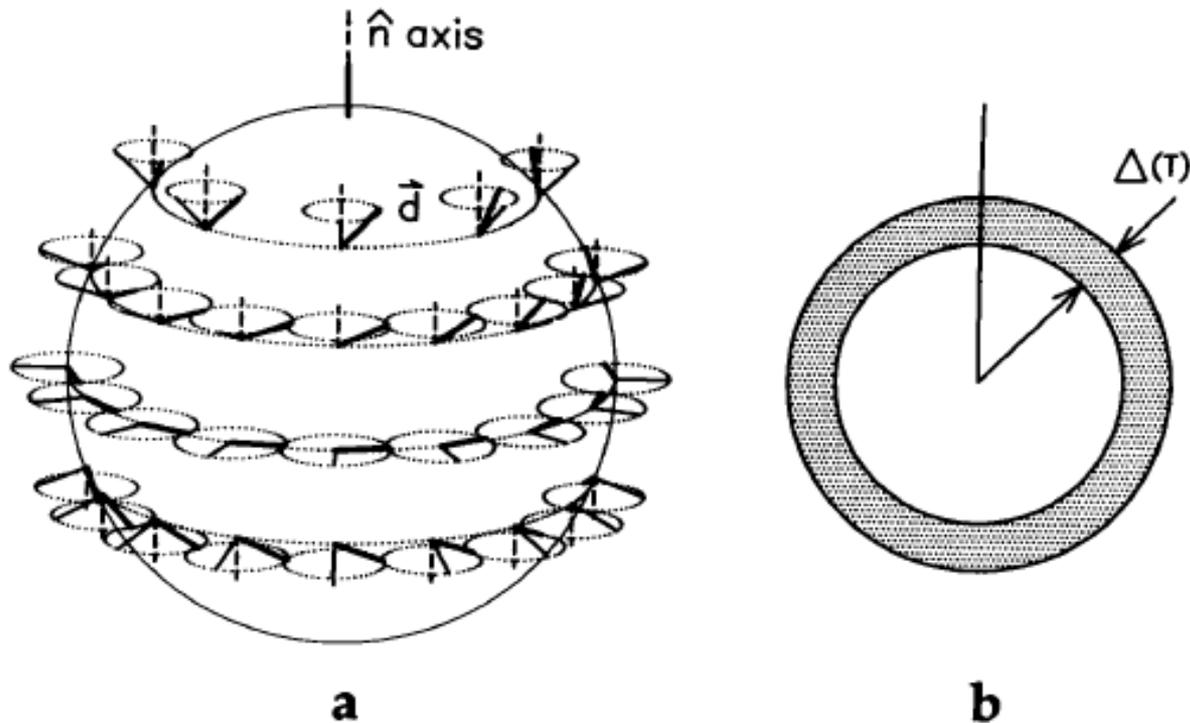
A fase B é energeticamente mais favorável que a A, $F_A > F_B$, mas a inclusão das **flutuações de spin** pode estabilizar a fase A.



A fase A tem simetria quebrada: direções privilegiadas $\vec{\ell}$ e $\vec{d}_{\vec{k}}$
com orientação relativa arbitrária (simetria spin-órbita)



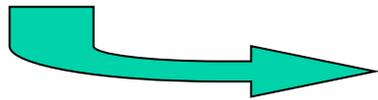
A **fase B** é **isotrópica**. Mas, girando $\vec{d}_{\vec{k}}$ de um ângulo θ em torno de um eixo fixo \hat{n} a **energia do sistema não muda**. A fase B pode ser caracterizada por \hat{n} e θ .



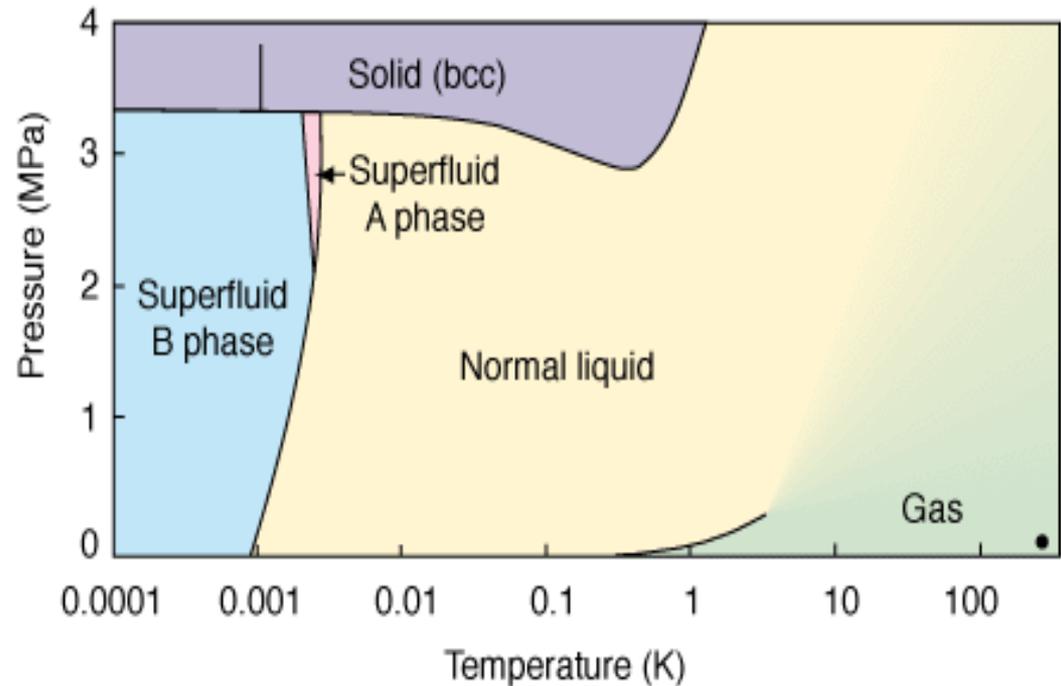
As fases superfluidas do ^3He

A superfluidez do ^3He

O diagrama de fase do ^3He



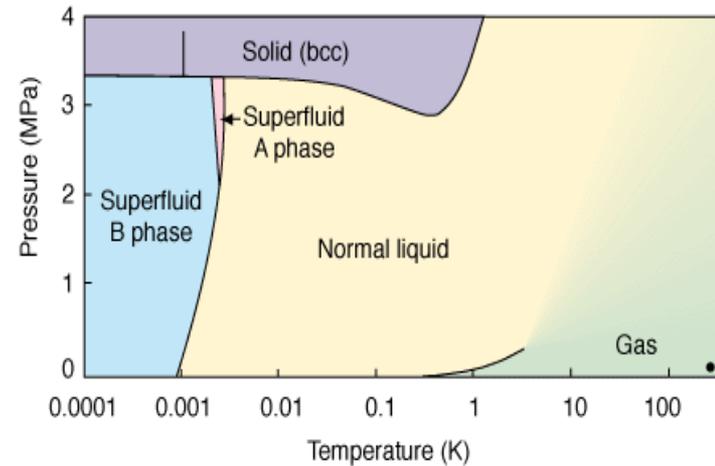
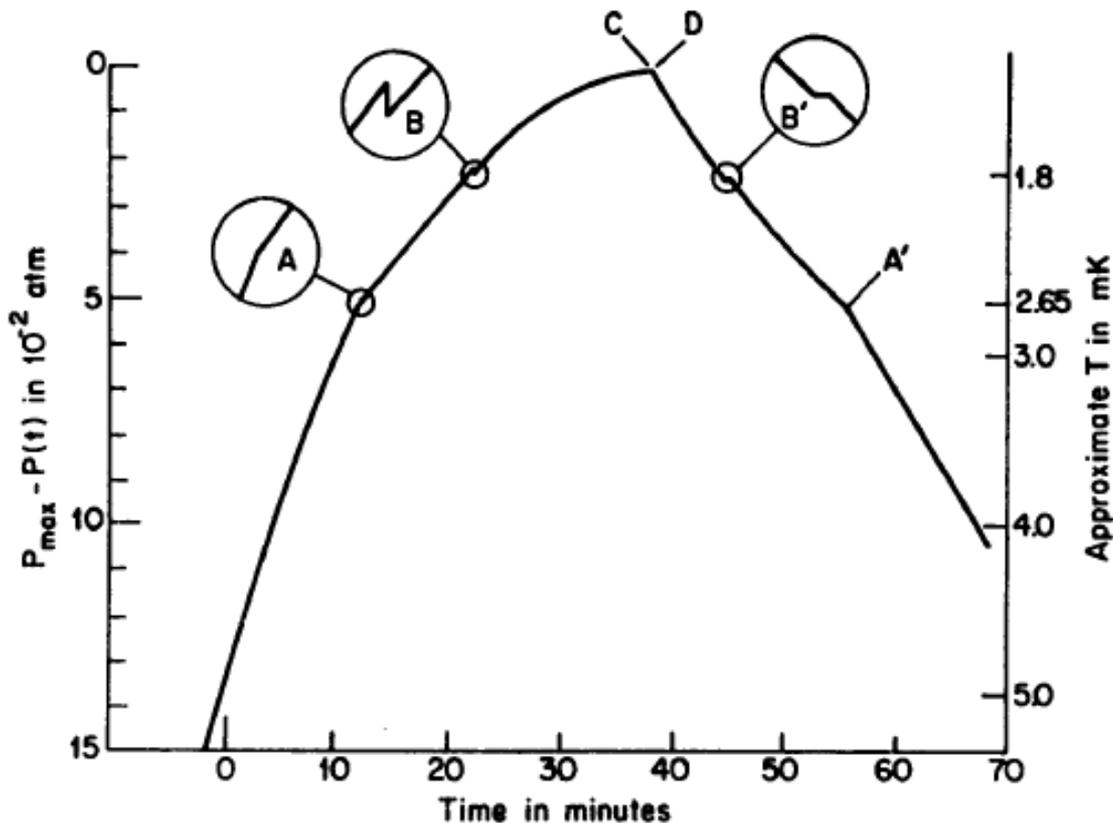
Abaixo de $T_c \sim 3 \text{ mK}$ e $p = 35 \text{ atm}$ o ^3He também apresenta uma fase líquida **superfluida**



Curva de compressão e descompressão ao longo da linha de fusão entre as fases sólida e líquida do ^3He .

Transição de 2^{a} ordem para a fase A e de 1^{a} ordem para a fase B durante a compressão e descompressão.

- Transições na fase sólida ou líquida?
- Realmente fases A e B previstas?

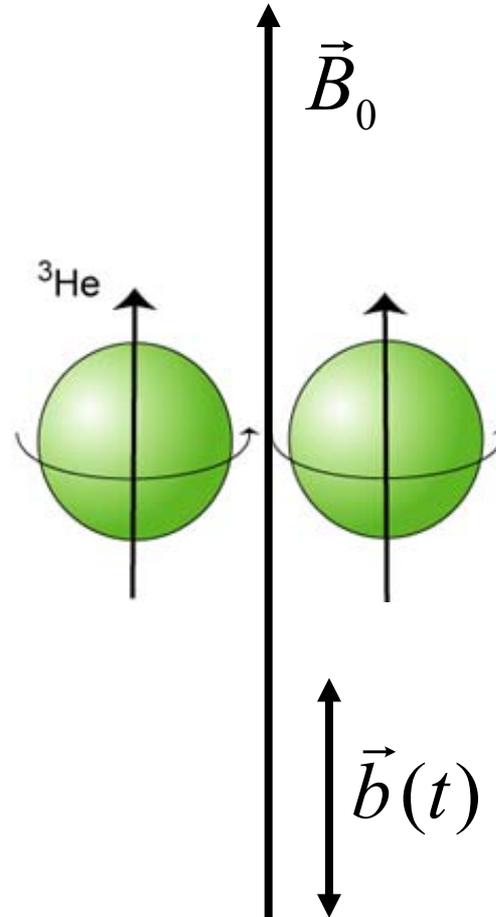
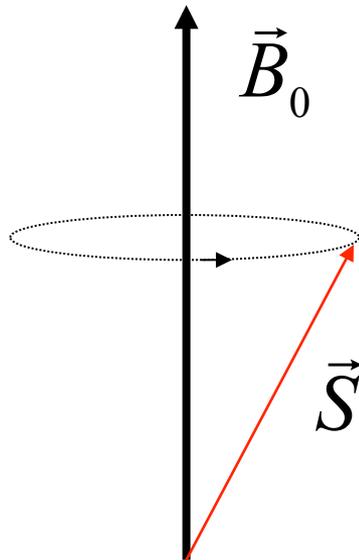


Resultados de NMR – Nuclear Magnetic Resonance (Ressonância Magnética Nuclear)

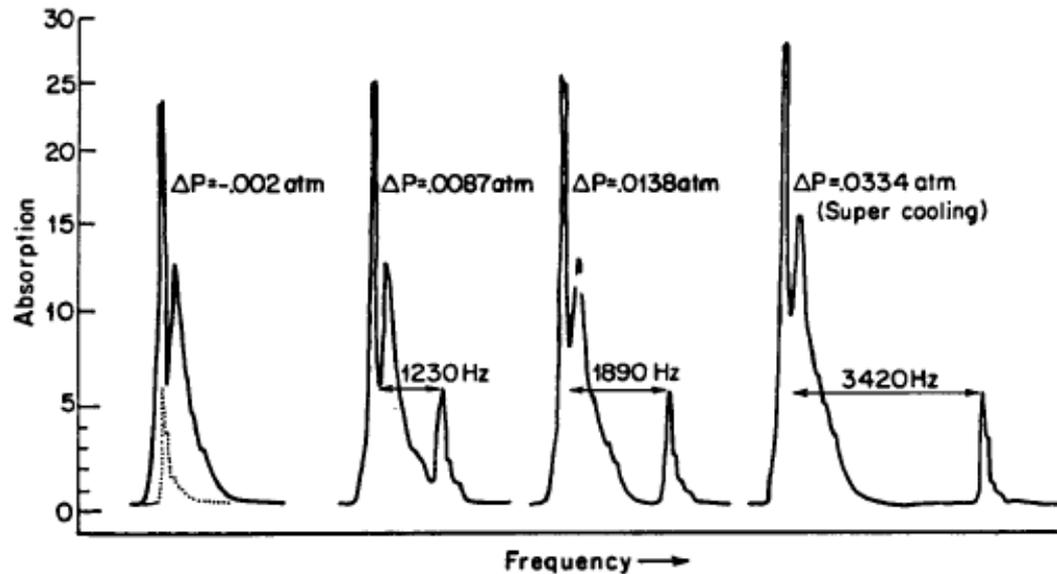
(D. M. Lee, D. D. Osheroff e R. C. Richardson)

Medida da susceptibilidade
magnética dinâmica:

Absorção de energia

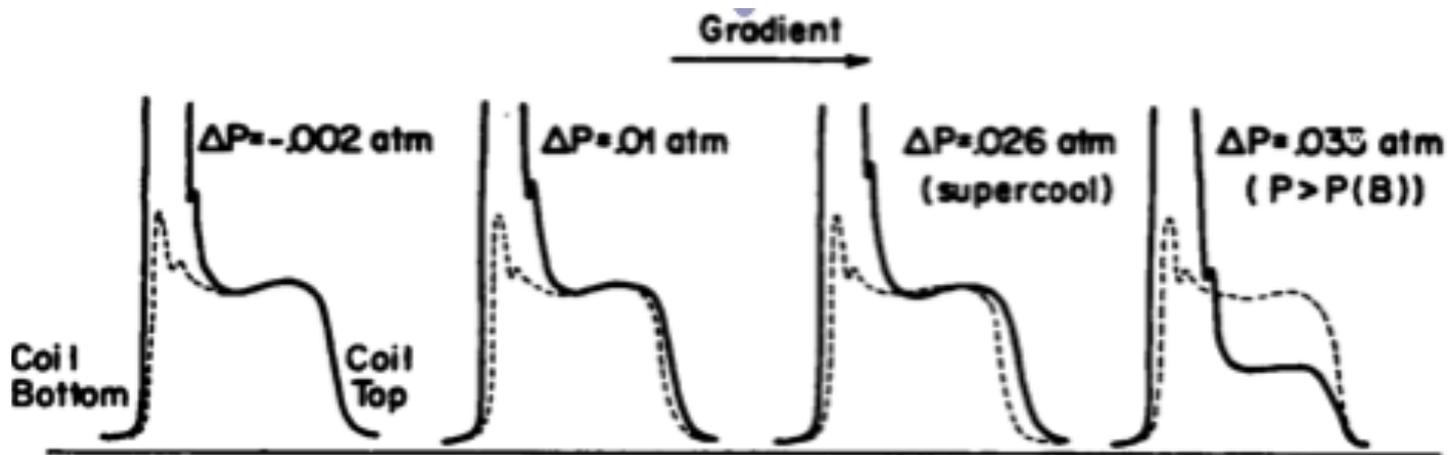


Resultados de NMR – Nuclear Magnetic Resonance (Ressonância Magnética Nuclear)



- **Fase líquida** pois há drástica **redução do sinal** comparado ao da fase sólida
- **Fase A conserva a área** sob a curva e apresenta **deslocamento inesperado** na frequência de ressonância
- **Fase B** apresenta **redução da área** sob a curva e **ausência de deslocamento** na frequência de ressonância

Resultados de NMR – Nuclear Magnetic Resonance (Ressonância Magnética Nuclear)

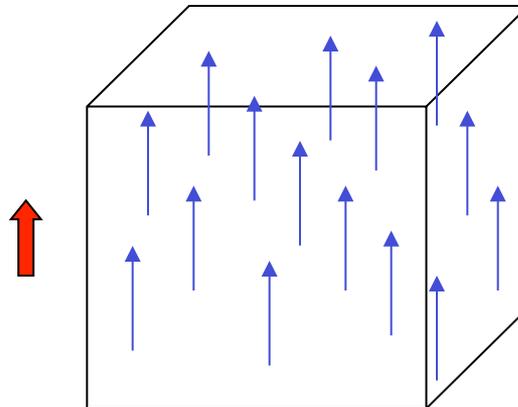


- **Fase líquida** pois há drástica **redução do sinal** comparado ao da fase sólida
- **Fase A conserva a área** sob a curva e apresenta **deslocamento inesperado** na frequência de ressonância
- **Fase B** apresenta **redução da área** sob a curva e **ausência de deslocamento** na frequência de ressonância

Explicação

O condensado superfluido magnifica a **interação dipolar** entre os spins nucleares (**efeito extremamente pequeno na fase normal**) através da “**SBSOS**”; **spontaneously broken spin – orbit symmetry** (quebra espontânea de simetria spin-órbita). Este efeito **quebra as degenerescências** existentes nas duas fases superfluidas.

Efeito análogo ao da presença de um **campo magnético extremamente pequeno** em uma amostra de **material na fase ferromagnética**.



Fase A

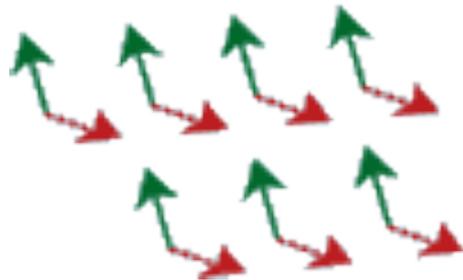
$$F_D^{ABM} = -\frac{3}{5}g_D(T) \left[1 - 3(\hat{d} \cdot \hat{l})^2 \right] \longrightarrow \vec{\ell} \parallel \vec{d}$$

Fase B

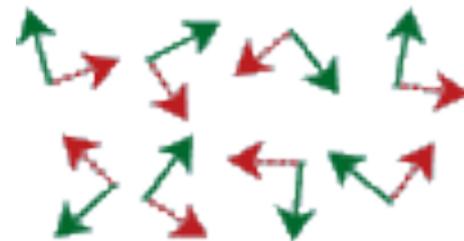
$$F_D^{BW} = \frac{4}{5}g_D(T) \left[\cos \theta + 2 \cos^2 \theta + \frac{3}{4} \right] \longrightarrow \theta = 104^\circ$$

$$g_D(T) \approx 10^{-3} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \text{ ergs/cm}^3$$

Phase A



Phase B

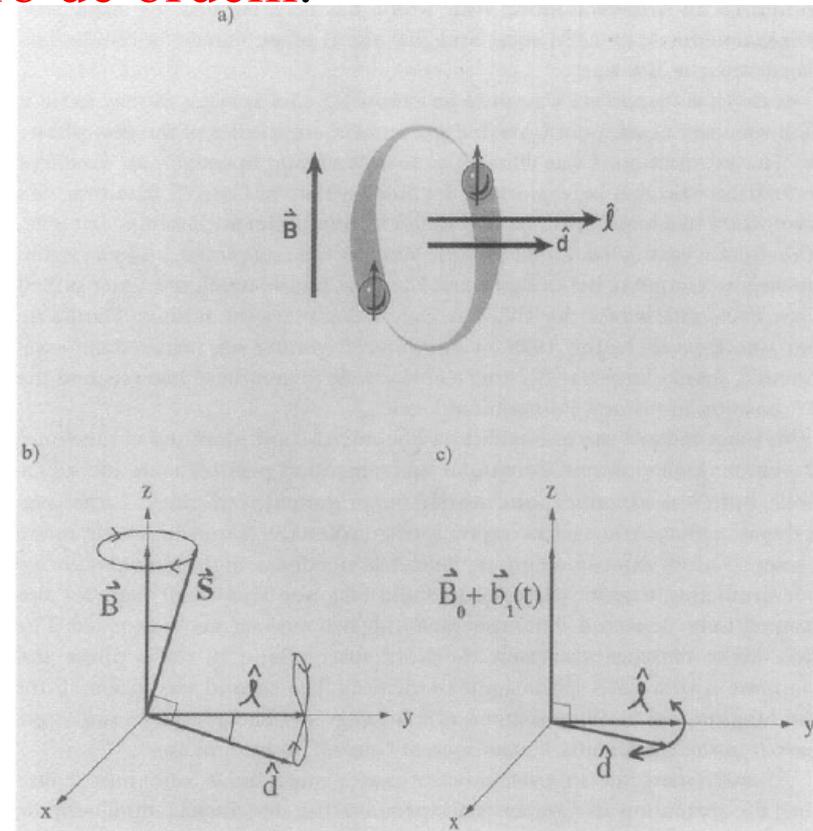


As equações da dinâmica de spin

A. J. Leggett mostrou que os resultados inesperados da experiência de NMR podiam ser explicados pelo fenômeno de **SBSOS** através do conjunto de equações que relacionam o **spin** do par de Cooper com o seu **parâmetro de ordem**.

$$\dot{\vec{S}} = \gamma_n \vec{S} \times \vec{H}(t) + \vec{R}_D$$

$$\dot{\vec{d}}_{\vec{k}} = \vec{d}_{\vec{k}} \times \gamma_n [\vec{H}(t) - \gamma_n \chi^{-1} \vec{S}]$$



Fase A

O torque dipolar assume uma forma simples

$$\vec{R}_D(T) = \frac{6}{5}g_D(T)(\vec{d} \times \vec{\ell})(\vec{d} \cdot \vec{\ell}) \longrightarrow \omega^2 = \gamma_n^2 H_o^2 + \Omega_y^2$$

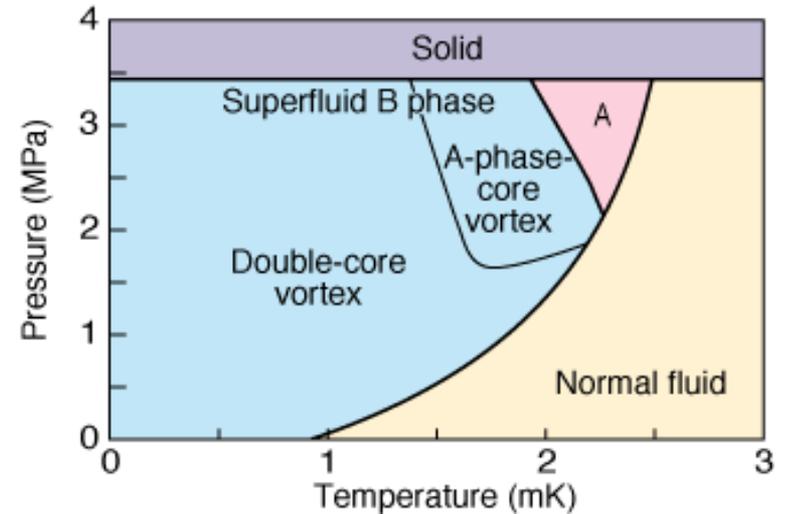
Entretanto **não há mudança** no valor da **susceptibilidade magnética estática** da fase A

Fase B

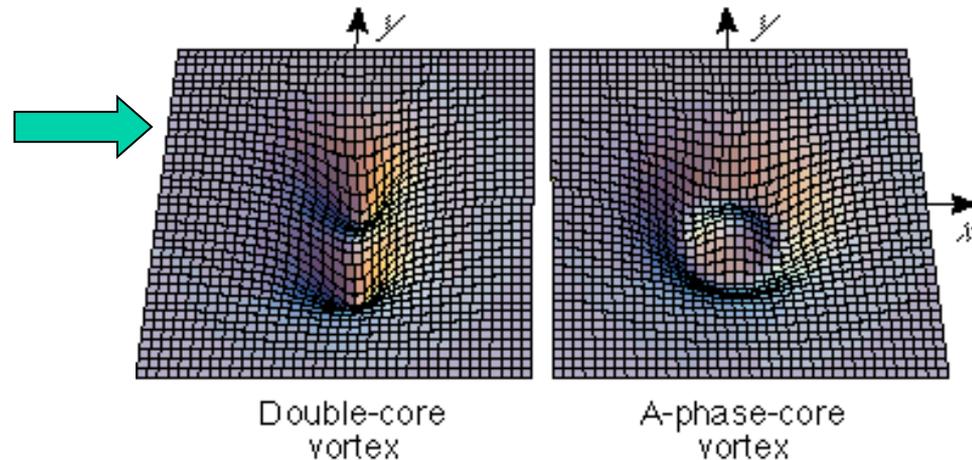
Não há mudança na frequência de precessão. Muda apenas a intensidade do pico; **redução da susceptibilidade magnética estática.**

A **estrutura do parâmetro de ordem** do ^3He nos fornece vários tipos de vórtices

Diagrama de fase do ^3He em **rotação**



Possíveis **vórtices** na fase **B**
O **vórtice duplo** é interpretado como dois **semi-vórtices**



Vórtices na fase A dependem da velocidade crítica e campo magnético. **Texturas e defeitos topológicos.**

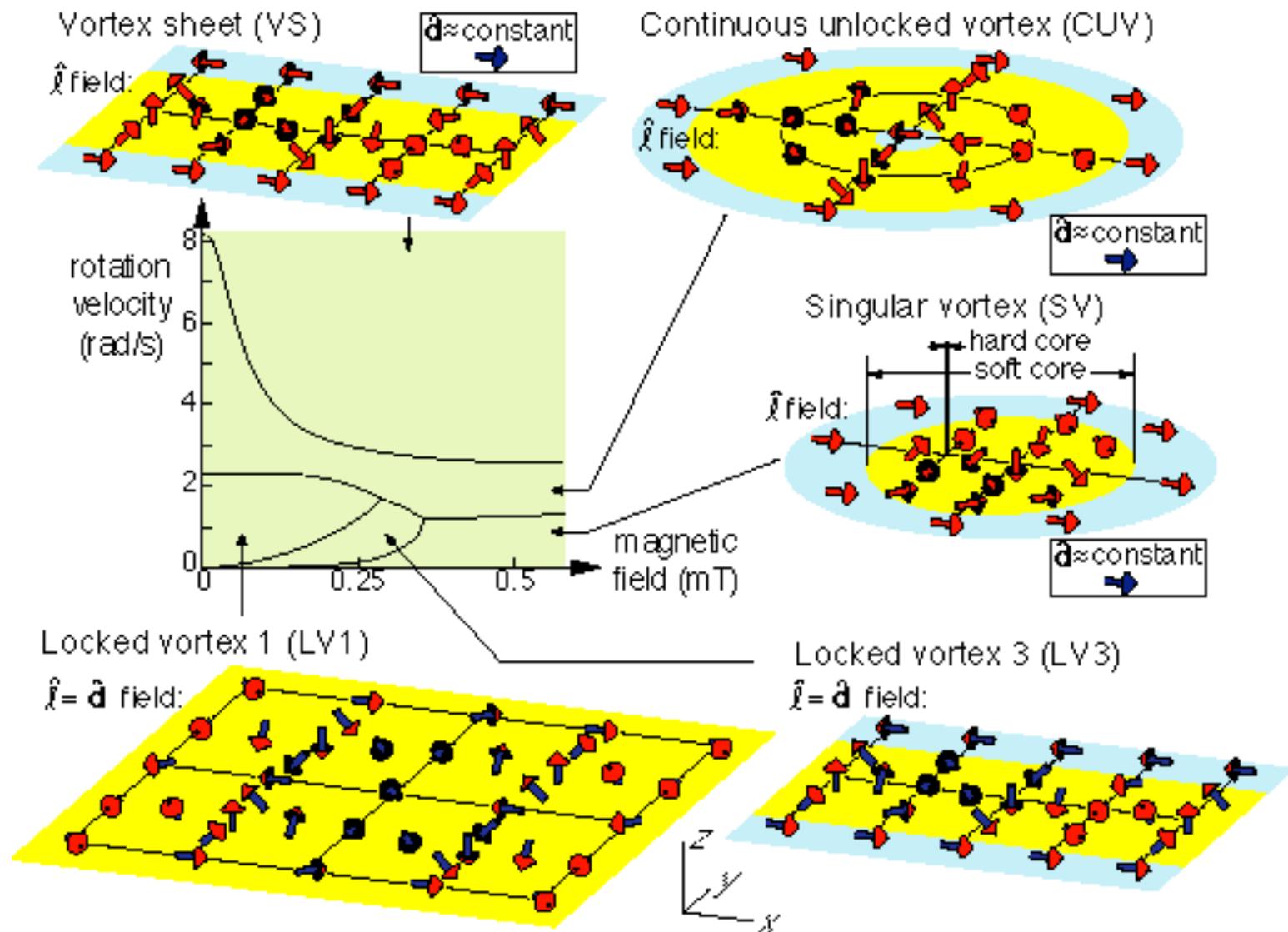
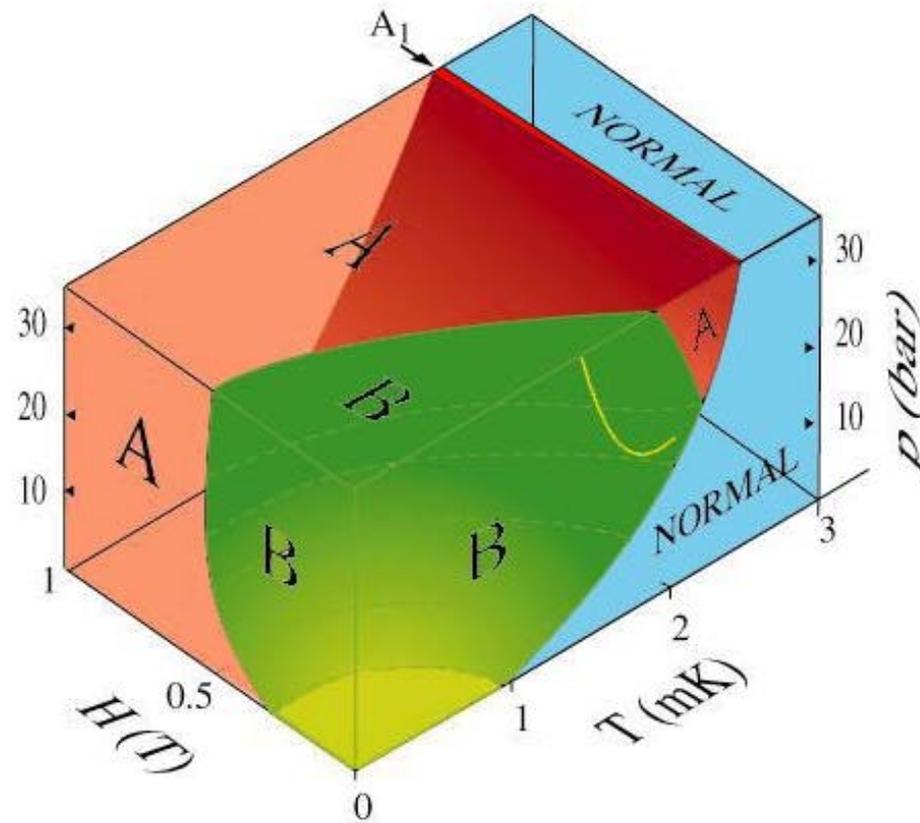
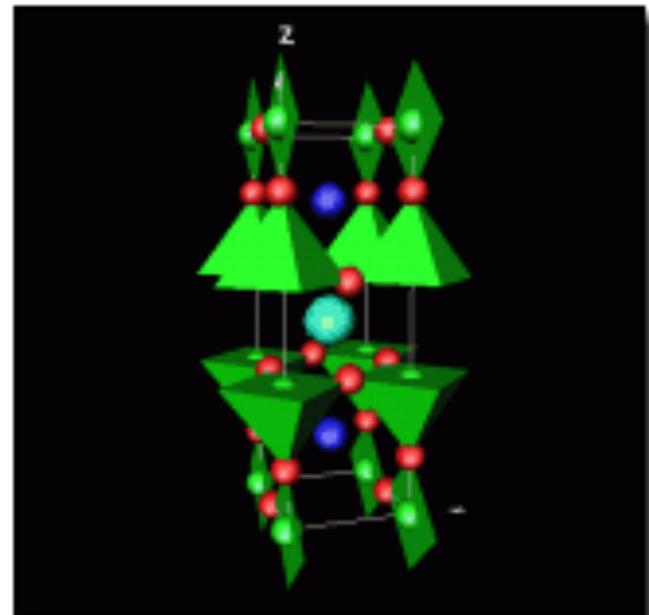
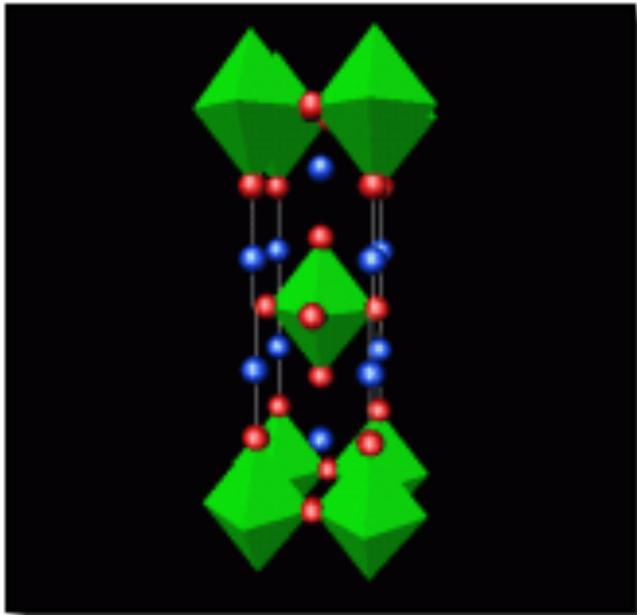


Diagrama de fase do ^3He na presença de campo magnético externo:
formação da fase A_1



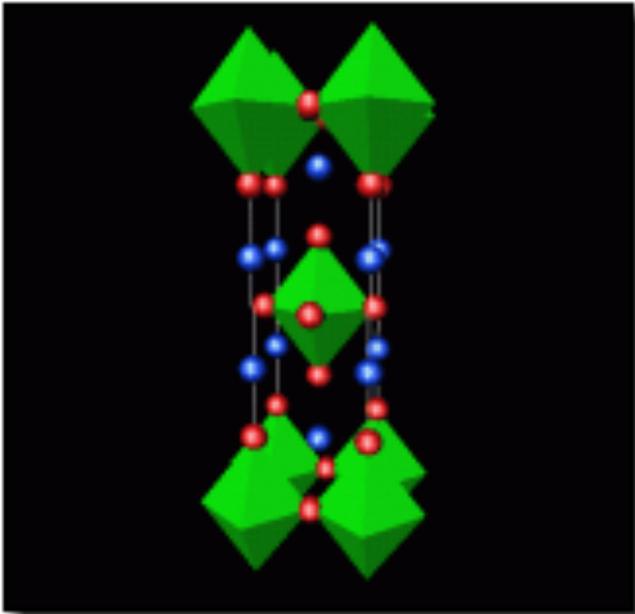
Os supercondutores de alta T_c

- Novos supercondutores (K. A. Müller e G. J. Bednorz)

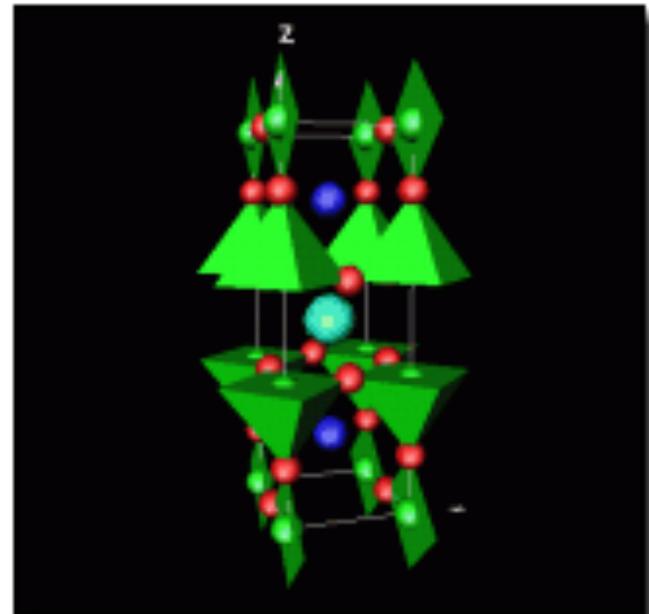


Os supercondutores de alta T_c

- Novos supercondutores (K. A. Müller e G. J. Bednorz)

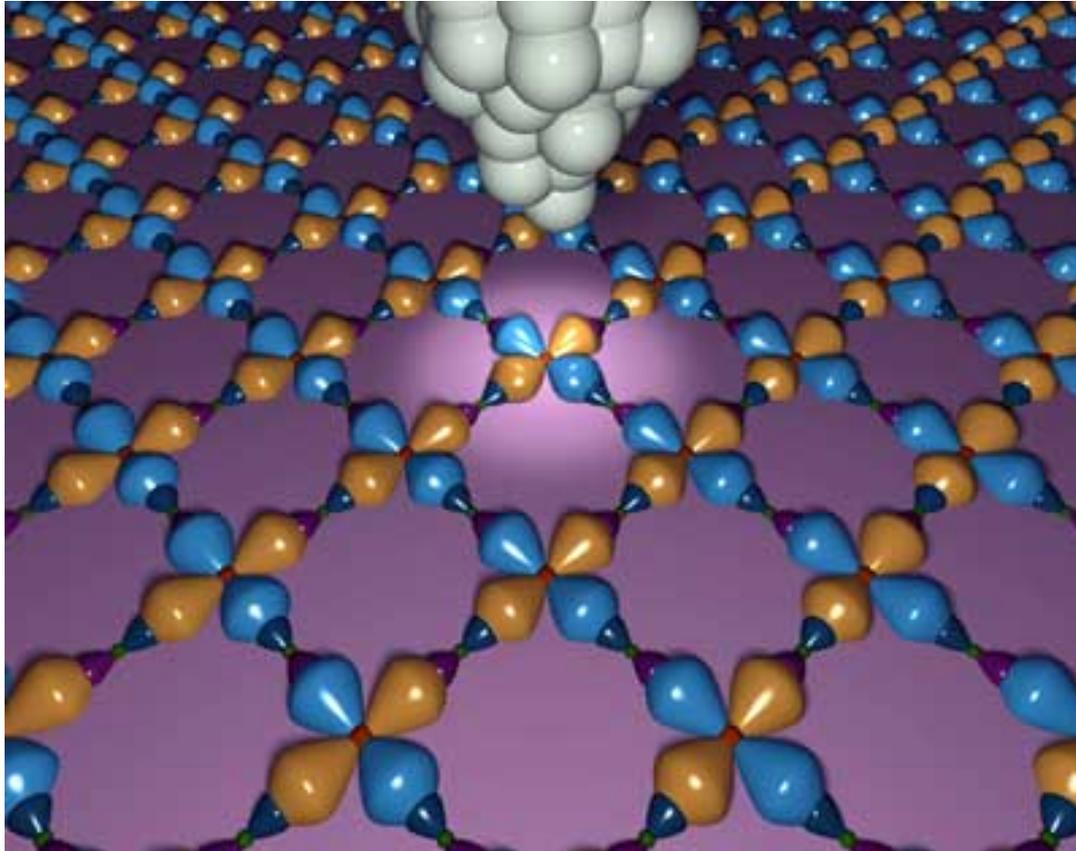


● Cu ● O

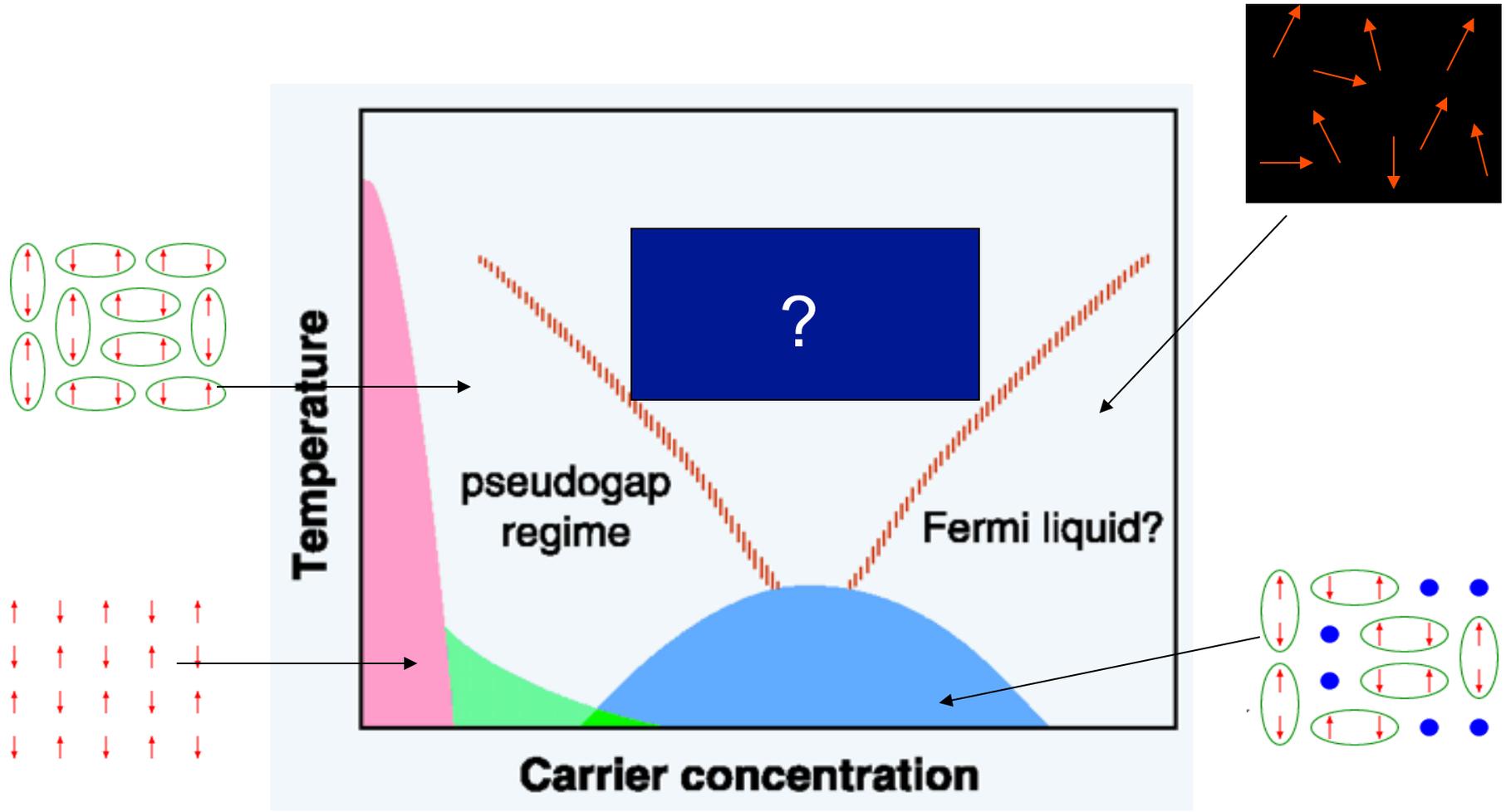


● Ba ou La ● Y

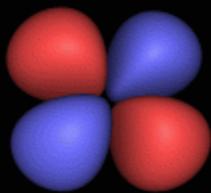
- Planos de CuO



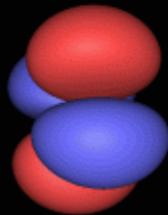
- Diagrama de fase



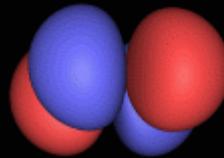
$\uparrow \downarrow - \downarrow \uparrow$



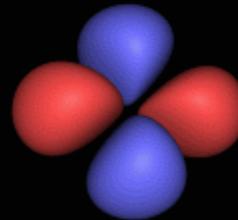
d_{xy}



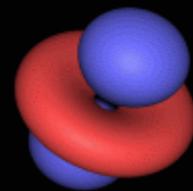
d_{xz}



d_{yz}



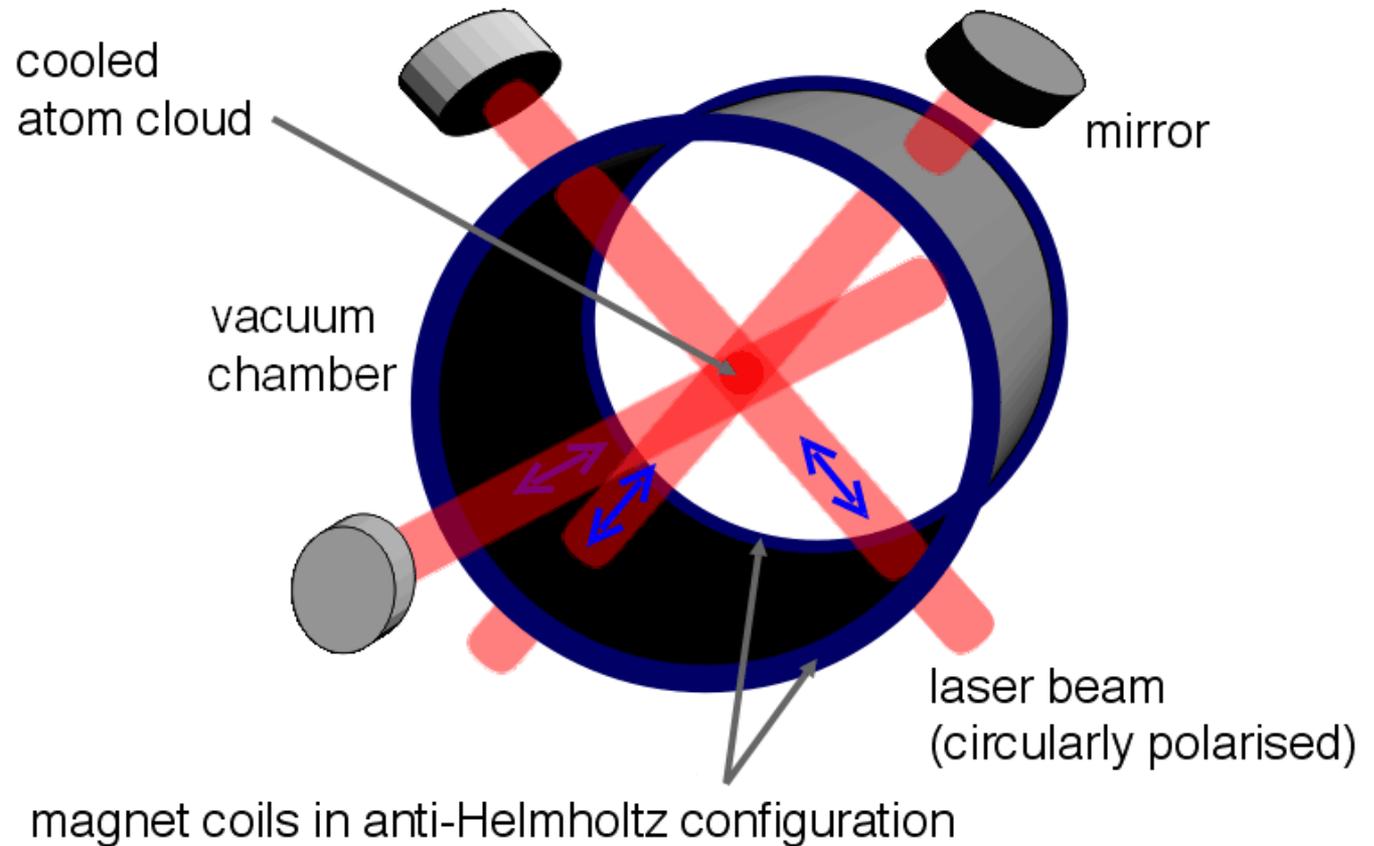
$d_{x^2-y^2}$



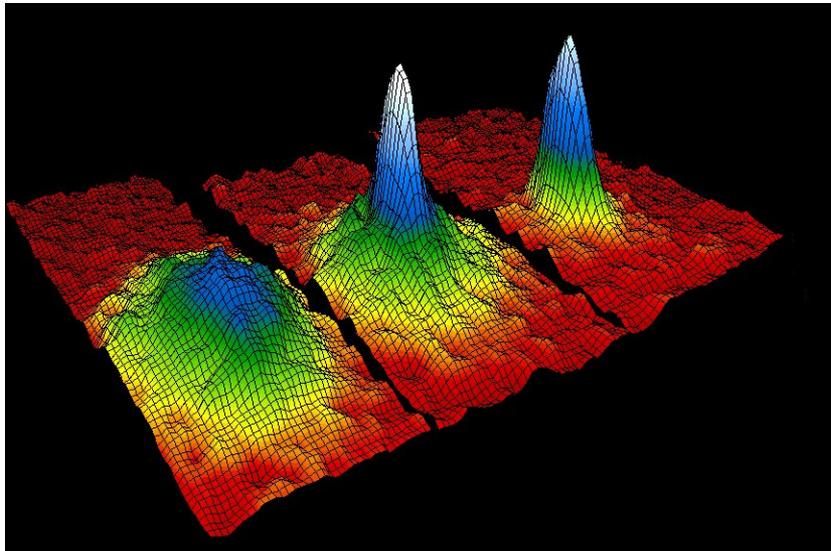
d_{z^2}

Realizações recentes; condensados de Bose-Einstein e condensados fermiônicos

Armadilha
magneto -
óptica



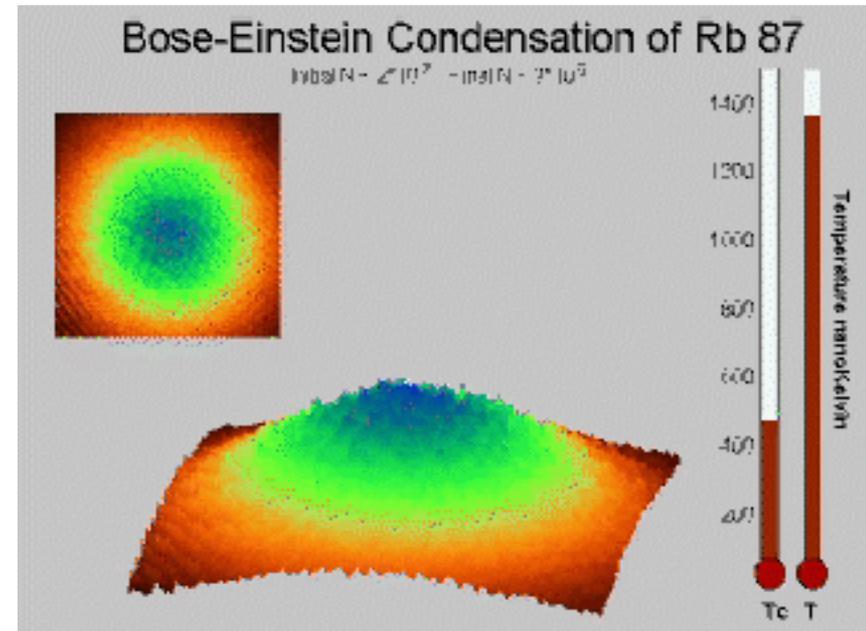
- Condensados de Bose-Einstein (átomos de Rb)
(E. A. Cornell, W. Ketterle e C. E. Wieman)



400nK

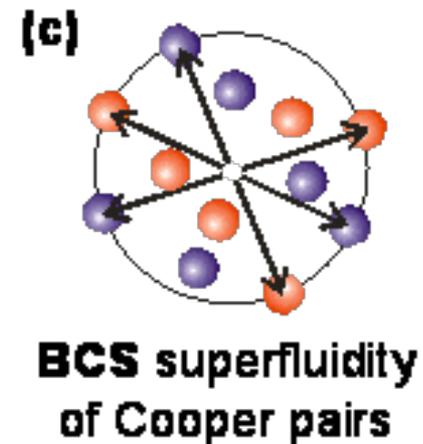
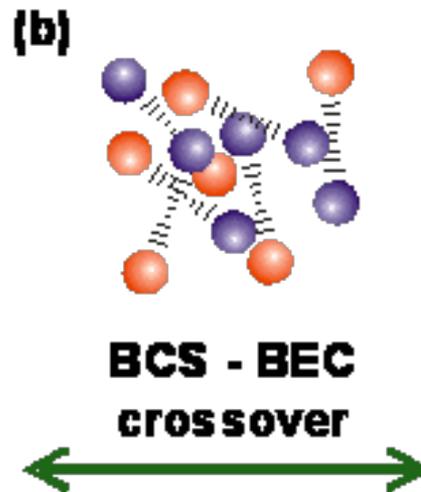
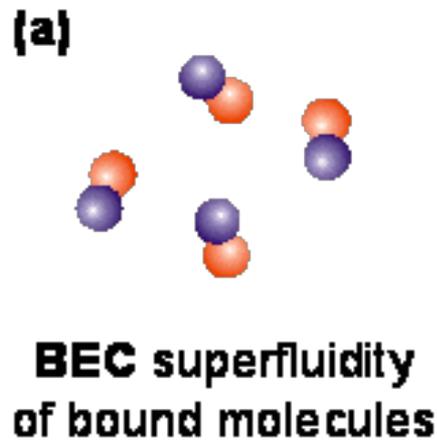
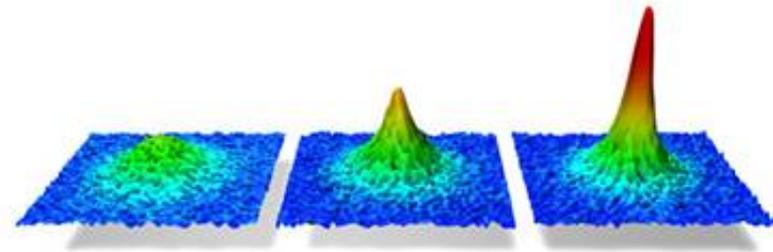
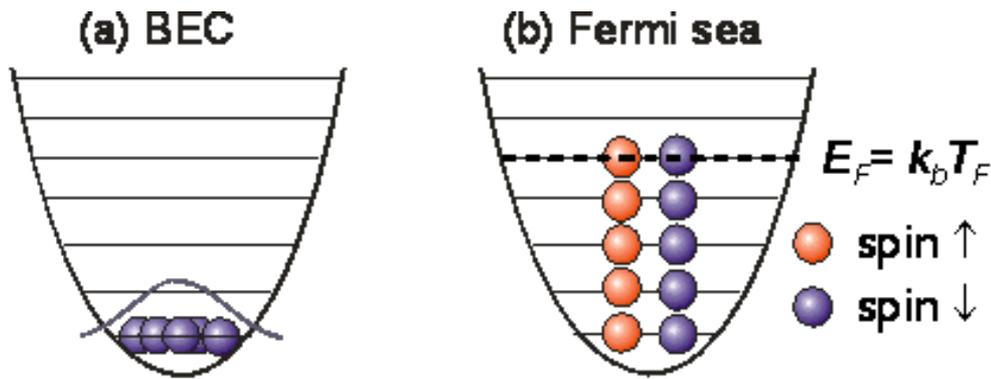
200nK

50nK



bec

- Condensados de Férmions (átomos de K)
(M. Greiner, C. A. Regal and D. S. Jin)



Comentários finais

- A matéria a temperaturas ultra-baixas pode apresentar uma enorme riqueza de efeitos; condensados em geral, emparelhamento não trivial, quebras de simetria, estruturas topológicas inusitadas etc, etc...
- Relação com outros sistemas; férmions pesados, estrelas de nêutrons, vácuo da QCD e o condensado de gluons, matéria de quarks e o condensado de diquarks e píons.
- Existência dos supercondutores de alta T_c abre a possibilidade da supercondutividade a temperatura ambiente

- Dispositivos supercondutores meso ou nanoscópicos ou condensados apropriadamente preparados apresentam **efeitos quânticos macroscópicos**; estudo de questões relevantes para a interpretação da mecânica quântica, decoerência e limite semi-clássico.
- Estes mesmos sistemas podem, **em determinadas condições**, ser usados na implementação de *qubits*.
- Os super-fenômenos podem apresentar uma física extremamente rica e abrangente!