24aGC-6

回転磁場下のUPt_3における ゼロエネルギー状態密度

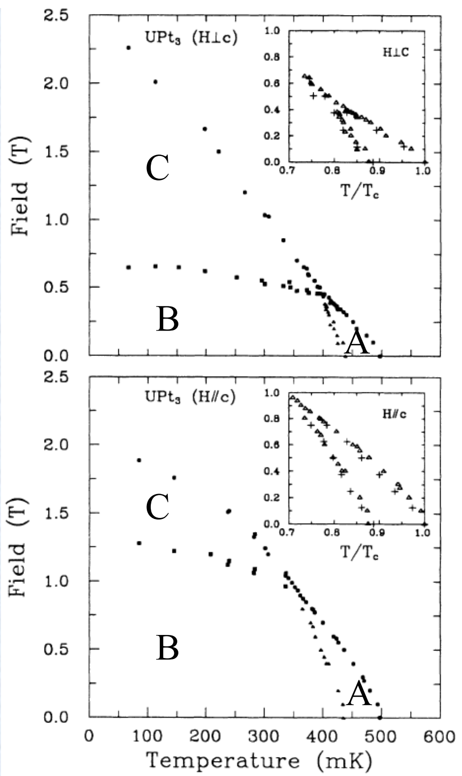
岡山大院自然

堤康雅，市岡優典，町田一成

日本物理学会第66回年次大会

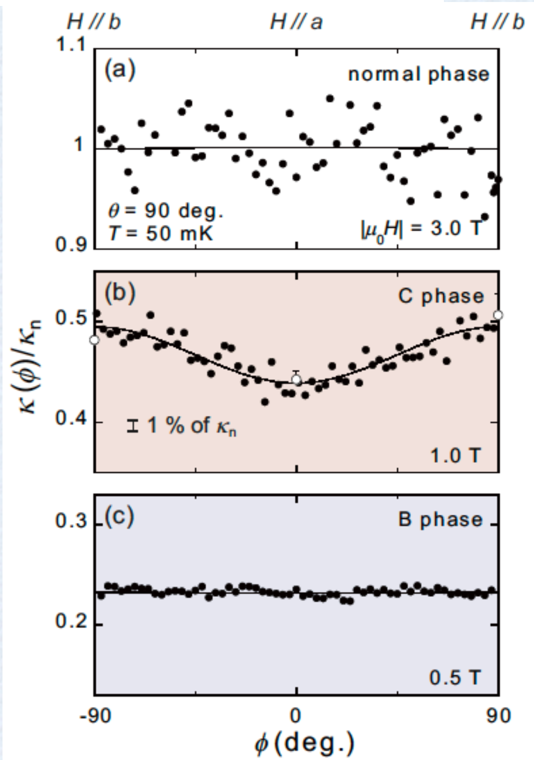
Superconductivity in UPt_3

Phase diagram



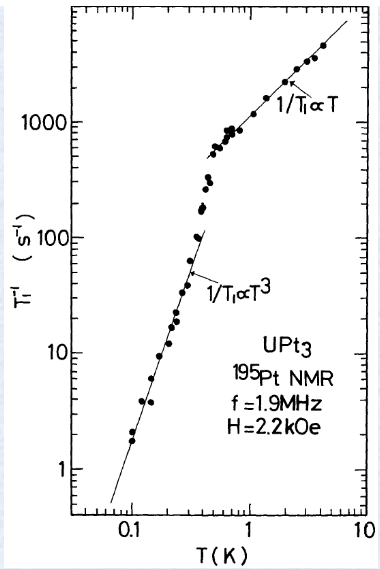
S. Adenwalla *et al.*, PRL **65**, 2298 (1990).

Thermal conductivity



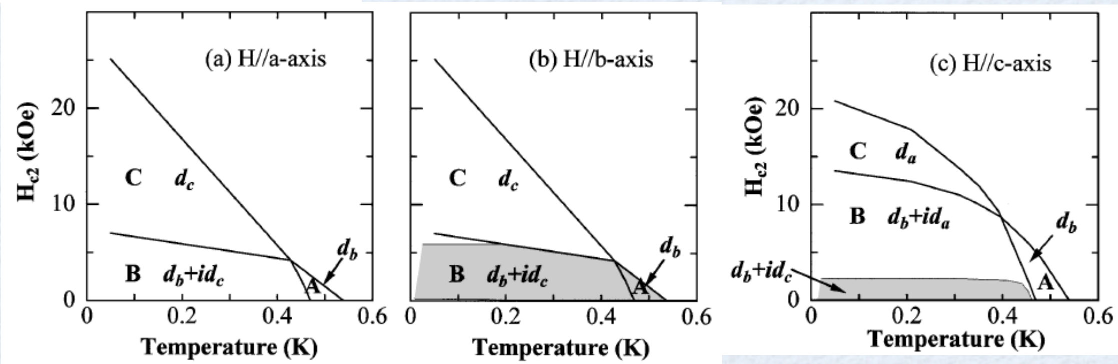
Y. Machida *et al.*, arXiv:1107.3082v1.

NMR relaxation rate



Y. Kohori *et al.*, JPSJ **57**, 395 (1988).

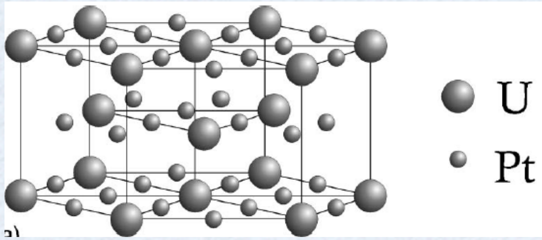
NMR Knight shift



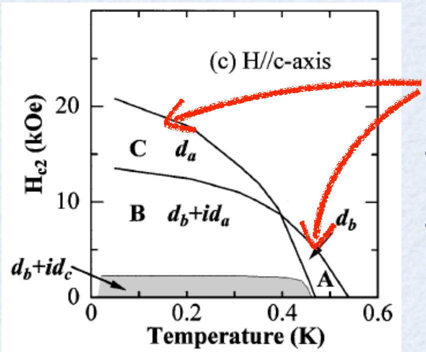
H. Tou *et al.*, PRL **80**, 3129 (1998).

- ☑ line node
- ☑ spin-triplet
- ☑ twofold symmetry in C phase

E_{1u} Model



D_{6h}
hexagonal



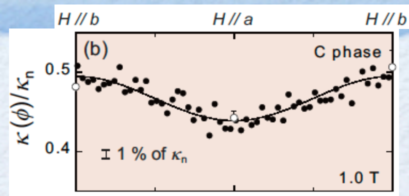
2次元表現

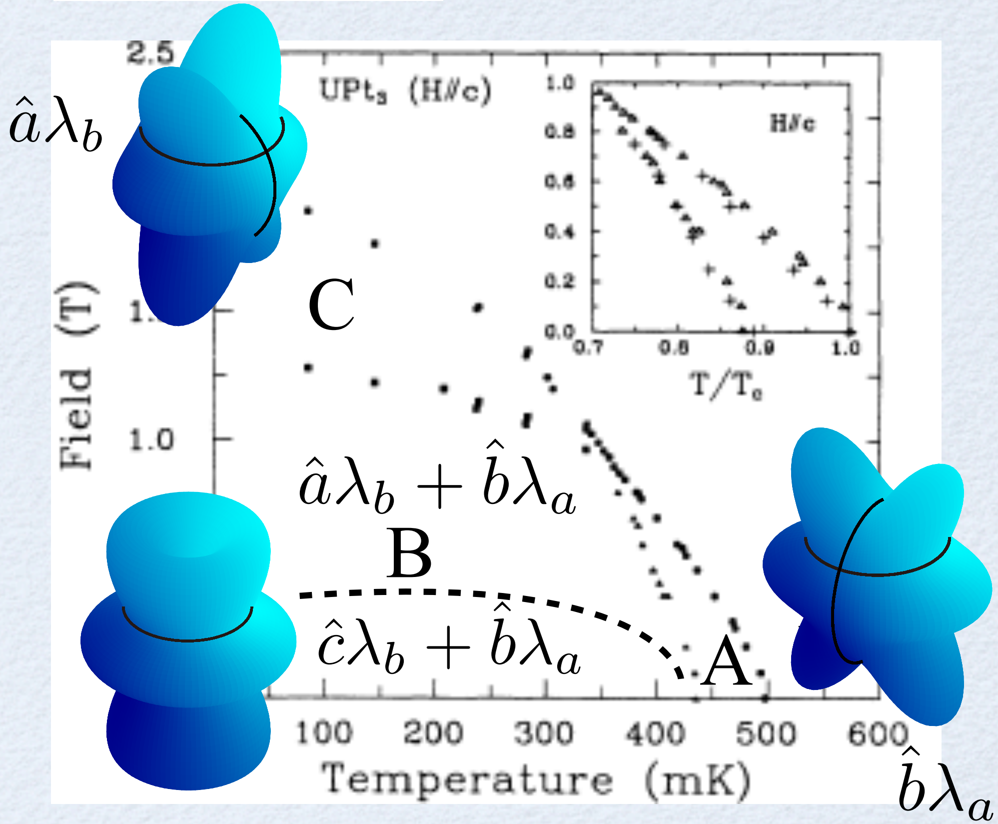
☑ line node
☑ twofold symmetry

f-wave: $Y_3^{\pm 1}(\theta, \phi) \propto \sin\theta(5\cos^2\theta - 1)e^{\pm i\phi}$

E_{1u} representation

$$\lambda_a = k_a(5k_c^2 - 1),\ \lambda_b = k_b(5k_c^2 - 1)$$



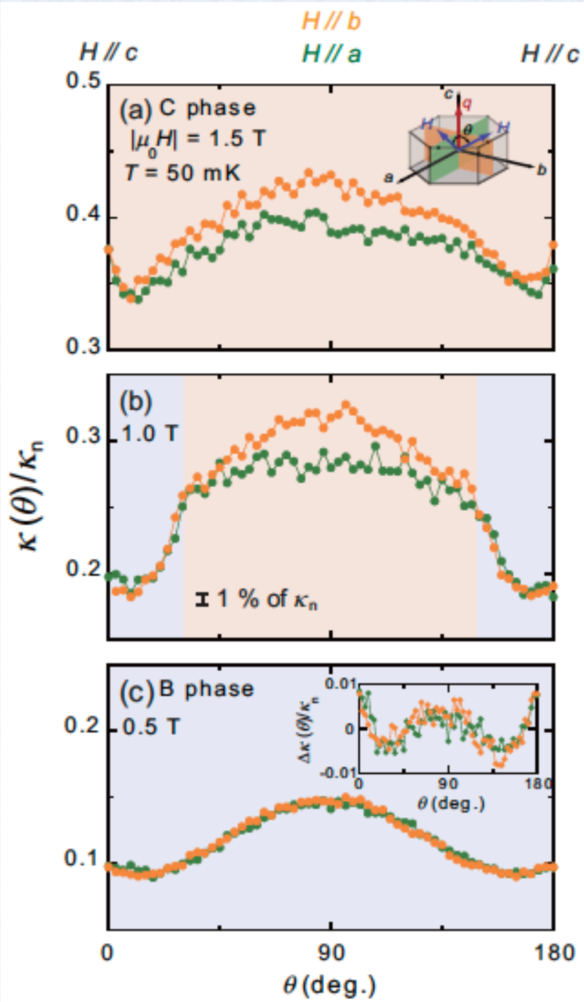


B phase: unitary state

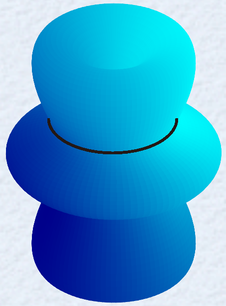
$$k_c = \pm 1/\sqrt{5}$$

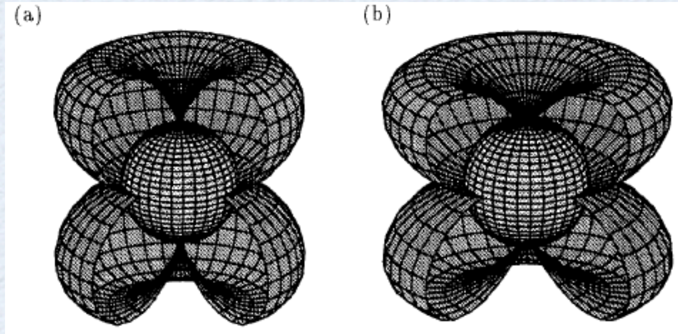
tropical line nodes: $\theta \approx 66^\circ, 114^\circ$

研究目的



Y. Machida *et al.*, arXiv:1107.3082v1.





R. Joynt and L. Taillefer, RMP **74**, 235 (2002).

E_{1u} model	hybrid-I E_{1g} model	hybrid-II E_{2u} model
$\hat{a}\lambda_b + \hat{b}\lambda_a$ $\lambda_a = k_a(5k_c^2 - 1)$ $\lambda_b = k_b(5k_c^2 - 1)$	$(k_x + ik_y)k_z$ spin-singlet	$\hat{z}(k_x + ik_y)^2 k_z$ ４回対称
tropical line nodes	equatorial line node	

C相でのノード方向とアンチノード方向の
熱伝導率の磁場角度変化の違いに注目して、
準粒子状態密度の変化を新たなE_{1u}モデルと
これまでのE_{1g}モデル、E_{2u}モデルとで比較する。

Quasiclassical Eilenberger Theory

$$\Delta/E_F \ll 1$$

Eilenberger equation

$$-i\hbar \boldsymbol{v}_F \cdot \boldsymbol{\nabla} \widehat{g}(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{r}, \omega_n) = \left[\begin{pmatrix} (i\omega_n - \boldsymbol{v}_F \cdot \boldsymbol{A})\hat{1} & -\hat{\Delta}(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{r}) \\ \hat{\Delta}^\dagger(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{r}) & -(i\omega_n - \boldsymbol{v}_F \cdot \boldsymbol{A})\hat{1} \end{pmatrix}, \widehat{g}(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{r}, \omega_n) \right]$$

$$\widehat{g} = -i\pi \begin{pmatrix} \hat{g} & i\hat{f} \\ -i\underline{\hat{f}} & -\underline{\hat{g}} \end{pmatrix}$$

$$\hat{\Delta}, \boldsymbol{A}$$

Self-consistent condition

オーダーパラメーター

$$\hat{\Delta}(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{r}) = N_0 \pi k_B T \sum_{-\omega_c \le \omega_n \le \omega_c} \left\langle V(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{k}'_F) \hat{f}(\boldsymbol{k}'_F, \boldsymbol{r}, \omega_n) \right\rangle_{\boldsymbol{k}'_F}$$

ベクトルポテンシャル

$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{B} \times \boldsymbol{r}/2 + \boldsymbol{a}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{a} = \boldsymbol{j}_{\mathrm{s}}$$

超伝導流

$$\boldsymbol{j}_{\mathrm{s}} = -\frac{2T}{\kappa^2} \sum_{0 \le \omega_n \le \omega_c} \langle \boldsymbol{v}_F \mathrm{Im}\{g_0\} \rangle_{\boldsymbol{k}_F}$$

Density of states (DOS)

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} g_0 + g_z & g_x - i g_y \\ g_x + i g_y & g_0 - g_z \end{pmatrix}$$

$$N(E) = \frac{1}{S} \int dS \underbrace{N(\boldsymbol{r}, E)}_{\text{LDOS}} = \frac{1}{S} \int dS N_0 \underline{\langle \mathrm{Re}[g_0(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{r}, \omega_n)|_{i\omega_n \to E + i\eta}] \rangle_{\boldsymbol{k}_F}}$$

Numerical Condition

ギャップ方程式: $\hat{\Delta}(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{r}) = N_0 \pi k_B T \sum_{-\omega_c \leq \omega_n \leq \omega_c} \left\langle V(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{k}'_F) \hat{f}(\boldsymbol{k}'_F, \boldsymbol{r}, \omega_n) \right\rangle_{\boldsymbol{k}'_F}$

- C phase: $V(\boldsymbol{k}_F, \boldsymbol{k}'_F) = \phi(\boldsymbol{k}_F)\phi^*(\boldsymbol{k}'_F)$

  fixed spin state

  $\mathrm{E_{1u}}$: $\phi(\boldsymbol{k}) \propto \lambda_b(\boldsymbol{k}) = k_b(5k_c^2 - 1)$

  $\mathrm{E_{1g}}$: $\phi(\boldsymbol{k}) \propto k_b k_c$

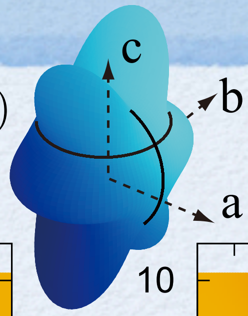
  $\mathrm{E_{2u}}$: $\phi(\boldsymbol{k}) \propto k_a k_b k_c$

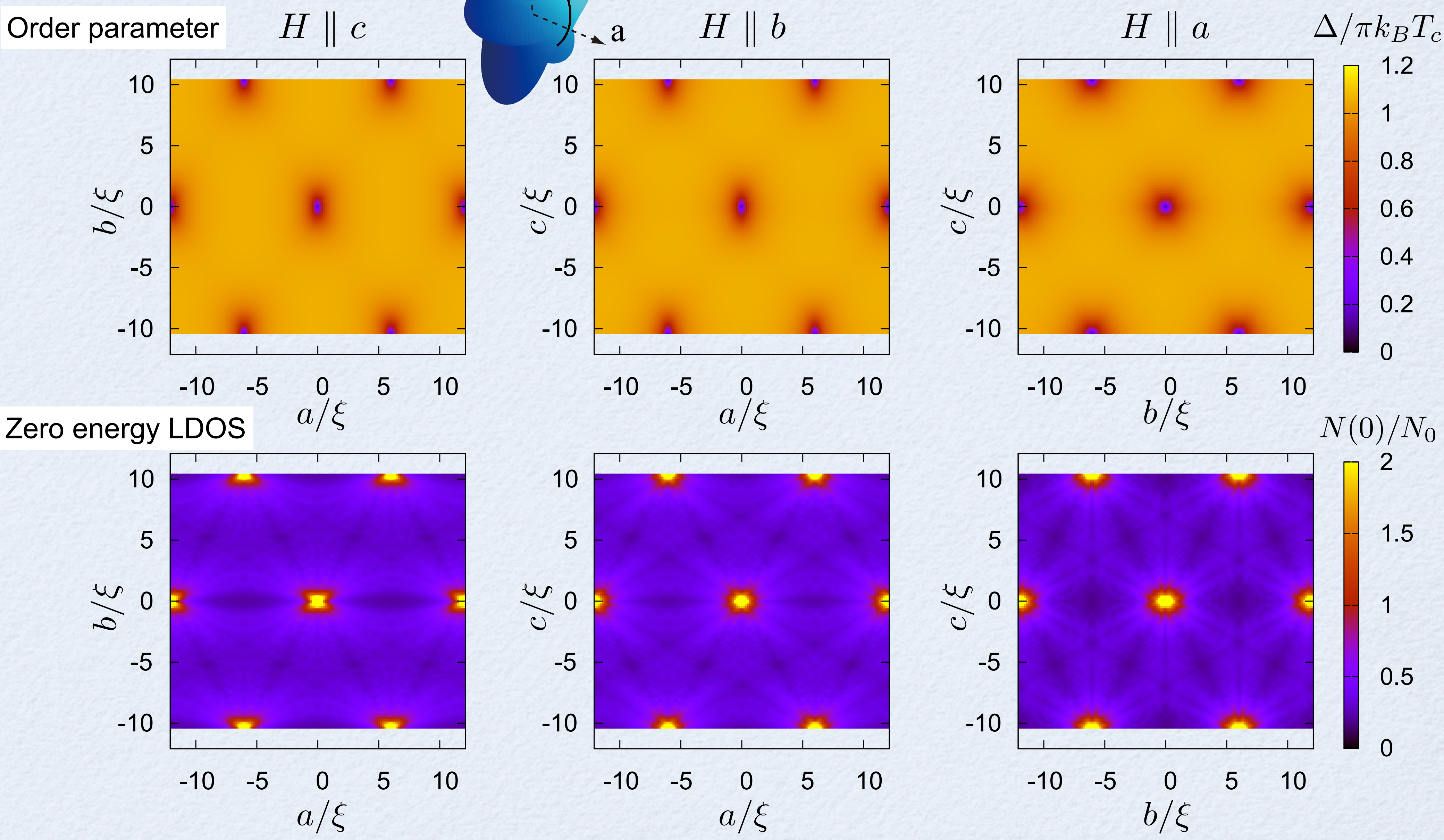
  

- Fermi sphere
- triangular lattice
- GL parameter: $\kappa = 60$
- $T = 0.2T_c, \ B = 0.05 \ (B_{c2} \sim 1)$
- $\eta = 0.01\pi k_B T_c$

Order Parameter and LDOS

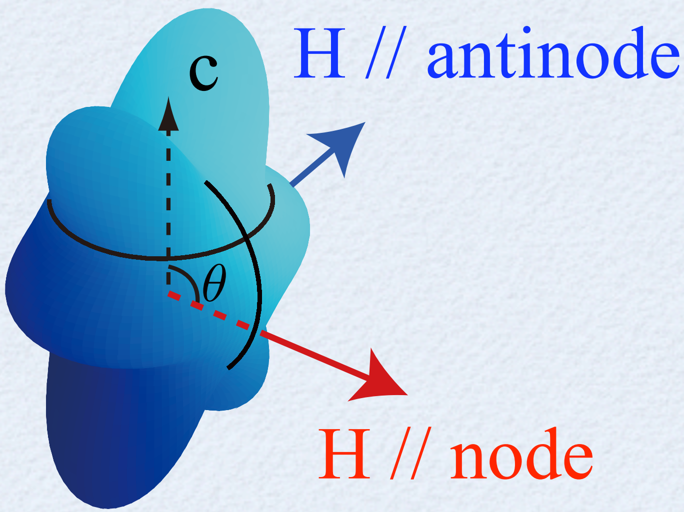
$\mathrm{E_{1u}}$: $\phi(\boldsymbol{k}) \propto \lambda_b(\boldsymbol{k}) = k_b(5k_c^2 - 1)$





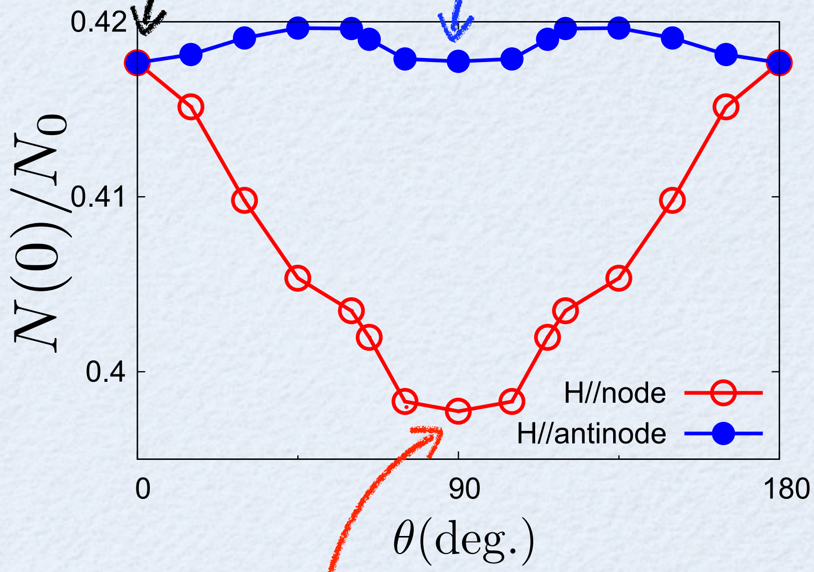
Field-Angle Resolved Zero Energy DOS

E$_{1u}$: $\phi(\boldsymbol{k}) \propto \lambda_b(\boldsymbol{k}) = k_b(5k_c^2 - 1)$



水平ラインノード
からの準粒子励起

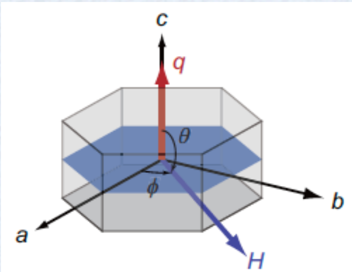
垂直ラインノード
からの準粒子励起



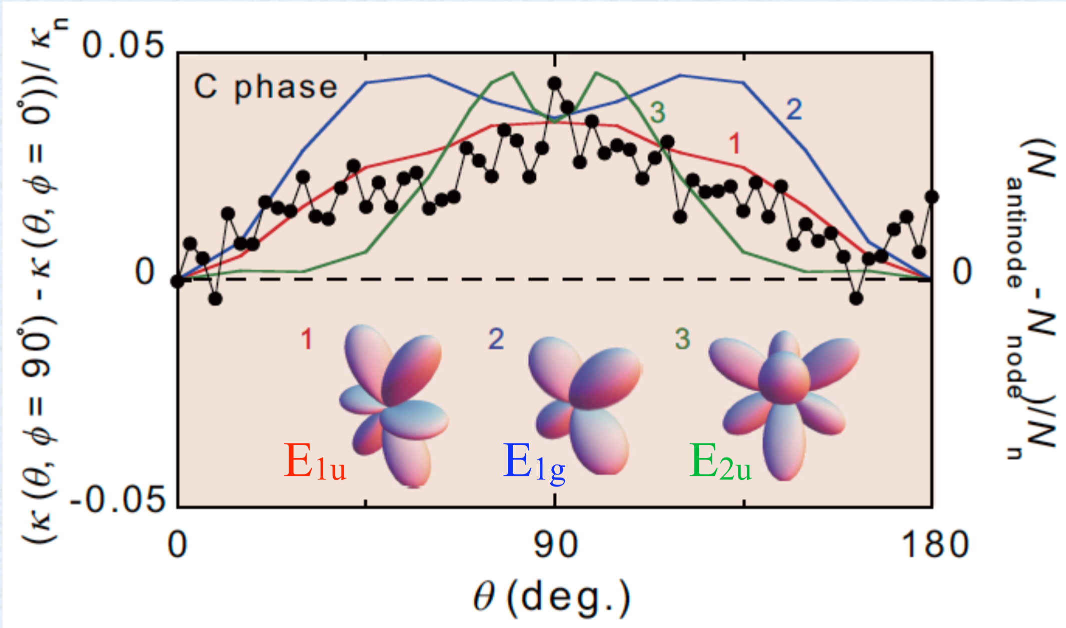
ラインノードの一部
からの準粒子励起

熱伝導率との比較

c軸方向に熱流



熱流の影響を除くために、
アンチノード方向と
ノード方向で差をとった
熱伝導率と準粒子状態密度について
比較を行う。



Y. Machida *et al*., arXiv:1107.3082v1.

$\mathrm{E_{1u}}$モデル: $\theta = 90°$で差が最大

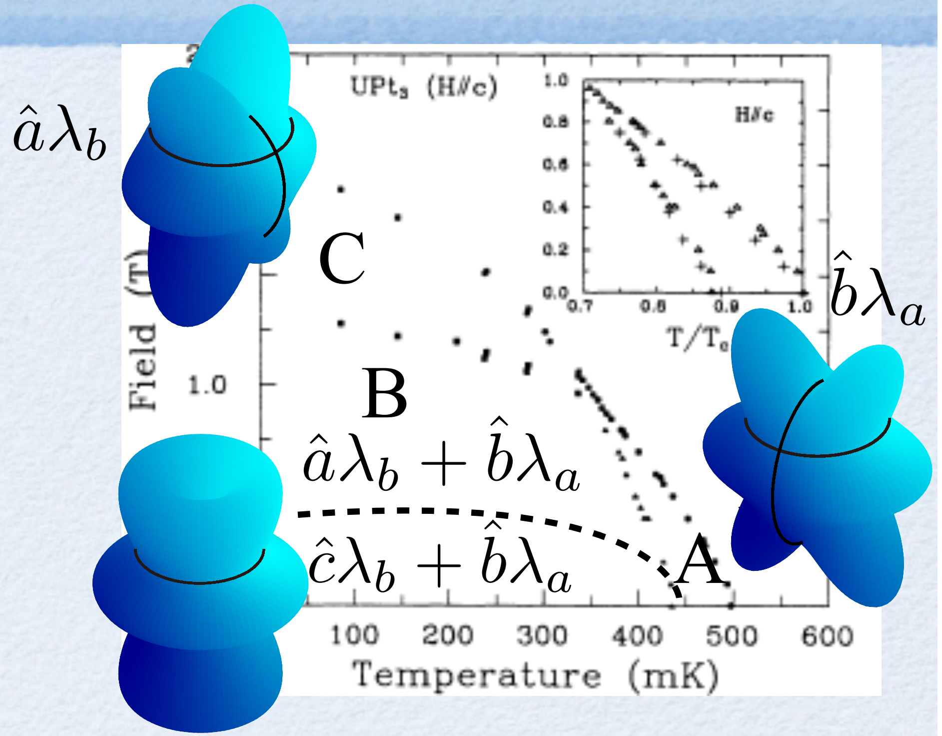
$\mathrm{E_{1g}}$モデル, $\mathrm{E_{2u}}$モデル: $\theta \neq 90°$にピーク

水平ラインノードにより、
ノードとアンチノードの差が減少

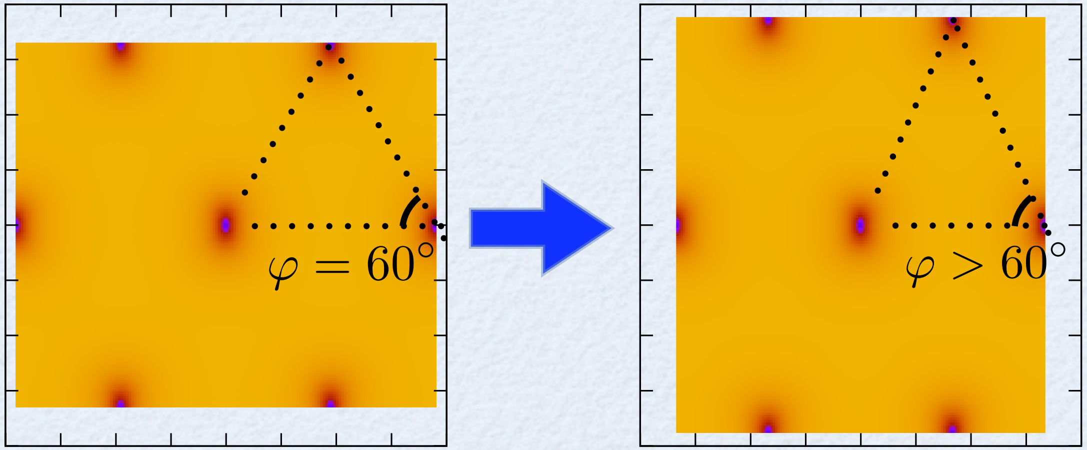
Summary

- UPt$_3$のギャップ関数として E$_{1u}$モデルを提案

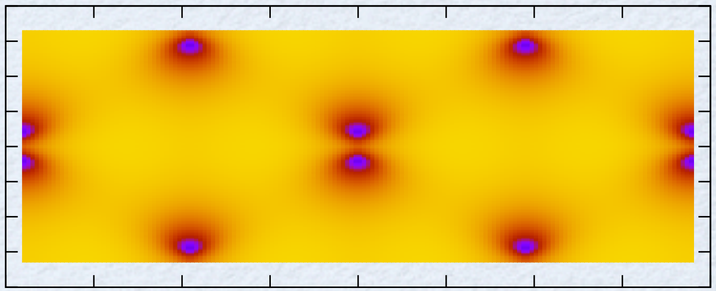
- 熱伝導率の実験結果が E$_{1u}$モデルで説明できる



- C phase
  ギャップ関数の
  2回対称性による渦格子変形



- B phase
  double-core vortex



^{3}He-Bとの類似
トポロジカル超伝導体