

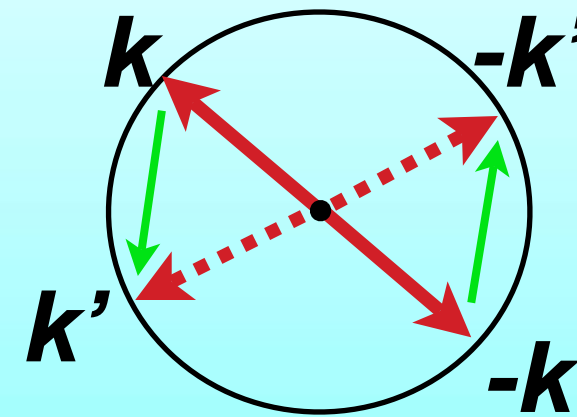
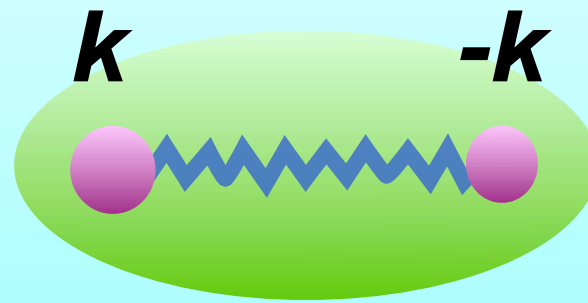
超伝導の変種に垣間見る普遍性： パリティの破れた超伝導から トポロジカルな超伝導まで

京都大学 理学研究科 物理学宇宙物理学専攻
凝縮系理論 藤本聡

超伝導理論の最近の展開

興味の対象.....従来のBCS理論の枠組みに収まらない超伝導

超伝導=クーパー
対の凝縮



クーパー対形成
に対する
フェルミ面
の不安定性

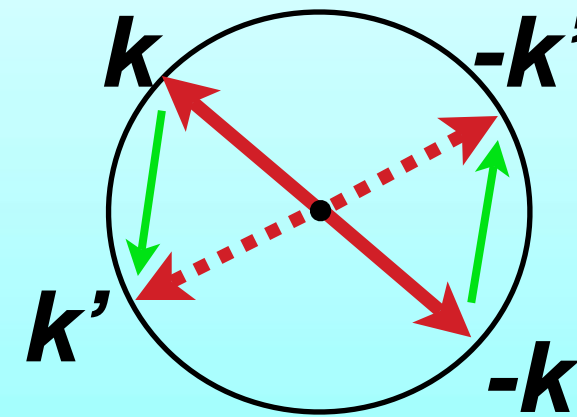
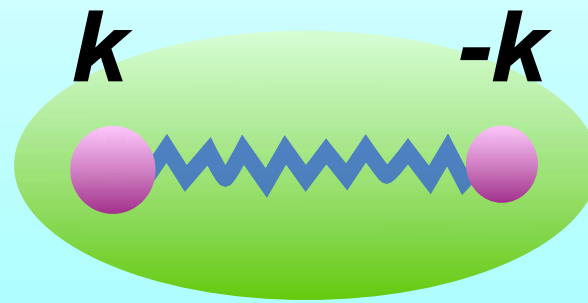
何が電子間の引力を媒介するか？

古典的なBCS理論では電子フォノン相互作用

超伝導理論の最近の展開

興味の対象.....従来のBCS理論の枠組みに収まらない超伝導

超伝導=クーパー
対の凝縮



クーパー対形成
に対する
フェルミ面
の不安定性

何が電子間の引力を媒介するか？

古典的なBCS理論では電子フォノン相互作用

非BCS的超伝導の発現機構(非-フォノン機構)の探索

非BCS超伝導の発現機構(非-フォノン機構)の探索

強い電子相関（電子間クーロン斥力）による超伝導？

電子相関の強い系に、むしろ超伝導転移温度が高いものが存在する!!

高温超伝導($T_c \sim 100\text{K}$),
重い電子系
の超伝導($T_c \sim 1\text{K}$)

$$\frac{T_c}{E_F} \sim 0.01$$

c.f. 弱相関系(従来
のフォノン機構)

$$\frac{T_c}{E_F} \sim 0.0001$$

[但し、フォノン機構でもHigh- T_c 有る

e.g. MgB_2 ($T_c \sim 38\text{K}$)]

非BCS超伝導の発現機構(非-フォノン機構)の探索

強い電子相関（電子間クーロン斥力）による超伝導？

電子相関の強い系に、むしろ超伝導転移温度が高いものが存在する!!

高温超伝導($T_c \sim 100\text{K}$),
重い電子系
の超伝導($T_c \sim 1\text{K}$)

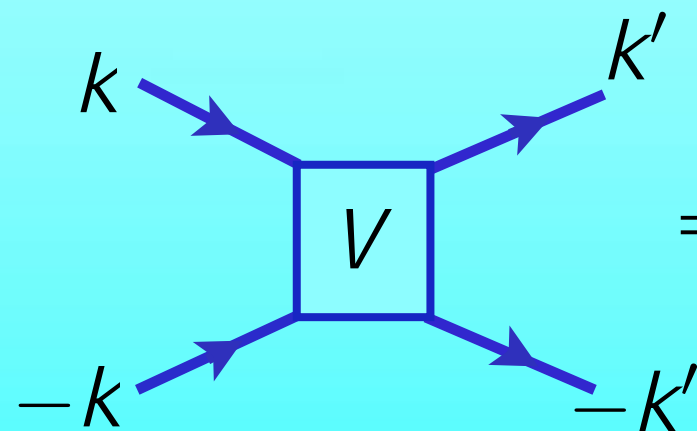
$$\frac{T_c}{E_F} \sim 0.01$$

c.f. 弱相関系(従来
のフォノン機構) $\frac{T_c}{E_F} \sim 0.0001$

[但し、フォノン機構でもHigh- T_c 有る

e.g. MgB_2 ($T_c \sim 30\text{K}$)]

電子間クーロン相互作用の高次過程による引力


$$= V(\vec{k}, \vec{k}') = \sum_{\ell, m} V_{\ell m}(k, k') Y_{\ell m}(\Omega_k) Y_{\ell m}(\Omega_{k'})$$

$V(\vec{k}, \vec{k}') > 0$ であっても、ある ℓ に対し、 $V_{\ell m} < 0$ ($\ell = 0$ s波対)

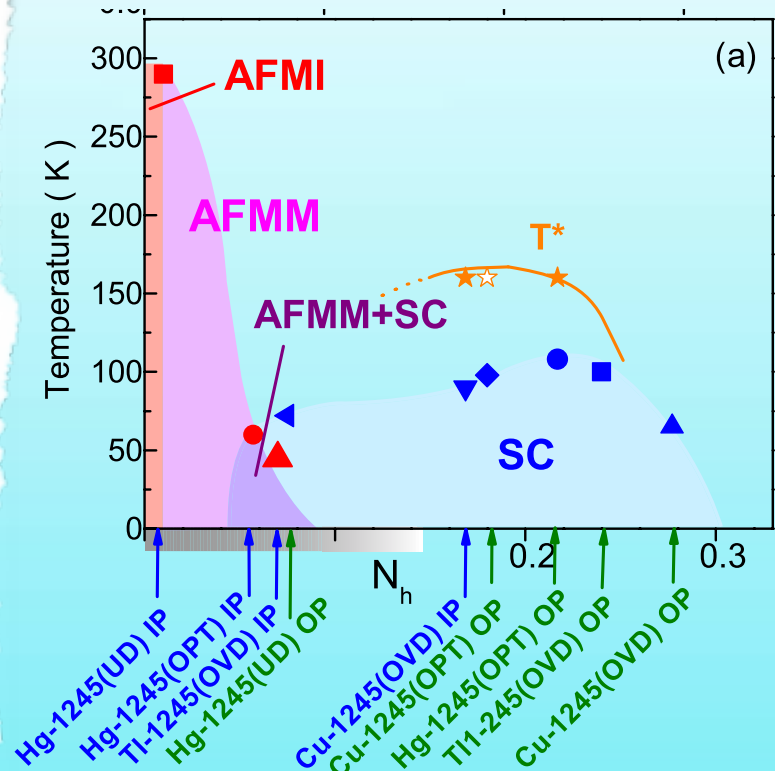
超伝導ギャップ $\Delta_k = \Delta_0 Y_{\ell m}(\Omega_k)$ ($\ell = 1$ p波対)

($\ell = 2$ d波対)

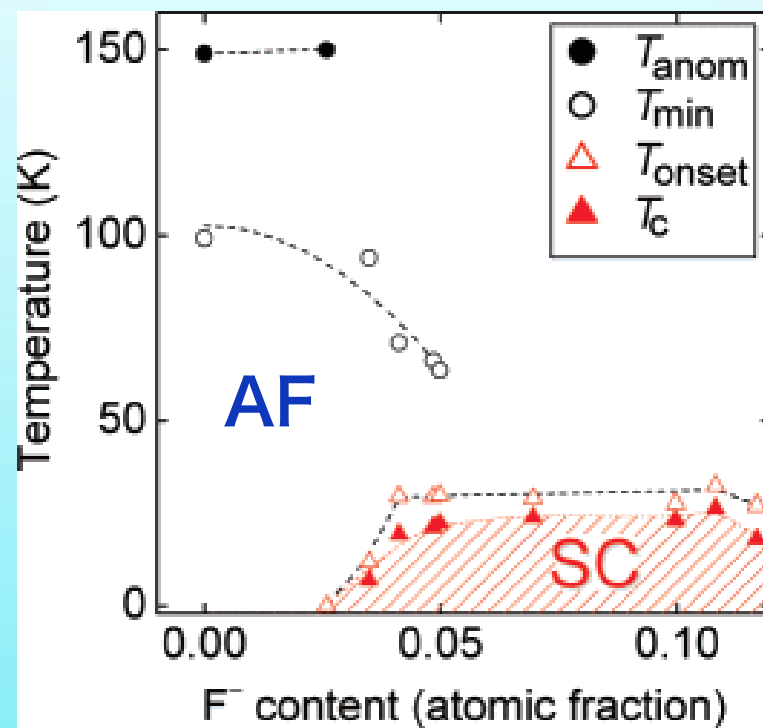
反強磁性(AF)臨界点近傍での超伝導発現

磁気揺らぎに媒介される引力!?

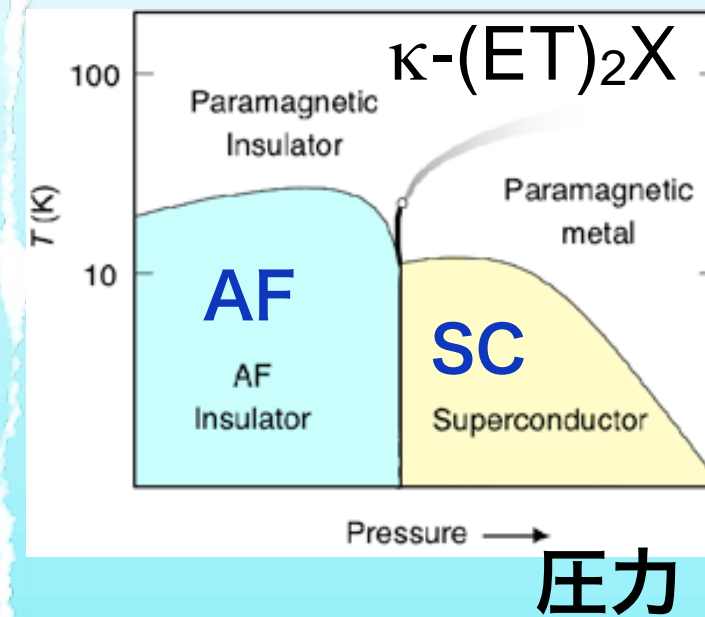
酸化物高温超伝導体



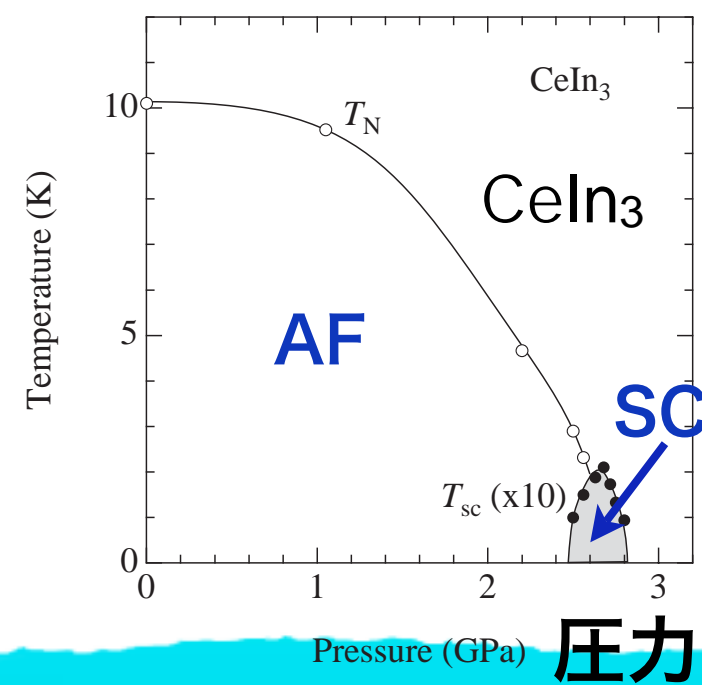
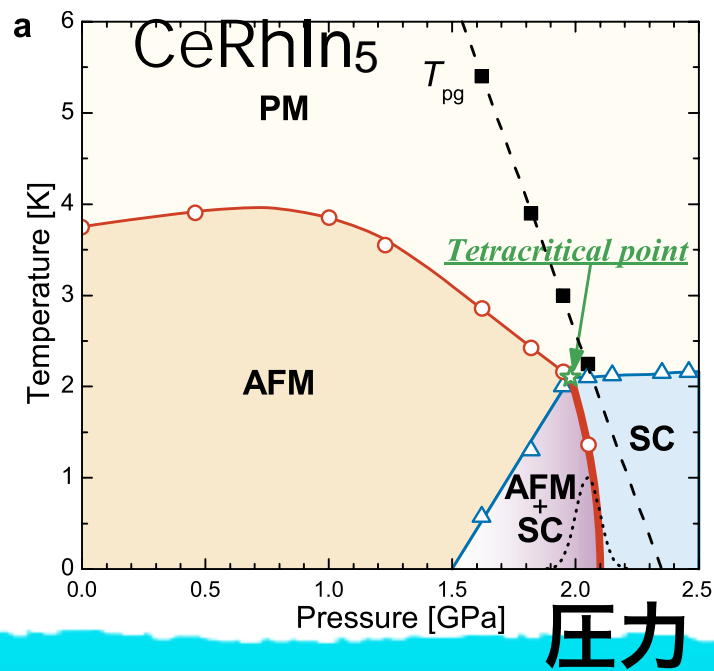
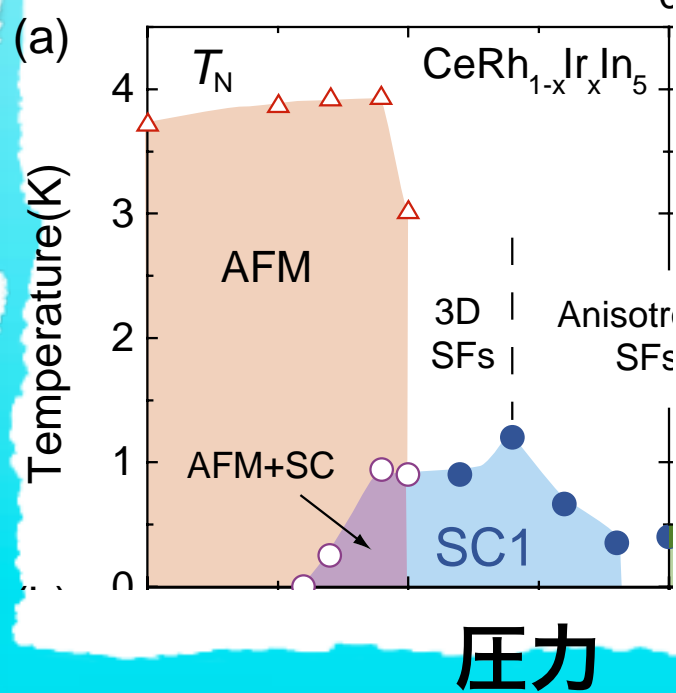
鉄砒素高温超伝導



有機超伝導体

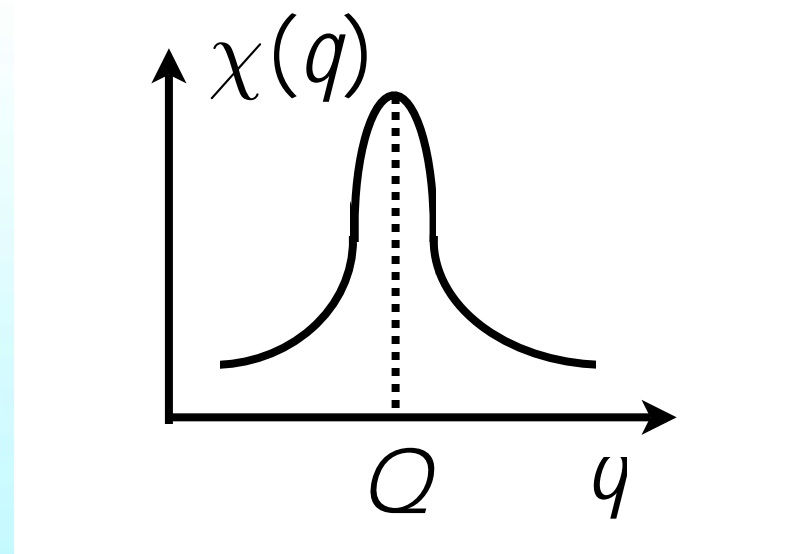


重い電子系超伝導体

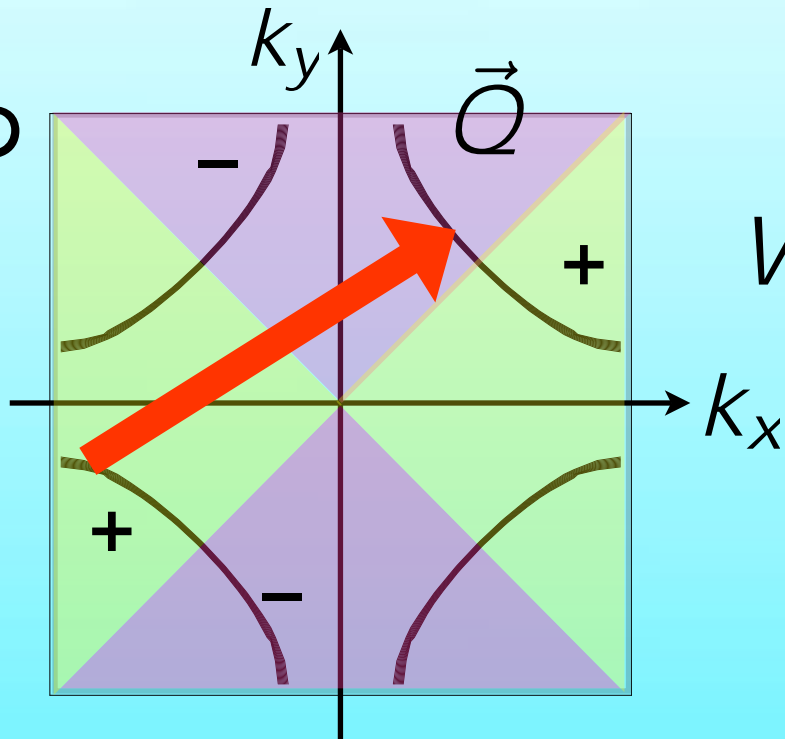


AF磁気揺らぎに媒介される引力

$$V(\vec{k}, \vec{k}') \sim \chi(\vec{k} - \vec{k}') \quad \text{for} \quad \vec{k} - \vec{k}' \sim \vec{Q}$$



酸化物High- T_c の
典型的な
フェルミ面と
 $d_{x^2-y^2}$ 波対
の秩序変数
の符号



$$V(k, k') \sim \chi(k - k') \sim V_d u_k u_{k+Q}$$

$$u_k \sim k_x^2 - k_y^2, \quad u_k u_{k+Q} < 0$$

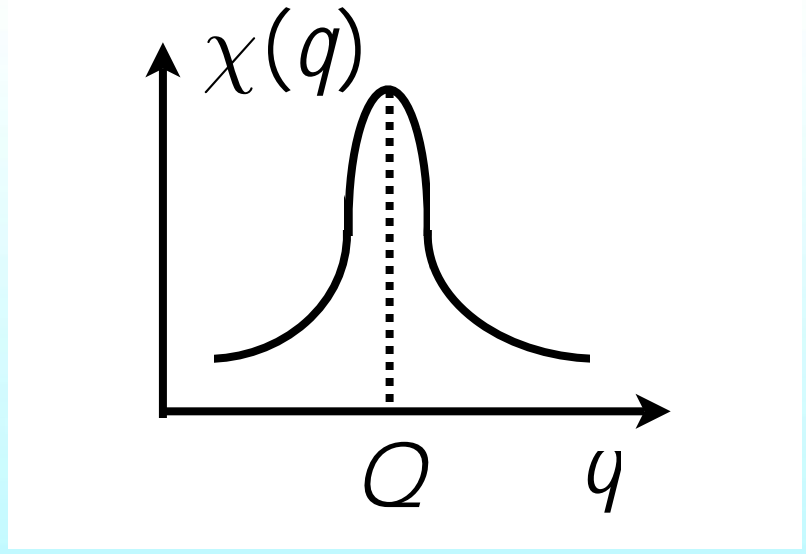
$$V_d < 0 \quad \rightarrow \quad \text{d波対超伝導}$$

磁気臨界点近傍で $\xi_{AF} \rightarrow \infty$

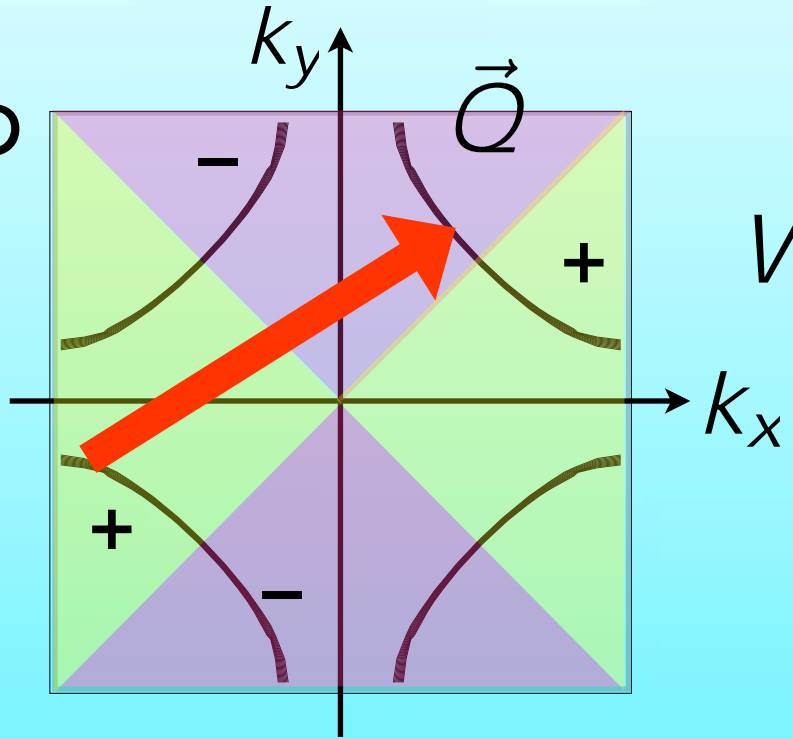
$|V_d| \sim \chi(Q) \rightarrow \infty \rightarrow T_c$ の増大

AF磁気揺らぎに媒介される引力

$$V(\vec{k}, \vec{k}') \sim \chi(\vec{k} - \vec{k}') \quad \text{for} \quad \vec{k} - \vec{k}' \sim \vec{Q}$$



酸化物High- T_c の
典型的な
フェルミ面と
 $d_{x^2-y^2}$ 波対
の秩序変数
の符号



$$V(k, k') \sim \chi(k - k') \sim V_d u_k u_{k+Q}$$

$$u_k \sim k_x^2 - k_y^2, \quad u_k u_{k+Q} < 0$$

$$V_d < 0 \quad \rightarrow \quad \text{d波対超伝導}$$

磁気臨界点近傍で $\xi_{AF} \rightarrow \infty$

$|V_d| \sim \chi(Q) \rightarrow \infty \rightarrow T_c$ の増大

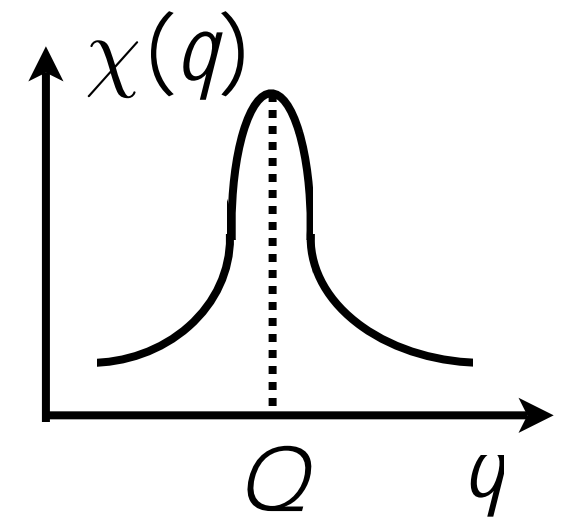
軌道揺らぎによる引力

鉄砒素高温超伝導

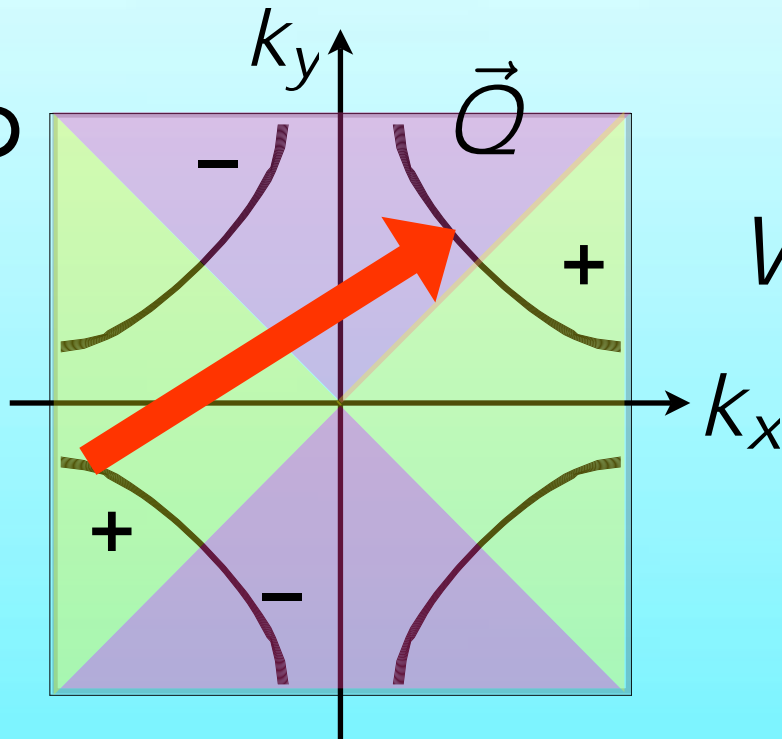
(H. Ikeda, 2008)

AF磁気揺らぎに媒介される引力

$$V(\vec{k}, \vec{k}') \sim \chi(\vec{k} - \vec{k}') \quad \text{for} \quad \vec{k} - \vec{k}' \sim \vec{Q}$$



酸化物High- T_c の
典型的な
フェルミ面と
 $d_{x^2-y^2}$ 波対
の秩序変数
の符号



$$V(k, k') \sim \chi(k - k') \sim V_d U_k U_{k+Q}$$

$$U_k \sim k_x^2 - k_y^2, \quad U_k U_{k+Q} < 0$$

$$V_d < 0 \quad \rightarrow \quad \text{d波対超伝導}$$

磁気臨界点近傍で $\xi_{AF} \rightarrow \infty$ $|V_d| \sim \chi(Q) \rightarrow \infty \rightarrow T_c$ の増大

軌道揺らぎによる引力

鉄砒素高温超伝導

(H. Ikeda, 2008)

より一般にクーロン斥力の高次過程による引力

スピン3重項超伝導 Sr_2RuO_4

(T. Nomura and K. Yamada, 2000)

超伝導理論の最近の展開

興味の対象.....従来のBCS理論の枠組みに収まらない超伝導

非BCS的超伝導の発現機構(非-フォノン機構)の探索)

磁気揺らぎで媒介される引力 (重い電子系, 酸化物高温超伝導)

軌道自由度の揺らぎで媒介される引力 (鉄砒素高温超伝導?)

電子間クーロン斥力による高次散乱過程が生み出す引力

(スピン3重項超伝導 Sr_2RuO_4)

超伝導理論の最近の展開

興味の対象.....従来のBCS理論の枠組みに収まらない超伝導

非BCS的超伝導の発現機構(非-フォノン機構)の探索)

磁気揺らぎで媒介される引力 (重い電子系, 酸化物高温超伝導)

軌道自由度の揺らぎで媒介される引力 (鉄砒素高温超伝導?)

電子間クーロン斥力による高次散乱過程が生み出す引力
(スピン3重項超伝導 Sr_2RuO_4)

超伝導の新たな形態の探求

磁気秩序とミクロに共存した超伝導 (磁性を担う電子=超伝導を担う電子)

クーパー対が空間変調した超伝導 (FFLO 状態), (Matsuda's group)

✓ パリティの破れた(空間反転対称性のない)超伝導

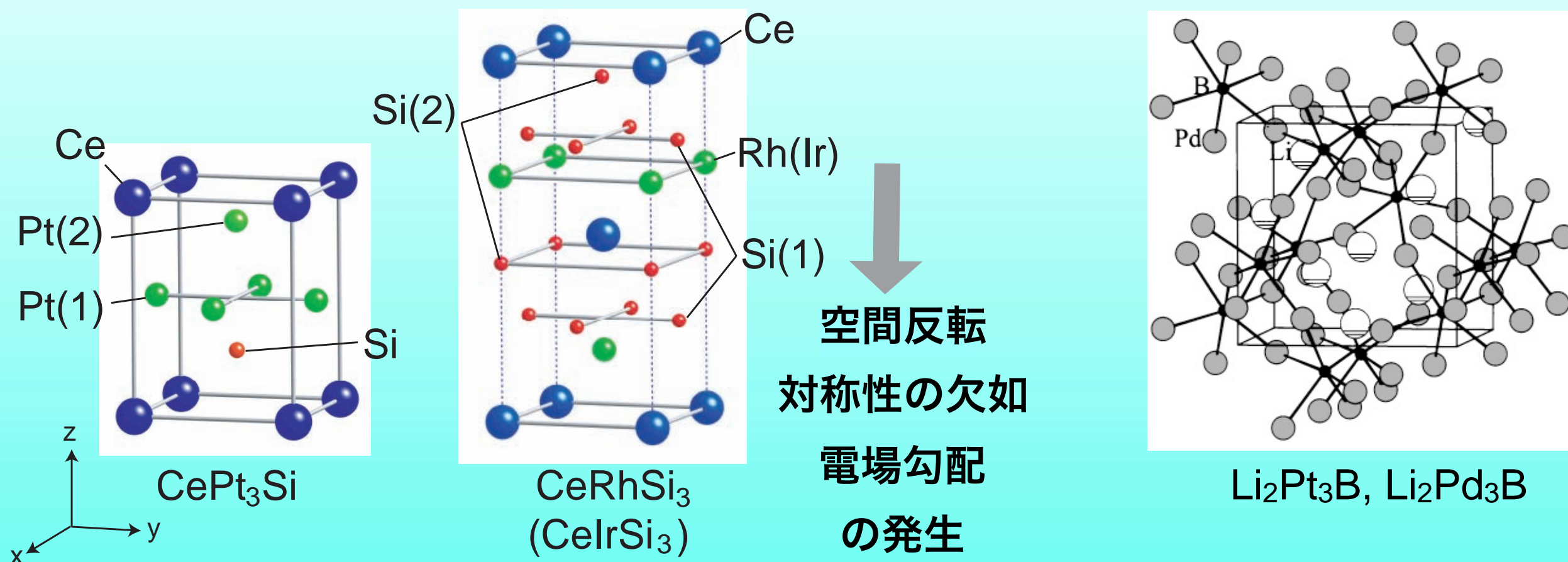
✓ トポロジカルな超伝導 etc....

パリティの破れた超伝導

パリティの破れた超伝導体

結晶構造に空間反転対称性がない超伝導体

CePt₃Si, UIr, CeRhSi₃, CeIrSi₃, Cd₂Re₂O₇, Li₂Pt₃B, Li₂Pd₃B,



Asymmetric potential gradient

$$\vec{\nabla}V \parallel (001)$$

Asymmetric spin-orbit interaction (Rashba interaction)

$$(\vec{p} \times \vec{\nabla}V) \cdot \vec{\sigma}$$

Broken inversion sym.

$$\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$$

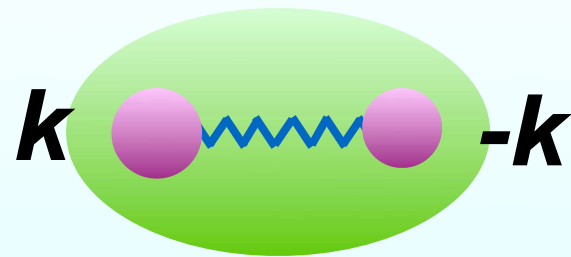
$$(\vec{p} \perp \vec{\nabla}V)$$

Broken Spin rotation sym.

$$\sigma \rightarrow -\sigma$$

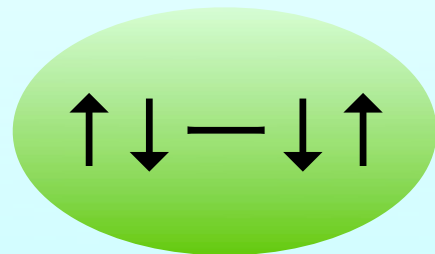
何故パリティ対称性の無い超伝導体は面白いのか？

クーパー対



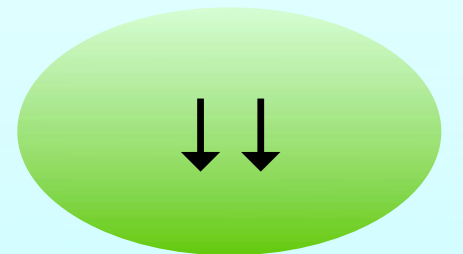
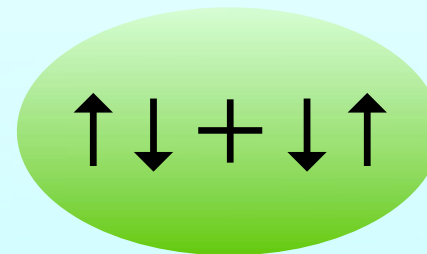
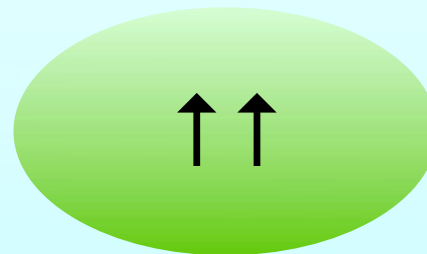
空間反転： $k \rightarrow -k$

空間反転対称性のある超伝導体.....クーパー対はパリティで分類



スピン 1 重項対

Cooper pair: charge $2e$,
spin $S=0$



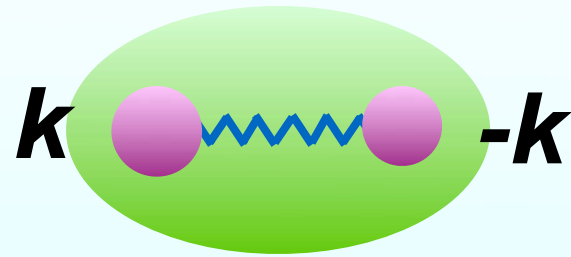
スピン 3 重項対

Cooper pair: charge $2e$,
spin $S=1$

超伝導の磁氣的性質にとって重要

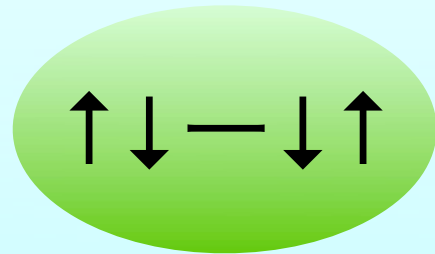
何故パリティ対称性の無い超伝導体は面白いのか？

クーパー対



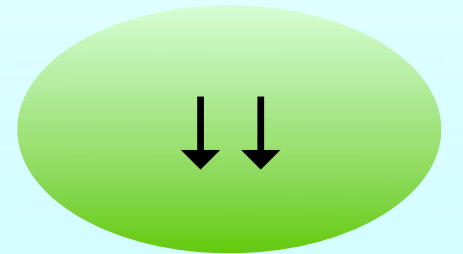
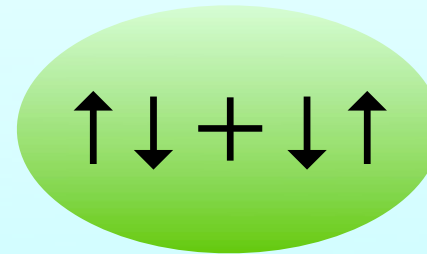
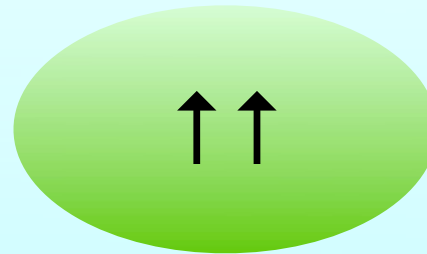
空間反転： $k \rightarrow -k$

空間反転対称性のある超伝導体.....クーパー対はパリティで分類



スピン1重項対

Cooper pair: charge $2e$,
spin $S=0$



スピン3重項対

Cooper pair: charge $2e$,
spin $S=1$

超伝導の磁氣的性質にとって重要

空間反転対称性の無い超伝導体...クーパー対はパリティで分類不可

$$[P, H] \neq 0$$

スピン1重項-3重項の混合

特異な物性

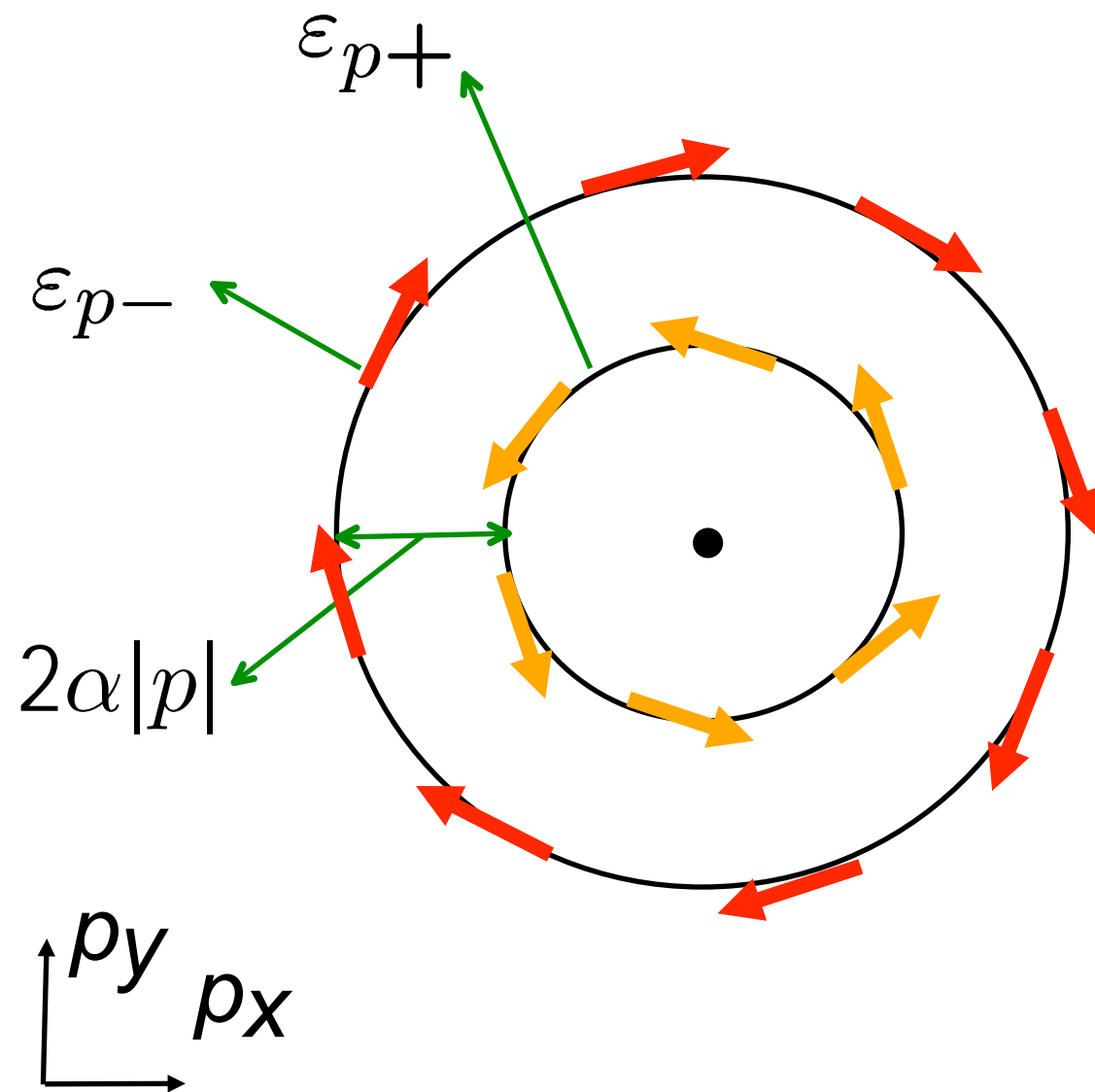
クーパー対のパリティ混合

$$E_{p\sigma\sigma'} = \varepsilon_p + \alpha(\vec{p} \times \vec{n}) \cdot \vec{\sigma}_{\sigma\sigma'}$$

$$\vec{n} = (0, 0, 1)$$

“Zeeman energy”
depending on \vec{p}

$$\longrightarrow \varepsilon_{p\pm} = \varepsilon_p \pm \alpha|p|$$



Rashba SO 相互作用によって分裂した
フェルミ面

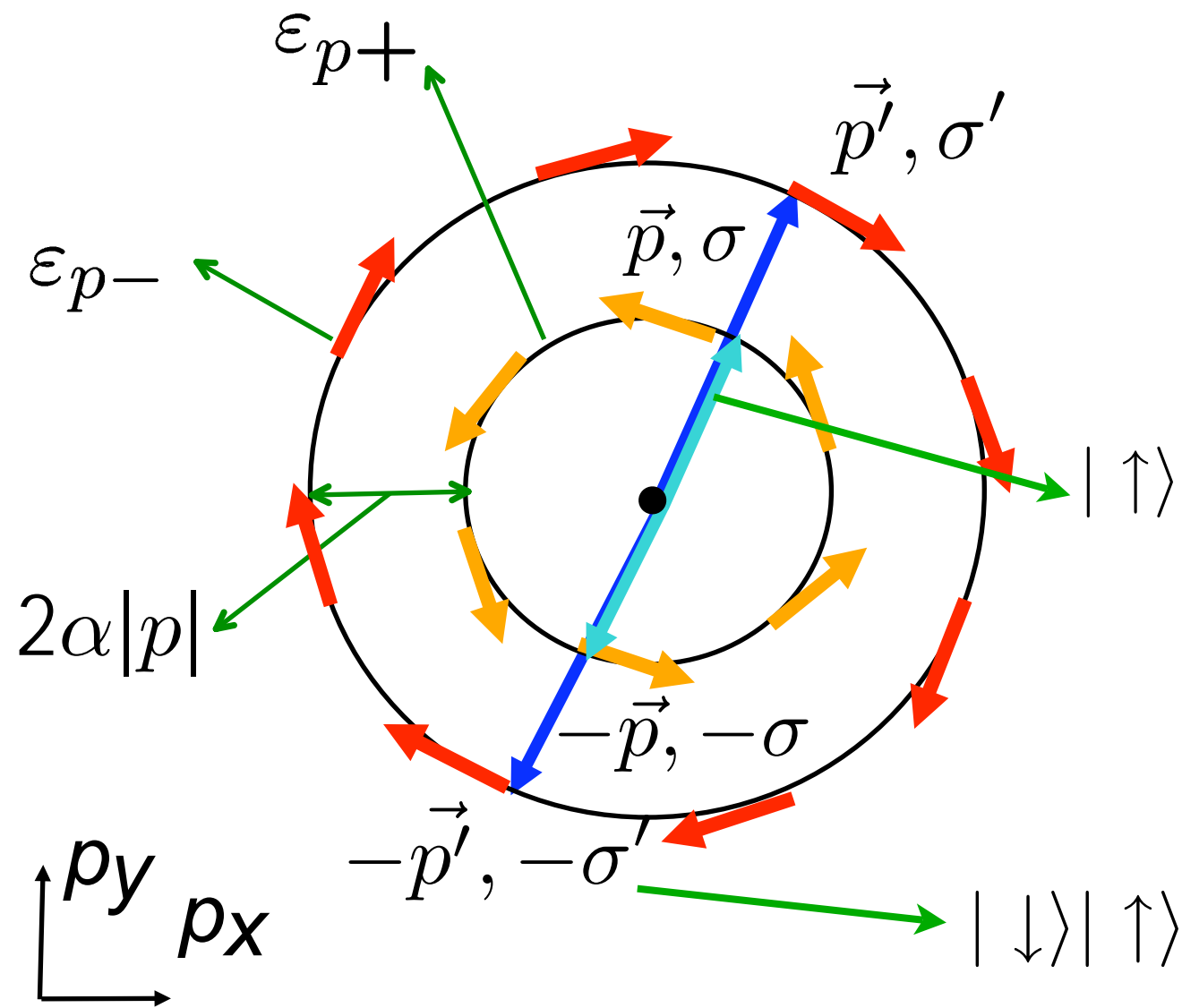
クーパー対のパリティ混合

$$E_{p\sigma\sigma'} = \varepsilon_p + \alpha(\vec{p} \times \vec{n}) \cdot \vec{\sigma}_{\sigma\sigma'}$$

$$\vec{n} = (0, 0, 1)$$

“Zeeman energy”
depending on \vec{p}

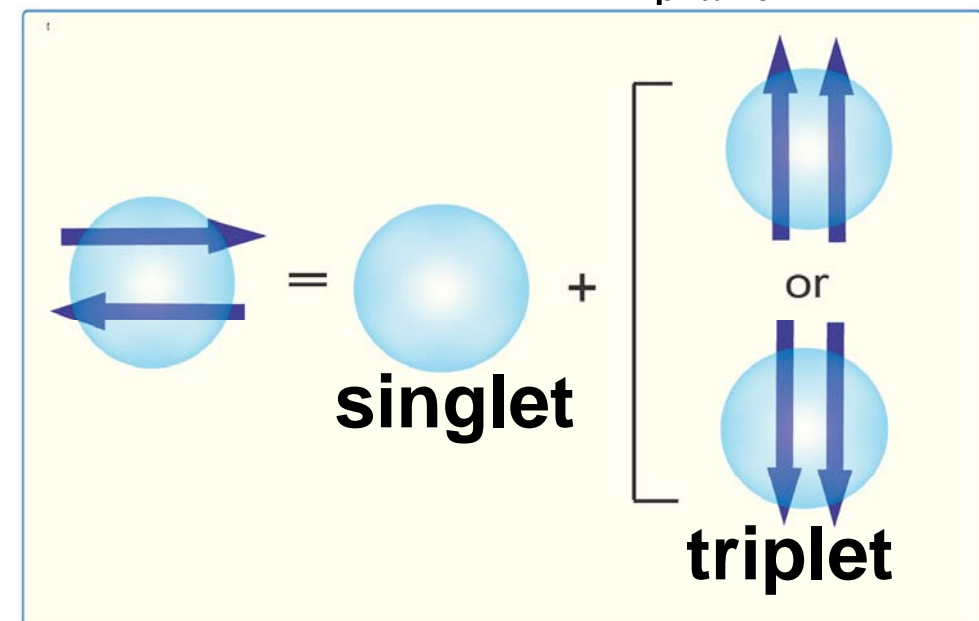
$$\Rightarrow \varepsilon_{p\pm} = \varepsilon_p \pm \alpha|p|$$



$$|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle = \frac{1}{2}(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle) \quad \text{singlet}$$

$$+ \frac{1}{2}(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle) \quad \text{triplet with } S_{\text{in-plane}} = 0$$

Rashba SO 相互作用によって分裂した
フェルミ面



空間反転対称性の無い超伝導体の特異な物性

磁気電気効果

電子スピン



電子の電荷

磁気分極

電流, 電気分極

古くから誘電体で研究. 応用上重要. 近年、Spintronics の観点から注目



Electronics

パリティの欠如が超伝導体における磁気電気効果を生み出す!

磁気分極



超伝導電流

c.f. マイスナー効果(反磁性電流)とは異なる

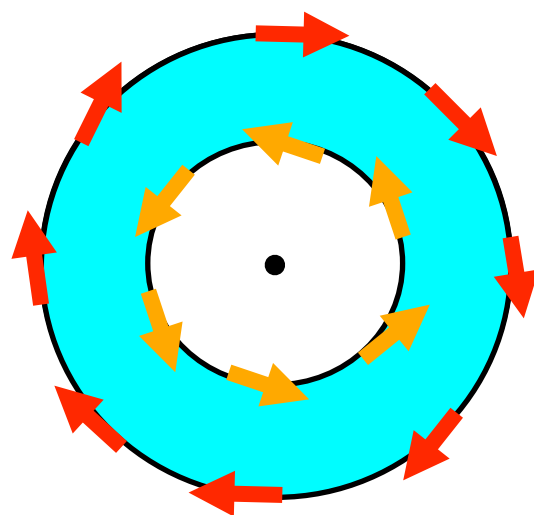
Rashba

SO 相互作用

$$(\vec{k} \times \vec{n}) \cdot \vec{\sigma}$$

$$(\vec{n} = (0, 0, 1))$$

によって分裂した
フェルミ面



空間反転対称性の無い超伝導体の特異な物性

磁気電気効果

電子スピン



電子の電荷

磁気分極

電流, 電気分極

古くから誘電体で研究. 応用上重要. 近年、Spintronics の観点から注目



Electronics

パリティの欠如が超伝導体における磁気電気効果を生み出す!

磁気分極



超伝導電流

c.f. マイスナー効果(反磁性電流)とは異なる

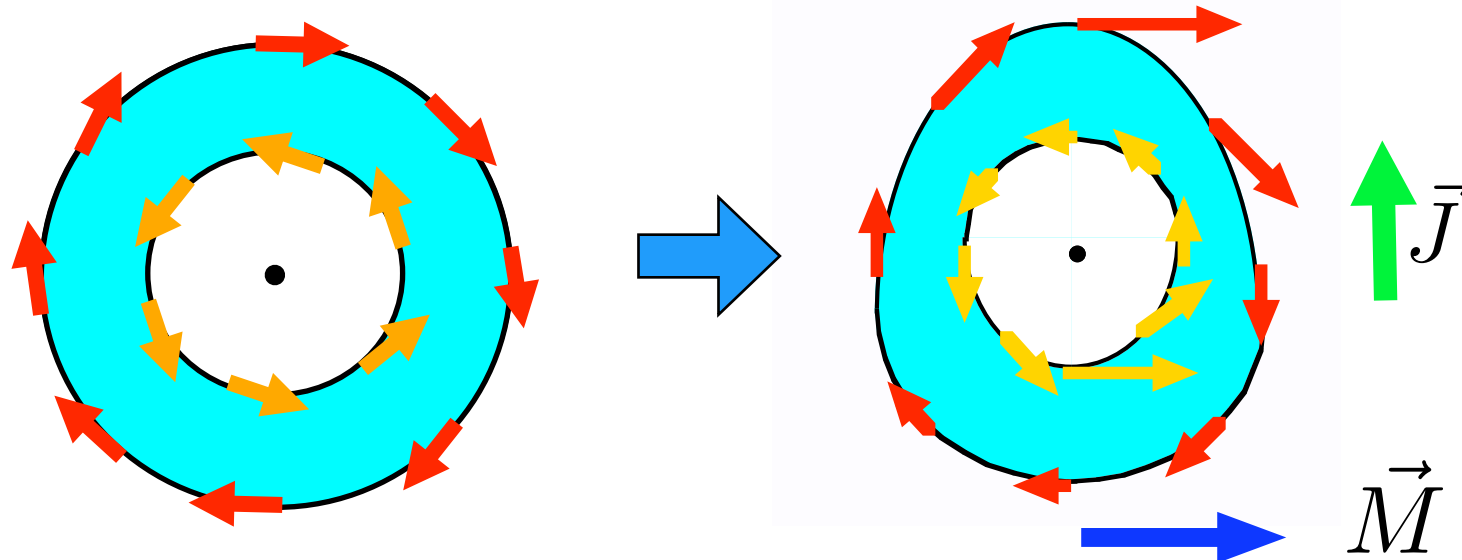
Rashba

SO 相互作用

$$(\vec{k} \times \vec{n}) \cdot \vec{\sigma}$$

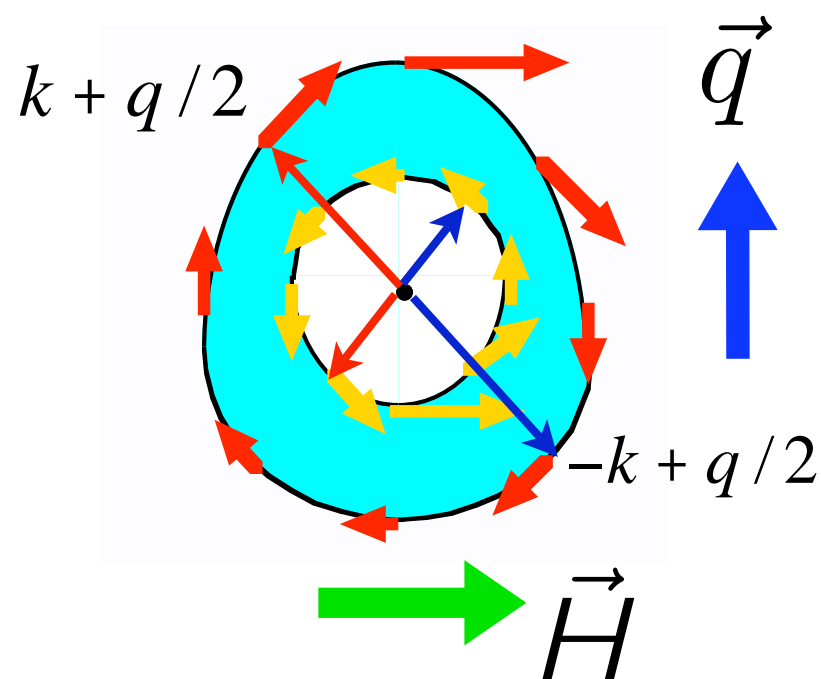
$$(\vec{n} = (0, 0, 1))$$

によって分裂した
フェルミ面



空間反転対称性の無い超伝導体の特異な物性

磁場中で超伝導秩序変数の密度波(超周期構造の発生)



磁場によるスピン分極がフェルミ面を非対称に変形

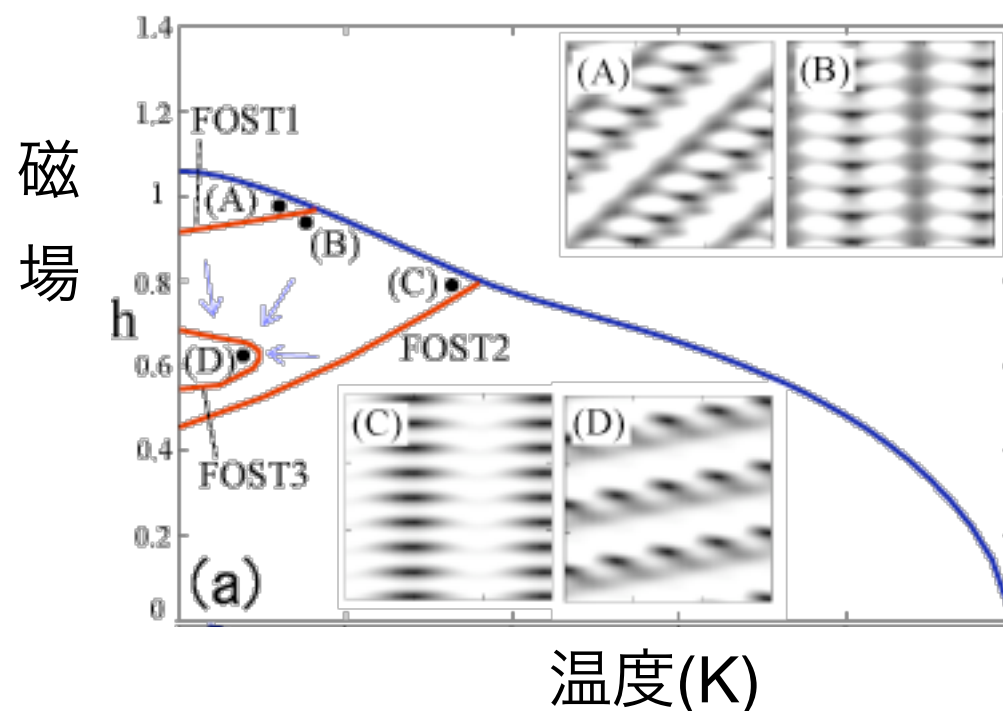
バルクに超伝導電流が流れない孤立系では超伝導秩序変数に実空間での長周期構造が出現

$$\Delta_q(\vec{r}) = \Delta_1 e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} + \Delta_2 e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}}$$

c.f. Fulde-Ferrel-Larkin-Ovchinnikov 状態

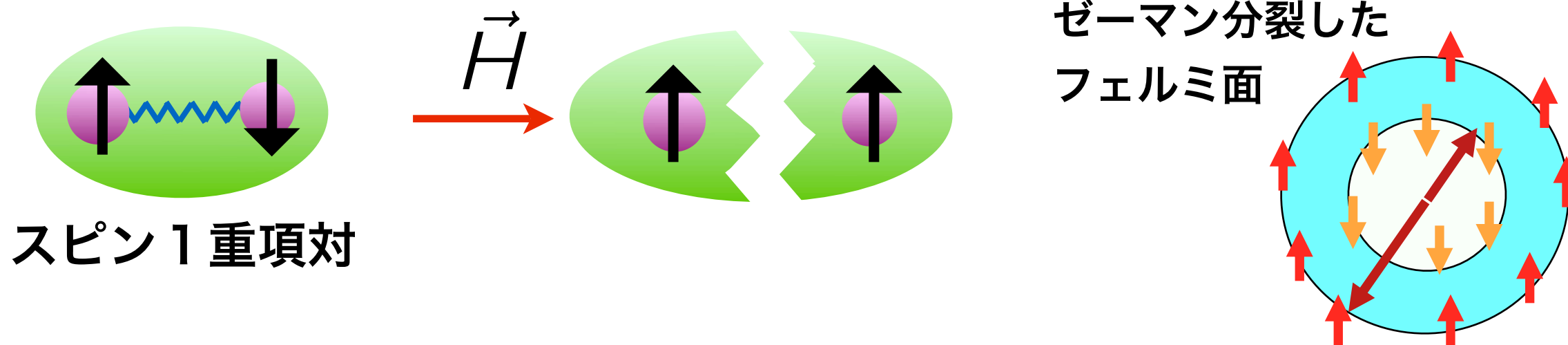
擬2次元系Rashba modelでの計算例

(Y. Matsunaga,
N. Hiasa, R. Ikeda,
PRB78,220508(2008))



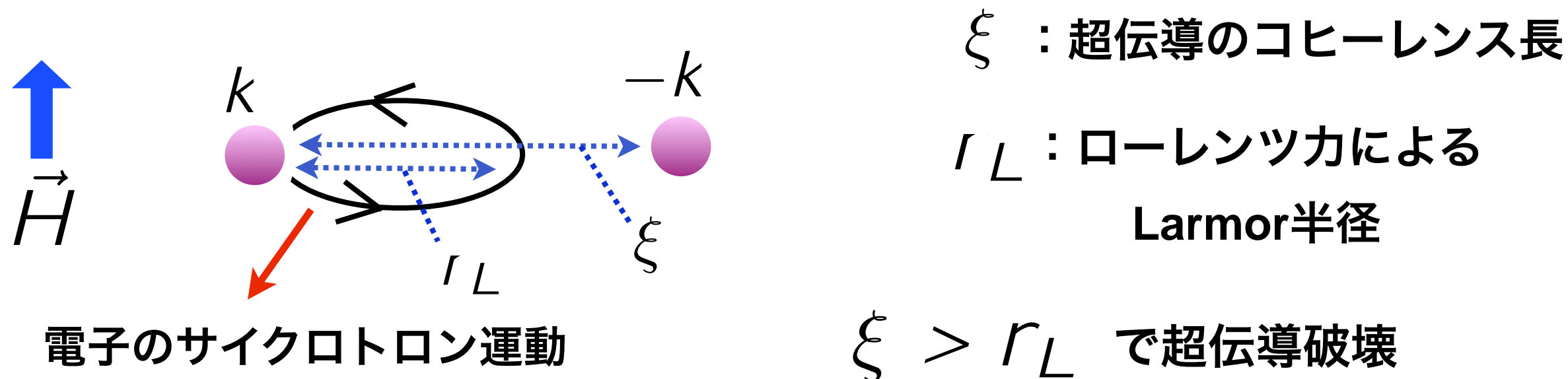
空間反転対称性のある通常の超伝導の磁場による破壊効果

i) スピンとの相互作用(ゼーマン効果)によるクーパ対破壊



(c.f. スピン 3 重項対ではこの破壊効果効かない.)

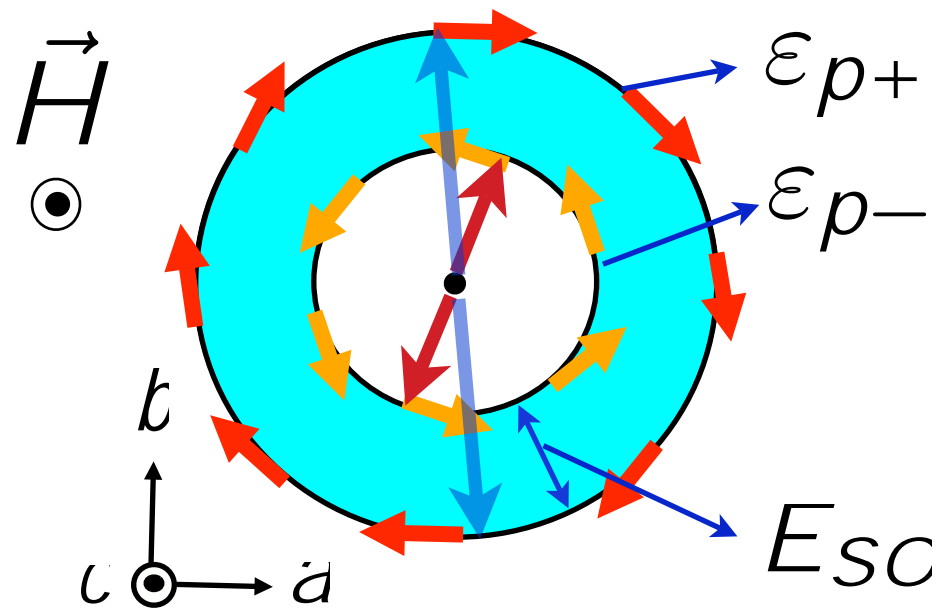
ii) 電荷との相互作用(ローレンツ力)によるクーパ対破壊



空間反転対称性の無い超伝導体の特異な物性

ゼーマン効果によるスピン1重項対破壊の著しい抑制

Rashba SO 相互作用によって分裂した
フェルミ面



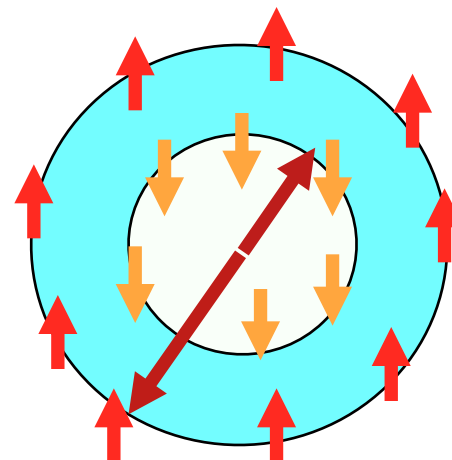
$E_{SO} \gg \mu_B H$ の場合、

ab -面に垂直な磁場はフェルミ面上での
スピンの分布をほとんど変えない

スピン1重項対の性格が強い超伝導状態でも
ゼーマン効果による超伝導破壊は起こらない!

cf) 反転対称性のあるスピン1重項-超伝導

ゼーマン分裂した
フェルミ面



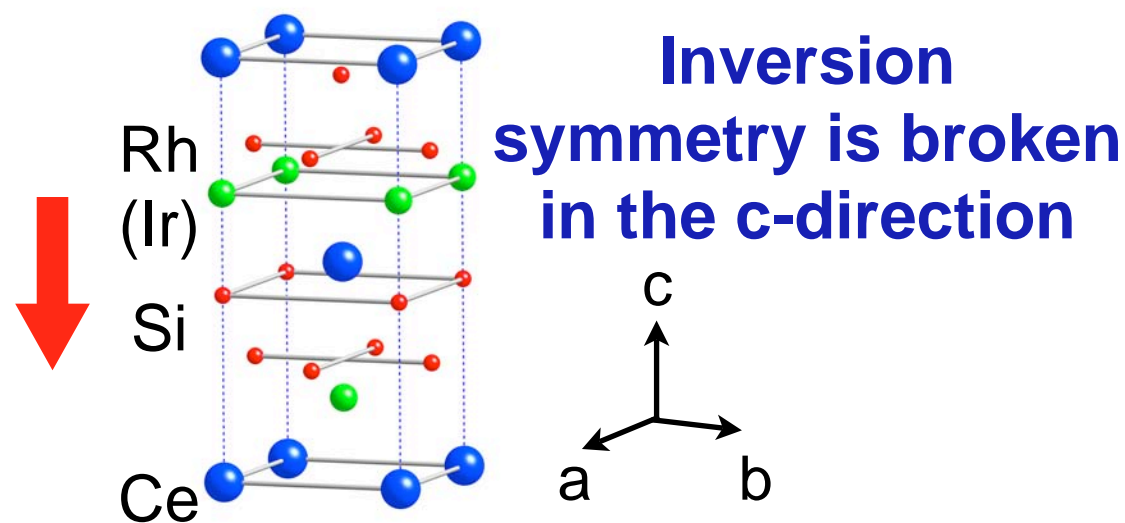
ゼーマン効果による対破壊が効かない実験例

Heavy Fermion Superconductors CeRhSi₃, CeIrSi₃

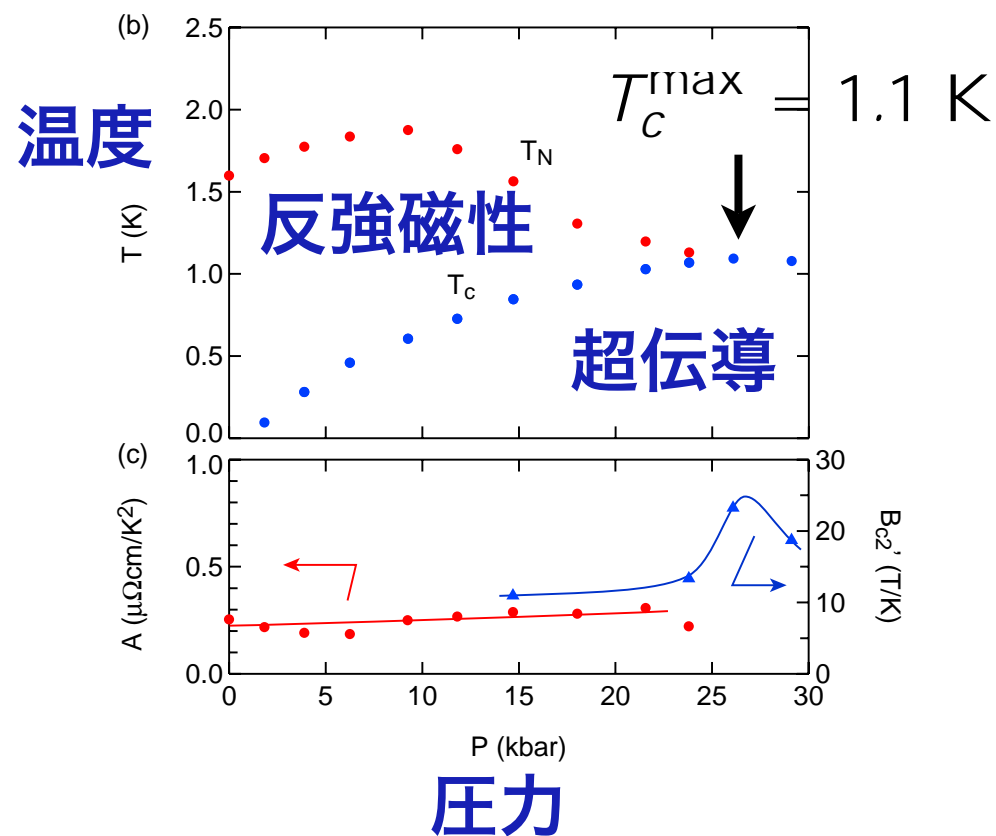
常圧で反強磁性体

圧力下で磁気相近傍において
超伝導転移!!

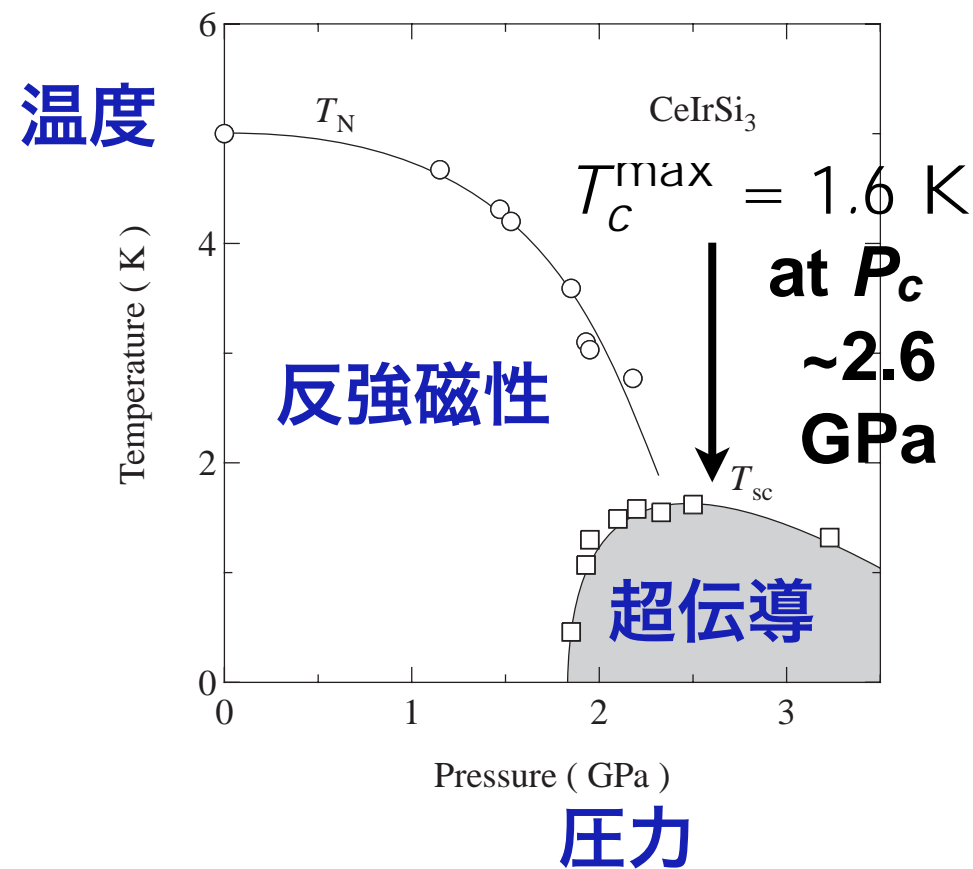
crystal structure



CeRhSi₃ (Kimura et al. 2005)



CeIrSi₃ (Sugitani et al. 2006)

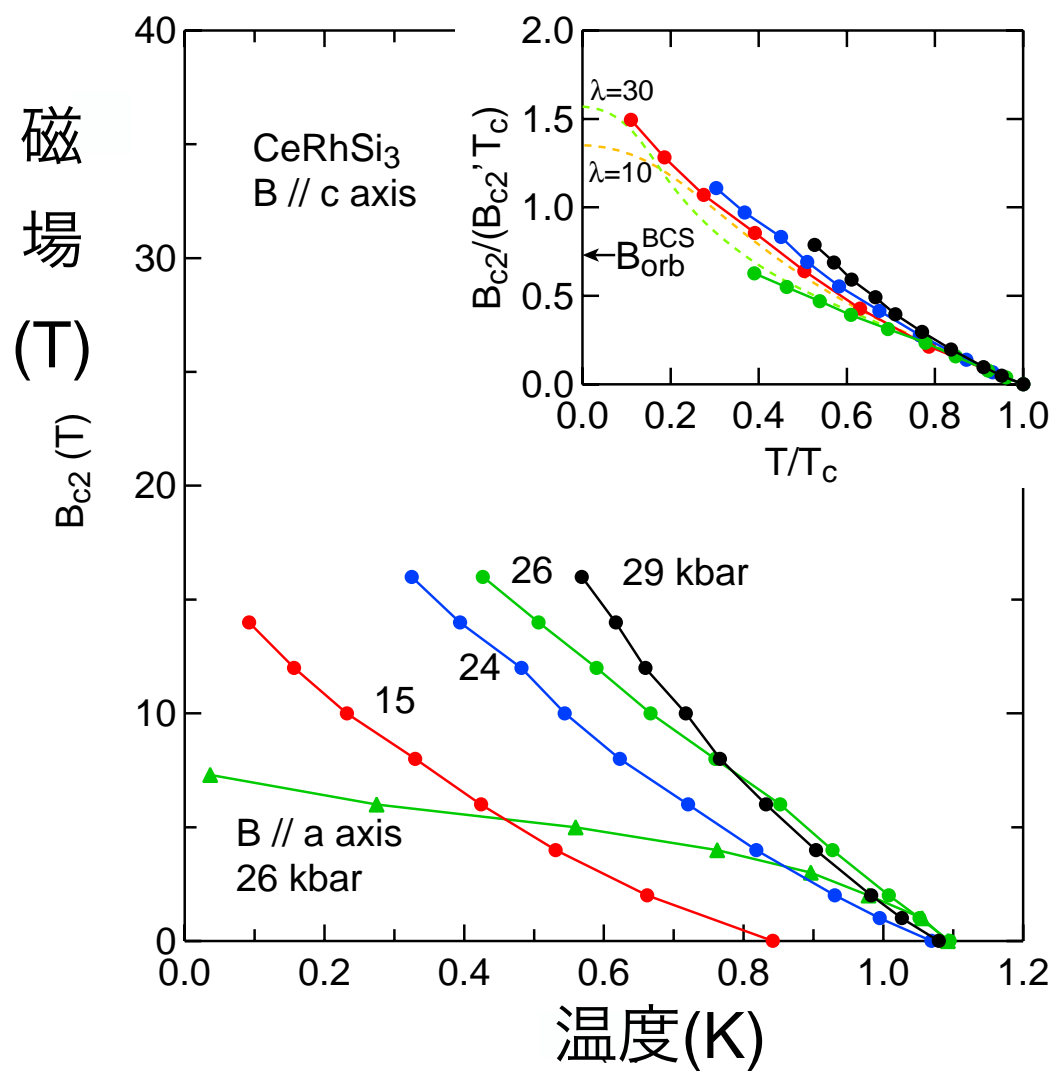


これらの系の超伝導転移温度 わずか約 1 K ところが...

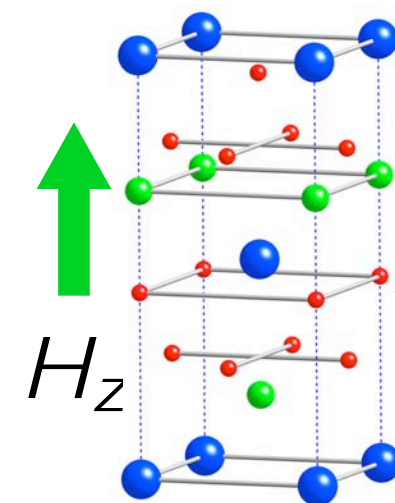
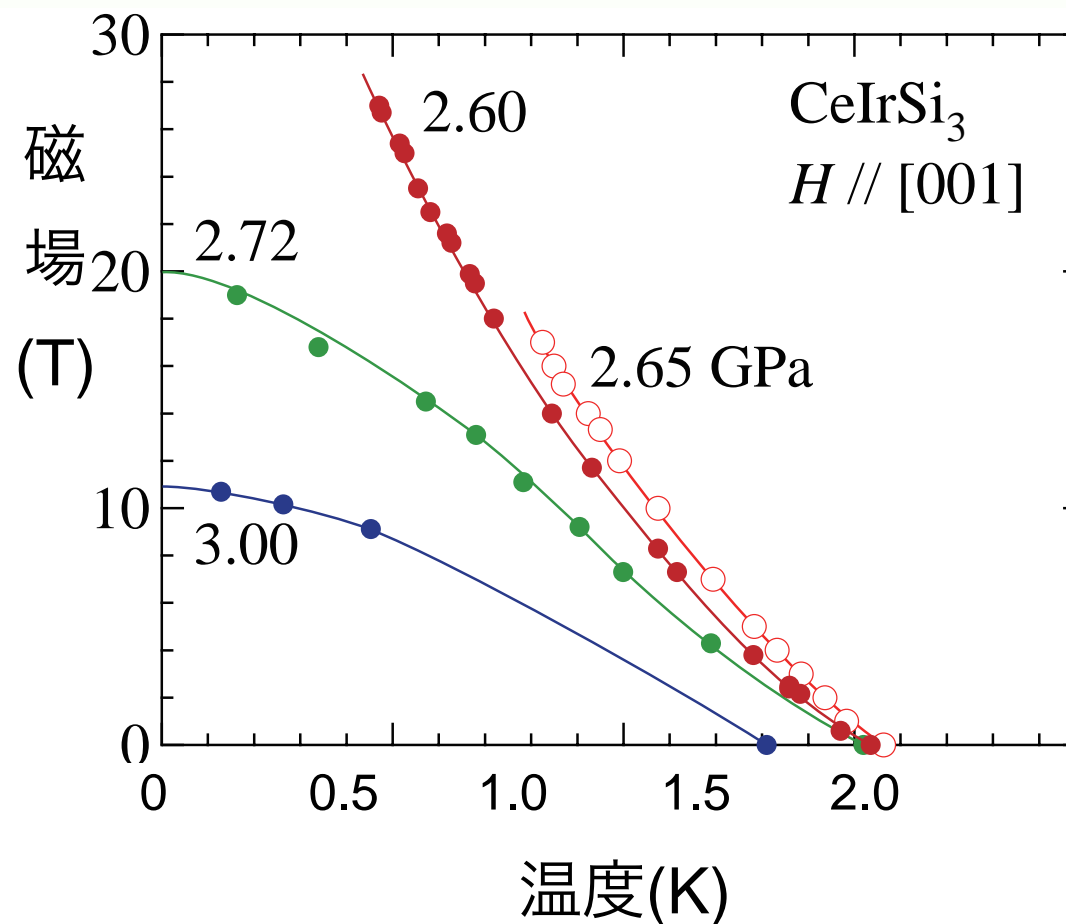
$H_z // c\text{-axis}$ の磁場に対して 30~40 T まで、超伝導は生き残る!!

↓ 一部の高温超伝導体に迫るほど高い臨界磁場!

CeRhSi₃ (Kimura et al. 2007)



CeIrSi₃ (Settai et al. 2008)



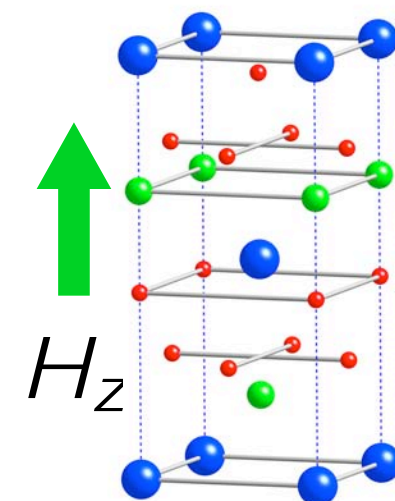
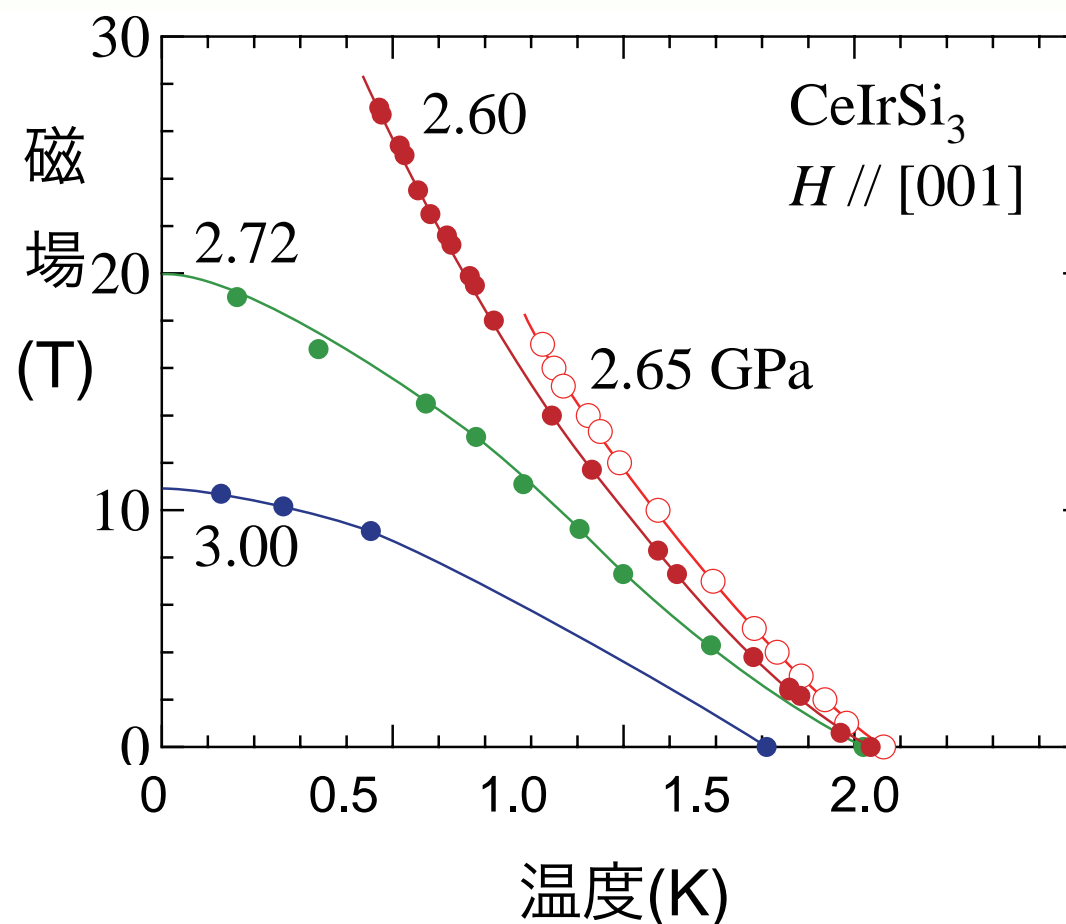
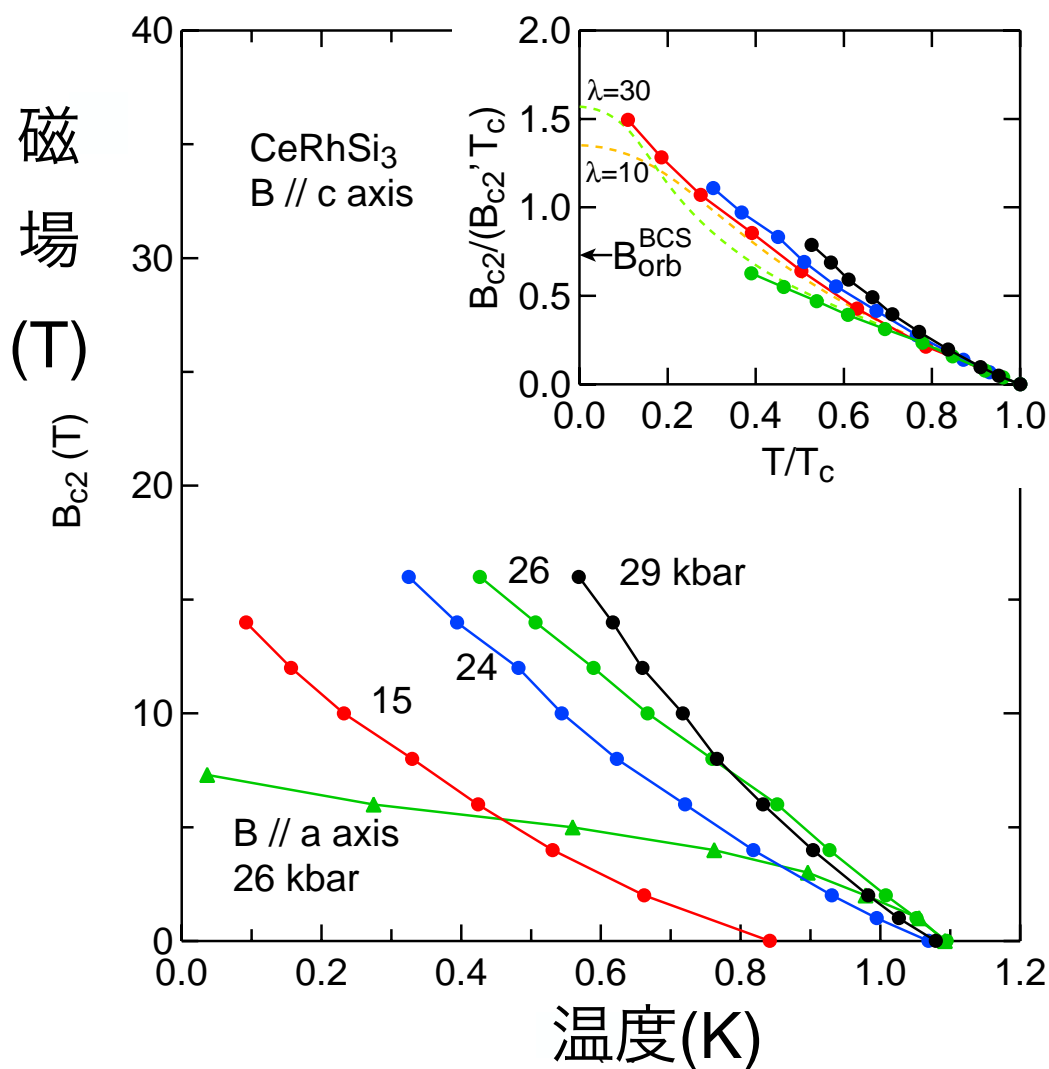
これらの系の超伝導転移温度 わずか約 1 K ところが...

$H_z // c\text{-axis}$ の磁場に対して 30~40 T まで、超伝導は生き残る!!

↓ 一部の高温超伝導体に迫るほど高い臨界磁場!

CeRhSi₃ (Kimura et al. 2007)

CeIrSi₃ (Settai et al. 2008)



NbTi $T_c \sim 9.4 \text{ K}$ $H_{c2} \sim 12 \text{ T}$

Nb₃Sn $T_c \sim 18.25 \text{ K}$ $H_{c2} \sim 22.5 \text{ T}$

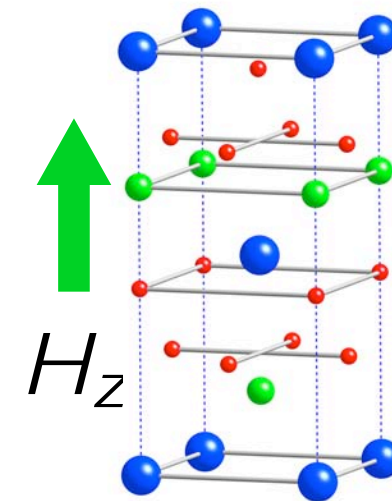
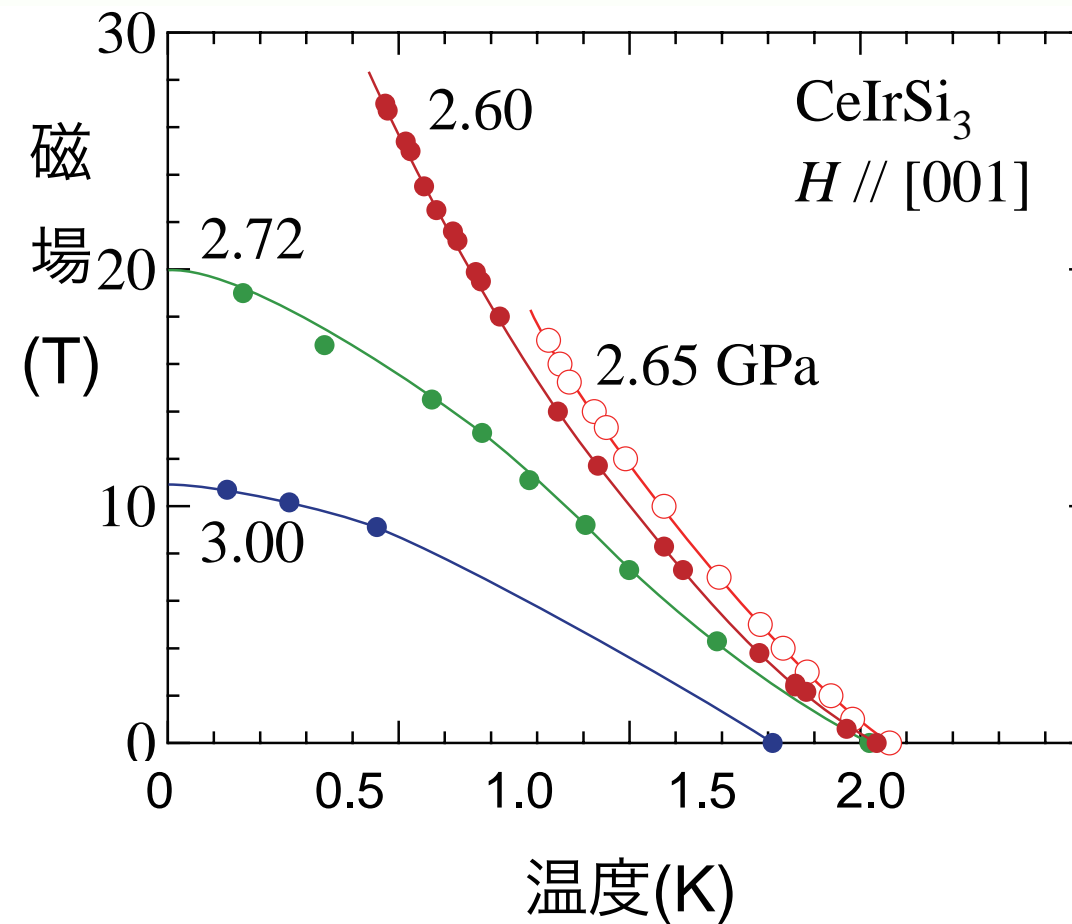
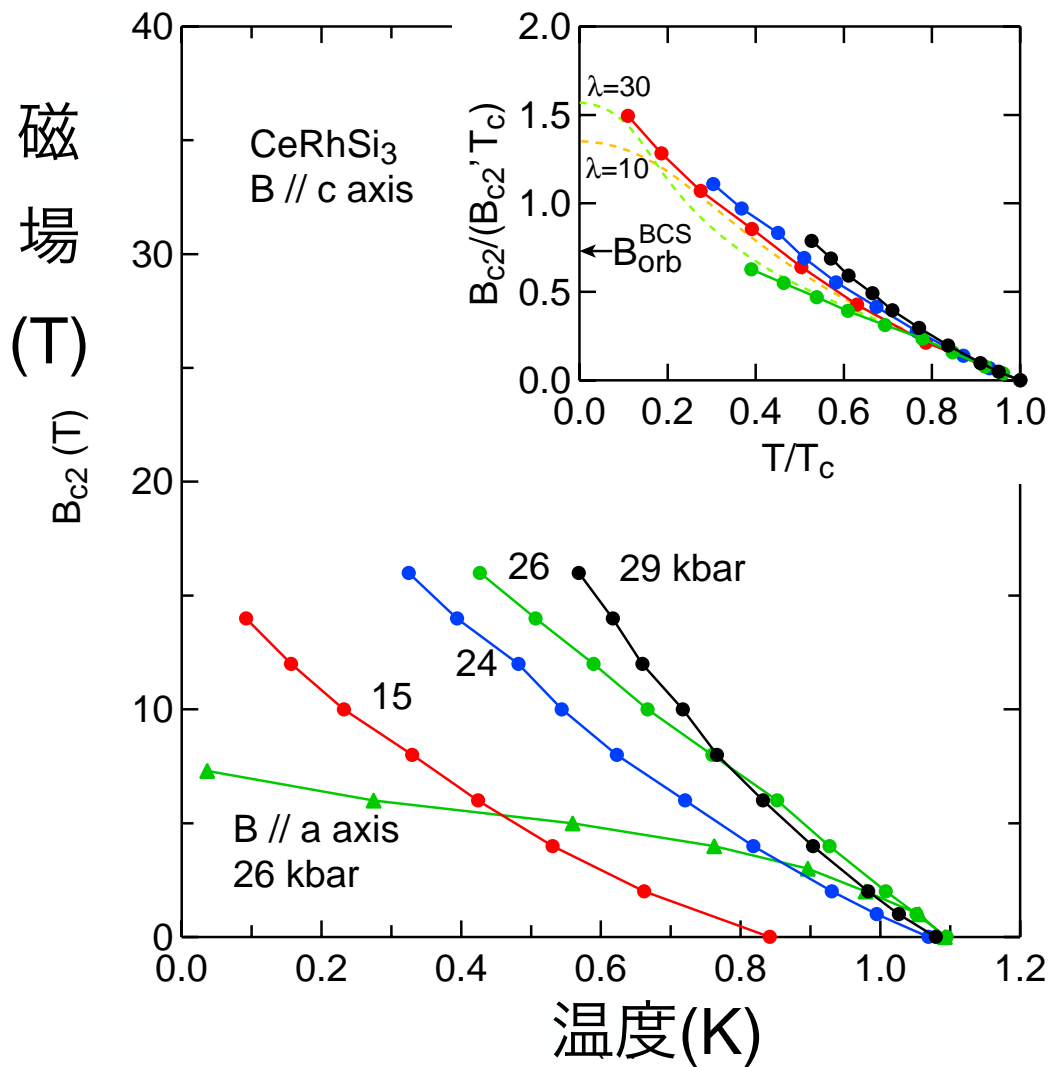
これらの系の超伝導転移温度 わずか約 1 K ところが...

$H_z // c\text{-axis}$ の磁場に対して 30~40 T まで、超伝導は生き残る!!

↓ 一部の高温超伝導体に迫るほど高い臨界磁場!

CeRhSi₃ (Kimura et al. 2007)

CeIrSi₃ (Settai et al. 2008)



また、これらの系のクーパー対はスピン 1 重項対の性格が強い.

ゼーマン効果による対破壊効果の抑制.....空間反転対称性の破れの効果の表れ!!

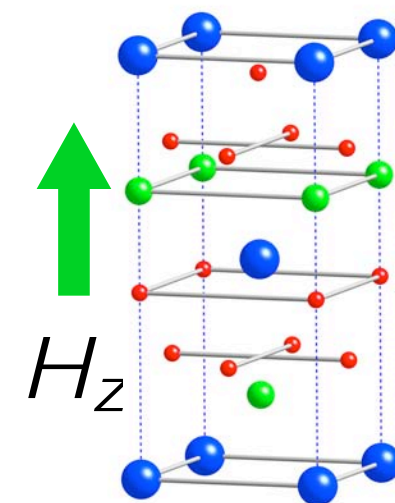
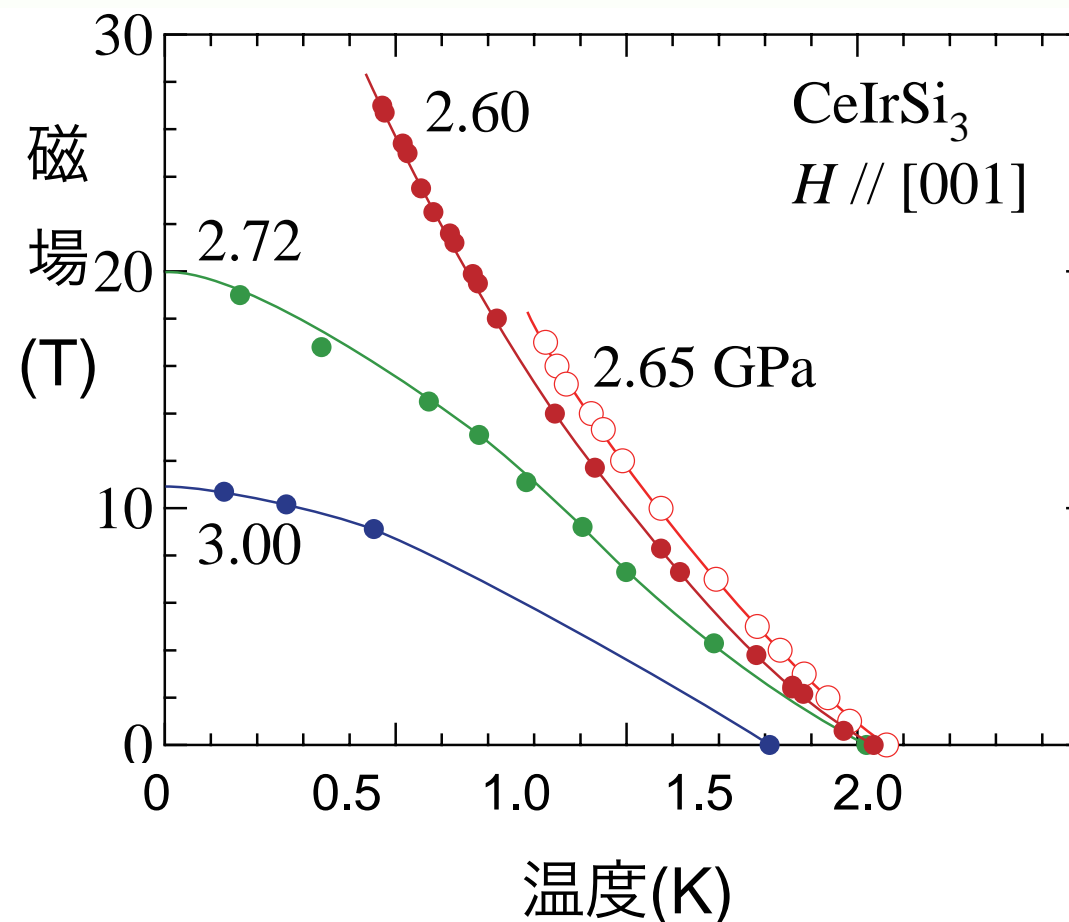
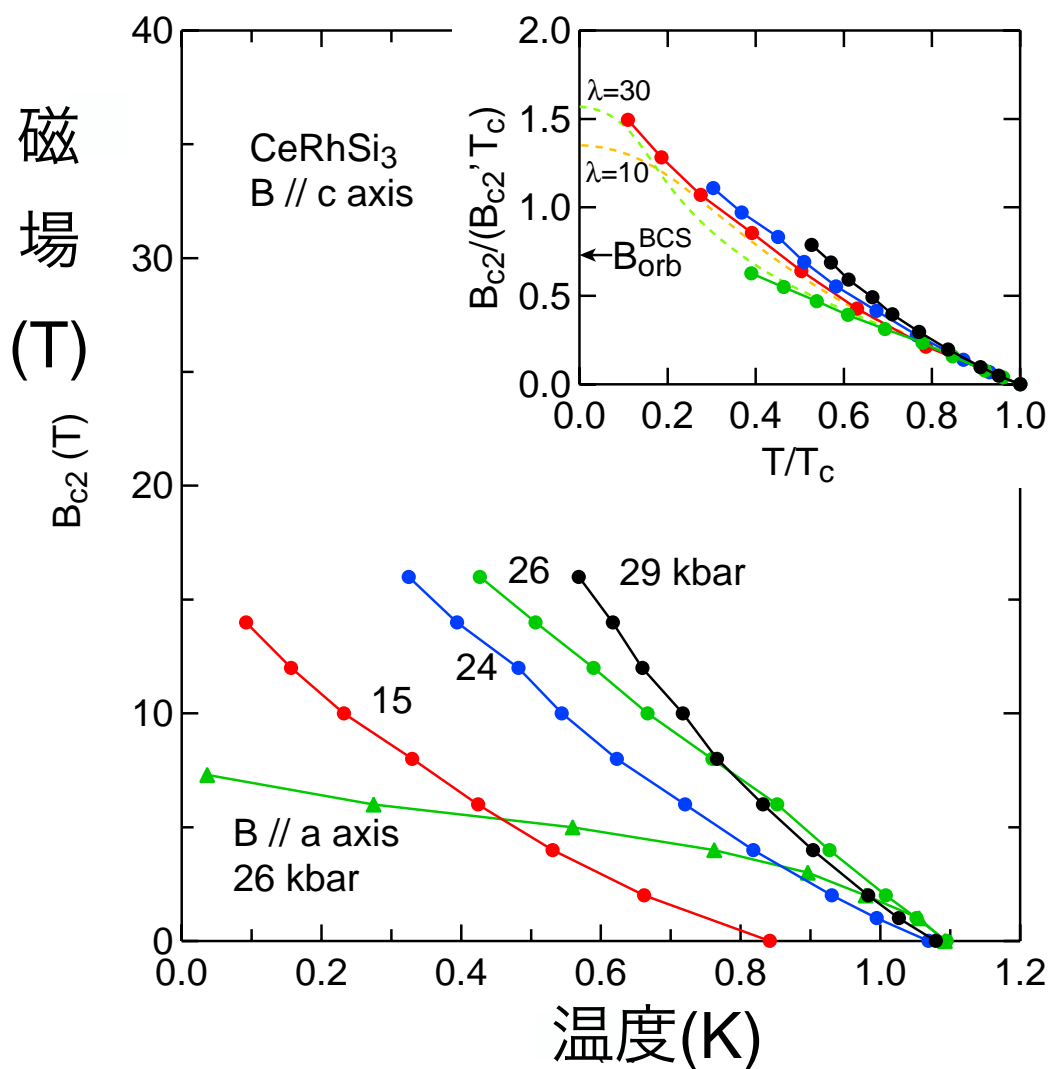
これらの系の超伝導転移温度 わずか約 1 K ところが...

$H_z // c\text{-axis}$ の磁場に対して 30~40 T まで、超伝導は生き残る!!

↓ 一部の高温超伝導体に迫るほど高い臨界磁場!

CeRhSi₃ (Kimura et al. 2007)

CeIrSi₃ (Settai et al. 2008)



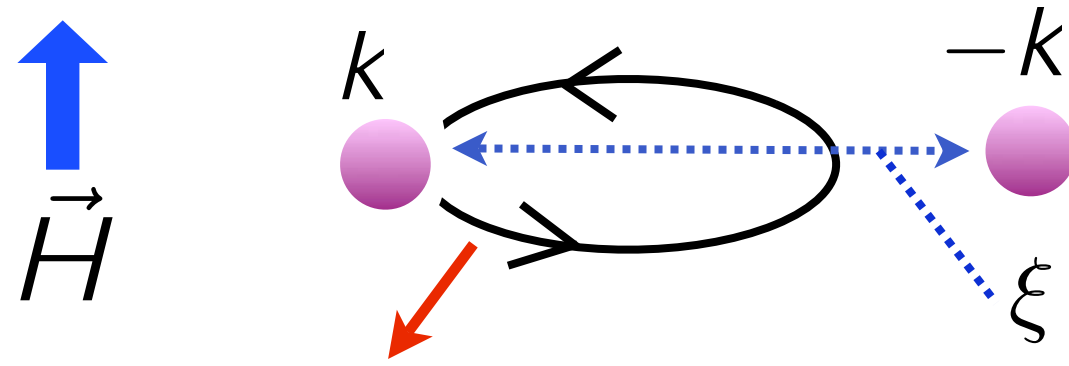
また、これらの系のクーパー対はスピン 1 重項対の性格が強い.

ゼーマン効果による対破壊効果の抑制.....空間反転対称性の破れの効果の表れ!!

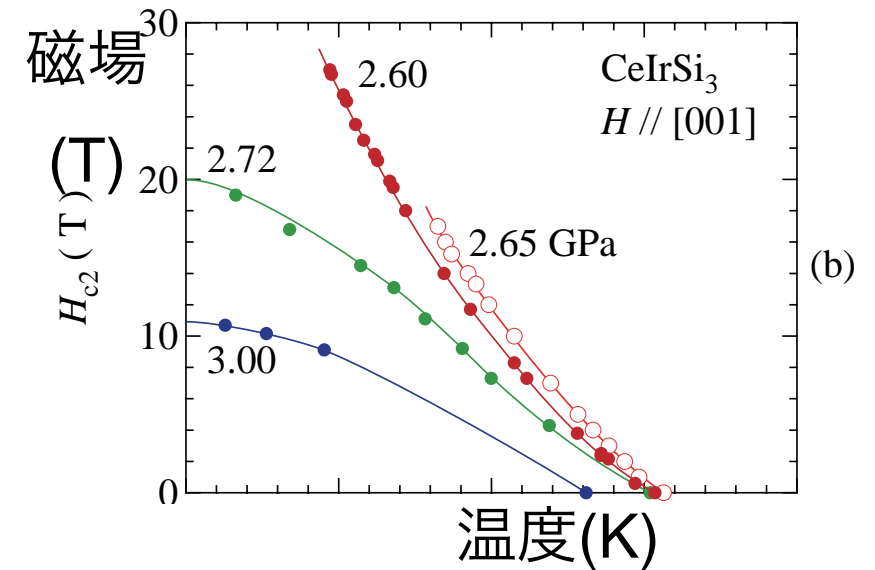
しかし! ローレンツ力による対破壊効果は、なぜ、効かないのか?

空間反転対称性の欠如とは別の理由

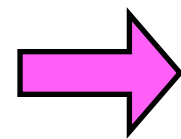
何がローレンツ力による対破壊効果を著しく抑制しているか？



電子のサイクロトロン運動



磁場が強いほど、ペア間の引力が増大している(ξ が減少)かのような振る舞い

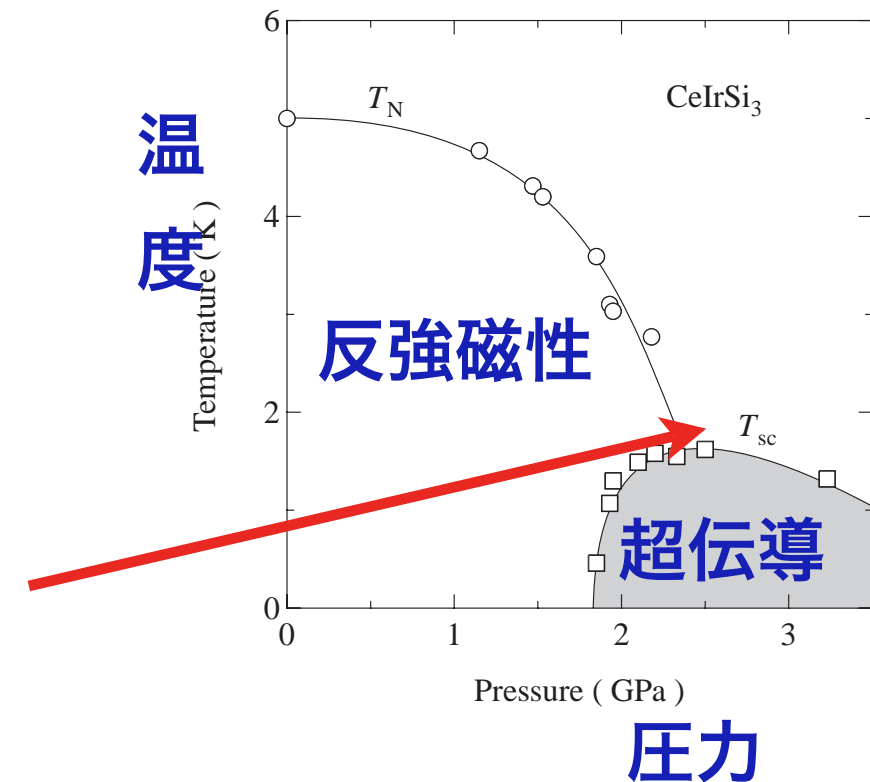


これらの超伝導体における引力の起源と密接に関係

(Y.Tada, N.Kawakami, S.F., PRL101,267006(2008))

これらの系でクーパー対を媒介する
引力の起源は反強磁性揺らぎ

種々の実験から T_c 最大となる圧力付近
で強い磁気揺らぎの存在が示唆されている



磁気量子臨界点(T=0での臨界点)近傍

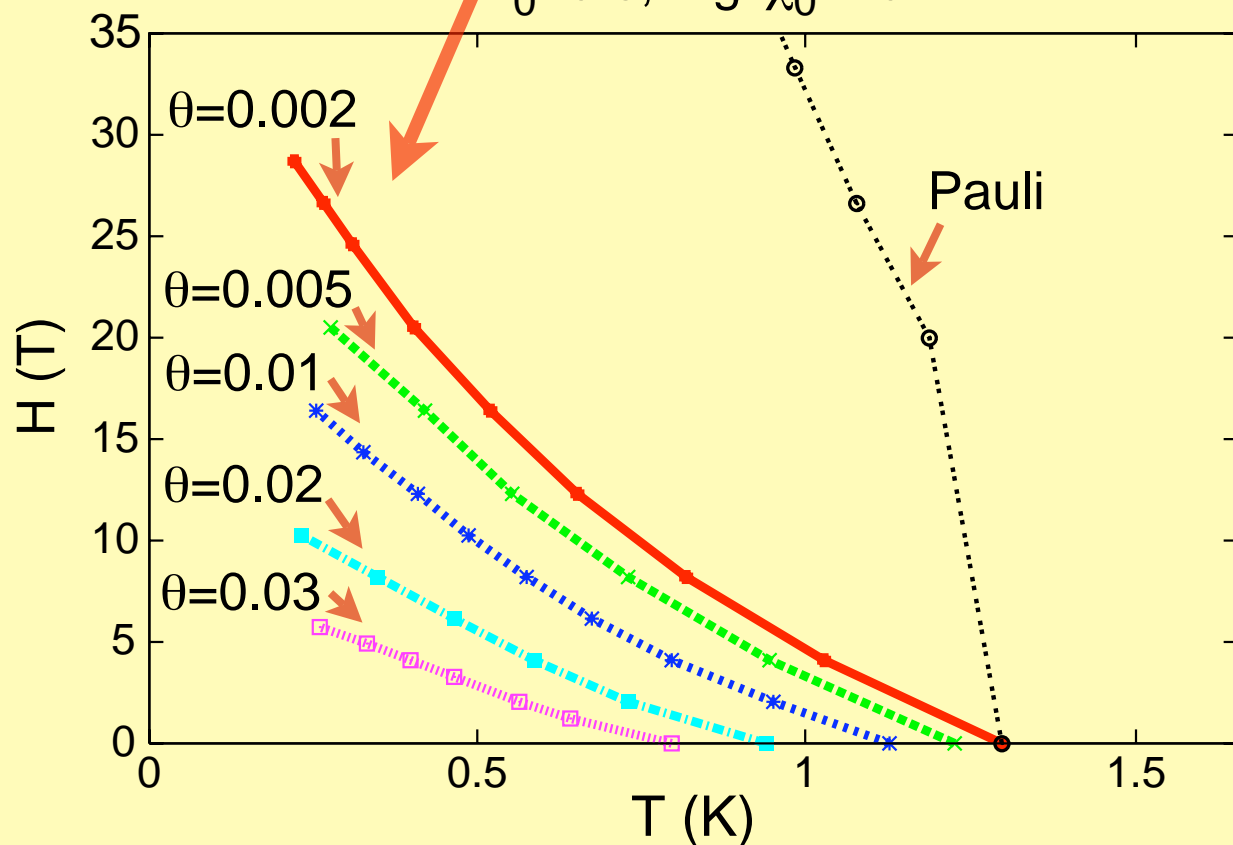
磁気臨界揺らぎが $T \rightarrow 0$ で増大 $\xi_{AF} \rightarrow \infty$



臨界点近傍で磁気揺らぎ媒介の引力が爆発的に増大!

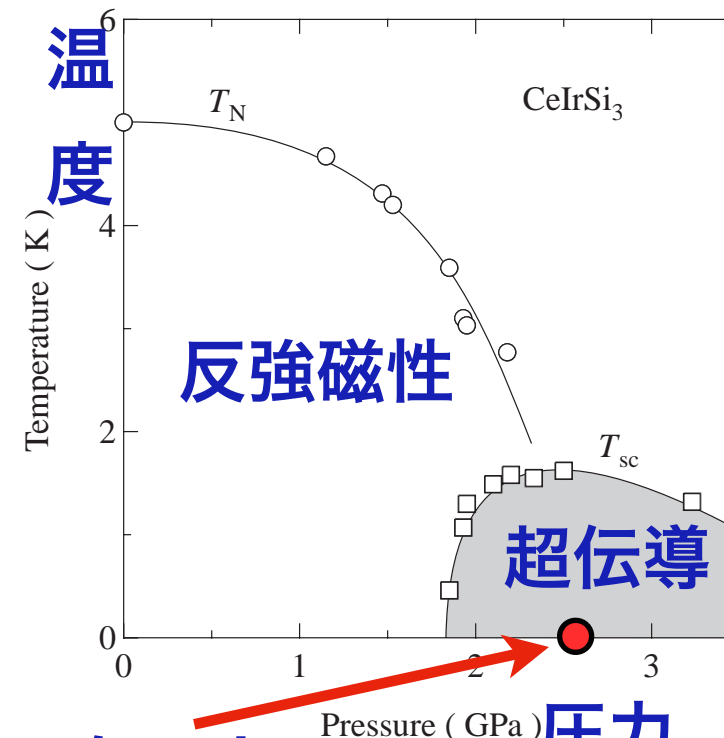
理論のモデル計算で得られた上部臨界磁場

$$\Gamma_0=3.6, \quad g^2\chi_0=13$$



θ : 磁気量子臨界点からの距離
を計るパラメータ

(Y. Tada, N. Kawakami, S.F.)

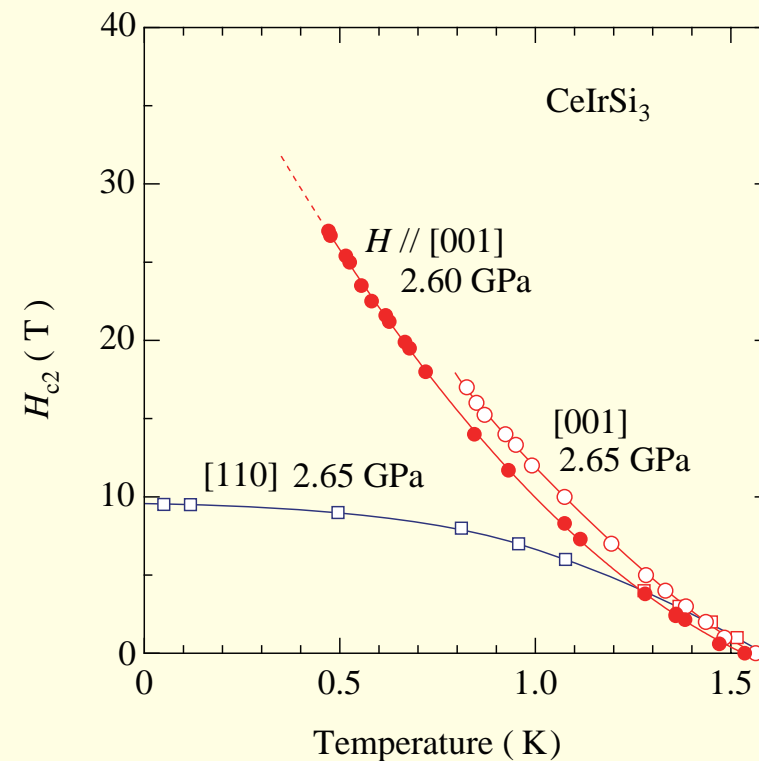


磁気量子臨界点

圧力

実験

CeIrSi3

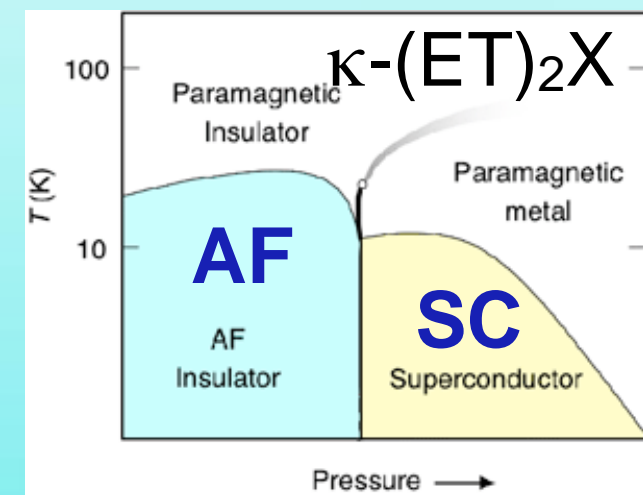
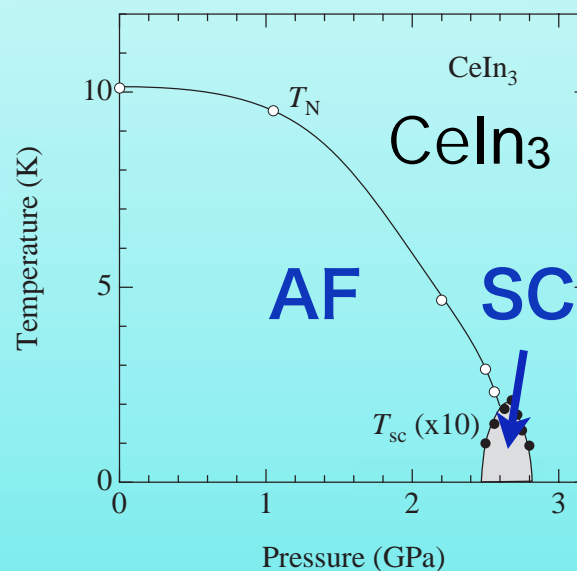
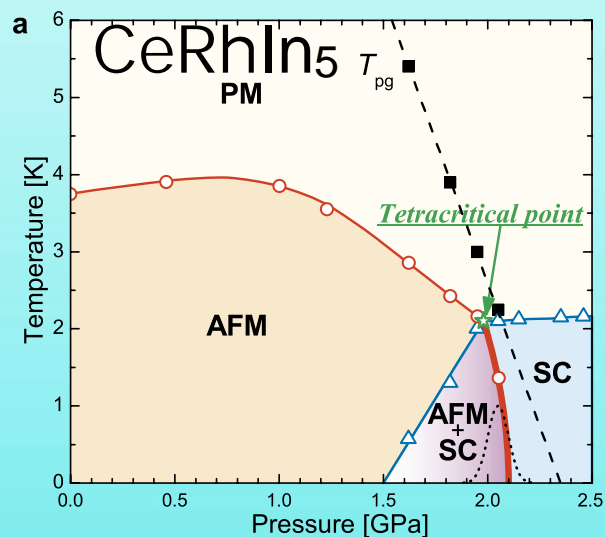
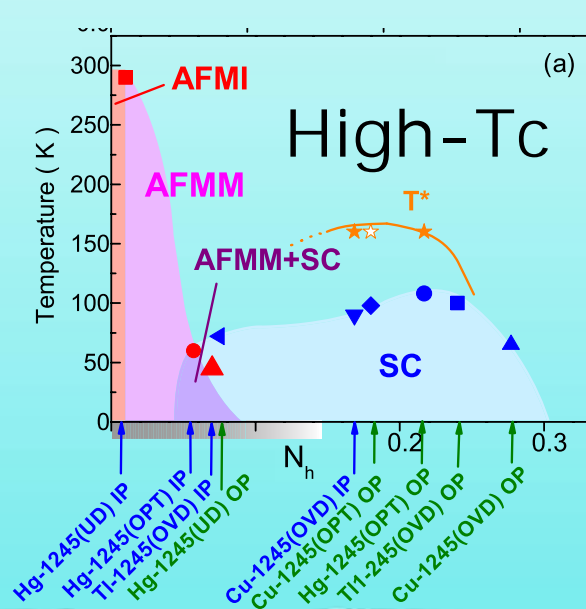


磁気揺らぎが電子間引力を媒介する超伝導では、

磁気相関長の発散による引力の爆発的増大 → “超”強結合超伝導

量子磁気臨界近傍において、磁気揺らぎ媒介の超伝導では普遍的な現象

磁気揺らぎが媒介する超伝導は、他にも知られている。しかし.....



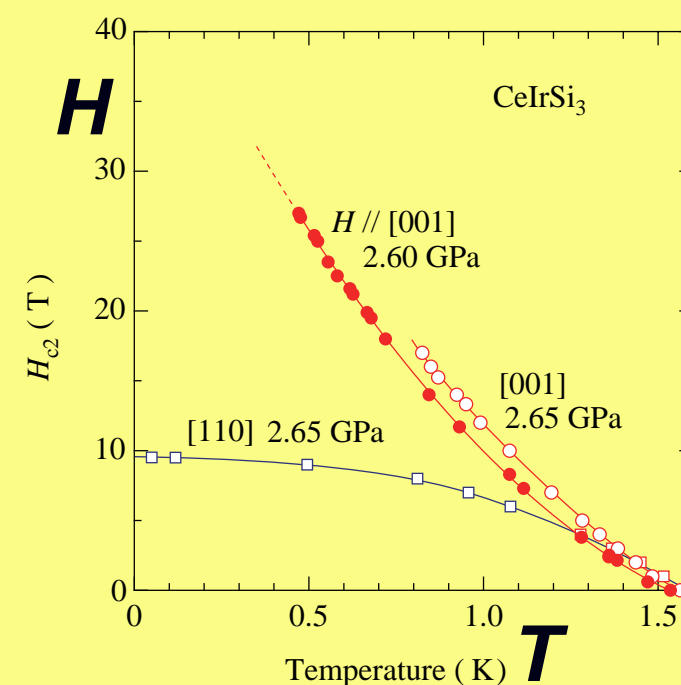
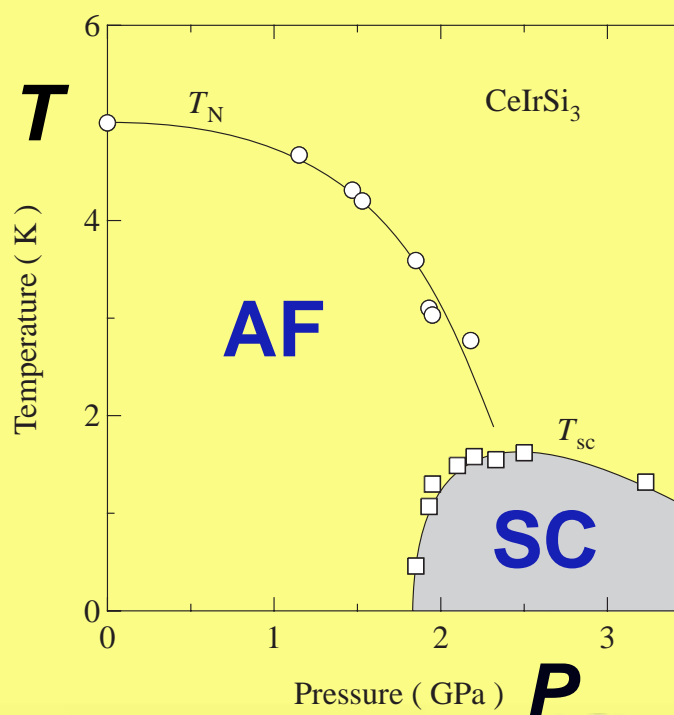
etc.

CeRh(Ir)Si₃:

空間反転対称性の欠如のため

(ゼーマン効果による対破壊効果が抑制されているため),

磁気ゆらぎ起源の引力の普遍的な特性が顕在化した。



トポロジカルな超伝導

トポロジカル相とは？

(Wen, Wen-Niu, Read-Moore, Nayak-Wilczek, Fradkin et al., Kitaev, D.H.Lee et al.,)

新しい量子凝縮相の概念：

局所的な秩序変数(磁性、超伝導等)ではなく、

トポロジカルに
非自明な構造で
特徴づけられる。



しかも、実空間のトポロジーで
なく、多体系のヒルベルト空間
のトポロジー!

何らかのトポロジカル数で特徴づけられる。

Topological order !!



long-range order

超伝導-超流動, 磁性, スピントロニクス, 量子情報を巻き込む

最近のホット・トピックの一つ

トポロジカル相が実現する例：

量子ホール効果 (磁場中2次元電子ガス)

量子スピン・ホール効果 (トポロジカルなバンド絶縁体)
(半導体接合系 HgTe/CdTe)

カイラル $p+ip$ 超伝導

(スピン3重項-超伝導体 Sr_2RuO_4)

トポロジカルな
超伝導

空間反転対称性のない p 波超伝導

量子スピン液体 (Kitaev model) (磁性体で実現可能??)

通常の秩序相とは異なるトポロジカル相の面白味とは？

I. 輸送特性に特徴

1) 無散逸伝導 (緩和時間に依存しない. 平衡電流、平衡スピンの流)

(超伝導電流では無い！)

2) ホール伝導率の量子化

3) 非局所伝導

II. Exoticな素励起の存在 (空間2次元の場合)

分数電荷, 分数スピンを有する素励起

分数統計に従う素励起

トポロジカル相の特徴

(i) 基底状態と励起状態間にエネルギー・ギャップ存在

Landau level, バンド・ギャップ, 超伝導ギャップ etc.

エネルギーギャップの存在がトポロジカル相の安定性を保証

基底状態にトポロジカルに非自明な構造

(ii) 基底状態にトポロジカルな縮退

多体相互作用の結果生じた非自明な縮退

(c.f. 自明な縮退: N 個の独立したスピン= \uparrow, \downarrow . 自明な縮退 2^N)

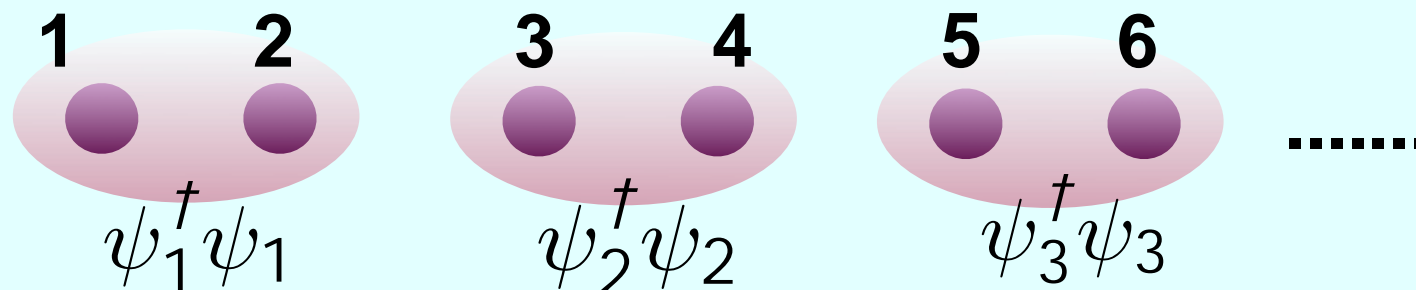
e.g.)

カイラルp波超伝導,
空間反転対称性のない
p波超伝導の渦糸

\approx Majorana Fermion

$$a^\dagger = a$$

2N個のM.F. = N個の複素フェルミオン



$$\psi_n^\dagger = a_{2n-1} - ia_{2n}$$

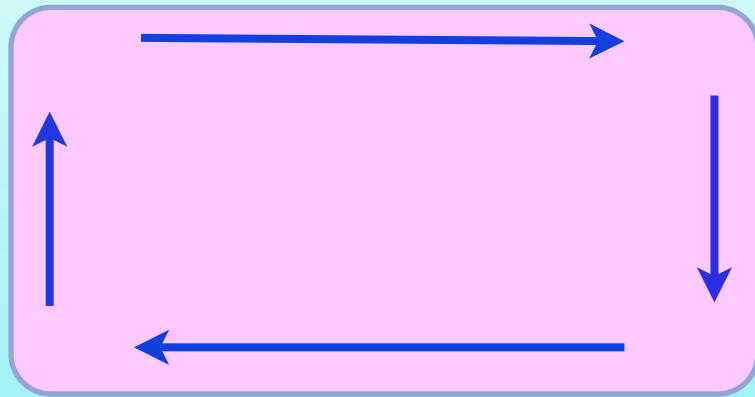
$$\psi_n = a_{2n-1} + ia_{2n}$$

$$\frac{1}{2N} \log 2^N = \log \sqrt{2}$$

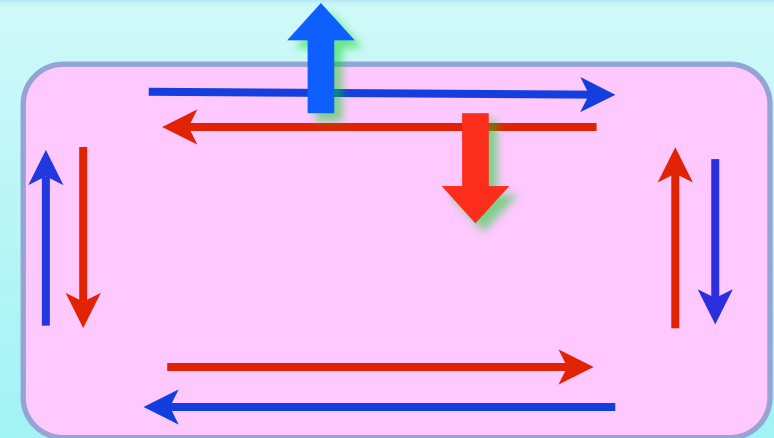
1粒子当たりの自由度

(iii) 系の境界にギャップレス励起 (エッジ状態) が存在

- 量子ホール効果-状態
- カイラルp波超伝導



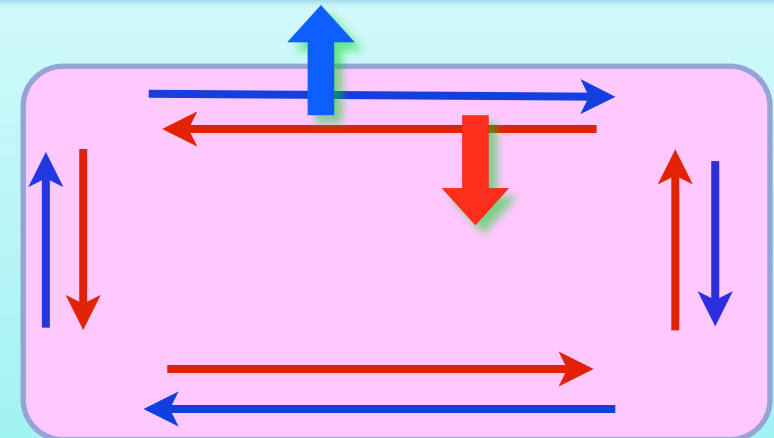
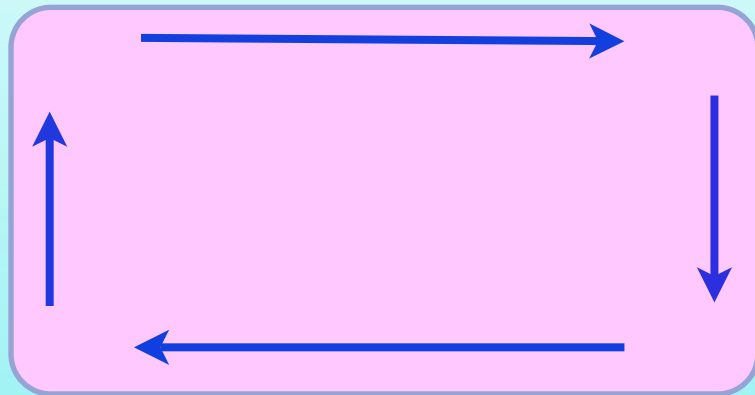
- 量子スピンホール効果-状態
- 空間反転対称性のないp波超伝導



(iii) 系の境界にギャップレス励起 (エッジ状態) が存在

- 量子ホール効果-状態
- カイラルp波超伝導

- 量子スピンホール効果-状態
- 空間反転対称性のないp波超伝導

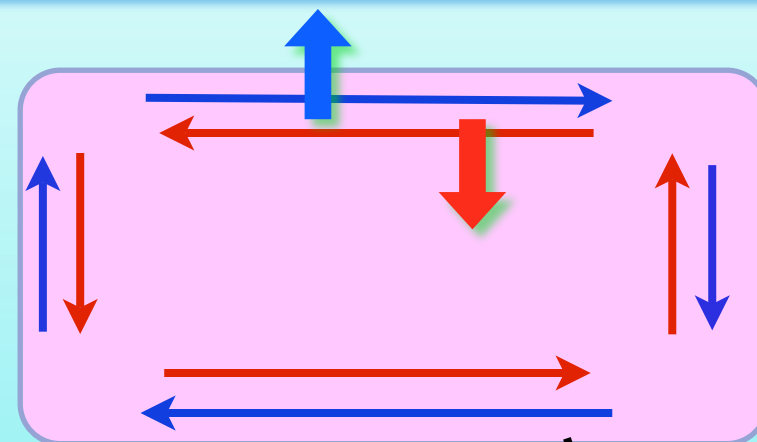
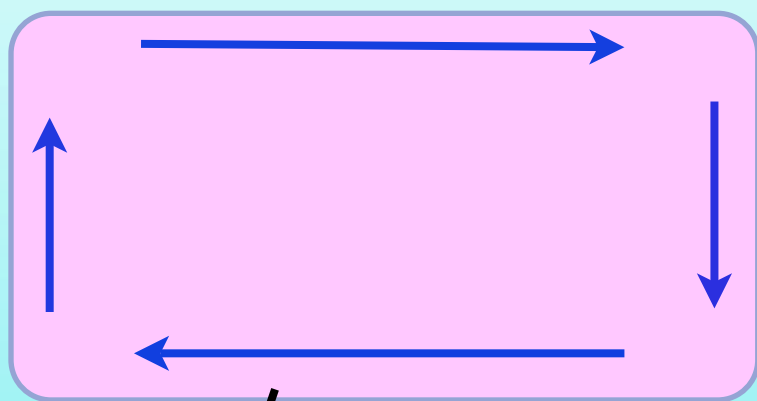


不純物等の摂動に安定
(topological-stability)
輸送特性に重要な役割

(iii) 系の境界にギャップレス励起 (エッジ状態) が存在

- 量子ホール効果-状態
- カイラルp波超伝導

- 量子スピンホール効果-状態
- 空間反転対称性のないp波超伝導



不純物等の摂動に安定
(topological-stability)
輸送特性に重要な役割

chiral edge states

- 平衡電流を担う.

ホール伝導率の
量子化の原因 $\sigma_{xy} = \frac{e^2}{h} n_c$

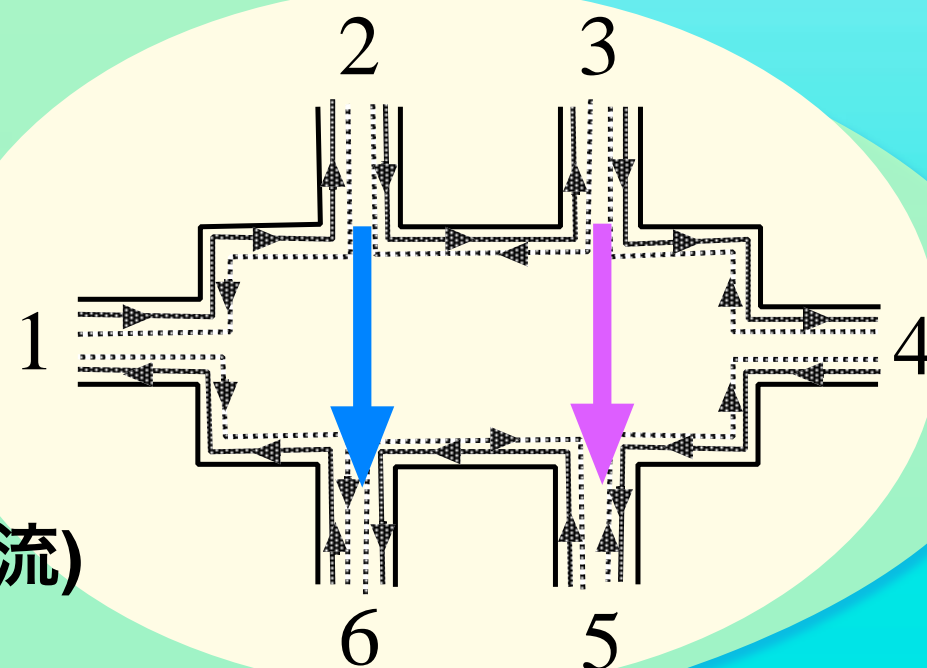
helical edge states

- スピン流の無散逸
ホール効果

- 非局所伝導

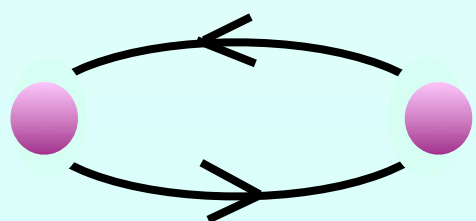
端子2-6間の電位差(磁場勾配)

端子3-5間の電流(スピン流)

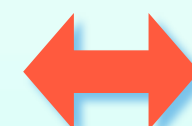


(iv) 2次元系ではExoticな素励起の存在

分数統計に従う素励起



$$\psi \rightarrow e^{i\theta} \psi \quad \theta \neq 0, \pi$$



フェルミ-ディラック統計
ボーズ-
アインシュタイン統計

非アーベル統計 (分数統計の一種)

同一種類粒子の入れ替え操作が非可換!!

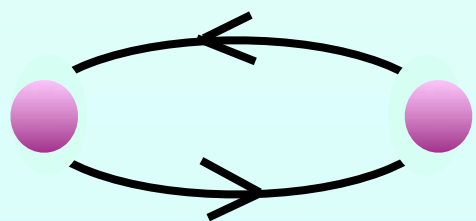
縮退自由度を持つ多次元の基底状態空間でのユニタリー変換

例： 量子多体系の2重縮退した基底状態 $\{ |0\rangle, |1\rangle \}$

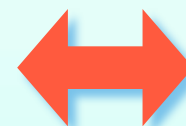
$$|0\rangle \xrightarrow{\text{粒子の交換}} |0\rangle - |1\rangle, \quad |1\rangle \xrightarrow{\text{粒子の交換}} |0\rangle + |1\rangle$$

(iv) 2次元系ではExoticな素励起の存在

分数統計に従う素励起



$$\psi \rightarrow e^{i\theta} \psi \quad \theta \neq 0, \pi$$



フェルミ-ディラック統計
ボーズ-
アインシュタイン統計

非アーベル統計 (分数統計の一種)

同一種類粒子の入れ替え操作が非可換!!

縮退自由度を持つ多次元の基底状態空間でのユニタリー変換

例： 量子多体系の2重縮退した基底状態 $\{ |0\rangle, |1\rangle \}$

$$|0\rangle \xrightarrow{\text{粒子の交換}} |0\rangle - |1\rangle, \quad |1\rangle \xrightarrow{\text{粒子の交換}} |0\rangle + |1\rangle$$

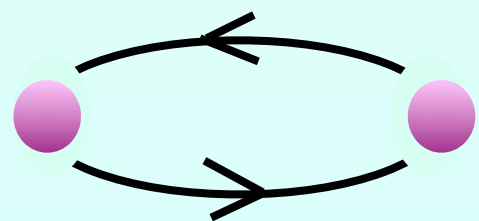
しかし、残念ながら実験では未だ観測されていない。

実現の可能性： 特殊な量子ホール状態の準粒子，

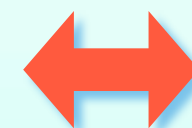
カイラルp-波超伝導および空間反転対称性のないp波超伝導の渦糸

(iv) 2次元系ではExoticな素励起の存在

分数統計に従う素励起



$$\psi \rightarrow e^{i\theta} \psi \quad \theta \neq 0, \pi$$



フェルミ-ディラック統計
ボーズ-
アインシュタイン統計

非アーベル統計 (分数統計の一種)

同一種類粒子の入れ替え操作が非可換!!

縮退自由度を持つ多次元の基底状態空間でのユニタリー変換

例： 量子多体系の2重縮退した基底状態 $\{ |0\rangle, |1\rangle \}$

$$|0\rangle \xrightarrow{\text{粒子の交換}} |0\rangle - |1\rangle, \quad |1\rangle \xrightarrow{\text{粒子の交換}} |0\rangle + |1\rangle$$

しかし、残念ながら実験では未だ観測されていない。

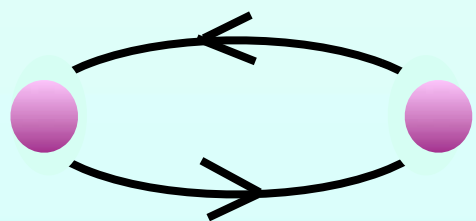
実現の可能性： 特殊な量子ホール状態の準粒子，

カイラルp-波超伝導および空間反転対称性のないp波超伝導の渦糸

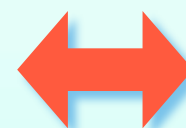
量子絡み合い \rightarrow 量子情報への応用!?

(iv) 2次元系ではExoticな素励起の存在

分数統計に従う素励起



$$\psi \rightarrow e^{i\theta} \psi \quad \theta \neq 0, \pi$$



フェルミ-ディラック統計
ボーズ-
アインシュタイン統計

非アーベル統計 (分数統計の一種)

同一種類粒子の入れ替え操作が非可換!!

縮退自由度を持つ多次元の基底状態空間でのユニタリー変換

例

M. Freedman
(Fields medalist in 1986)



Topological quantum computation
manipulating non-Abelain anyons

/0

実

カトランプ 放起伝導のふり 空間反転対称性のない中放起伝導の渦糸

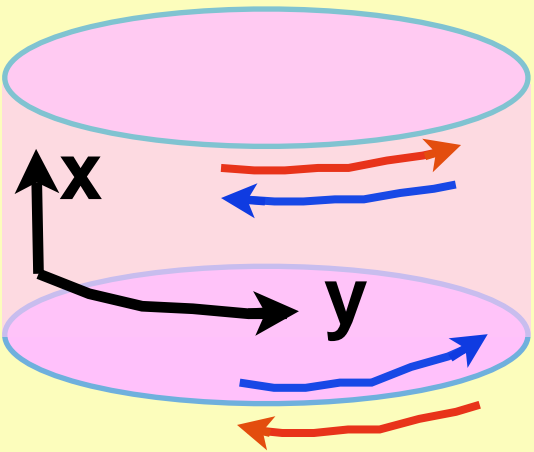
量子絡み合い → 量子情報への応用!?

空間反転対称性のない2次元p波超伝導におけるトポロジカル相

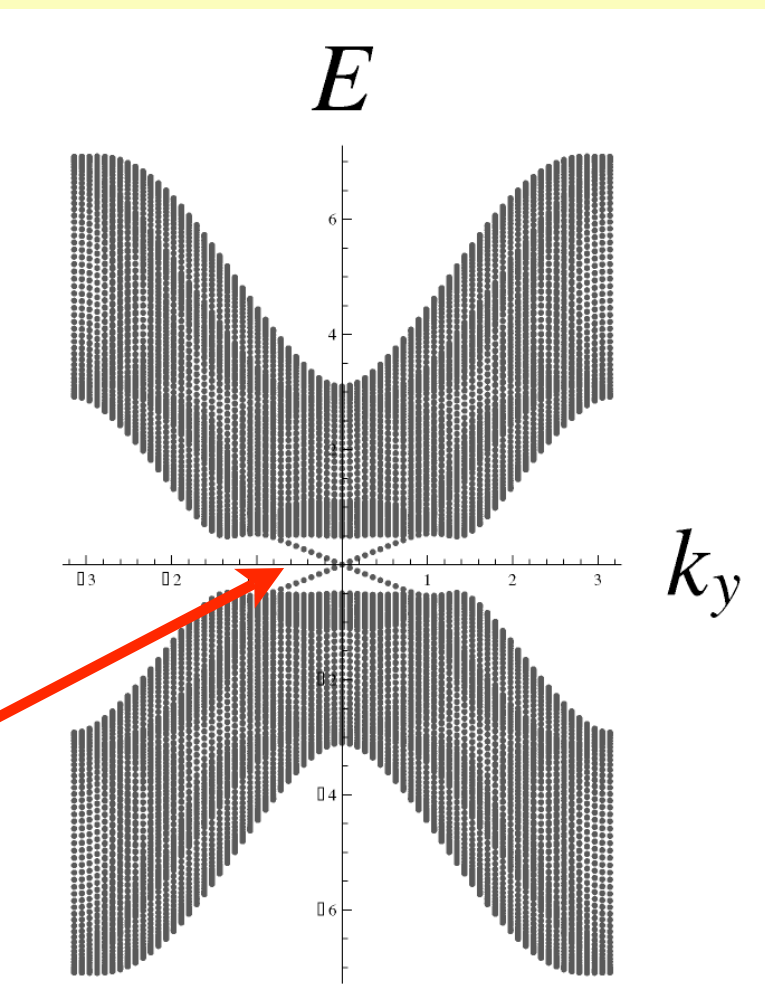
(Masatoshi Sato and S. F.)

I. ギャップレス・エッジ状態の存在

磁場無い場合



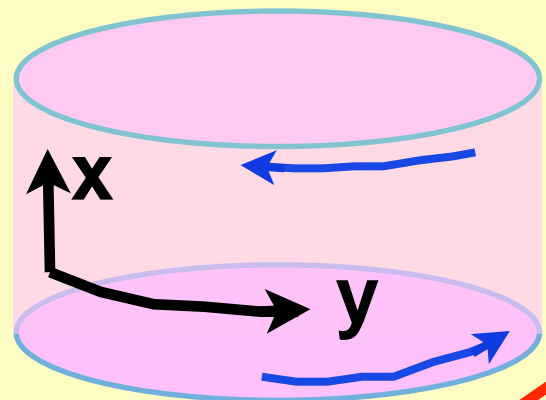
gapless edge modes
スピン流を運ぶ
非散逸伝導



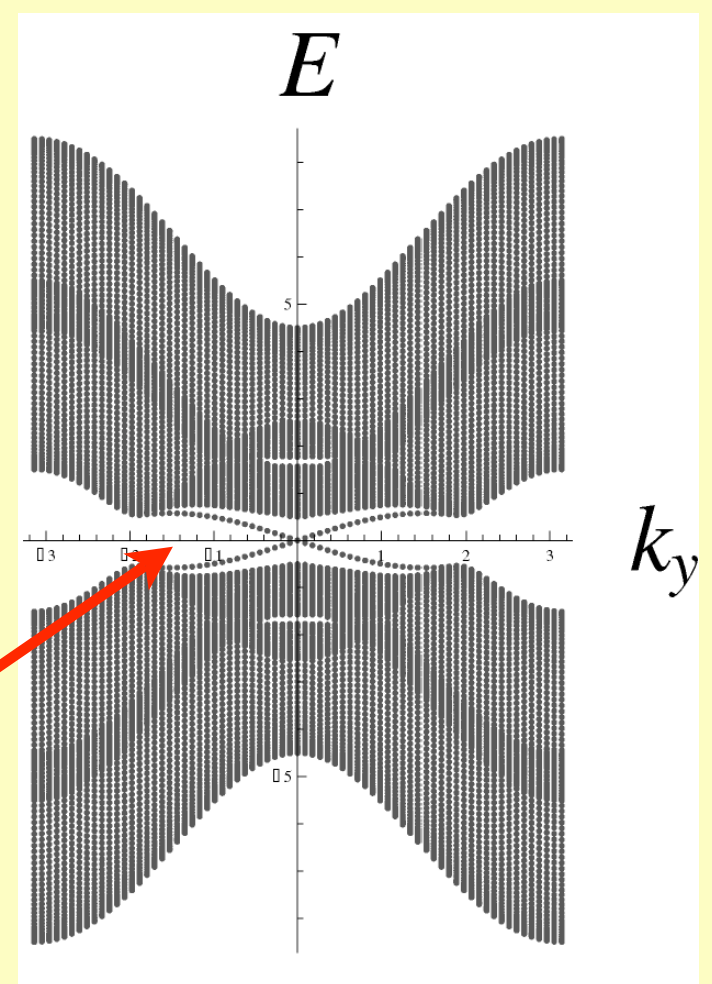
energy spectrum

量子スピン・ホール効果-状態と類似

磁場有る場合



gapless edge modes
電流を運ぶ
(超伝導電流では無いが、非散逸!!)



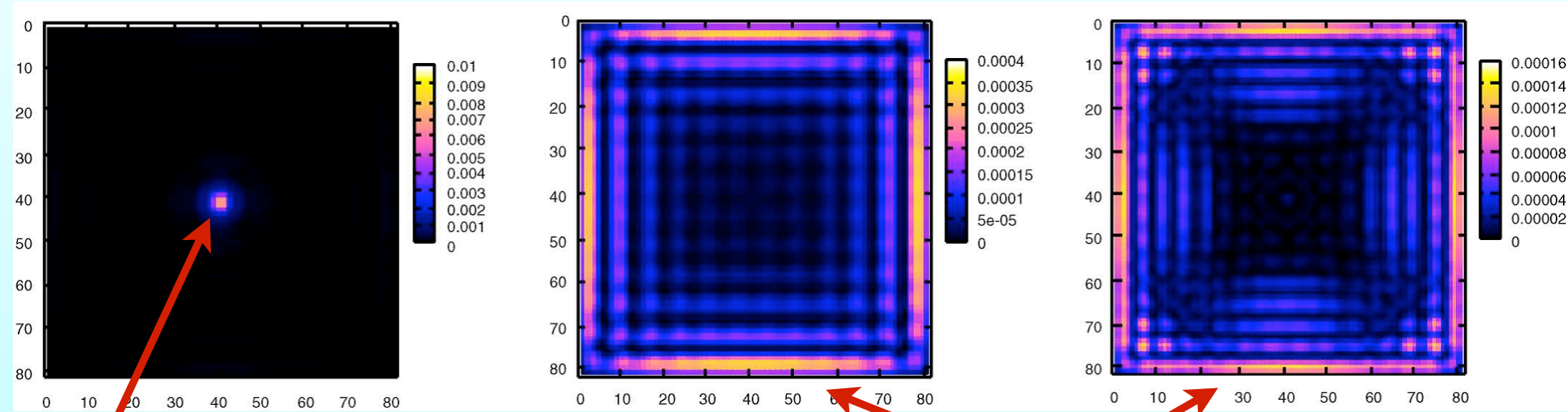
量子ホール効果-状態と類似

空間反転対称性のない2次元p波超伝導におけるトポロジカル相

(Masatoshi Sato and S. F.)

II. 渦糸にMajorana fermion → 非アーベル統計

原点位置に渦糸1本が挿入された場合の低エネルギー準粒子空間分布



渦糸コア状態

zero-energy

Majorana fermion mode $a^\dagger = a$

ギャップレス・エッジ状態

(Majorana fermion)

Majorana fermionを1つ含む渦糸は非アーベル統計に従う。

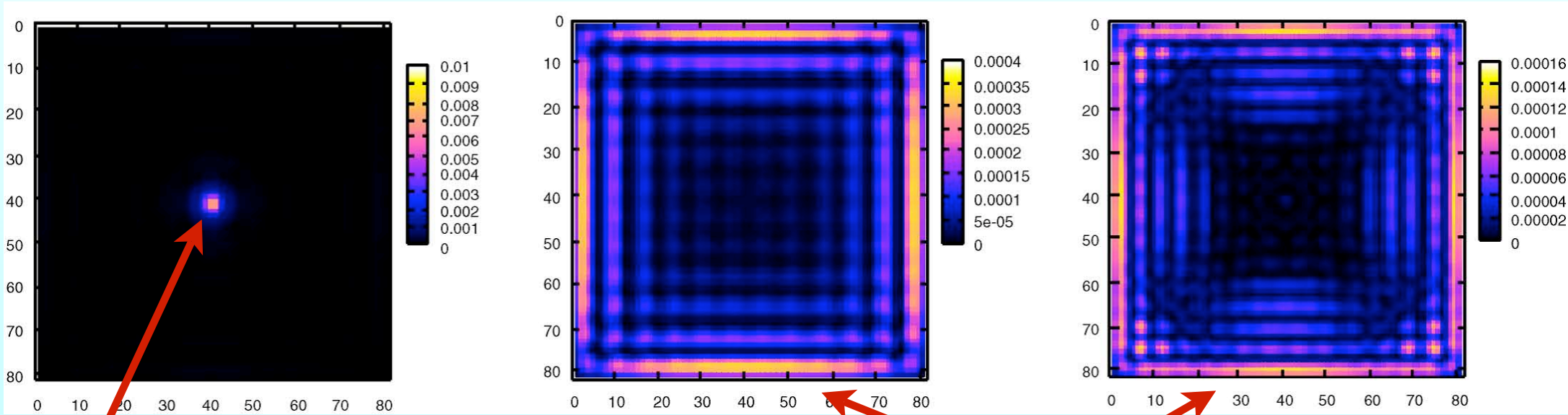
しかし、 $T_c \sim 1$ K の系では、 $E \ll \frac{\Delta^2}{E_F} \sim 10$ mK の極低温でのみ安定。 実現困難？

空間反転対称性のない2次元p波超伝導におけるトポロジカル相

(Masatoshi Sato and S. F.)

II. 渦糸にMajorana fermion → 非アーベル統計

原点位置に渦糸1本が挿入された場合の低エネルギー準粒子空間分布



渦糸コア状態

zero-energy

Majorana fermion mode $a^\dagger = a$

ギャップレス・エッジ状態

(Majorana fermion)

Majorana fermionを1つ含む渦糸は非アーベル統計に従う。

しかし、 $T_c \sim 1$ K の系では、 $E \ll \frac{\Delta^2}{E_F} \sim 10$ mK の極低温でのみ安定。 実現困難？

光格子中の冷却原子での実現の可能性!? (M. Sato, Y. Takahashi, and S.F., 2009)

トポロジカル相の普遍性, ユニバーサリティー・クラス

空間反転対称性のない超伝導に表れるトポロジカル相は, 他の系に表れるトポロジカル相とユニバーサリティー・クラスを形成している.

空間反転対称性のない p 波超伝導

カイラル $p+ip$ 超伝導

$\nu = \frac{5}{2}$ 量子ホール効果

量子スピン・ホール効果

量子スピン液体 (Kitaev model)

普遍的な低エネルギー
有効理論の存在

Topological
field theory

bulk: Chern-Simons theory

edge: Conformal field theory

e.g.) 空間反転対称性のない p 波超伝導, カイラル $p+ip$ 超伝導の

edge状態の低エネルギー有効理論

$c=1/2$ Ising CFT

SUMMARY

超伝導の多彩な新様相

- パリティの破れた超伝導
- トポロジカルな超伝導
- 空間変調構造を持つ超伝導(クーパー対の密度波)
- 磁気秩序とミクロに共存した超伝導 etc.....

Emergent state of matter

(創発性)

due to many-body interactions

特殊なケースに垣間見る普遍性

量子磁気臨界性と超伝導の競合と協調

トポロジカル相