

共晶系Sr₂RuO₄-Ru の3Kelvin相における 界面超伝導の磁場誘起カイラル転移



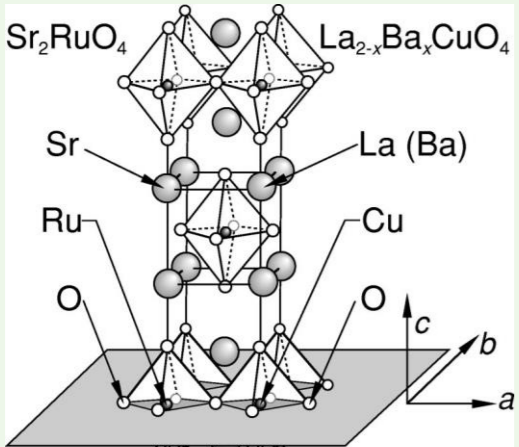
共同研究; 榎田裕也(兵庫大物質理M2), Manfred Sigrist(ETH)

自由エネルギー-磁場依存項の効果調べて、H//cでは垂直成分の誘起した2成分秩序変数の状態がエネルギーを下げることを調べた

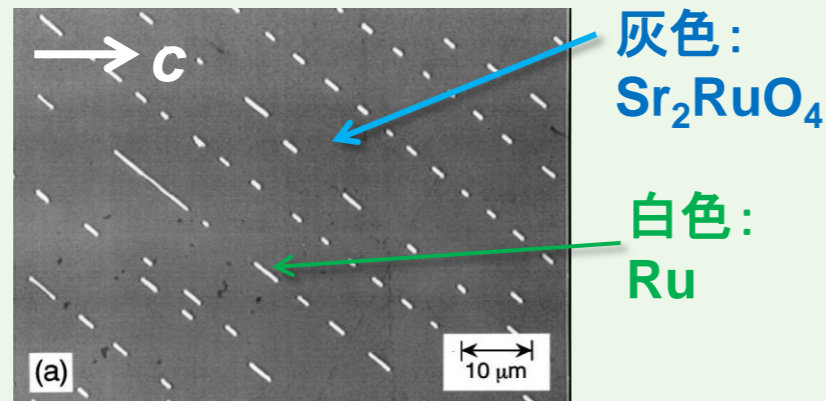
共晶系 Sr₂RuO₄-Ruの界面超伝導(3K相)

Sr₂RuO₄ スピン三重超伝導

Y. Maeno et al., Nature 372, 532 (1994).



Sr₂RuO₄-Ru共晶

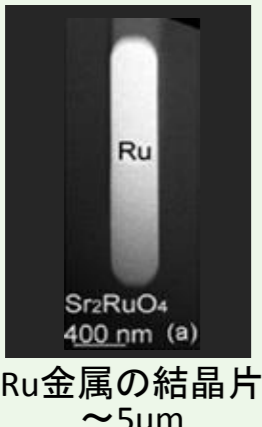


Y. Maeno et al., PRL 81 3765(1998).

Y. Maeno et al., Rev.Mod.Phys 75, 657 (1994).

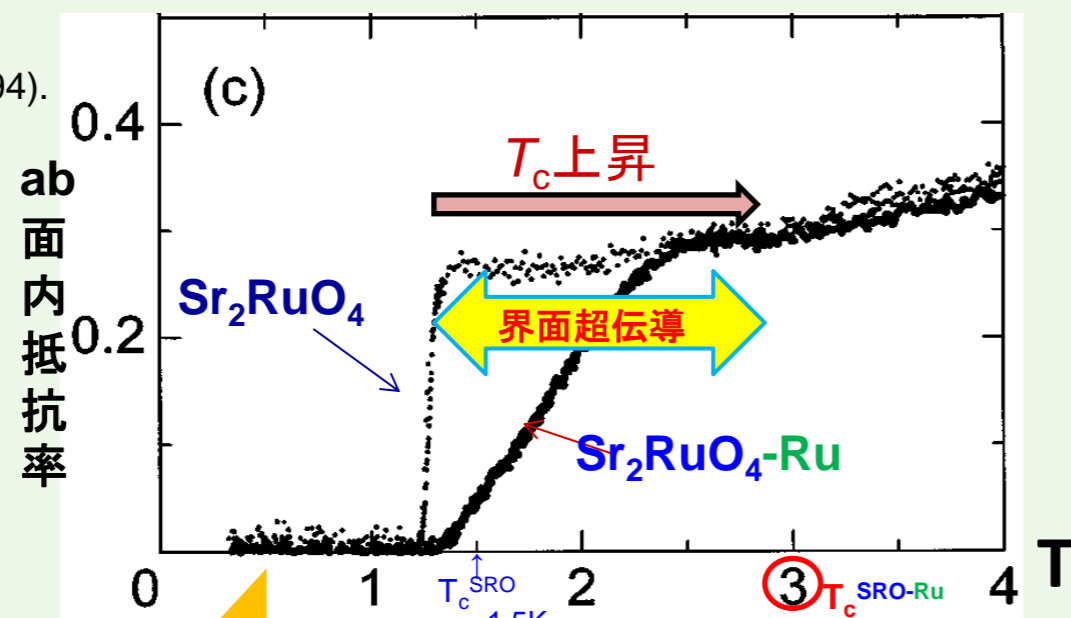
T_c^{SRO} = 1.5[K]
T_c^{SRO-Ru} ≈ 3.0[K] (3K相)

Ru結晶界面近くのSr₂RuO₄で超伝導になり始める(T_c ≈ 3K)



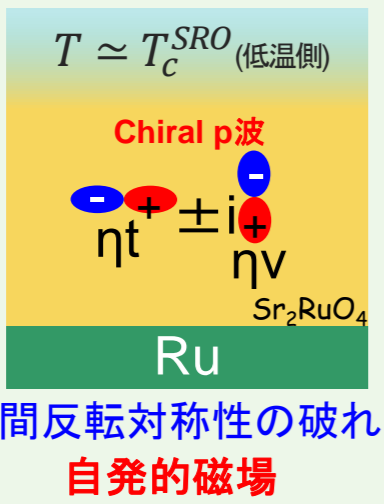
Ru金属の結晶片 ~5μm

Ru界面の効果
界面超伝導(3K相)



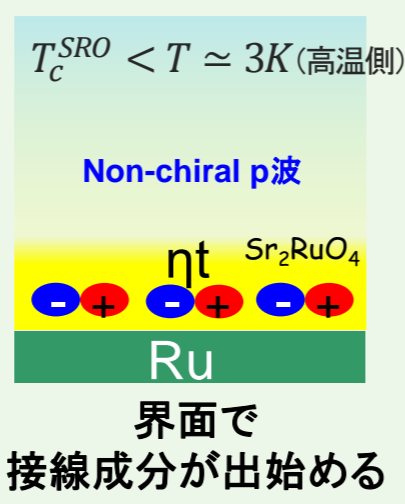
バルク超伝導 T_c^{SRO} = 1.5K
界面超伝導(3K相) T_c^{SRO-Ru} ≈ 3.0K

Sr₂RuO₄-Ru
p波超伝導



時間反転対称性の破れ
自発的磁場
クーパー対の軌道角運動量が時間反転対称性を破る(chiral転移)

バルク超伝導とは異なる
界面超伝導状態

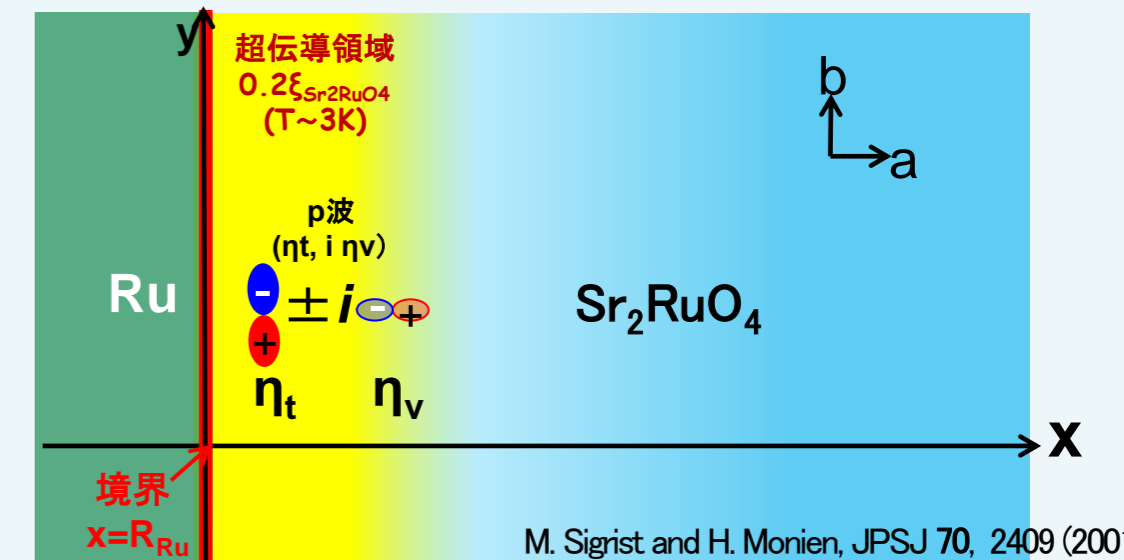


±iが生じる
垂直成分
界面で接線成分が出始める

3K相モデル(Ru界面の影響;p波超伝導)

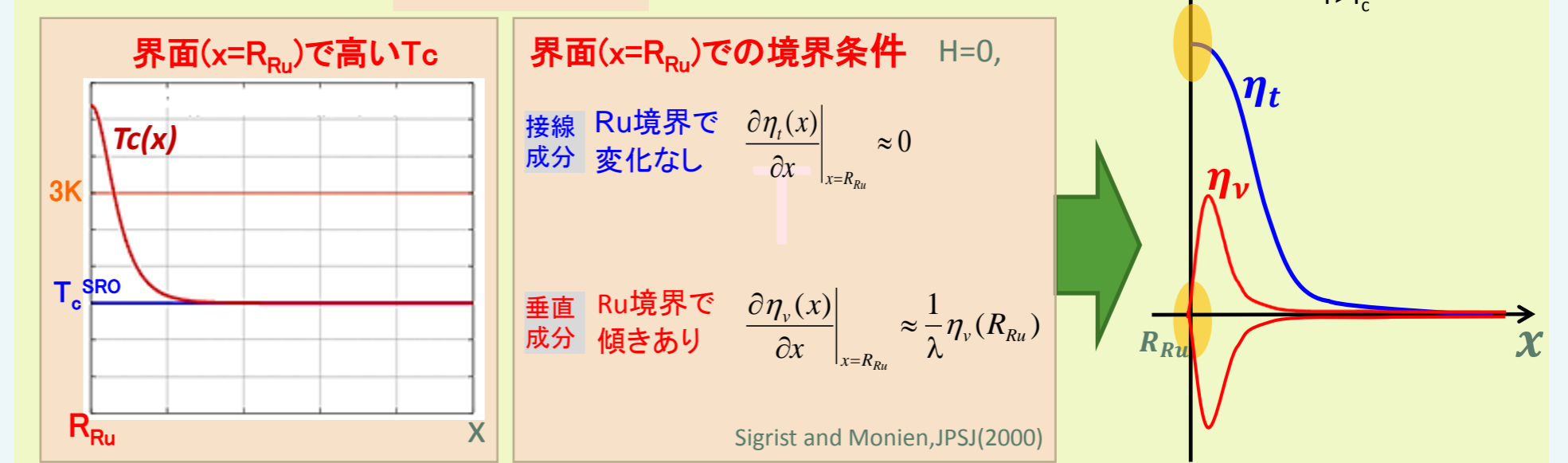
超伝導の秩序変数
超伝導対波動関数の空間(軌道)部分

p波(2成分)
接線、垂直成分
(η_t(x), ±iη_v(x))



M. Sigrist and H. Monien, JPSJ 70, 2409 (2001)

3K相の特徴



超伝導の自由エネルギー

Ginzburg-Landauの超伝導自由エネルギー(p波2成分・D_{4h}対称)

M. Sigrist and K. Ueda
Rev. Mod. Phys. 63, 239

$$F(\eta_t(x), \eta_v(x), A) = \int_{R_{Ru}}^L dx \left\{ \alpha(T, T_c(x)) (|\eta_v|^2 + |\eta_t|^2) + b \left[\frac{3}{8} (|\eta_v|^4 + |\eta_t|^4) + \frac{1}{2} |\eta_v|^2 |\eta_t|^2 + \frac{1}{8} (\eta_v^* \eta_t^2 + \eta_v^2 \eta_t^{*2}) \right] + K_1 (|D_x \eta_v|^2 + |D_y \eta_t|^2) + K_2 (|D_y \eta_v|^2 + |D_x \eta_t|^2) + K_3 (D_x \eta_v)^* (D_y \eta_t) + K_4 (D_y \eta_v)^* (D_x \eta_t) + c.c. + K_5 (|D_z \eta_v|^2 + |D_z \eta_t|^2) + \frac{|\nabla \times A - H|^2}{8\pi} \right\}$$

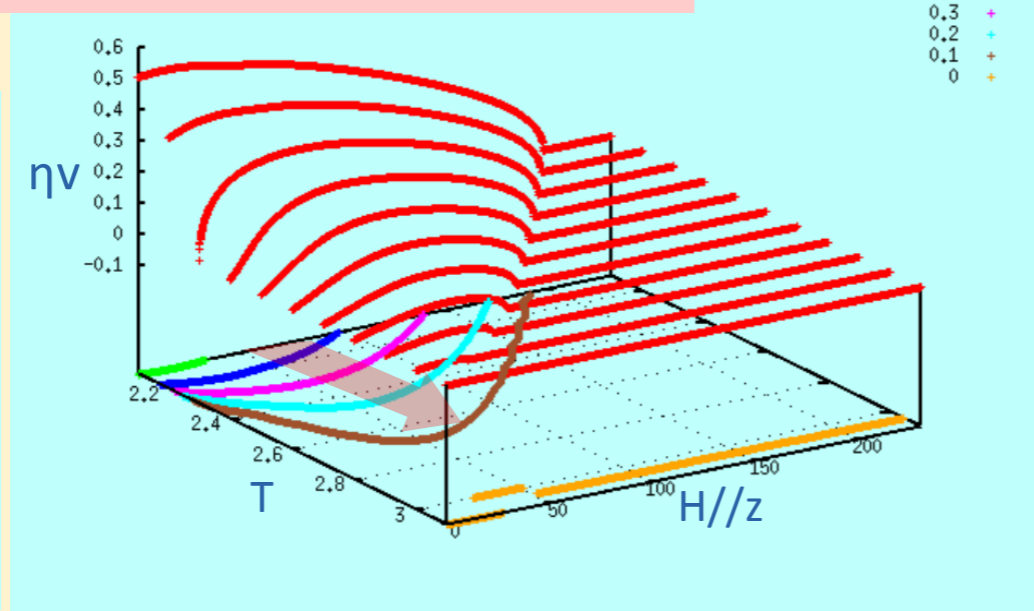
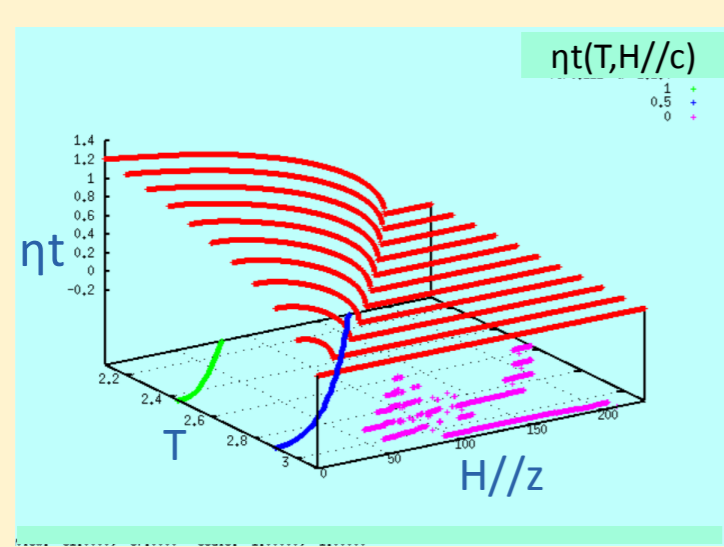
η = (η_t(x), η_v(x)); 秩序変数
D = ∇ + iyA
H; 外部磁場
A = (A_x(x), A_y(x), A_z(x)); ベクトルポテンシャル
B = ∇ × A; 全磁化

1/3 K₁ = K₂ = K_{3,4} = K₃ = K₄

磁場依存項

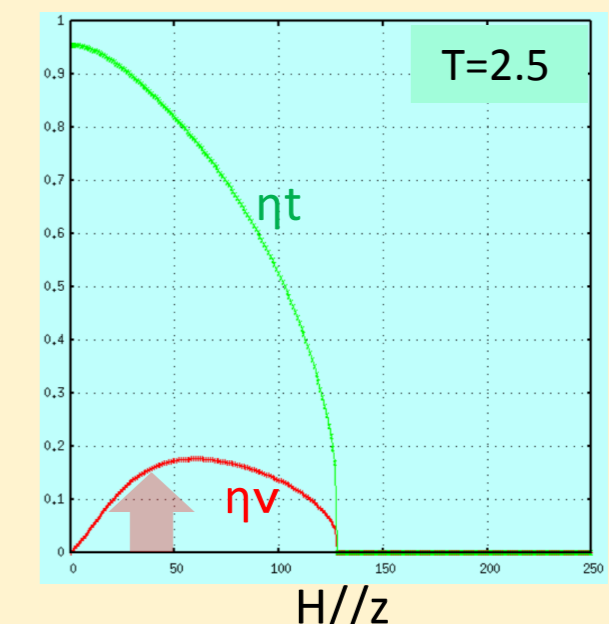
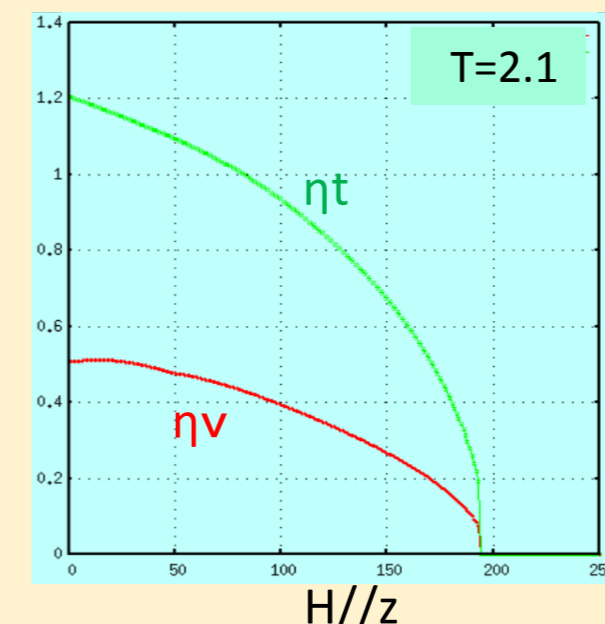
超伝導秩序変数のH-T相図

H//cによる垂直成分η_vの誘起
non(weak)-chiral相が消失して
Chiral相に転移

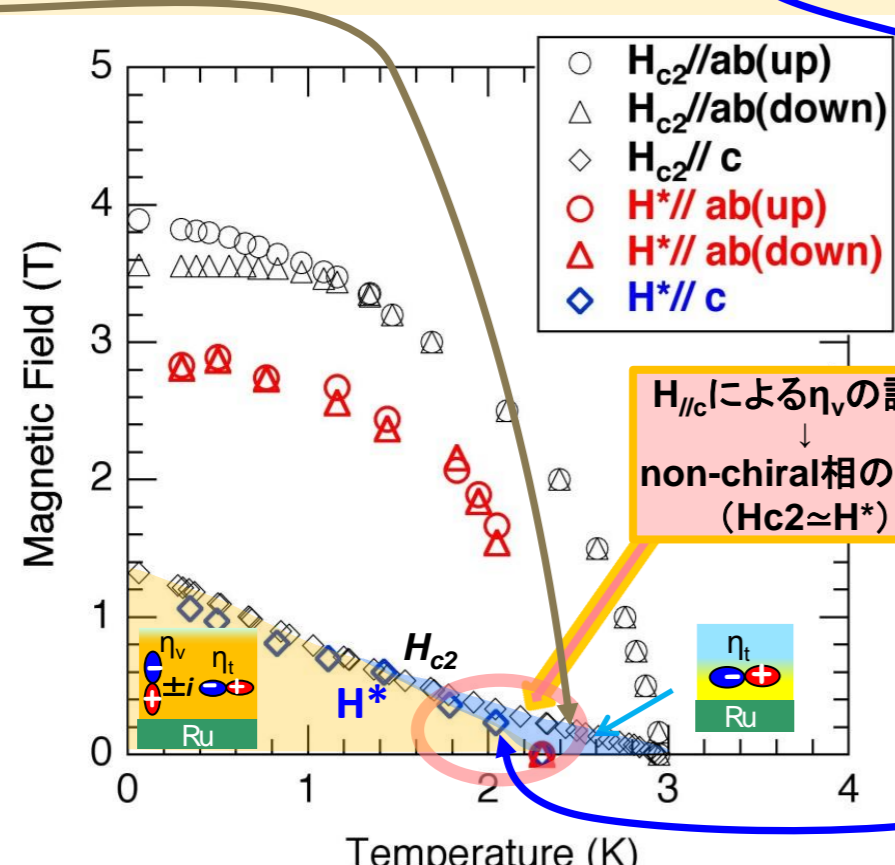
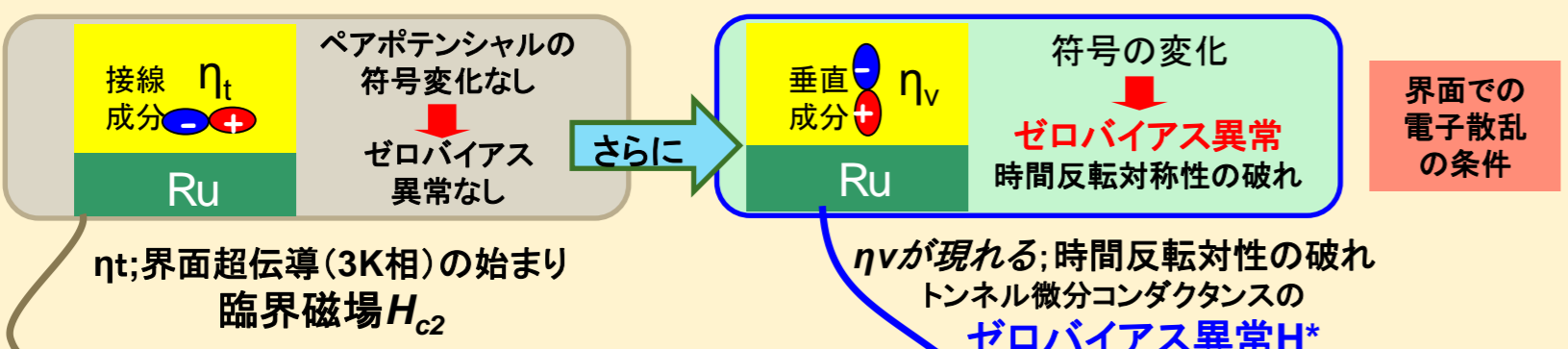


磁場誘起カイラル転移

H//cにより垂直成分η_vが誘起
non(weak)-chiral相が消失してchiral相に転移



トンネル微分コンダクタンスのゼロバイアス異常H*との対応



M. Kawamura et al. JPSJ 74, 531(2005)

大阪大学サイバーメディアセンター
SX-ACEによる数値解析結果
Ginzburg-Landau方程式

自由エネルギー-磁場依存項(H//c)

$$f_K = [K_1 (\partial_x \tilde{\eta}_v)^2 + K_2 (\partial_x \tilde{\eta}_t)^2] + (\gamma \tilde{A}_y)^2 (K_1 \tilde{\eta}_v^2 + K_2 \tilde{\eta}_t^2) > 0$$

$$+ 2 (\gamma \tilde{A}_y) K_{3,4} \{ (\partial_x \tilde{\eta}_v) \tilde{\eta}_t - (\partial_x \tilde{\eta}_t) \tilde{\eta}_v \} < 0; \text{エネルギー下がる}$$

磁場誘起chiral転移(クロスオーバー)

$$f_M = \frac{1}{8\pi} (\partial_x \tilde{A}_y - H)^2 \geq 0 \quad H_{\parallel c} = (0, 0, H) \quad B_{\parallel c} = (0, 0, B_z) \Leftrightarrow A = (0, \tilde{A}_y, 0)$$

H//cによる時間反転対称性の破れ
non-chiral相が消失しchiral相となる
H̄ ∥ z ab面に垂直な磁場で垂直成分(η_v)が誘起
F_z = iγH_z[η_t^{*}η_{⊥} - η_∥η_{⊥}^*]}}

Sr₂RuO₄-Ru共晶の3K相を対象として界面超伝導の磁場誘起chiral転移を、秩序変数の磁場依存性から説明した。秩序変数のH-T相図は、実験でのゼロバイアス異常H*を定性的に説明することから、3K相のonset温度近くではバルクchiral相とは異なったnon(weak)-chiral状態である可能性を支持する。