25pDC-5

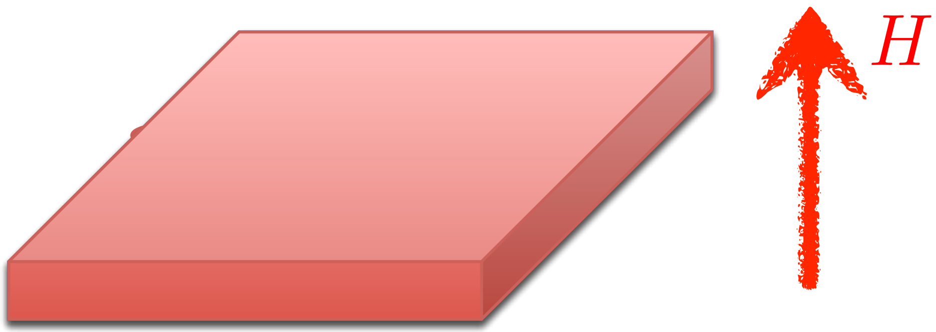
日本物理学会2013年秋季大会
2013.9.25

# 多バンド超伝導体における
# パウリ常磁性効果

理研　堤　康雅
岡山大院自然　市岡優典,　町田一成

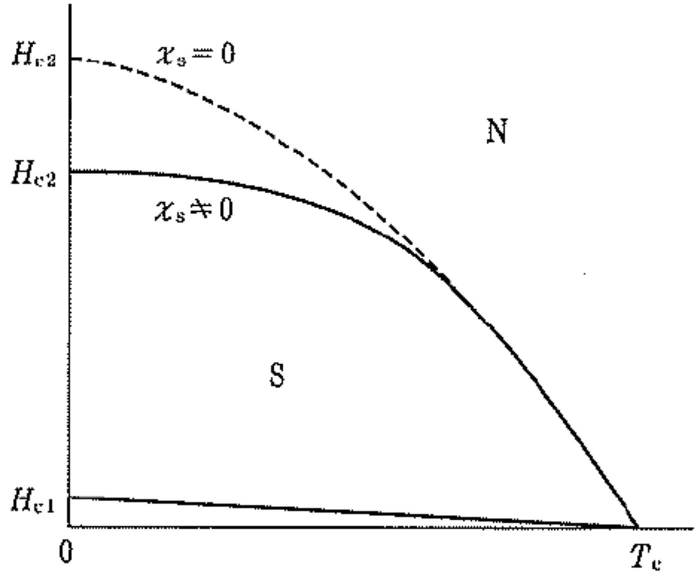
謝辞：東大物性研　橘高俊一郎,　榊原俊郎

# Pauli paramagnetic effect

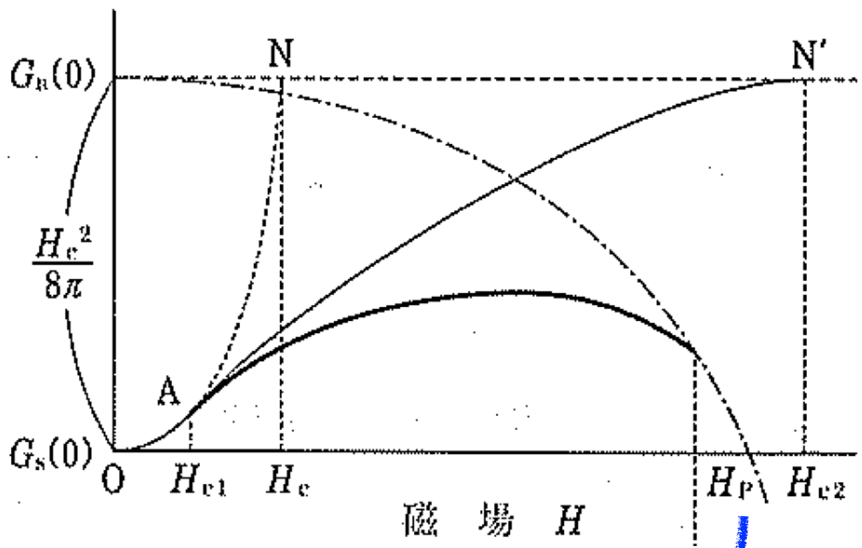



渦糸半径: $\xi$

$$H_{\rm orb} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2}$$




K. Ueda and Y. Onuki, 重い電子系の物理.




スピン帯磁率: $\chi_{\rm s} \neq 0$

$$G_{\rm n}(H) = G_{\rm n}(0) - \frac{1}{2}\chi_{\rm s}H^2$$

パウリリミット: $H_{\rm P} = \dfrac{\Delta}{\sqrt{2}\mu_{\rm B}}$

$$H_{\rm c2} < H_{\rm P}$$

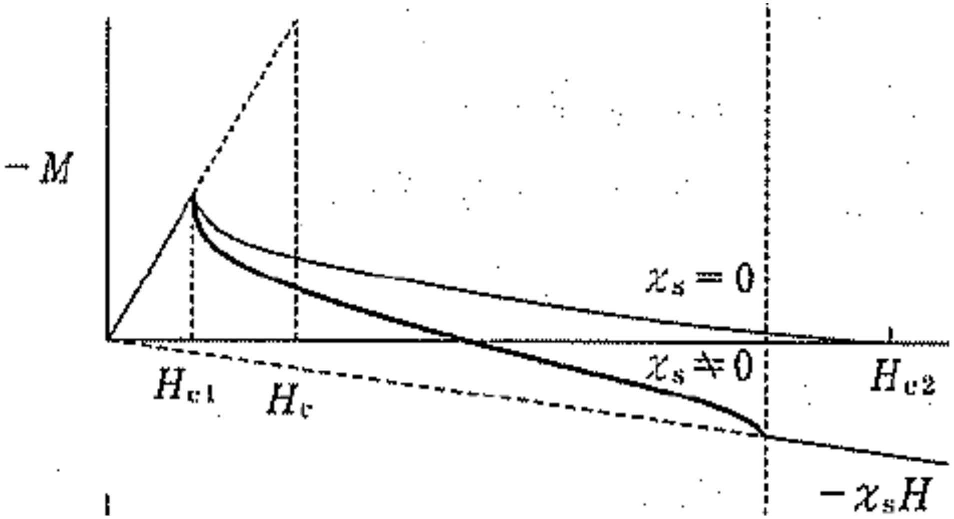
without FFLO

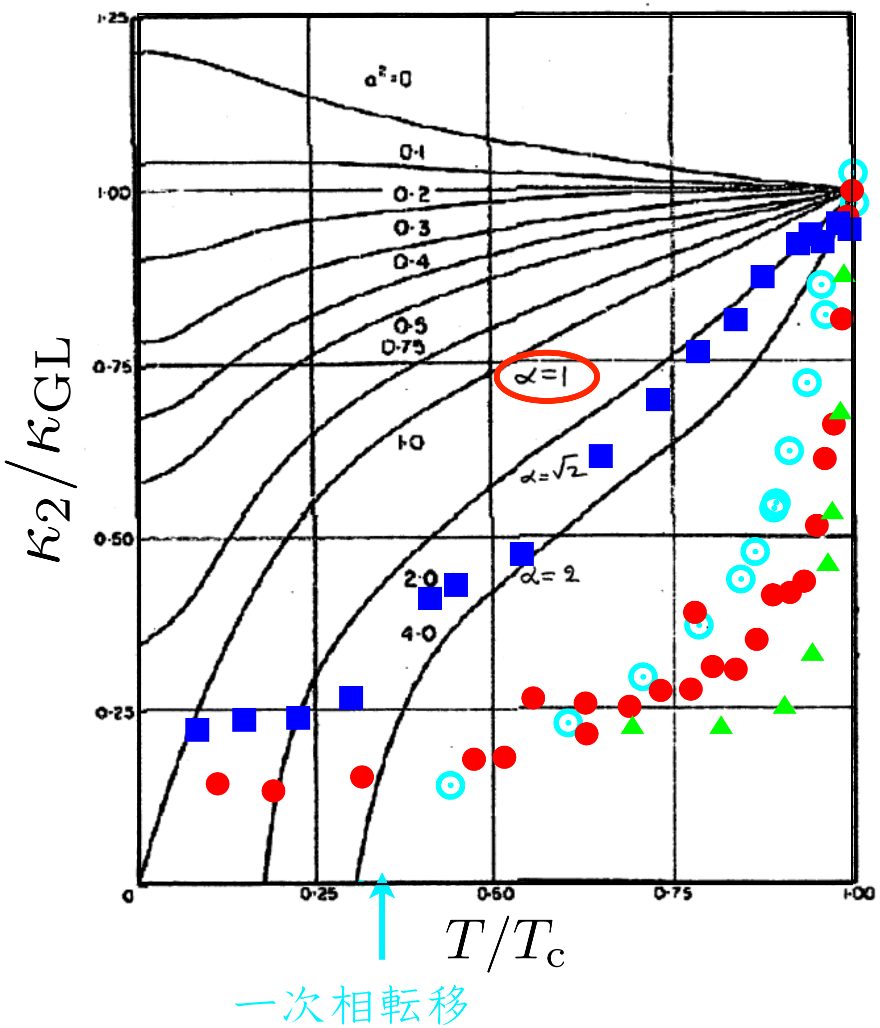
# Maki parameter

$$\alpha \equiv \frac{\sqrt{2}H_{\rm orb}}{H_{\rm P}}$$

$$\left.\frac{d(M_{\rm s}-M_{\rm n})}{dH}\right|_{H=H_{\rm c2}} = \frac{1}{4\pi}\frac{1}{(2\kappa_2^2-1)\beta_{\rm A}}$$

$(\beta_{\rm A} \approx 1.16)$
正三角渦格子




D. Saint-James *et al.*, *Type II Superconductivity* (1969).

○ $CeCoIn_5$: S. Ikeda *et al.*, JPSJ **70**, 2248 (2001).

● $CeCu_2Si_2$: S. Kittaka *et al.*, arXiv:1307.3499.

▲ $UBe_{13}$: Y. Shimizu *et al.*, JPSJ **80**, 093701 (2011).

■ $KFe_2As_2$: F. Hardy, private communication.

# Two-band model

$$\Delta_1 > \Delta_2$$

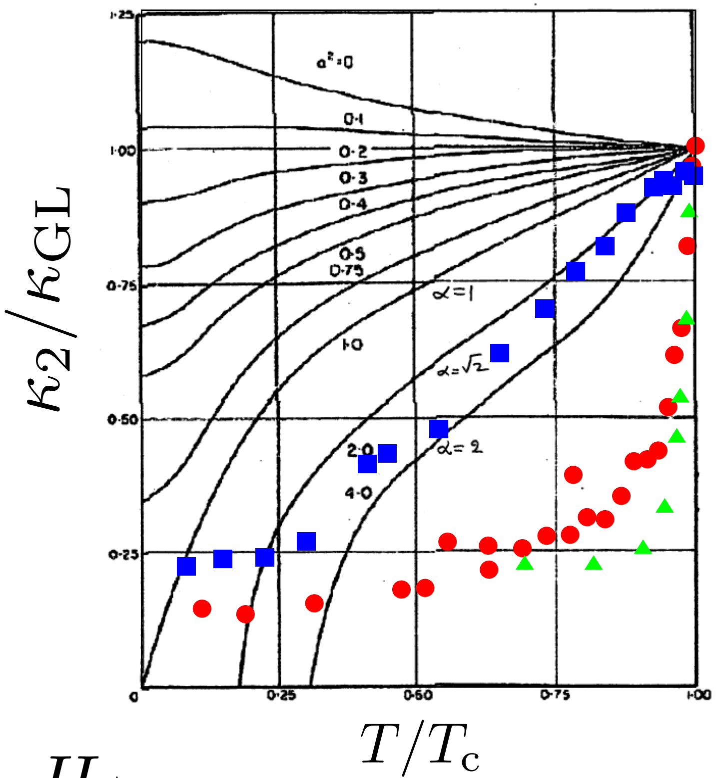
$$H_{\rm orb}^{(1)} < H_{\rm orb}^{(2)}$$

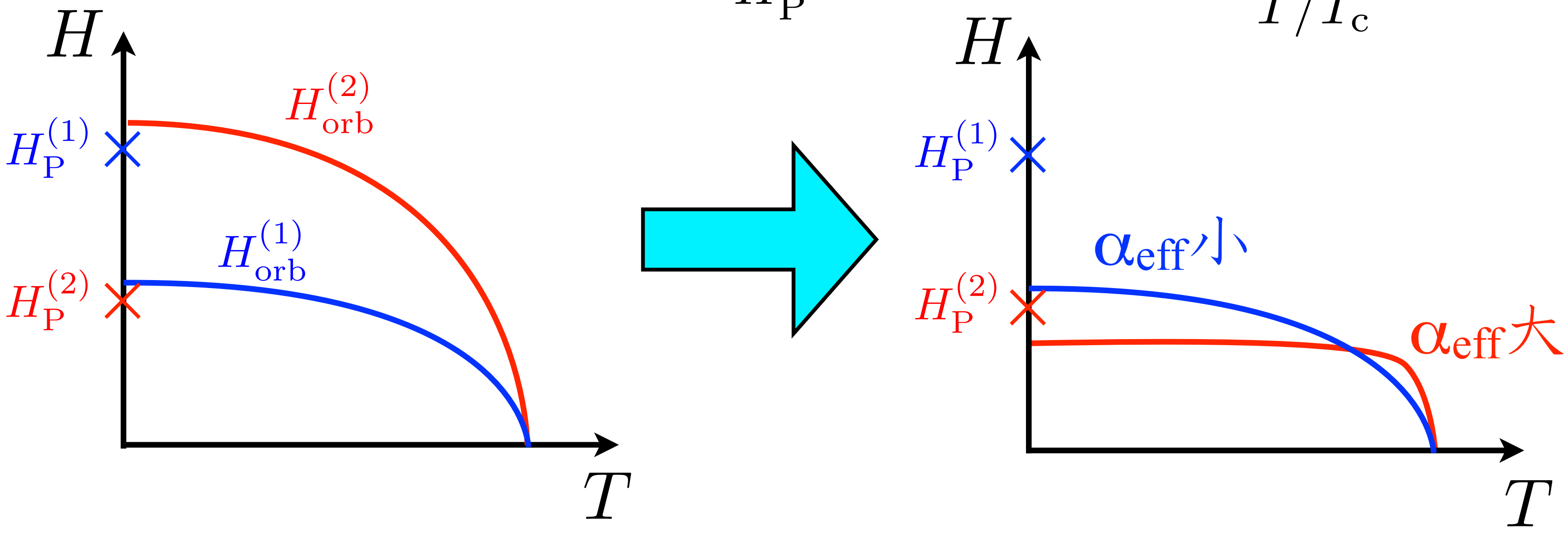
$$H_{\rm P} = \frac{\Delta}{\sqrt{2}\mu_{\rm B}}$$ より、

$$H_{\rm P}^{(1)} > H_{\rm P}^{(2)}$$

$$\alpha \equiv \frac{\sqrt{2}H_{\rm orb}}{H_{\rm P}}$$

$$\alpha_{\rm eff}^{(1,2)} \equiv \frac{\sqrt{2}H_{\rm orb}^{(1,2)}}{H_{\rm P}^{(1,2)}}$$



# Quasiclassical theory

**Eilenberger equation**

$$-i\hbar\underline{\boldsymbol{v}_i}\cdot\boldsymbol{\nabla}\hat{g}(\boldsymbol{k}_i,\boldsymbol{r},\omega_n+i\mu_B B)$$
$$=\left[\begin{pmatrix} i\omega_n-\underline{\mu_B B}+\underline{\boldsymbol{v}_i}\cdot\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) & \underline{-\Delta_i(\boldsymbol{r})} \\ \underline{-\Delta_i^*(\boldsymbol{r})} & -(i\omega_n-\underline{\mu_B B}+\underline{\boldsymbol{v}_i}\cdot\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})) \end{pmatrix},\hat{g}(\boldsymbol{k}_i,\boldsymbol{r},\omega_n+i\mu_B B)\right]$$

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

$$\Delta_i,\boldsymbol{A}$$

**Self-consistent condition**

オーダー
パラメーター

$$\Delta_i(\boldsymbol{r})=\sum_j N_{0j}\pi k_B T\sum_{|\omega_n|\le\omega_c}\langle\underline{V_{ij}}f(\boldsymbol{k}_j,\boldsymbol{r},\omega_n)\rangle_{\boldsymbol{k}_j}$$

ベクトル
ポテンシャル

超伝導電流 $\boldsymbol{j}_\mathrm{s}=-\sum_i N_{0i}\frac{T}{\kappa^2}\sum_{|\omega_n|\le\omega_c}\langle\boldsymbol{v}_i\mathrm{Im}\{g\}\rangle_{\boldsymbol{k}_i}$

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

常磁性磁化

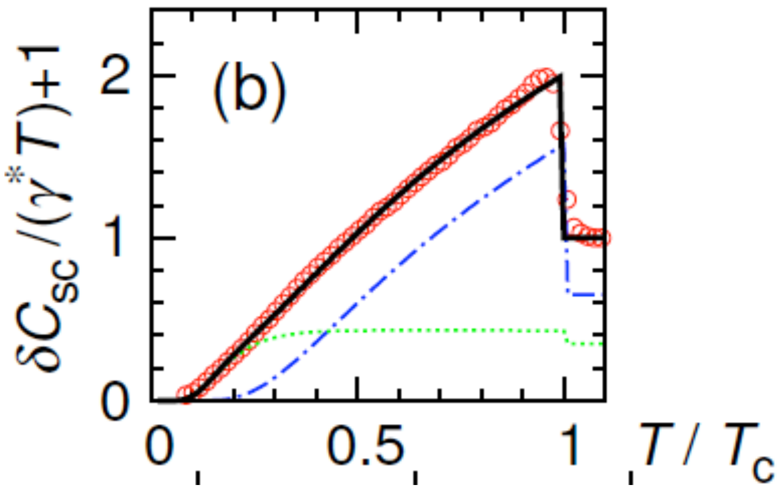
$$\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{a}=\boldsymbol{j}_\mathrm{s}+\underline{\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{M}_\mathrm{para}}$$

$$M_\mathrm{para}=\frac{B(\boldsymbol{r})}{B}-\sum_i N_{0i}\frac{T}{\mu_B B}\sum_{|\omega_n|\le\omega_c}\langle\mathrm{Im}\{g\}\rangle_{\boldsymbol{k}_i}$$

**Density of states (DOS)**

$$N_{i\sigma}(E)=\frac{1}{S}\int dS\,\underbrace{N_{i\sigma}(\boldsymbol{r},E)}_{\text{LDOS}}=\frac{1}{S}\int dS\,\underline{N_{0i}}\,\langle\mathrm{Re}[g(\boldsymbol{k}_i,\boldsymbol{r},\omega_n+\underline{i\sigma\mu_B B})|_{i\omega_n\to E+i\eta}]\rangle_{\boldsymbol{k}_i}$$

# Parameter




$CeCu_2Si_2$: S. Kittaka *et al.*, arXiv:1307.3499.

s-wave two-gap model

$$N_{01} : N_{02} = 65 : 35$$

$$\frac{\Delta_1}{k_B T_c} = 1.76, \quad \frac{\Delta_2}{k_B T_c} = 0.7$$

$$N_{01} : N_{02} = 2 : 1$$

$$\Delta_1 : \Delta_2 \sim 2 : 1$$

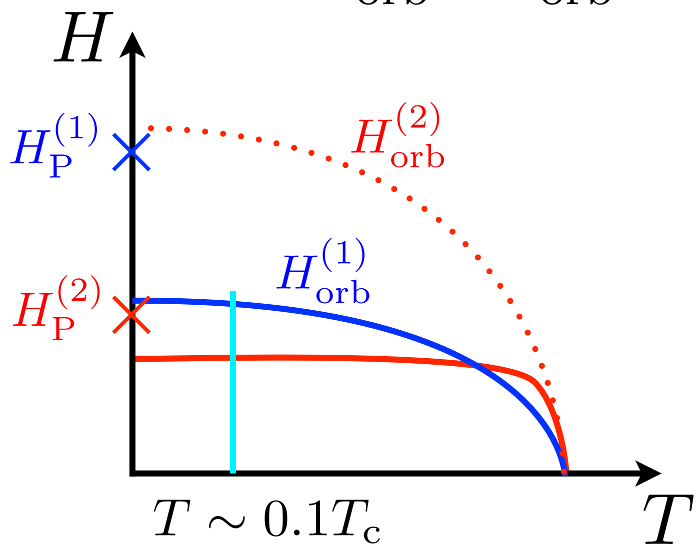
$$V_{11} = V_0, \quad V_{22} = 1.5V_0,$$

$$V_{12} = V_{21} = 0.05V_0$$

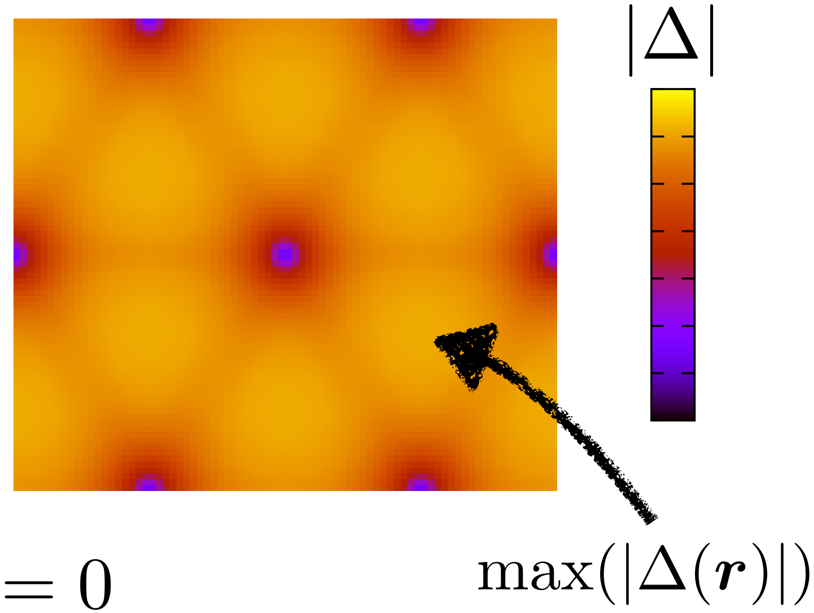
$H_{\mathrm{orb}} \sim \dfrac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} \sim \dfrac{\Phi_0}{2\pi\hbar^2}\left(\dfrac{\Delta}{v_F}\right)^2$ より、

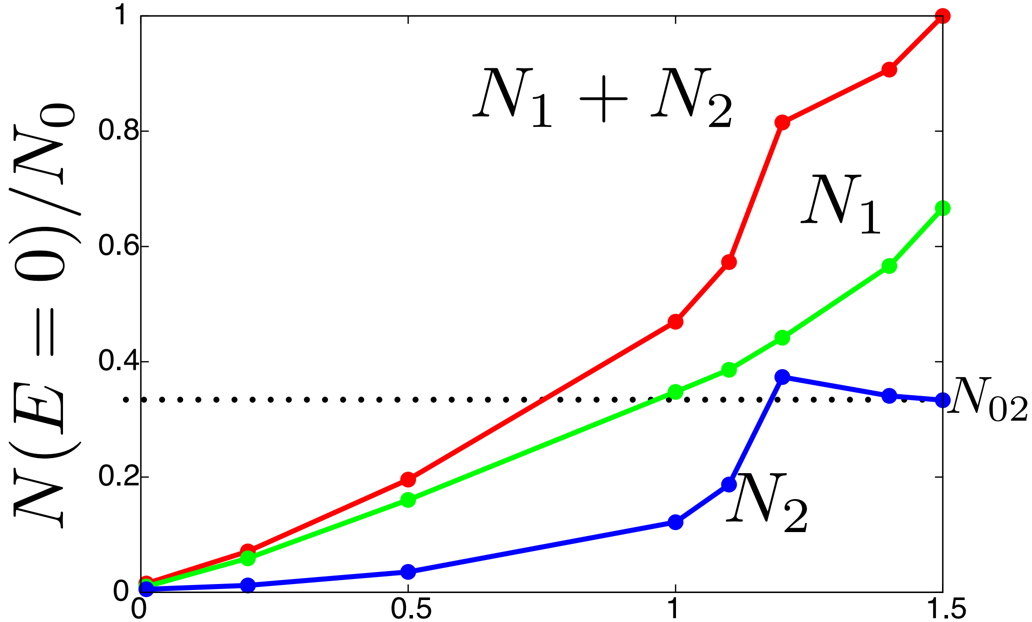
$$v_{F1} : v_{F2} = 4 : 1$$

$$\Rightarrow H_{\mathrm{orb}}^{(1)} : H_{\mathrm{orb}}^{(2)} \sim 1 : 4$$



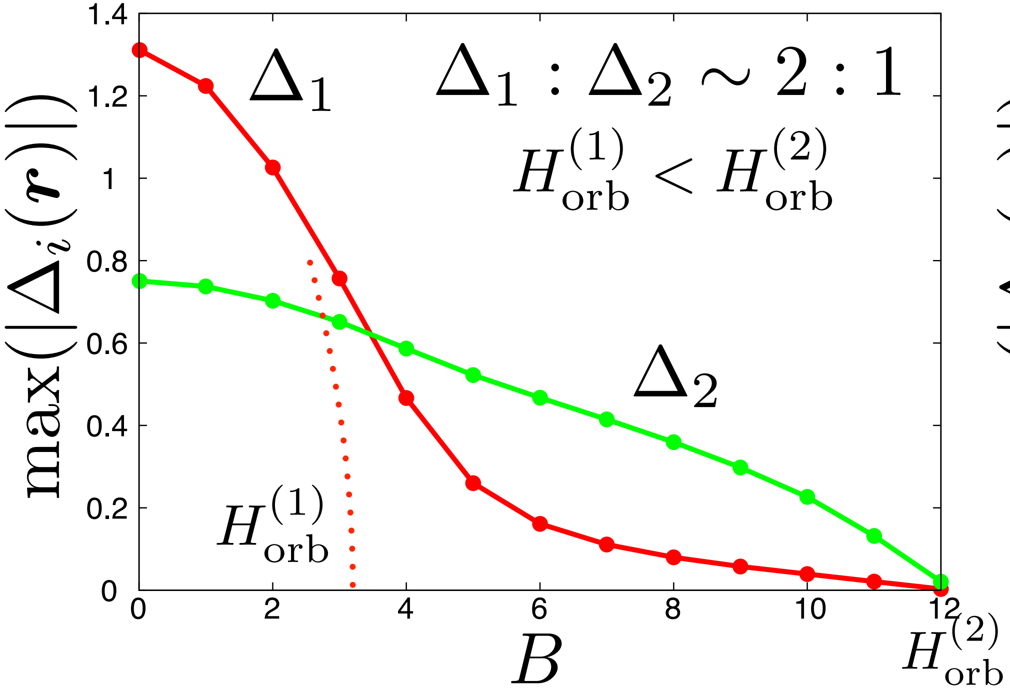
# Field dependence

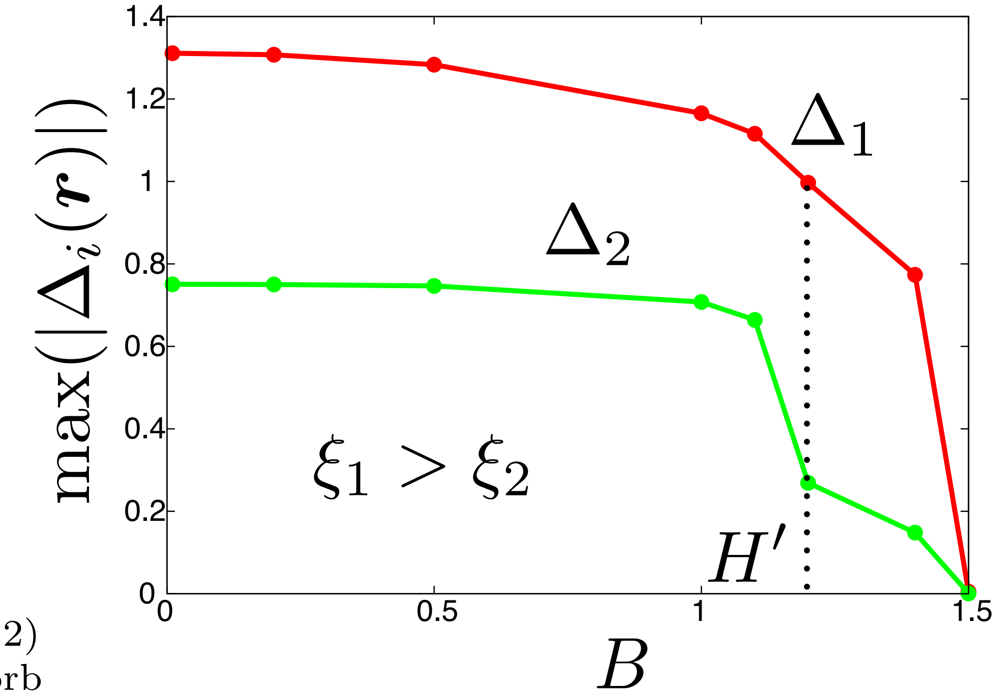


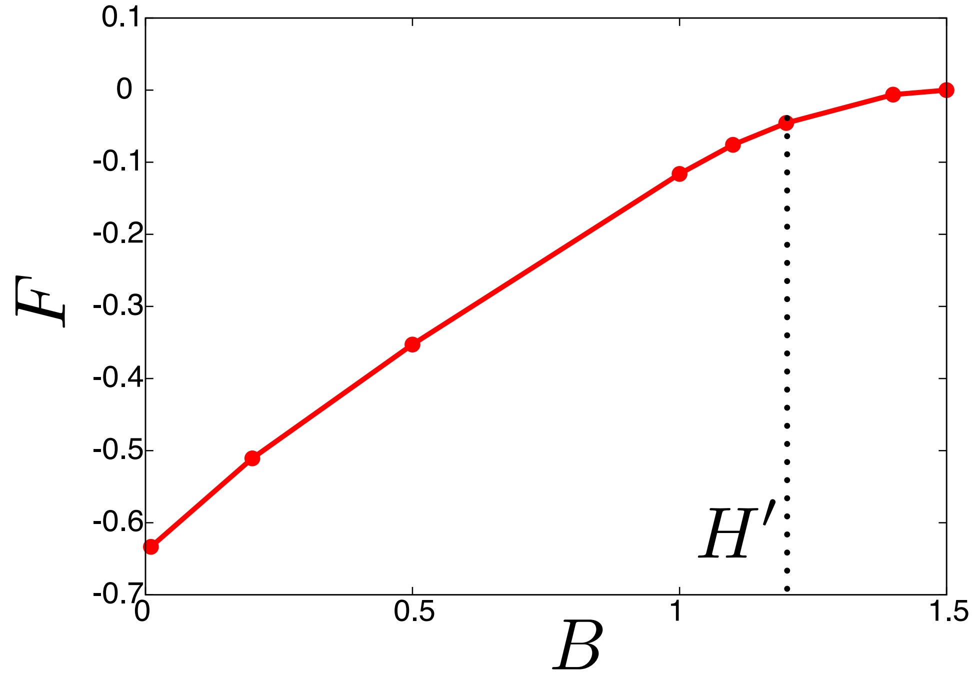

$\alpha = 0$

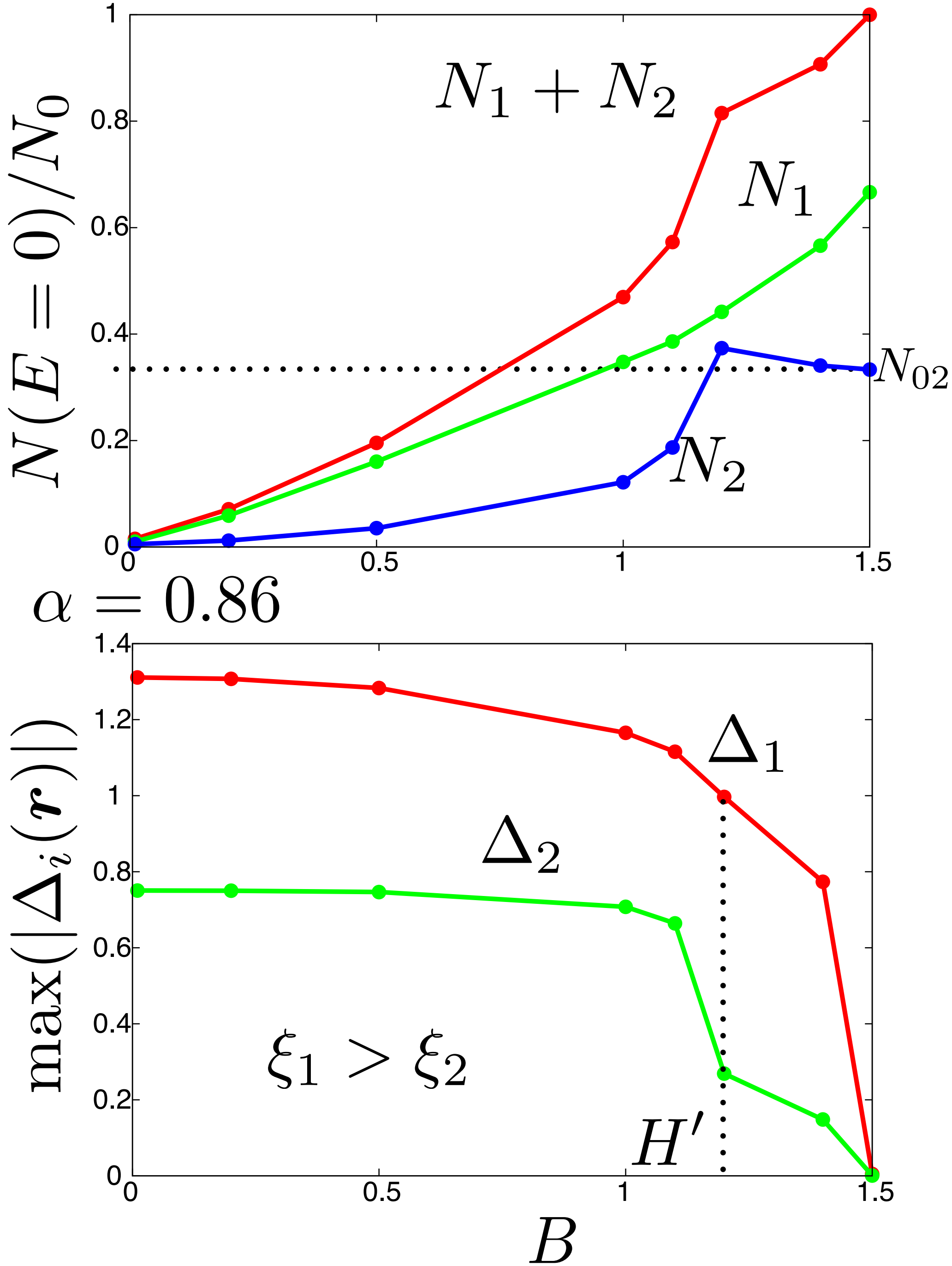
$\alpha = 0.86$



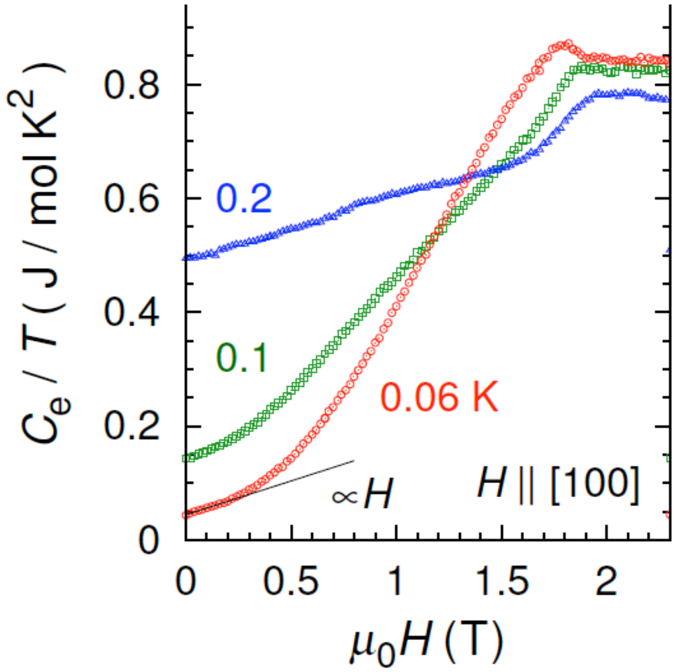



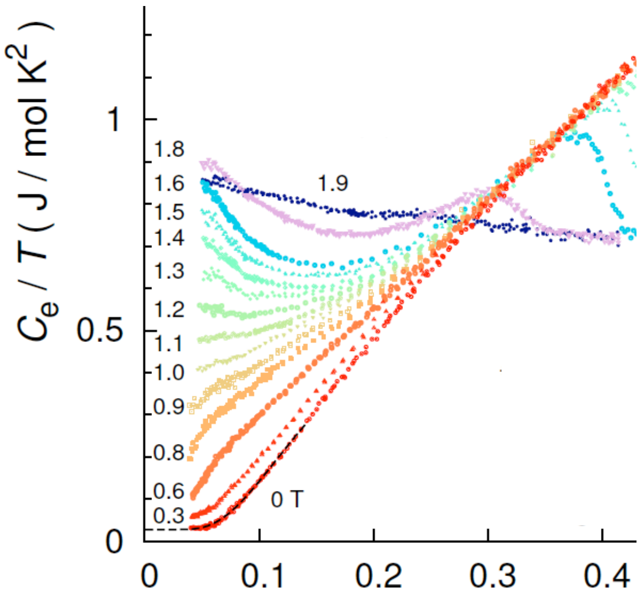
# Field dependence



# $CeCu_2Si_2$




S. Kittaka *et al.*, arXiv:1307.3499.

$$C_{\mathrm{e}} = T\frac{dS}{dT} = \int N(E)dE\,E\frac{\partial f(E)}{\partial T}$$

$$(E \to xT) \qquad = \int N(xT)T\,dx\frac{x^2}{4\cosh^2(x/2)}$$

$$\frac{C_{\mathrm{e}}}{T} \equiv \gamma(T) = \int N(xT)dx\frac{x^2}{4\cosh^2(x/2)}$$

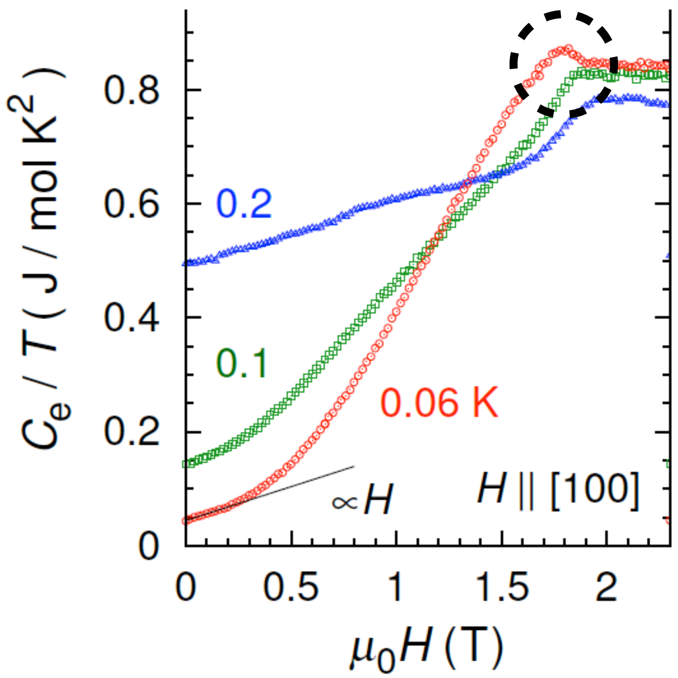
$T \to 0$ のとき,

$$\gamma \propto N(0)$$

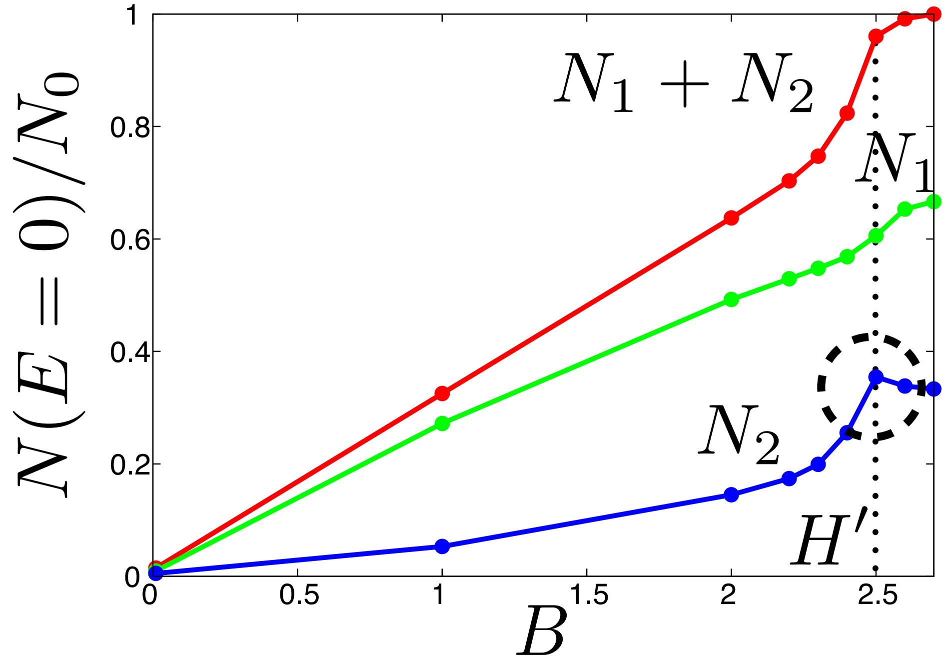
$N(E) = a|E|^n$ のとき,

$$\frac{C_{\mathrm{e}}}{T} = \int aT^n dx\frac{|x|^{2+n}}{4\cosh^2(x/2)} \propto T^n$$

# $CeCu_2Si_2$




$\alpha = 0.34$



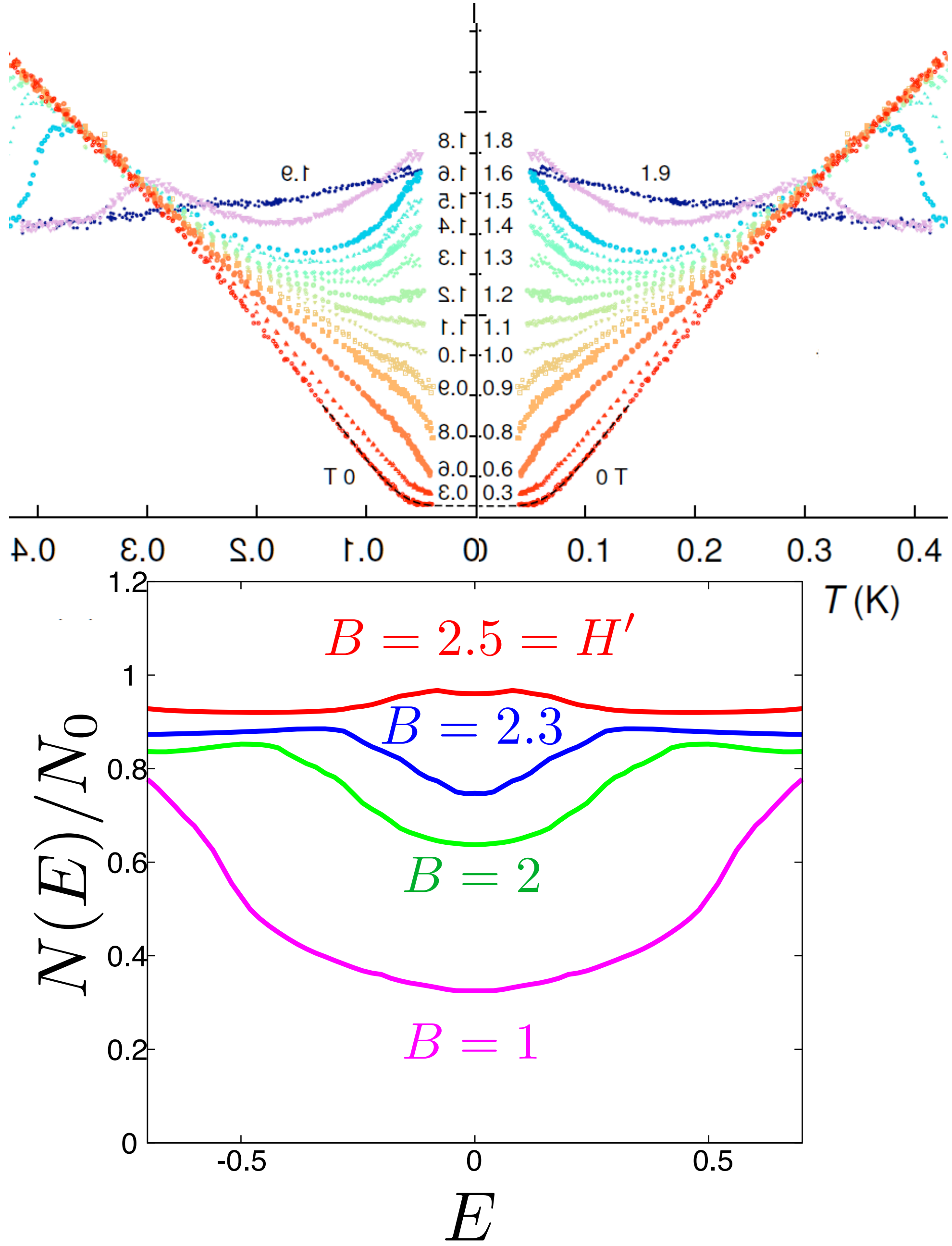

$T \to 0$ のとき,

$\gamma \propto N(0)$

# $CeCu_2Si_2$

$N(E) = a|E|^n$ のとき,

$$\frac{C_{\mathrm{e}}}{T} \propto T^n$$



# Summary

- パウリ常磁性効果の理論を多バンド超伝導体にも適用できるように拡張.
- 一つのバンドのペア振幅が激減する$H'$が存在し, ゼロエネルギー状態密度がノーマル状態を越える.
- パウリ常磁性効果が強く効いていても一次相転移が起こらないことがあり得る.
- $CeCu_2Si_2$の比熱の振る舞いは本理論により理解することができる.