

March.24 (2025)

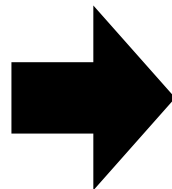
フラストレーションを有する カゴメ金属における様々な相転移の可能性

京都大学 (YITP) 田財 里奈

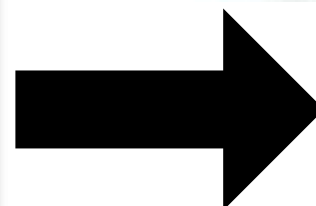
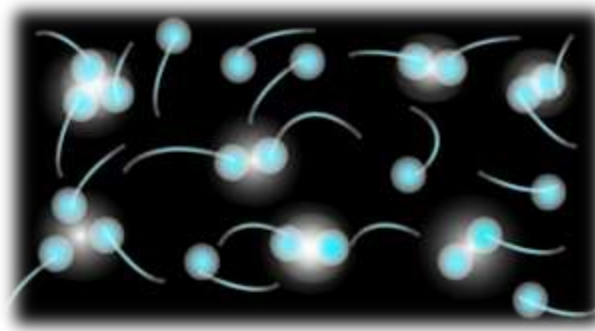
- Nagoya University
- The Univ. of Tokyo

山川洋一、大成誠一郎、紺谷浩
森本高裕(→非相反伝導)

金属



電子 $\sim 10^{23}$



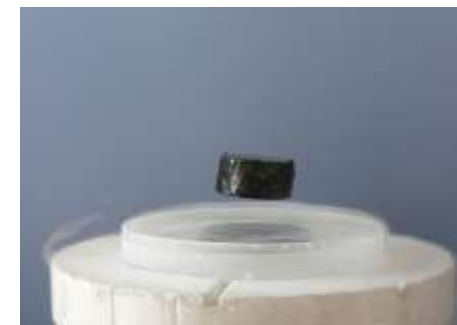
低温

様々な相転移



ex. 磁石・超伝導・電荷秩序

しかし未だに、
“未解明な相転移”が多い



解明が難しい原因の1つ

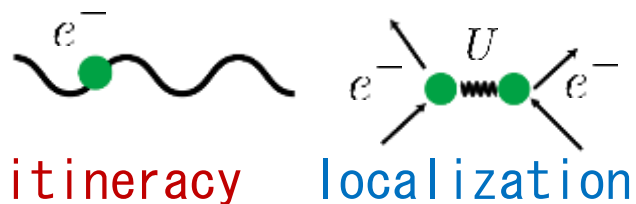
波

粒

～電子の遍歴性と局在性の拮抗～

金属中の電子

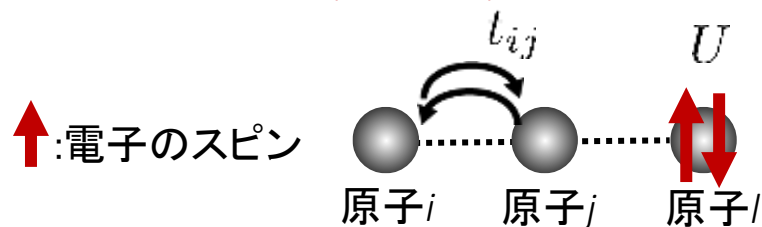
遍歴性と局在性を併せ持つ



遍歴/局在の両者を記述するハバード模型

$$\hat{H} = \sum_{i,j} t_{ij} c_i^\dagger c_j + \sum_i U n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

飛び移り積分 (遍歴性) 局所クーロン斥力 (局在性)



局在描像による磁性理論

$$U \gg t$$



ex. W. Heisenbergの強磁性理論(1928年)

→ クーロン斥力+量子効果が磁石の起源。

磁気と電気の意外な関係



遍歴性による磁性理論 $t \gg U$

- 1940～ 平均場理論 (Stoner)
- 1960～ フェルミ液体理論 (Landau研)
凝縮系の場の理論
- 1973～ SCR (守谷)、キュリーワイス導出
- 1990～ FLEX理論 (Bickers)
自己エネルギーの無撞着計算

近年の展開

○ 遍歴性・局在性が拮抗する中間領域 ($U \sim t$) で、
面白い量子相転移が発現することがわかってきた。

近年の展開

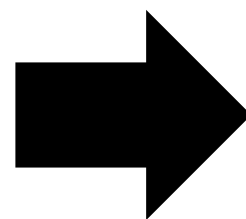
- 遍歴性・局在性が拮抗する中間領域 ($U \approx t$) で、面白い量子相転移が発現することがわかってきた。



非局所秩序相

$$\hat{H} = \sum_{i,j} t_{ij} c_i^\dagger c_j + \delta t_{ij} c_i^\dagger c_j$$

対称性の自発的な破れ成分 (非A1g)



$$\delta \Sigma_{k\sigma}^q = \phi \cdot f_q^\sigma(\mathbf{k})$$

自己エネルギー
の対称性の破れ

近年の展開

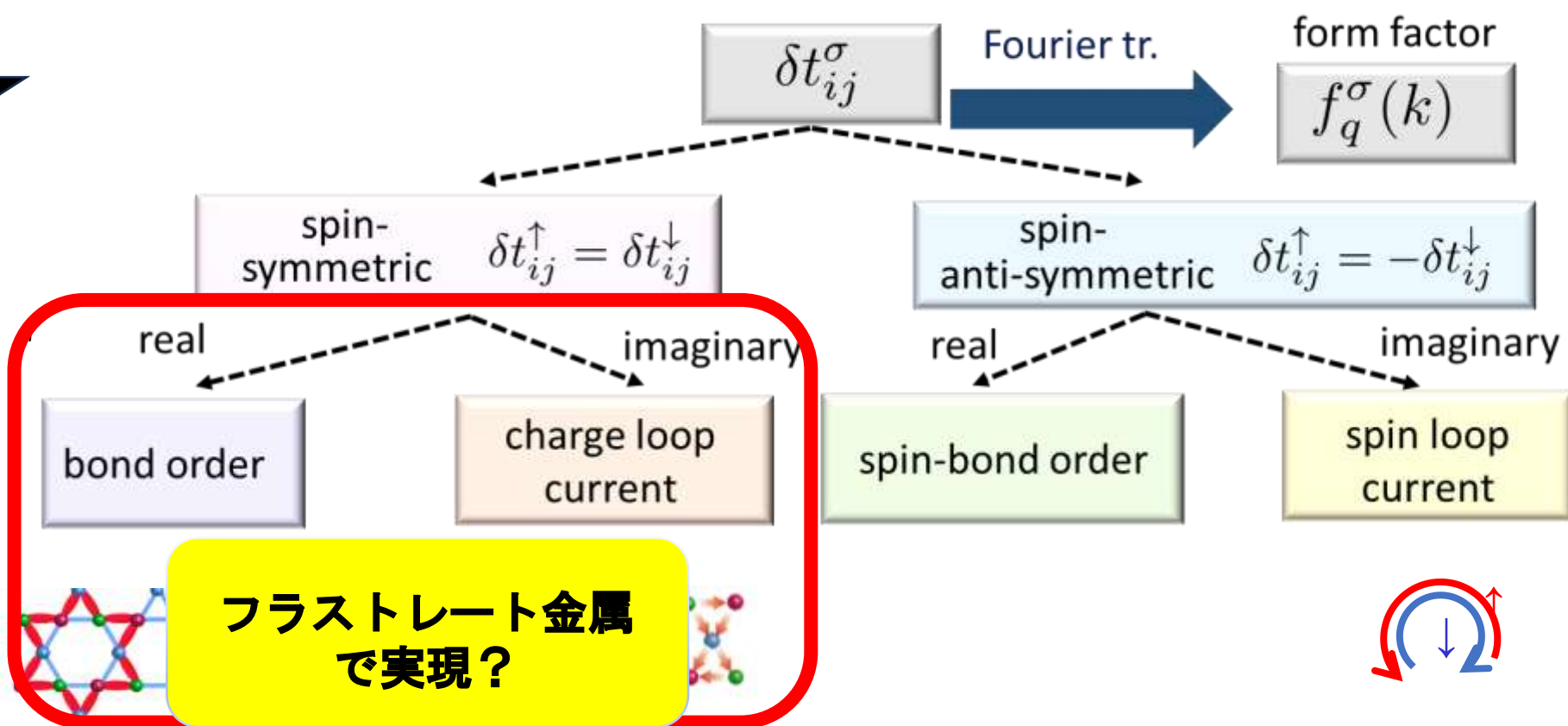
- **遍歴性・局在性が拮抗する中間領域** ($U \approx t$) で、面白い量子相転移が発現することがわかってきた。



非局所秩序相

非局所秩序(サイト間秩序)

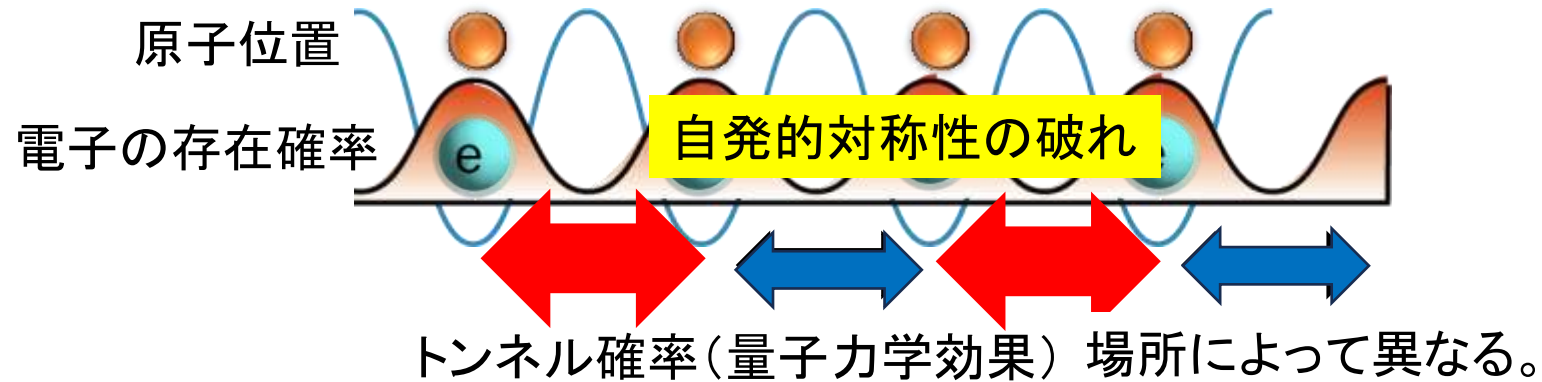
$$\hat{O} = \sum_{i \neq j, \sigma} \delta t_{ij}^{\sigma} c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma}$$



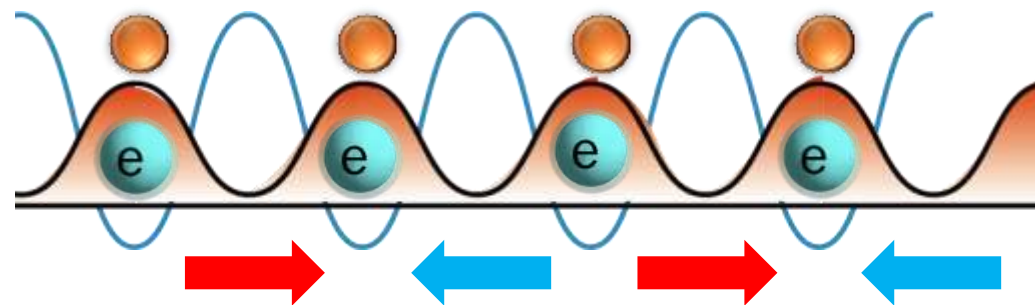
様々な非局所秩序変数の発現する舞台→フラストレート金属が有望

ボンド秩序と電荷ループ秩序①

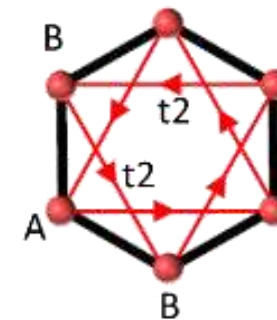
ボンド秩序 ……「飛び移り積分 t の相転移」



電荷ループ秩序 ……「トンネル電流の対称性の破れ」



場所ごとに大きさの異なるトンネル電流?
→エネルギー散逸のないミクロな永久電流



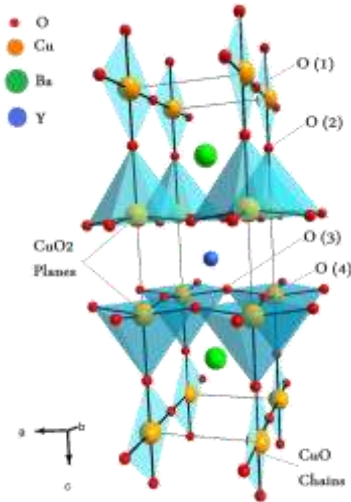
$$\sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle} e^{i\phi_{ij}} c_i^\dagger c_j + e^{-i\phi_{ij}} c_j^\dagger c_i$$

Haldane model (AHE)
Phys. Rev. Lett. **61** 2015 (1988)

ボンド秩序と電荷ループ秩序②

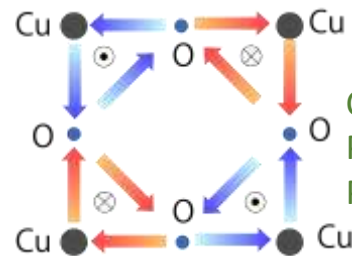
7

cuprate



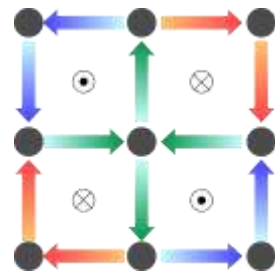
charge-loop
(Varma)

theory



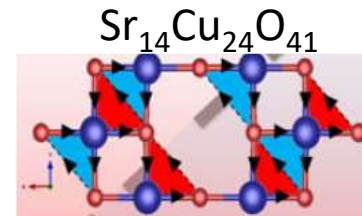
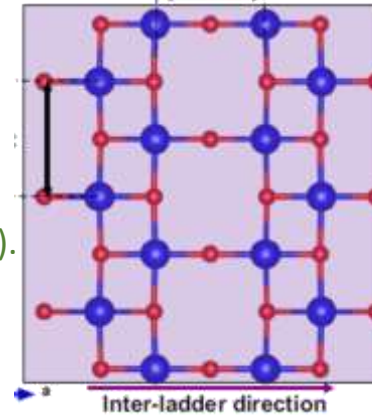
C. M. Varma,
PRB 55,14554 (1997).
PRB 99, 224516 (2019).

AF-charge-loop
(Affleck)



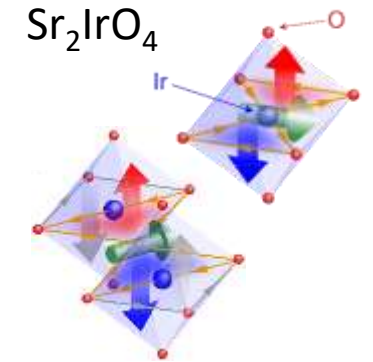
I. Affleck et al.,
PRB 37, 3774 (1988).

2-leg-ladder



iridate

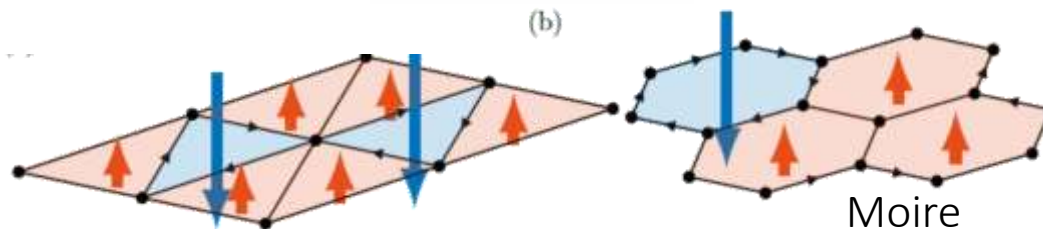
experiment



電荷秩序の観測手法

Moire system

theory



Y. Lin et al., PRB 100, 085136 (2019).

TRS broken	: Kerr effect
parity	: SHG
$C_4 \rightarrow C_2$	: torque, neutron STM, Nernst,

ボンド秩序と電荷ループ秩序③

8

カゴメ超伝導 AV_3Sb_5 で提案されているボンド秩序・電荷ループ秩序

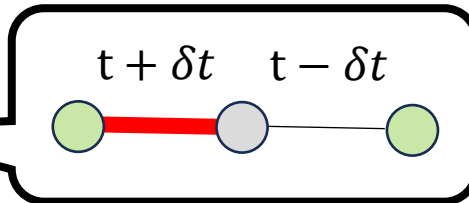
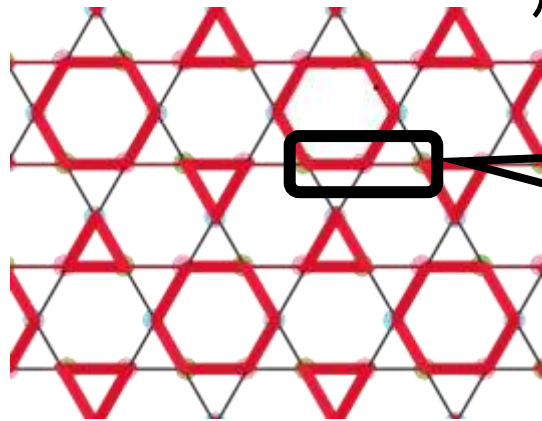
ボンド秩序

$$\hat{O} = \sum_i \delta t_{i,j} c_i^\dagger c_j$$

電荷ループ秩序(LC)

飛び移り積分の増減

反ダビデ



増加

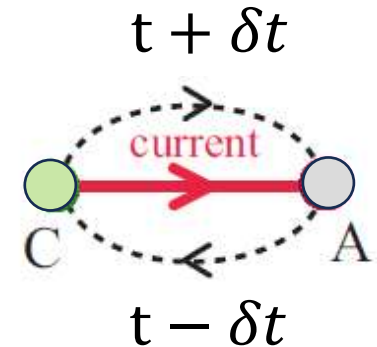
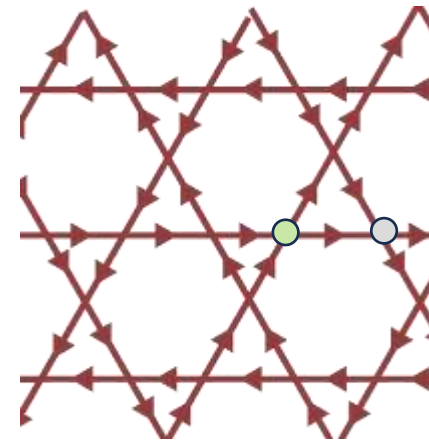


減少

δt は実数

δt は虚数

ナノスケールの軌道運動



δt は純虚数
(エルミート条件より)

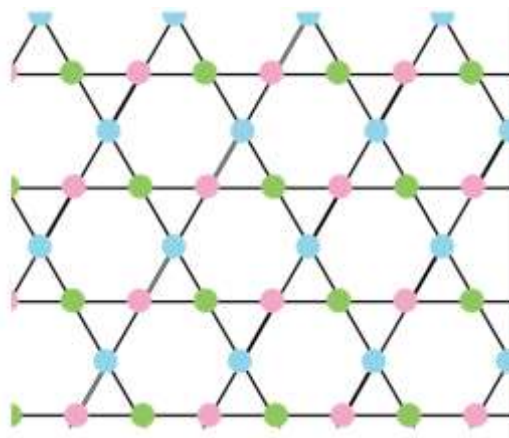
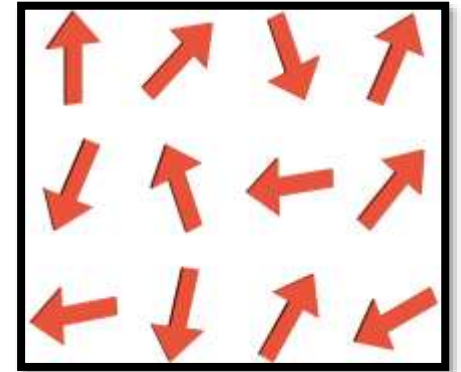
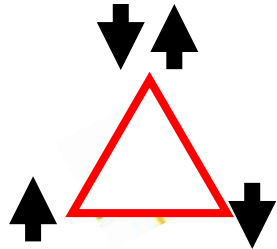
→カゴメ超伝導体は多彩な非局所秩序の舞台

?

これら非局所秩序の発現とフラストレーションは関係するか？

1973 P.W Anderson 量子スピン液体の概念を提唱

低温 $T=0K$ においてもスピンの揃わない



カゴメ格子は、量子スピン液体の舞台として
精力的に研究されてきた。

スピン以外の自由度(ex. 金属系での電荷)
がある系では？

→未解明問題

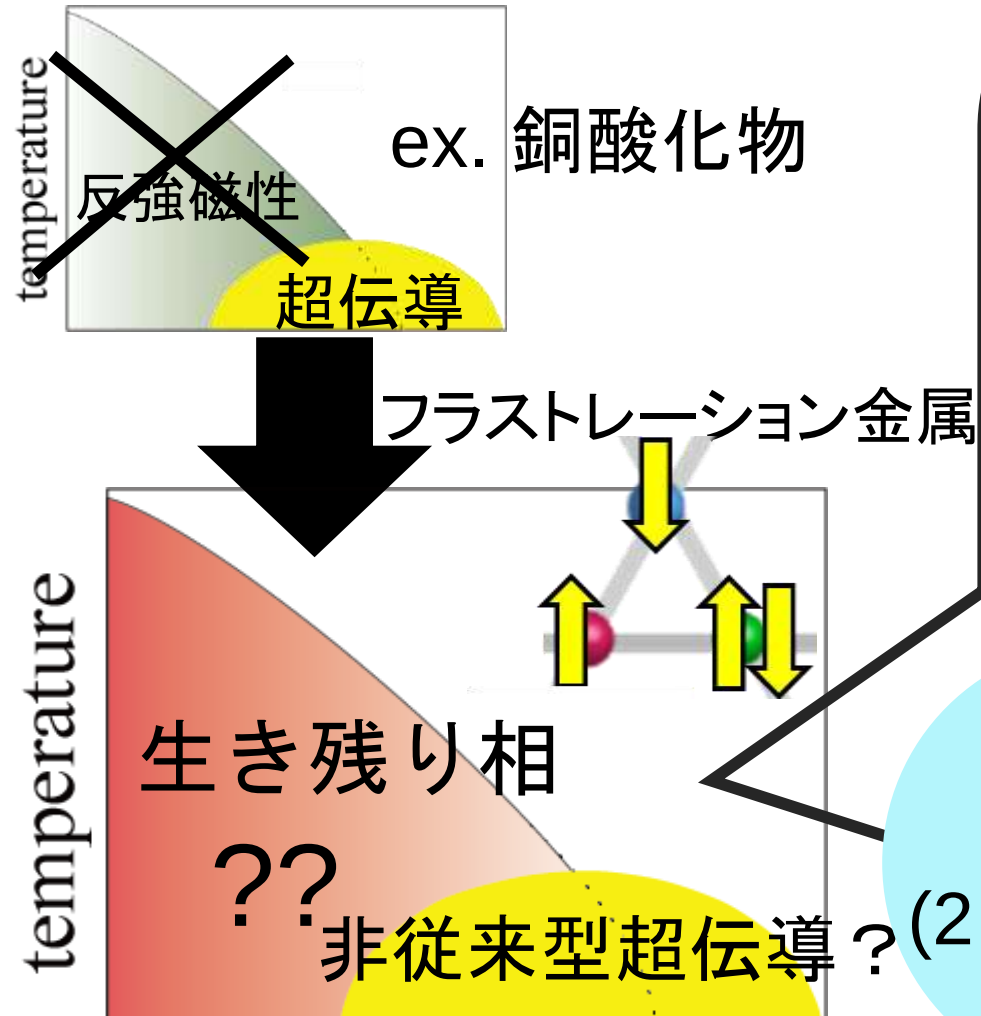
2つの可能性

- ・低温までいかなる秩序化も起こらない。

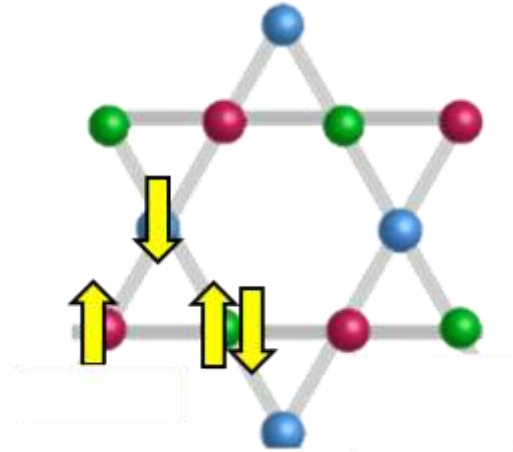
- ・スピン以外の自由度がフラストレーションに打ち勝って秩序化する。

本研究の結果

強相関金属の典型相図



金属フラストレート系: AV_3Sb_5



AV_3Sb_5 で実験により示唆されている対称性の破れ

並進
($2 \times 2 \times ?$)

時間反転
(スピン秩序
観測されず)

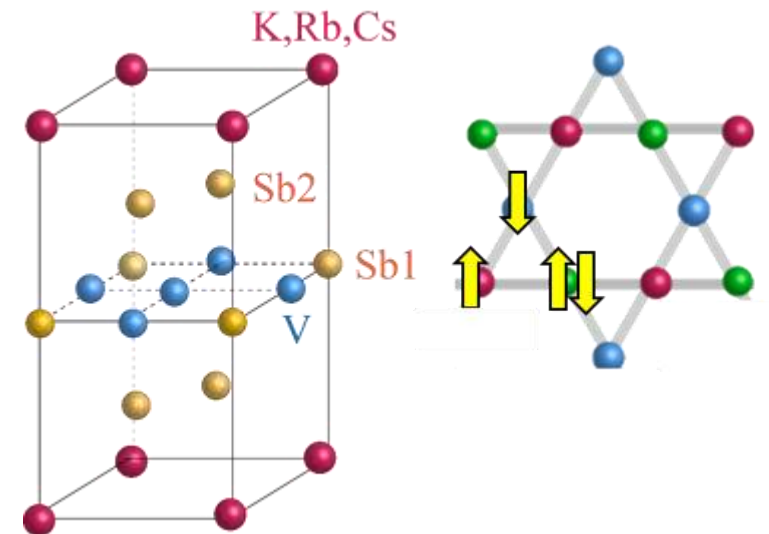
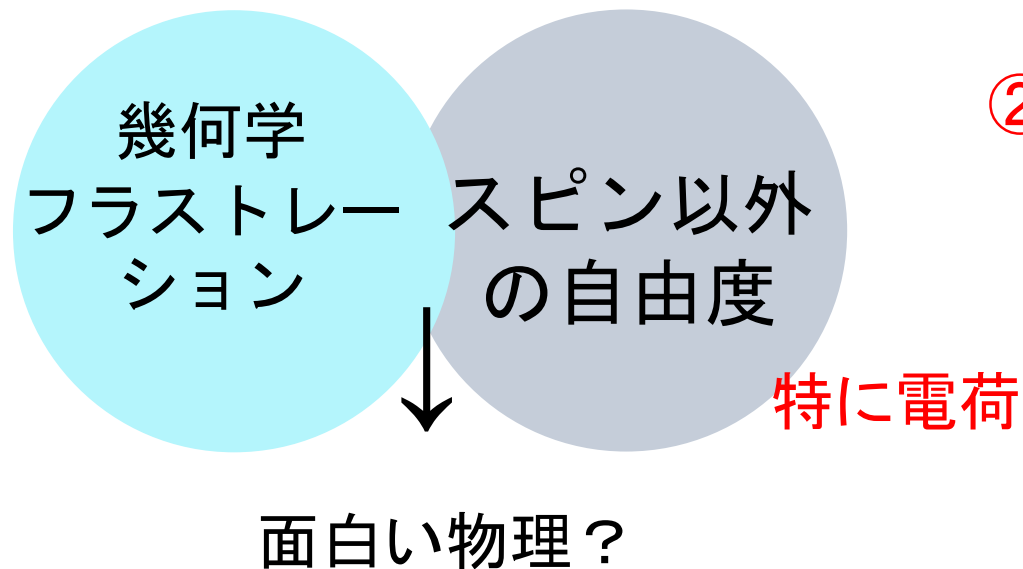
回転
 $C_6 \rightarrow C_2$

空間反転
($T < 40K?$)

幾何学フラストレーションとスピン以外の自由度を有する系で
面白い相転移現象が発現するか？

①結合鎖ハバード模型の研究
(フラストレーションの大きさをコントロール可)

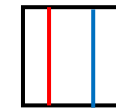
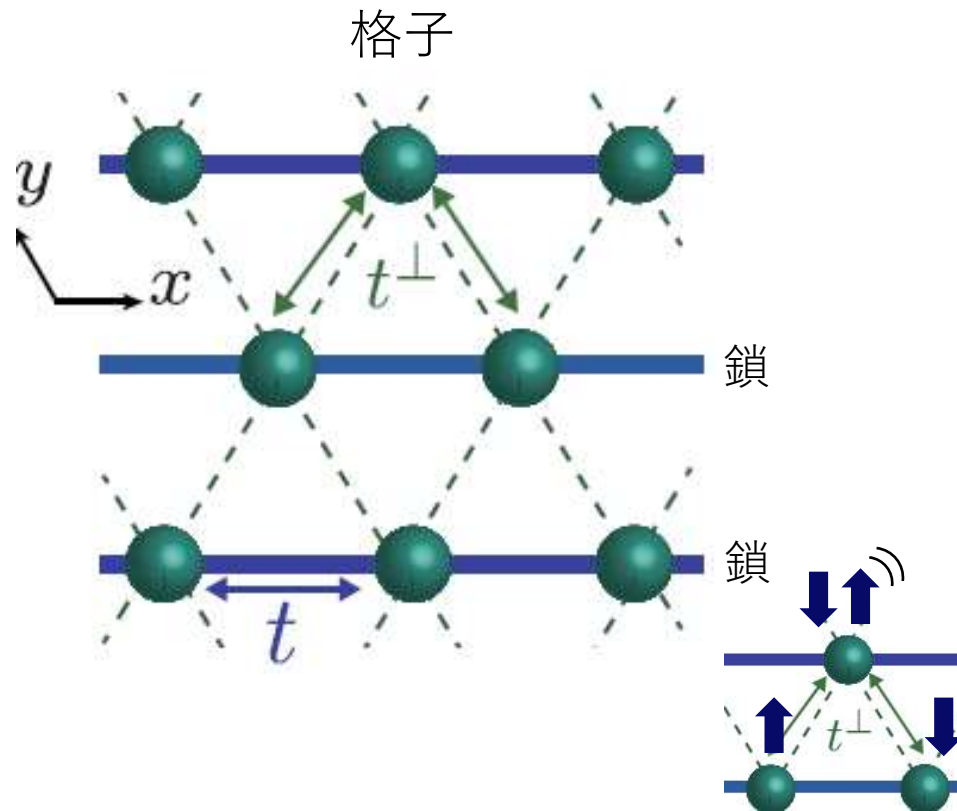
②カゴメ金属: AV_3Sb_5



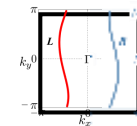
結合鎖ハバード模型の研究

$$\hat{H} = \sum_i t c_{r_i+x}^\dagger c_{r_i} + \sum_i t^\perp c_{r_i+y}^\dagger c_{r_i} + \sum_i U n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

$t = 1$ (エネルギー単位)

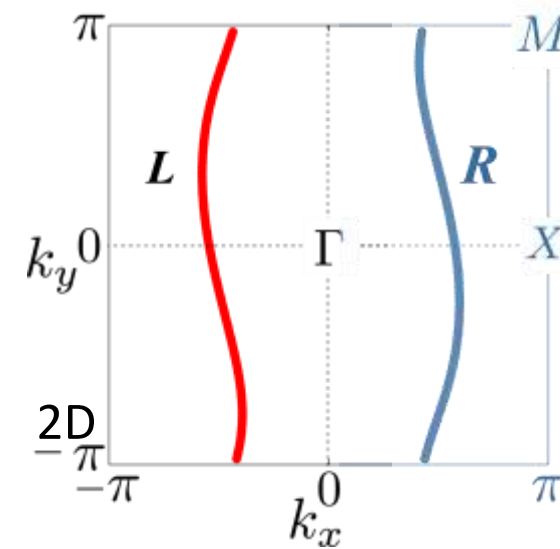


1D 鎖間結合の大きさ $t^\perp$



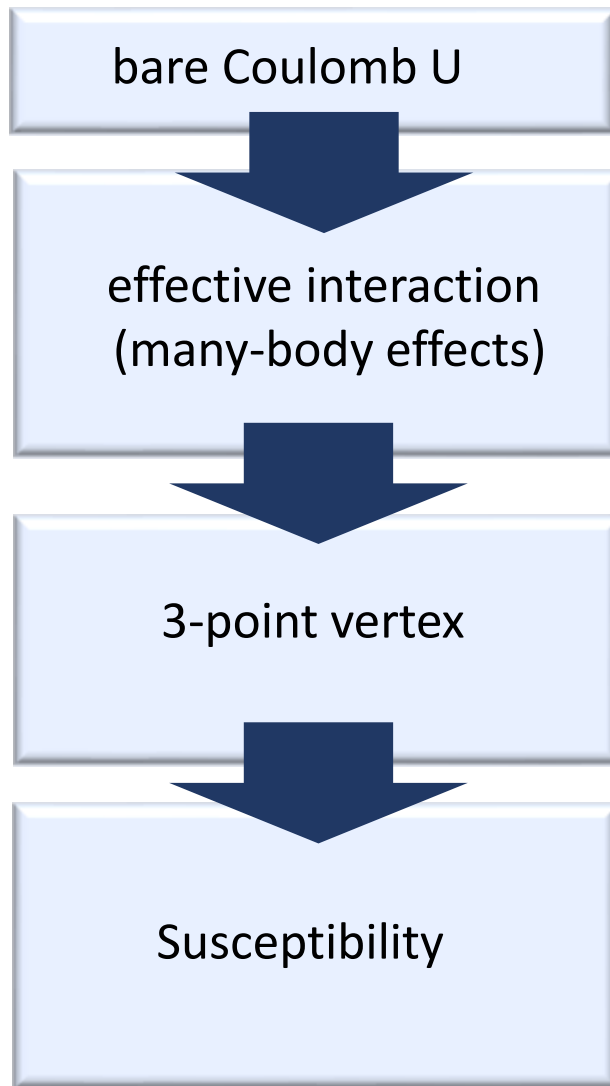
$\frac{1}{2}$ フィリング

フェルミ面



$t^\perp = 0.2,$

$t^\perp$ が1に近いほどフラストレーション大きい



$$\sum_i U n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \quad -\Gamma^{c0} = \Gamma^{s0} = U$$

4-point vertex $\Gamma^{s,c}_{pp}$

$\frac{d}{d\Lambda_l}$ = + +

$\Lambda_l = W_b e^{-l}$ on-shell low energy

energy cutoff

$$\frac{d}{d\Lambda_l} v \text{ (3-point vertex)} = \text{diagram with green circle}$$

● = 構造因子

$$\frac{d}{d\Lambda_l} \text{ (Susceptibility)} = \text{diagram with green circles and } f_q(k)$$

new

構造因子の関数系を最適化。

● = non-local form factor

$$f_k^q = \sum_{n,m=1}^7 2a_{nm}^q h_n(k_x) h_m(k_y),$$

平均場を超えた様々な散乱を、偏りなく考慮できる。

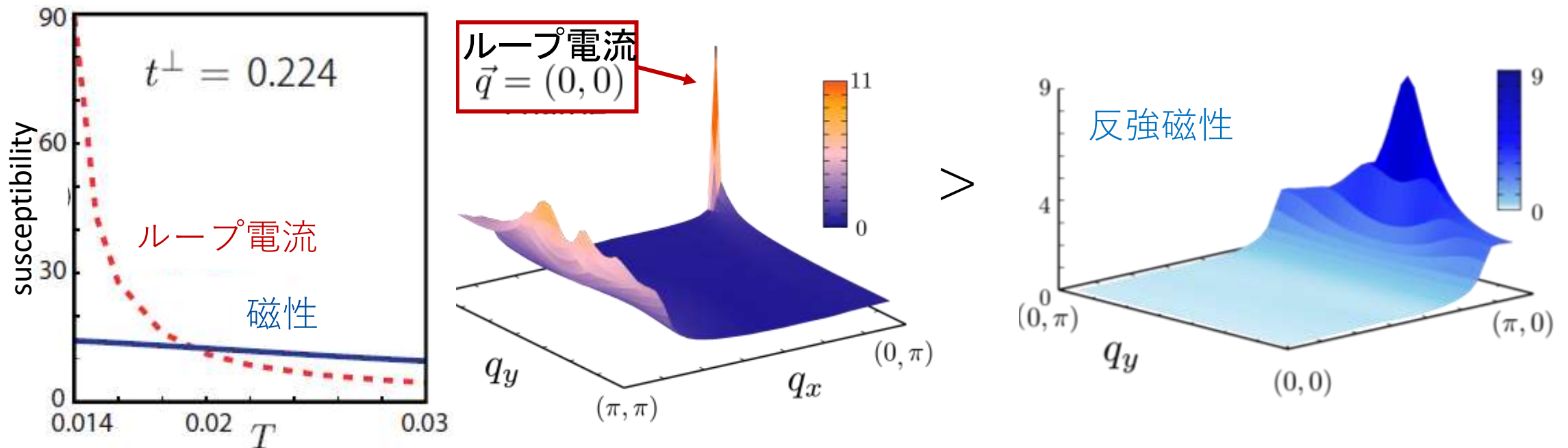
fRGによる感受率の計算結果

多体補正を含む電荷・スピン感受率

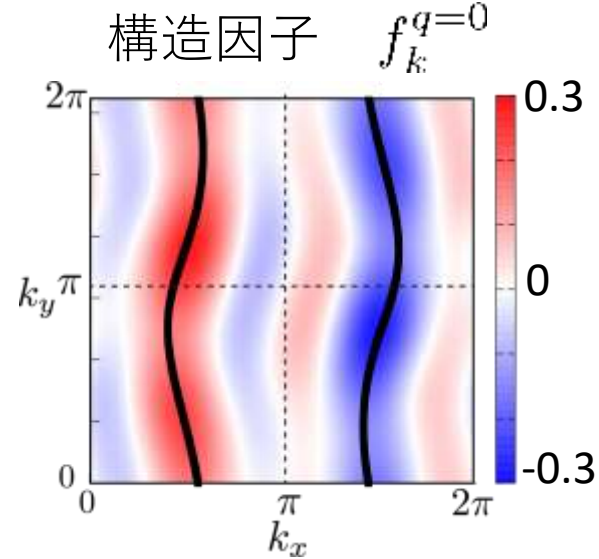
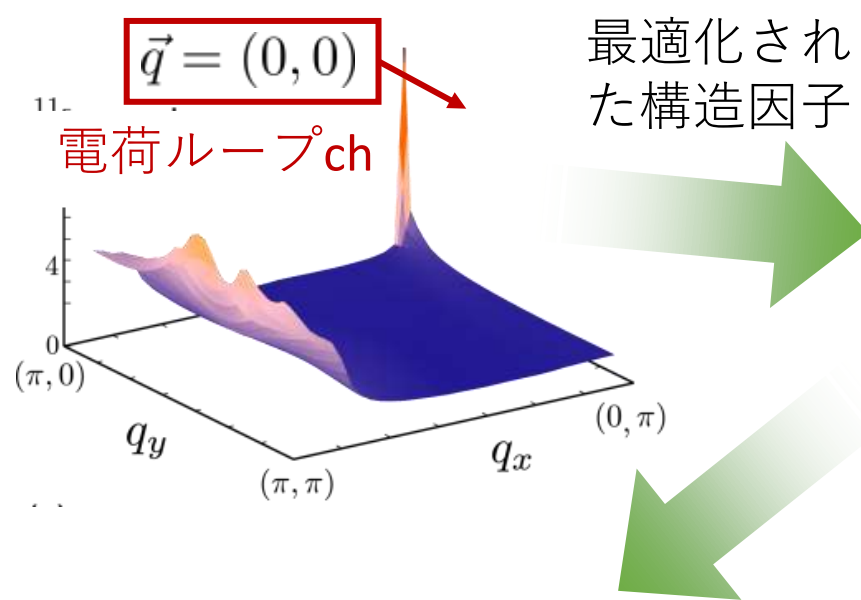
$$\chi^{c(s)}(q) = \int_0^\beta d\tau \frac{1}{2} \left\langle A^{c(s)}(q, \tau) A^{c(s)}(-q, 0) \right\rangle e^{i\omega_n \tau}$$

with many-body effects

$$A^{c(s)}(q) = \sum_{k\sigma\sigma'} \sigma_{\sigma\sigma'}^{0(z)} f_k^q c_{k+q\sigma}^\dagger c_{k\sigma'} \quad f_k^q \text{ is obtained so as to maximize } \chi^{c(s)}(q).$$



強的な電荷ループ秩序が低温で出現することを見出した。



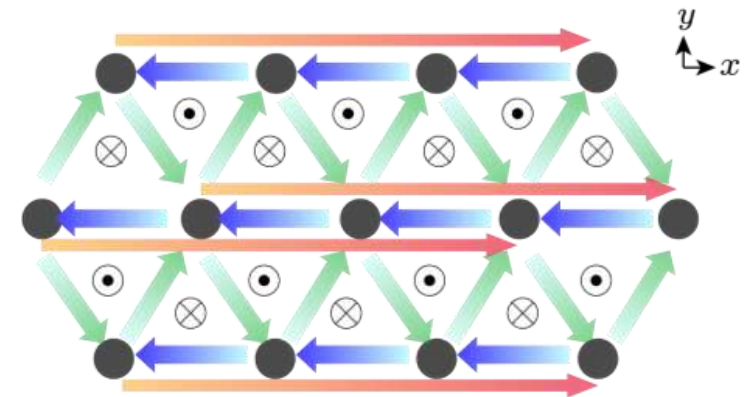
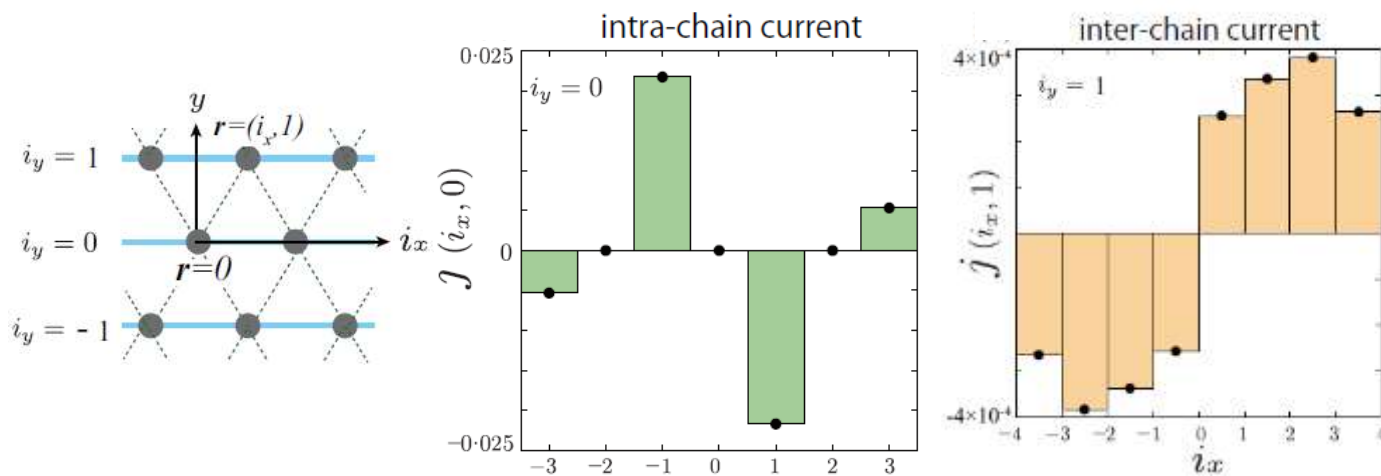
得られた構造因子の対称性

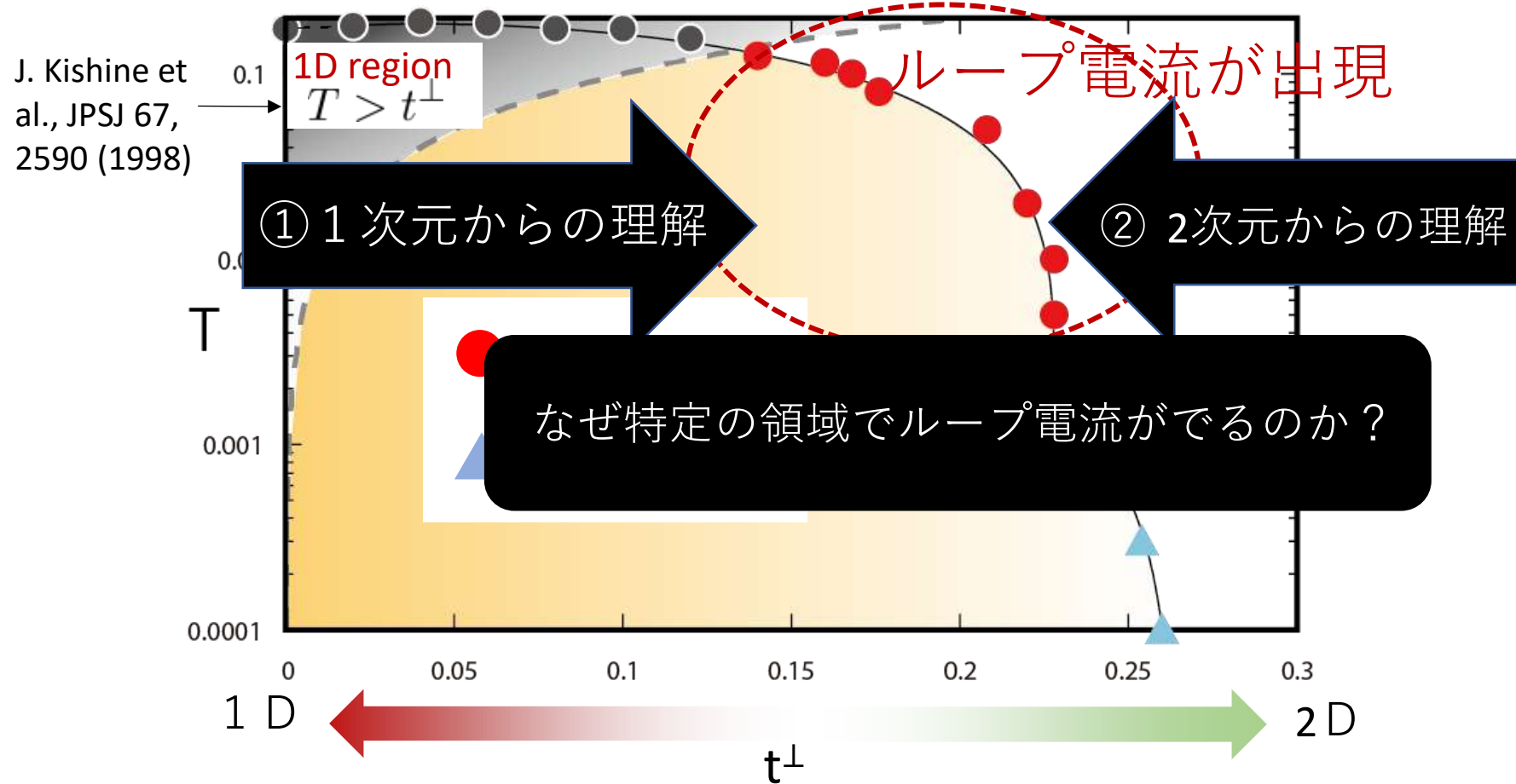
$$f_{k_x} = -f_{-k_x}$$

各サイト間の電流

$$j_i \equiv 2ie \{ (t_{i0} + \delta t_{i0}) G(-r_i) - (t_{0i} + \delta t_{0i}) G(r_i) \}$$

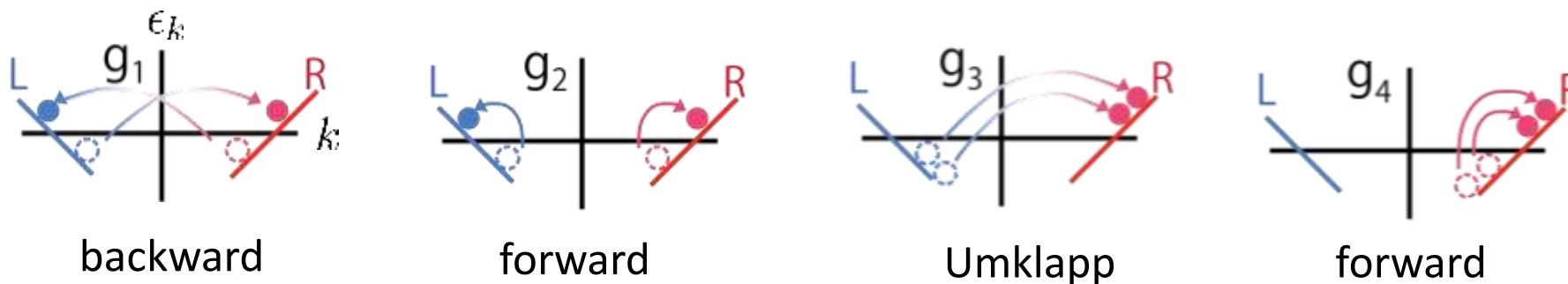
電荷ループ秩序の概形
(マクロな電流は0)



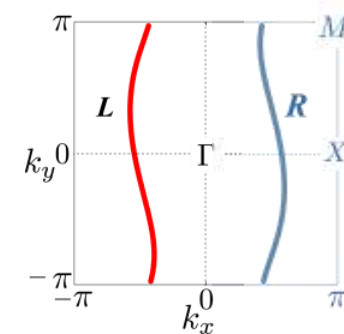


反強磁性と超伝導相の間で、電荷ループ秩序が出現。

運動量 k_F と $-k_F$ を持つ2電子間の散乱 = 4チャンネルに分類できる。



どの秩序変数が、どの散乱で安定化するか？



$Q=0$

$Q=\pi$

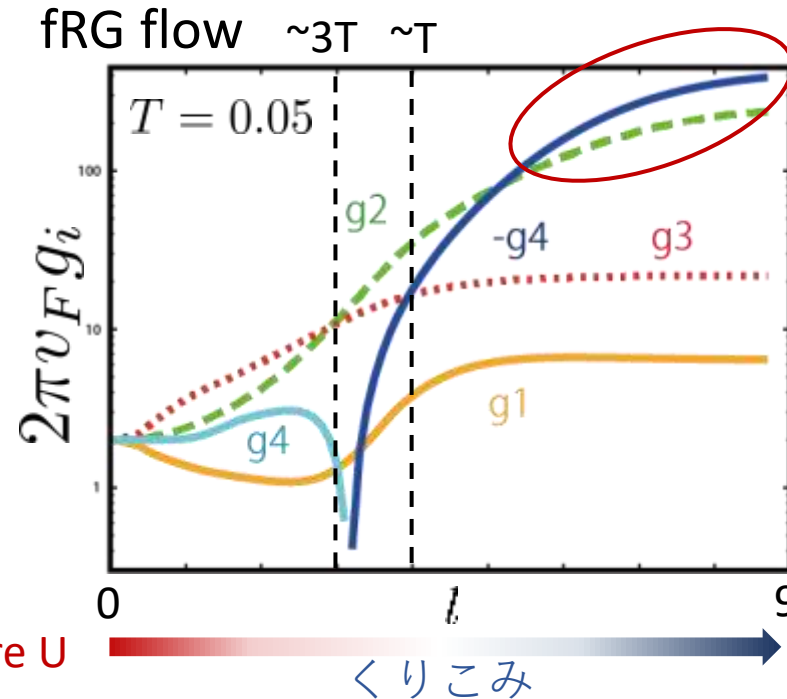
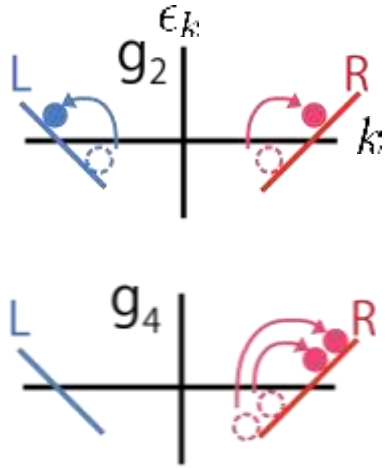
電荷/ボンド	$2g_2 - g_1 + g_4$
ループ電流	$2g_2 - g_1 - g_4$
強磁性	$g_1 + g_4$
スピングループ	$g_1 - g_4$

電荷/ループ電流	$2g_1 - g_2 + g_3$
ボンド	$2g_1 - g_2 - g_3$
反強磁性/スピングループ	$g_2 + g_3$
スピンボンド	$g_2 - g_3$

fRGの結果

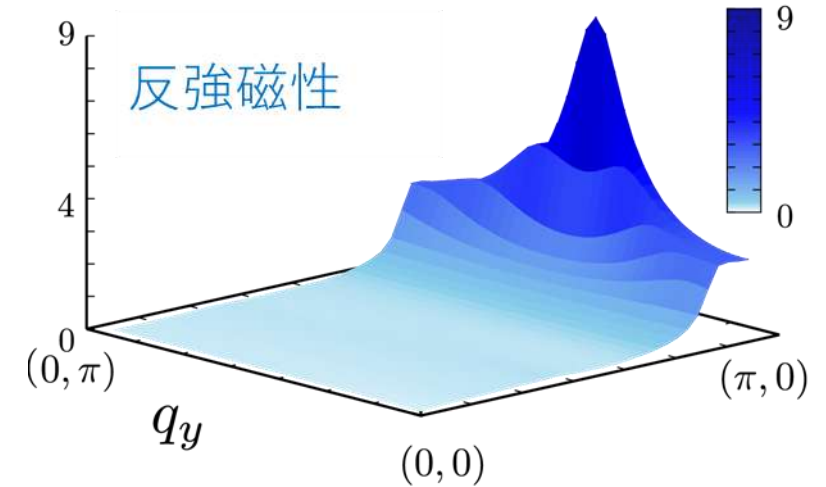
平均場近似では
基本的に反強磁性

forward scatterings



ループ電流ch
 $\frac{2g_2 - g_1 - g_4}{\text{positive negative}}$

$\gg$ 反強磁性ch
 $g_2 + g_3$



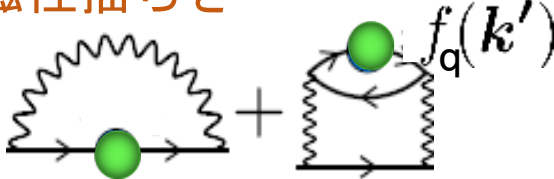
フラストレーションによって、 g_4 が負に g_2 が正に増強された結果→電荷ループが出現

密度波方程式 (摂動論)

フェルミ液体理論に基づいて、高次の相関が考慮できる。

S. Onari *et al.*, PRL **116**, 227001 (2016).

線形化された電子—正孔対凝縮の方程式

固有値 $\lambda f_q(k)$ = 

→ 1粒子Green関数

~~~~~ 磁性揺らぎ

●  $f_q(k)$  構造因子

ボンド秩序、ループ電流などを記述

## Luttinger-Ward theory

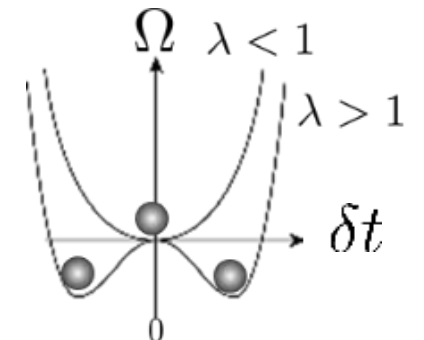
フェルミ液体理論に基づくグランドポテンシャル  $\Omega^{\text{LW}}$

M. Luttinger and J. C. Ward, Phys. Rev. **118**, 5 (1960).

R. Tazai *et al.*, Phys. Rev. B **107** 035137 (2023)

$\Omega^{\text{LW}}$ の最小化

$$\delta\Omega^{\text{LW}} = 0$$



密度波方程式によって、 $\Omega^{\text{LW}}$ に基づく熱平衡解を解析。

電子正孔ギャップ方程式

R. Tazai et al., (2020)

S. Onari et al., (2016)

$$\lambda_q f_k^q =$$

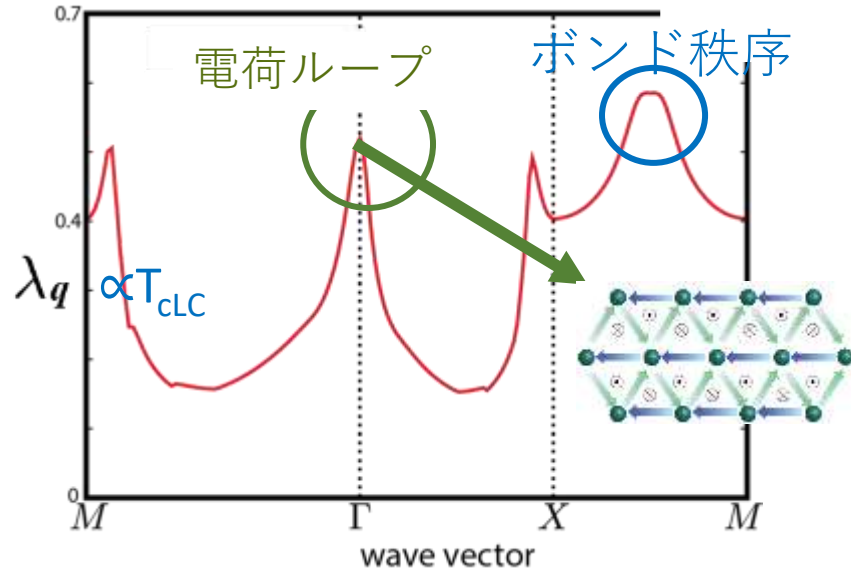
固有値

構造因子

反強磁性揺らぎ(平均場)

② 2次元からの理解

得られた結果

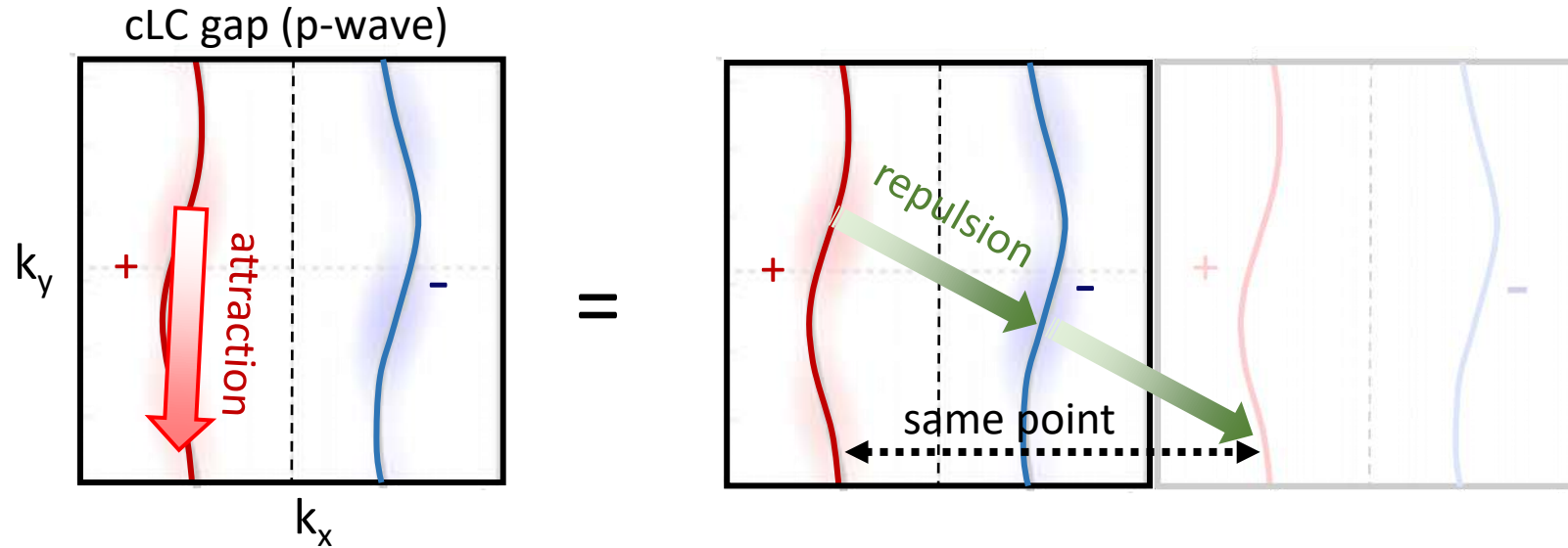


$$f_k^q \xleftrightarrow{\text{FT}} \delta t_{ij}$$

✓ 反強磁性揺らぎによって、  
電荷ループ秩序が生み出されることが分かった。

$$T_{\text{CLC}} > T_{\text{dSC}} \text{ in q1D}$$

Attraction is given by 2<sup>nd</sup> order of spin fluctuation.

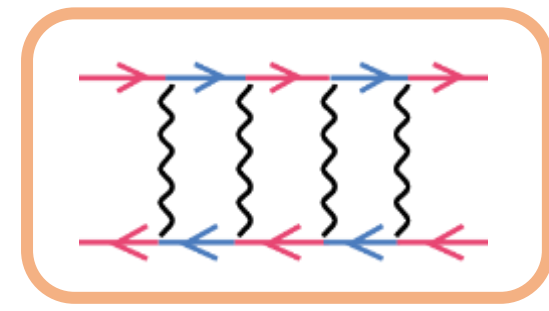
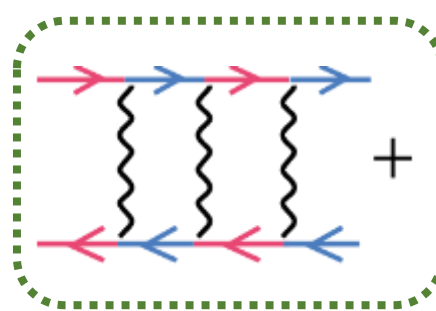
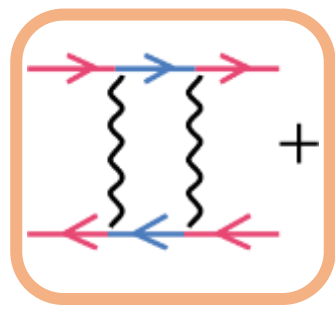
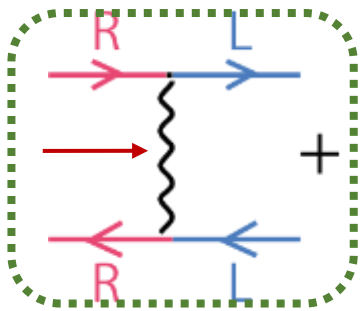


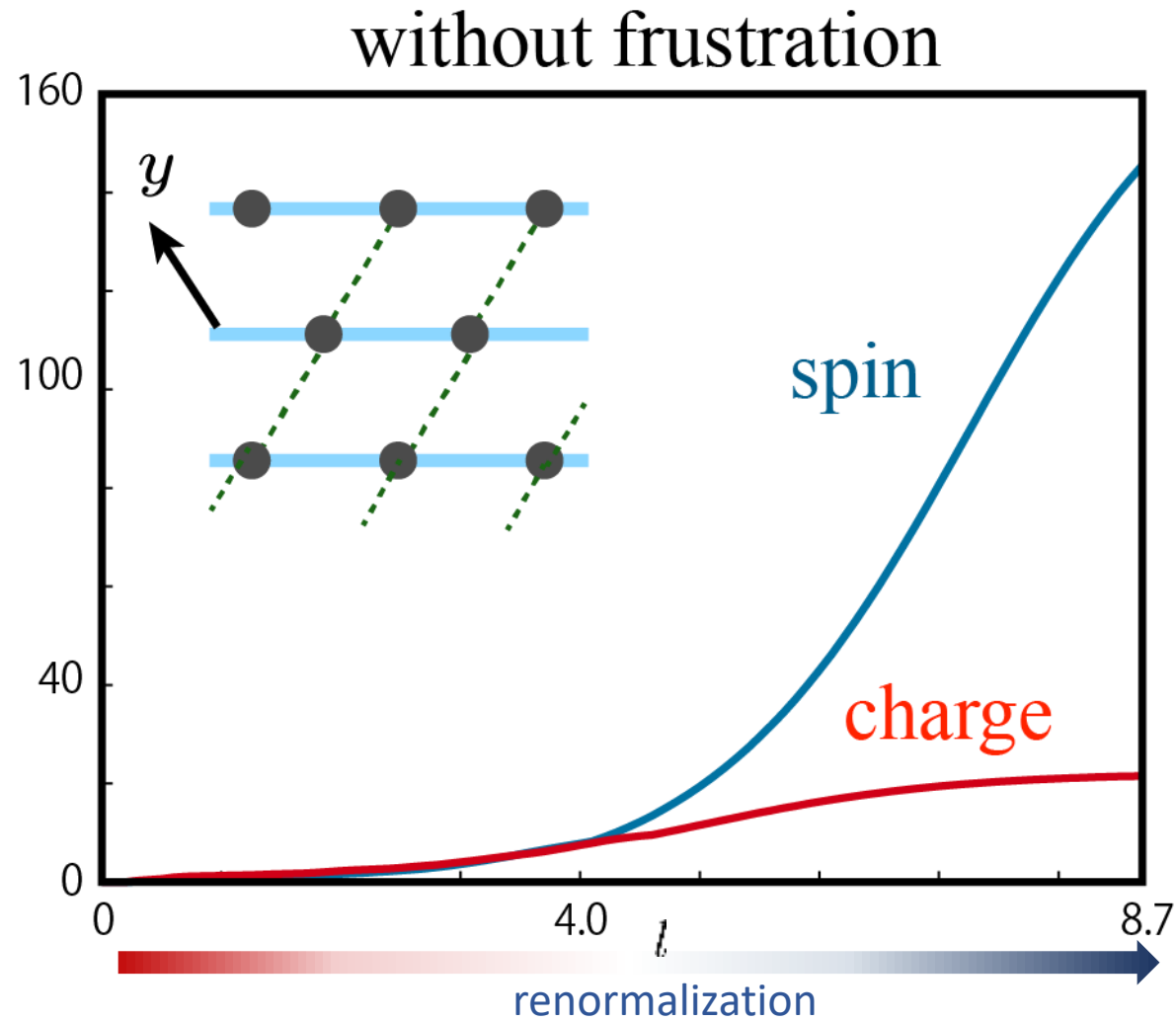
inter-branch  
repulsion

intra-branch  
attraction

inter-branch  
repulsion

intra-branch  
attraction



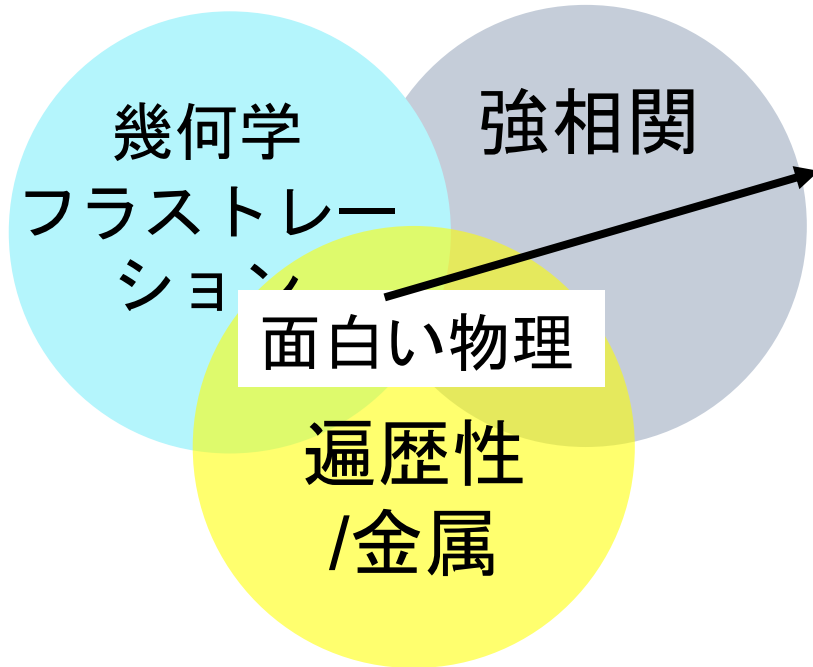


cLC phase does not appear without spin frustration.  
= Spin frustration is important for loop current.

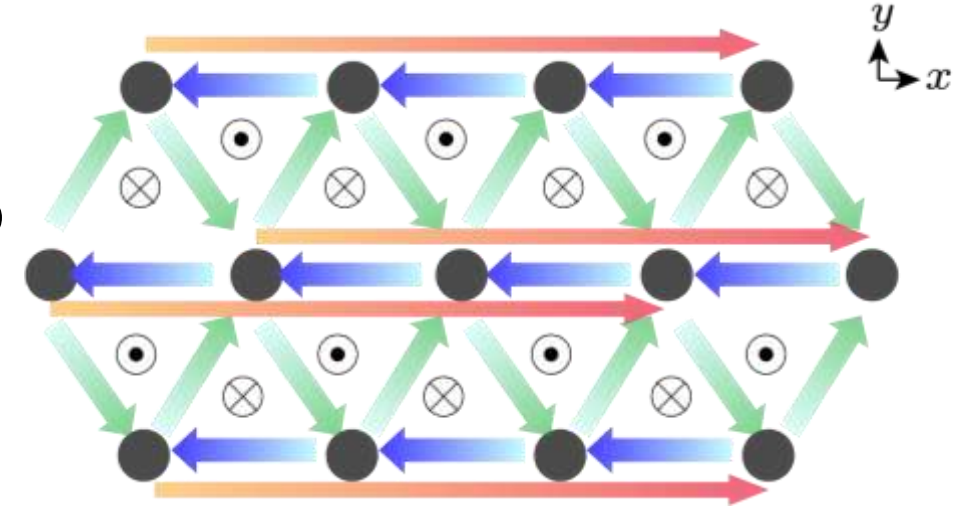


# 結合鎖ハバード模型のループ電流の起源

24



その1  
結合鎖ハバード模型での  
電荷ループ秩序



フラストレートした金属系では、  
スピン揺らぎが、ループ電流を誘起することがある。

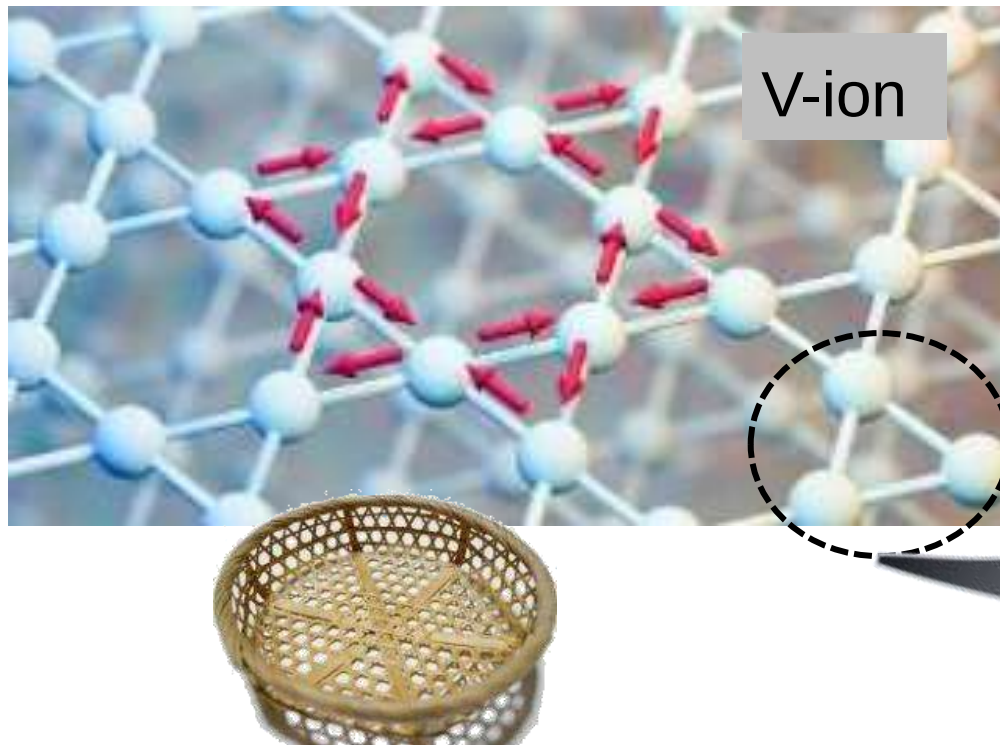
RT et al., Phys. Rev. B 103, L161112 (2021)

→カゴメ金属の研究へ

# カゴメ金属の研究

2020～ **カゴメ超伝導体**  $AV_3Sb_5$  (A=K,Rb,Cs) が新しく発見された。

B. Oritz et al., Phys. Rev. Materials 5, 034801 (2020).



1950

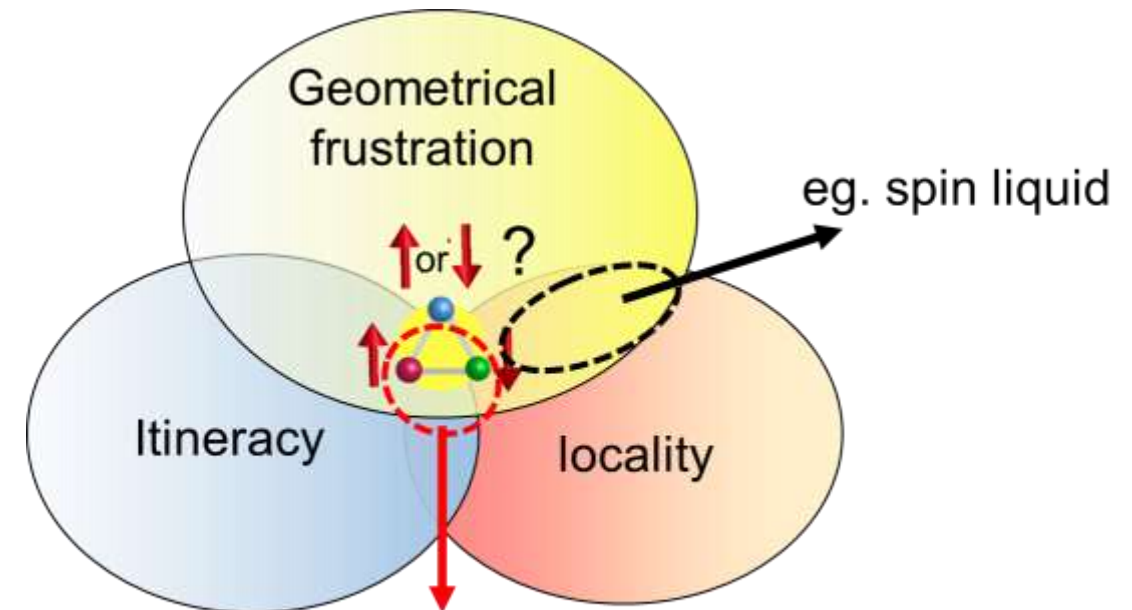
カゴメ系の研究～絶縁体

例：スピン液体

2020

超伝導

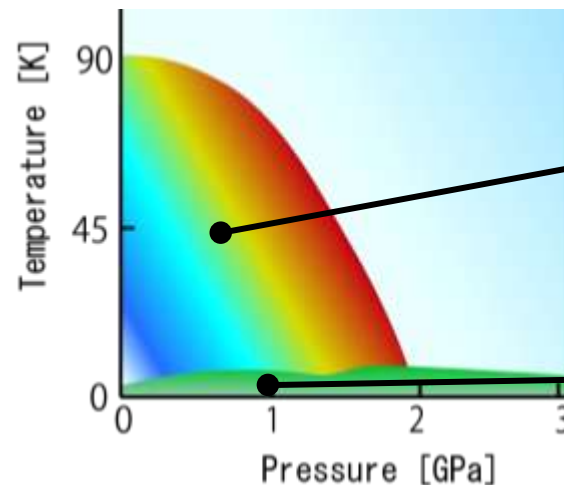
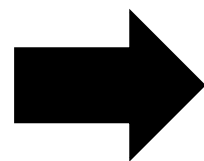
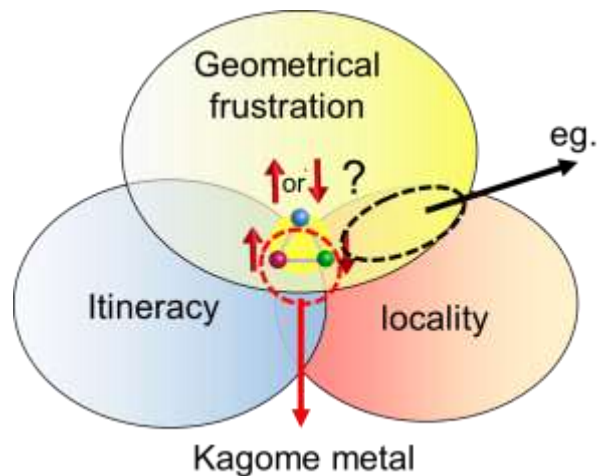
遍歴カゴメ系の研究が精力的に行われるようになる。



遍歴カゴメ系の研究には未解明問題が多く残る。

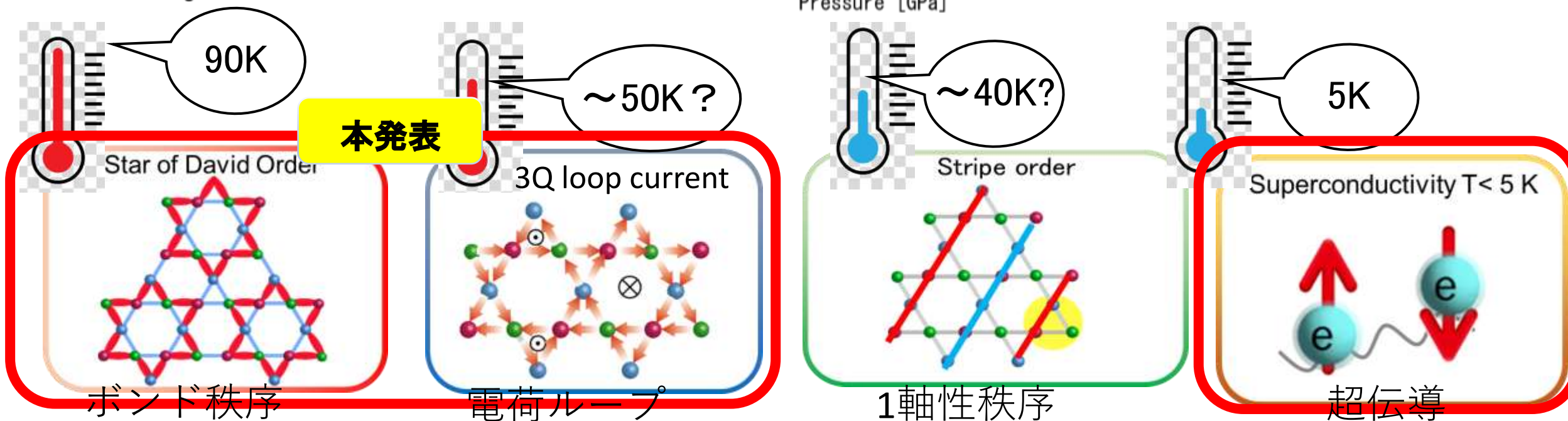
# カゴメ超伝導 $AV_3Sb_5$ (A=K,Rb,Cs) の多段相転移

27



多段相転移

超伝導



多段相転移の起源や、フラストレーションとの関係は未解明→本研究の目標

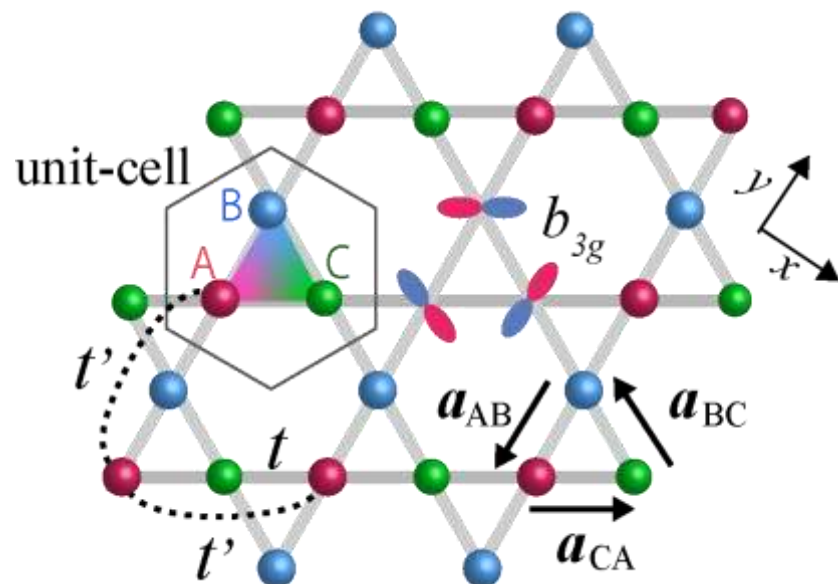
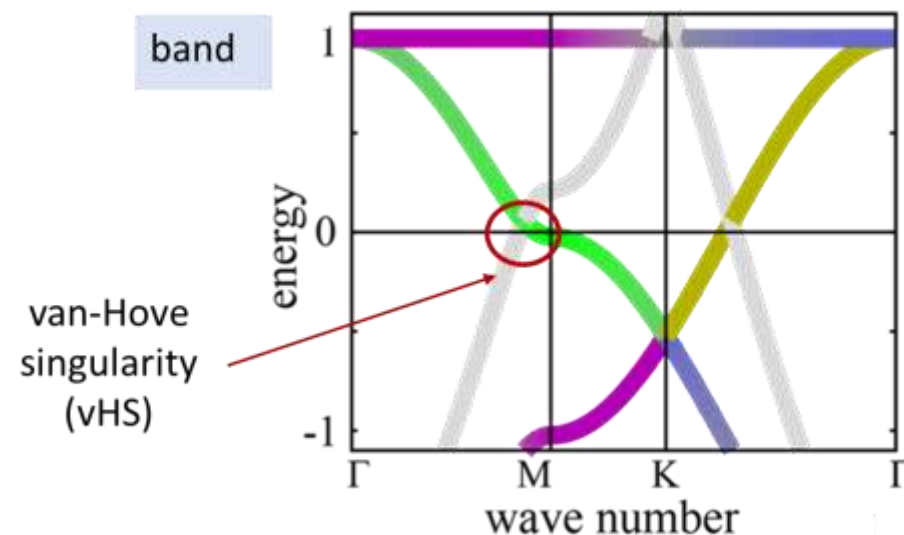
## ハバード模型

$$H = \sum_{kij} \epsilon_k c_{ki}^\dagger c_{kj} + \sum_i U n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

$i, j$  : sublattice(= A, B, C)

$$t = 0.5 \text{ [eV]} \quad t' = 0.08$$

$$T = 0.02$$



X. Wu et al., Phys. Rev. Lett.  
127, 177001 (2021)

## フェルミ面

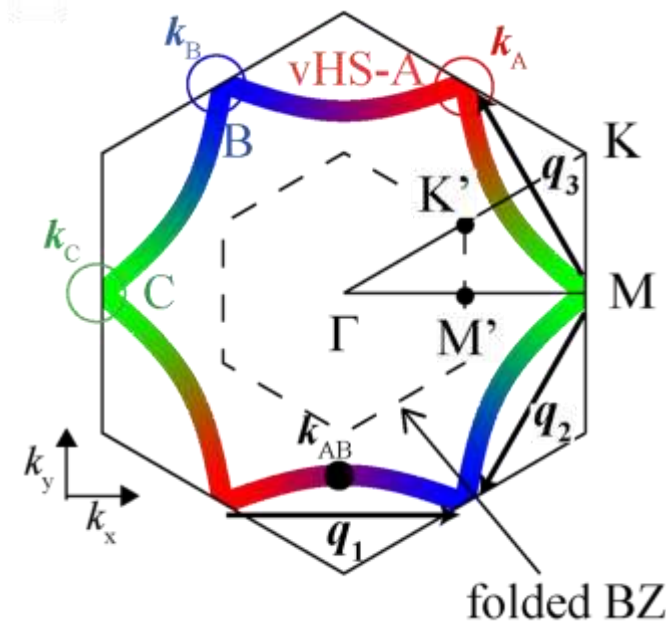
vHS  $\Leftrightarrow$  A,B,C sublattice



幾何学的フラストレーション

反強磁性の抑制

$$n_{\text{vHS}} = 0.917 \text{ (per site)}$$





## フラストレーションの効果→副格子干渉

X. Wu, Phys. Rev. Lett. 127, 177001 (2021)

一見、フェルミ面のnestingが強く、反強磁性揺らぎが発達しそうだが、発達しない。

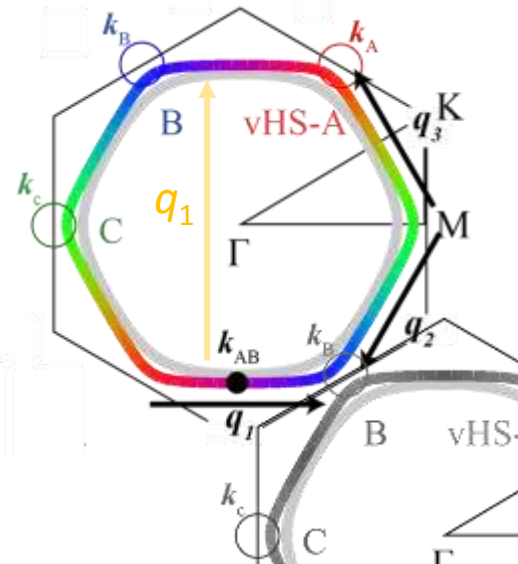
カゴメの特徴

⇔cuprate, Fe-based, HF

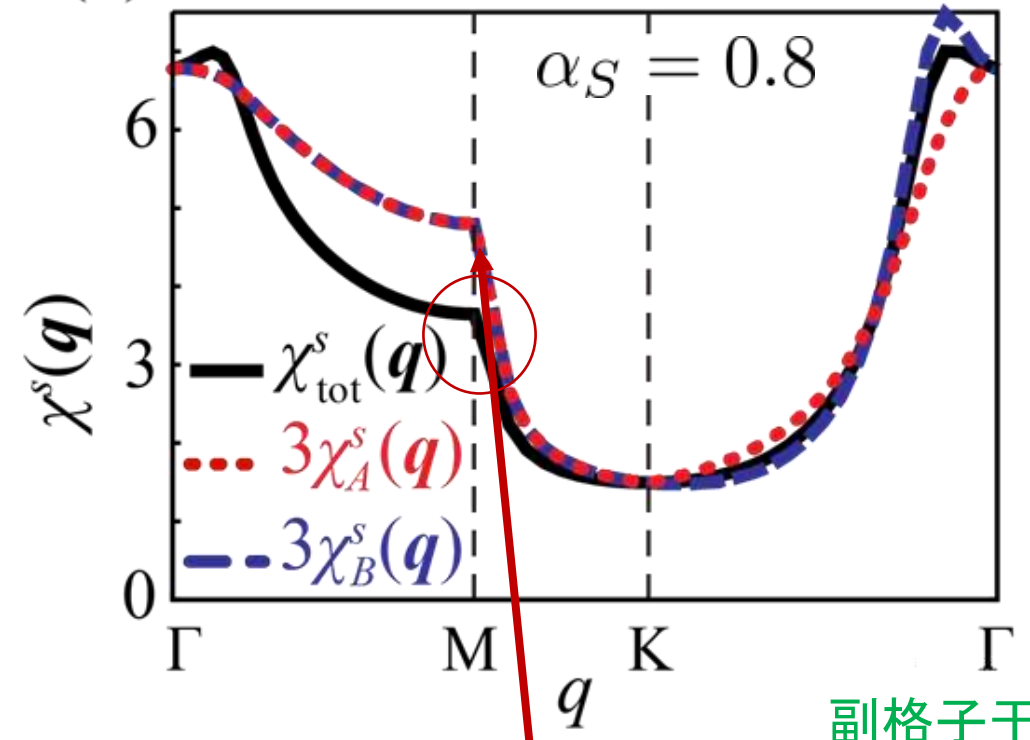
✓ ネスティング  $q_1$

$$\chi^0(q_1) \propto \frac{f(\epsilon_{k+q_1}) - f(\epsilon_k)}{\epsilon_{k+q_1} - \epsilon_k}$$

$$k = k_A, k + q_1 = k_B$$



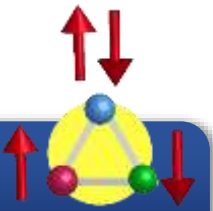
平均場近似によるスピン感受率



反強磁性揺らぎは小さい。

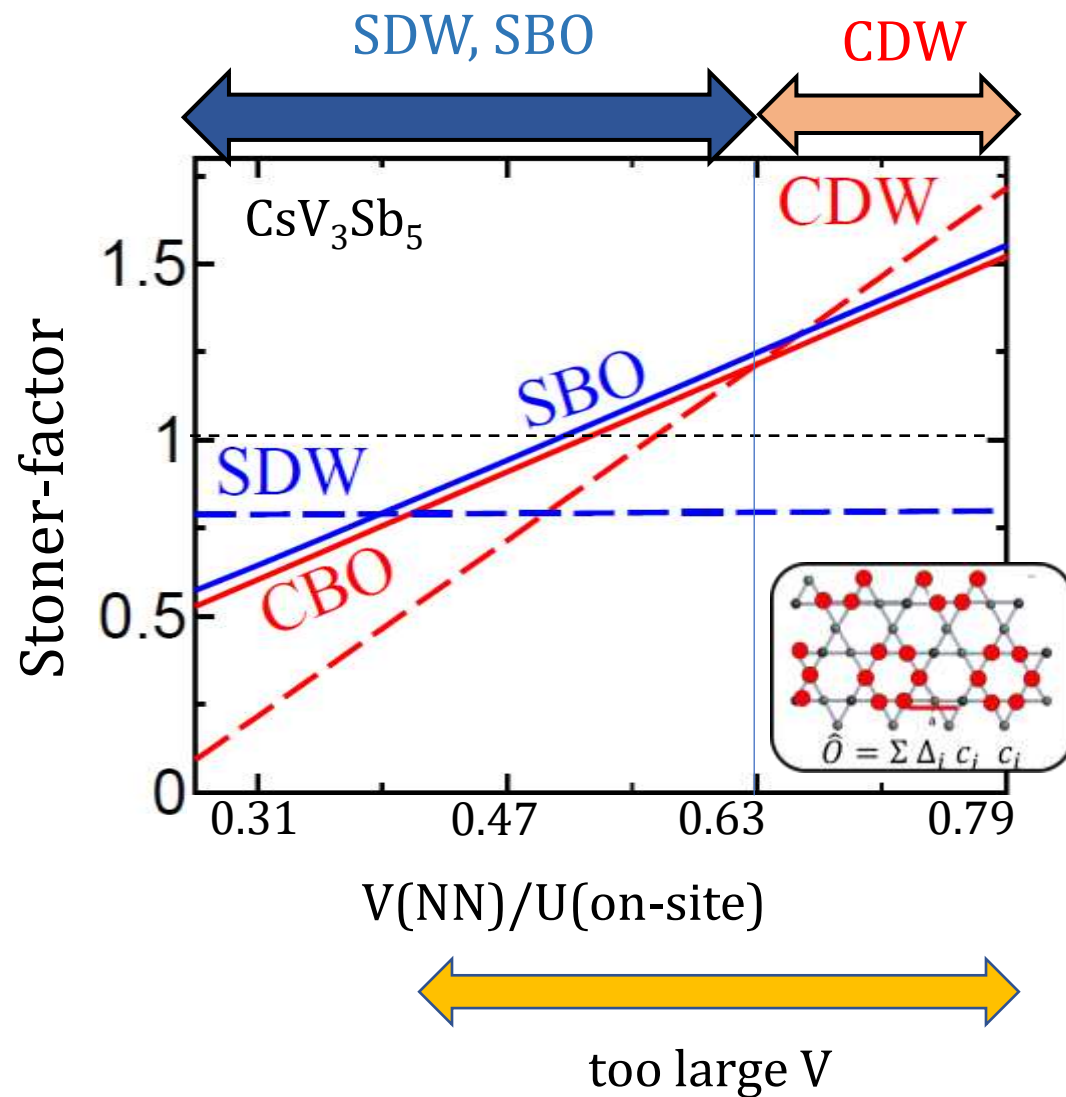
実空間で見ると、  
フラストレーションで  $\chi_s$  が抑制される効果

副格子干渉



高温領域では、強磁性揺らぎが支配的。





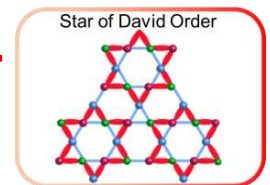
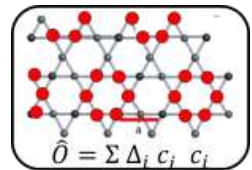
“Stoner-factor = 1” at phase transition point.

SDW : spin-density wave

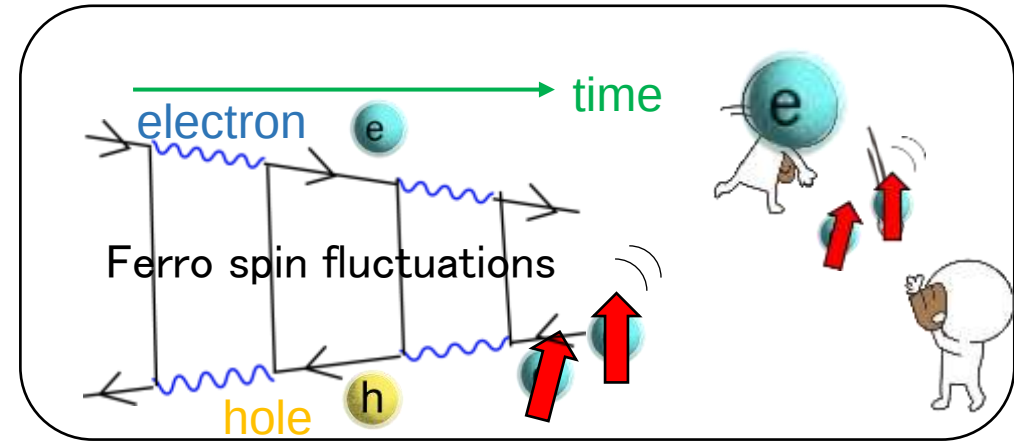
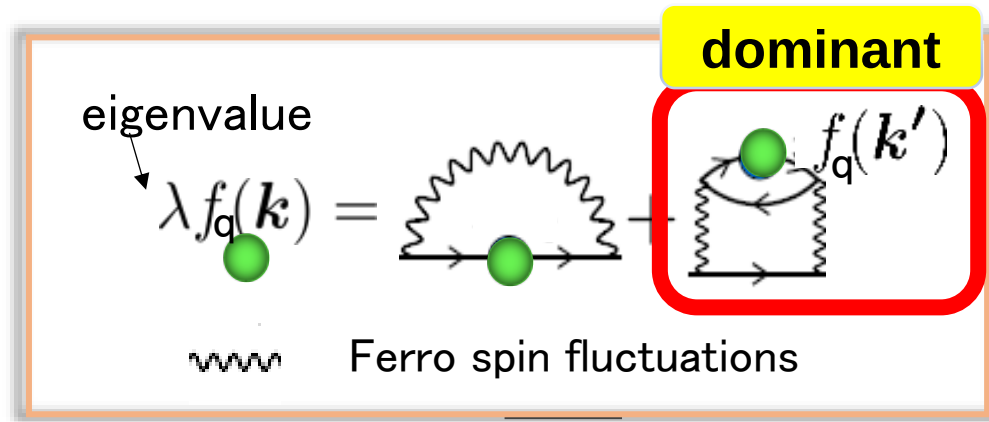
CDW : charge-density wave

SBO : spin-bond order

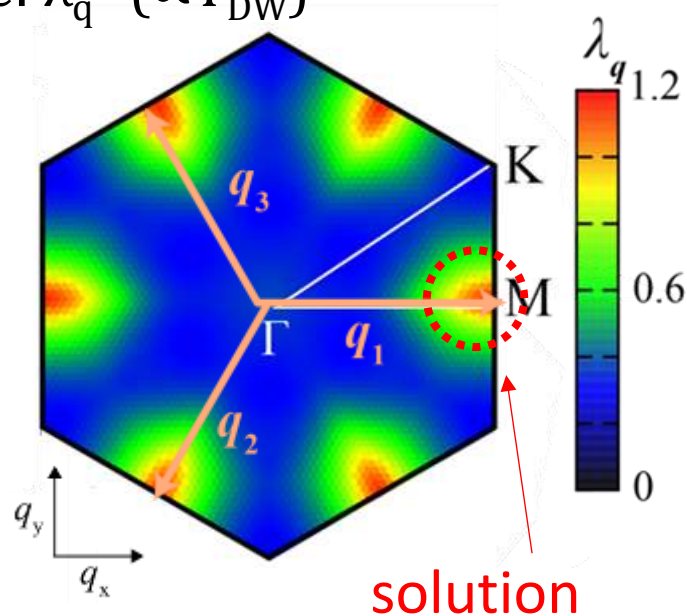
CBO : charge-bond order



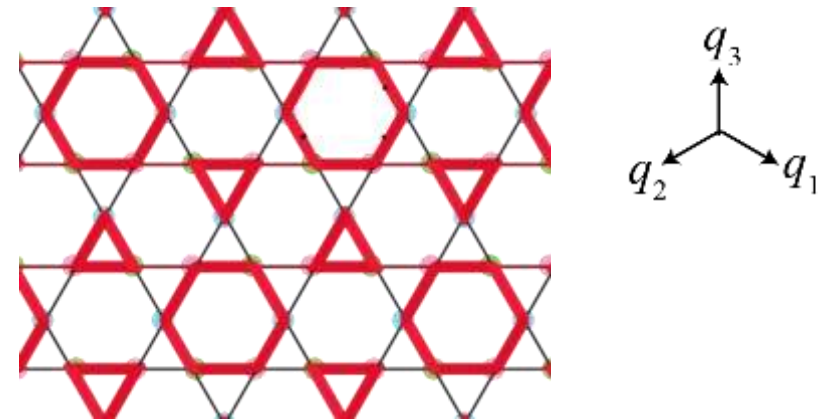
平均場近似では、  
カゴメ超伝導体の相図は理解できなかった。



eigenvalue:  $\lambda_q (\propto T_{DW})$



triple-Q bond-order ( $2 \times 2$ )

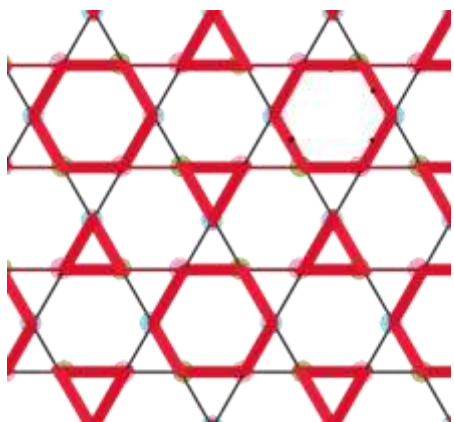


Bond-order is induced by the ferro spin fluctuations.

## 密度波方程式の結果

多体相関に由来し、  
反ダビデボンド秩序が  
発現→実験の相図と一致

反ダビデボンド秩序  
(フラストレーションと競合)



赤: 飛び移り積分が増大した箇所  
青: " 減少

カゴメ電子系の6角形Brillouinゾーン

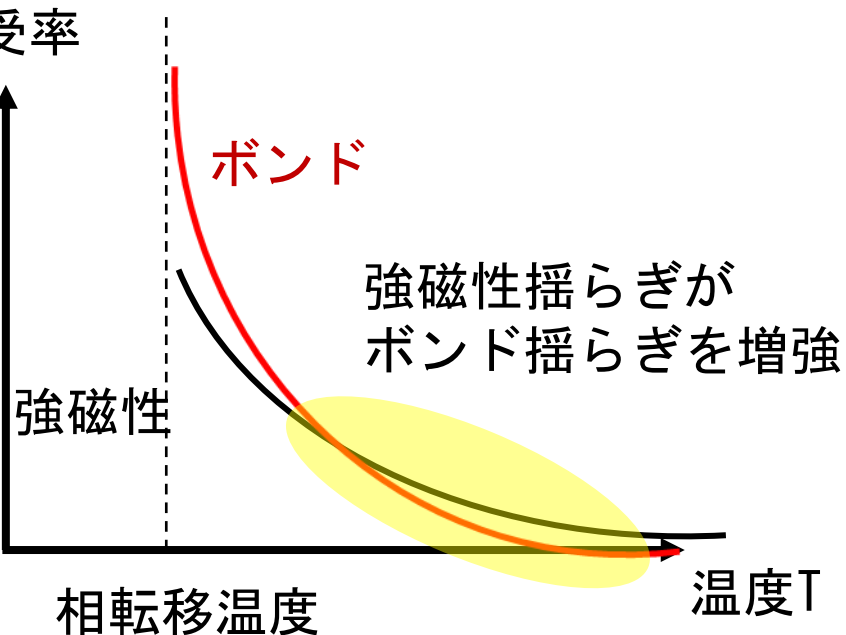
T. Park *et al.*, Phys. Rev. B **104**, 035142 (2021).

フェルミ面



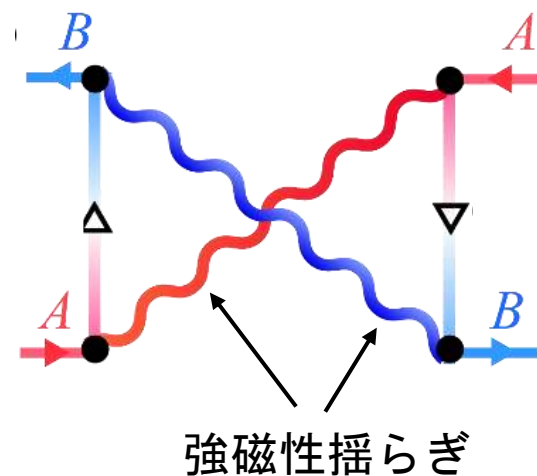
前方散乱

感受率



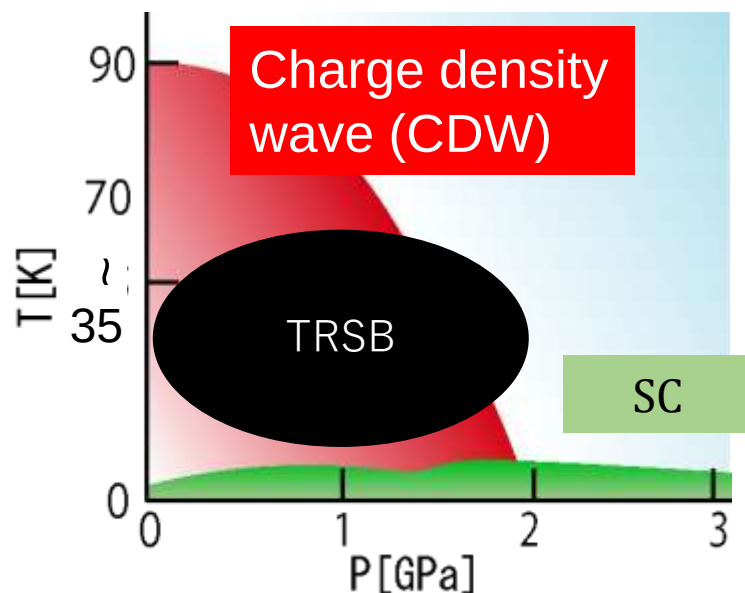
## ウムクラップ散乱の 増強プロセス

= 2つの強磁性揺らぎの交換



2つの副格子サイトの強磁性揺らぎが干渉して、  
ボンド秩序が形成される機構を見出した。

# カゴメ金属の研究 ～ループ電流～



## Time Reversal Symmetry Breaking (TRSB)

- **Local** magnetic field:  $\mu$ SR, STM, NMR

C. Mielke et al., Nature 602, 245 (2022).

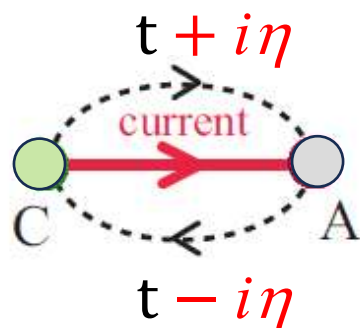
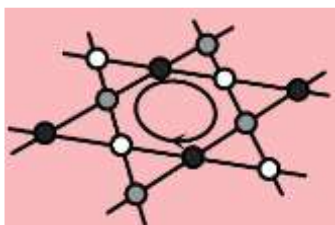
- **Transport**: anomalous Hall, nonreciprocal

Yang et al., Sci. Adv. 6 : eabb6003 (2020)

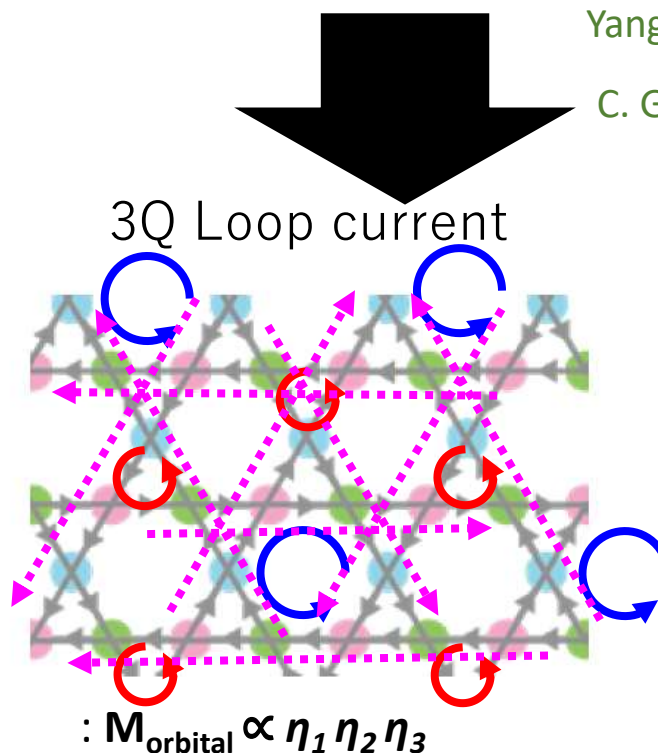
C. Guo et al., Nature 611, 461 (2022)

(スピン秩序  
観測されず)

Loop current(LC) / iCDW



$\pm i\eta$ : Order parameter: imaginary hopping



ループ電流の理論(AV<sub>3</sub>Sb<sub>5</sub>)

T. Park et al., PRB 104, 035142 (2021)

M. Christensen et al.,  
PRB 106, 144504 (2022).

J. Dong et al., PRB 107, 045127 (2023).

H. Li et al., PRL 132, 146501 (2024).

R. Fu et al., arXiv:2405.09451  
ミクロな起源は未決着。 et al.,

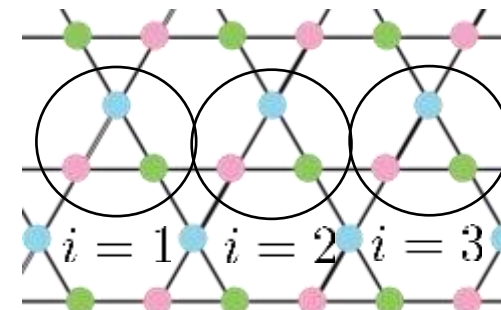
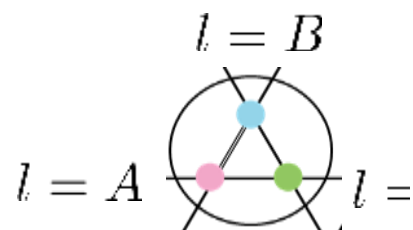
## 長距離クーロン相互作用 (V)

$$H_V = \sum_{i,l,j,m} V_{il,jm} \hat{\rho}_{il} \cdot \hat{\rho}_{jm}$$

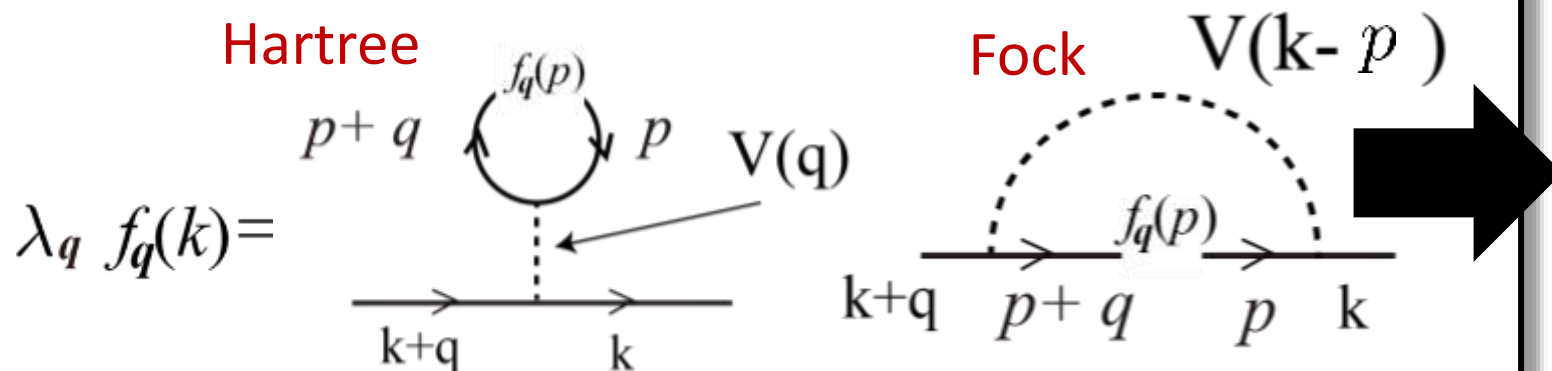
$i = j$  &  $l = m$  を除く

$i, j$  : 単位胞の番地

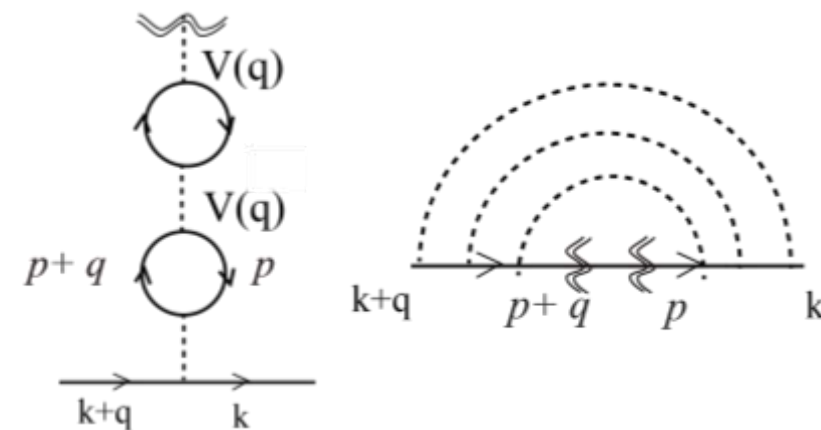
$l, m$  : 副格子A,B,Cの番地



## Hartree-Fock 近似で長距離クーロンを考慮



## 長距離Vの無限次まで入る





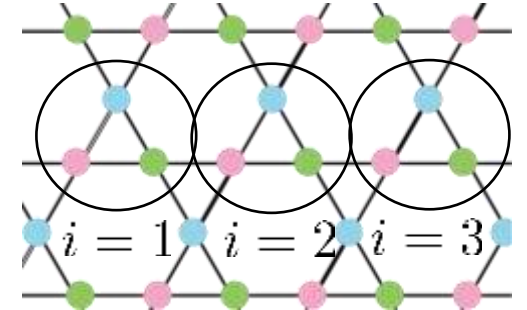
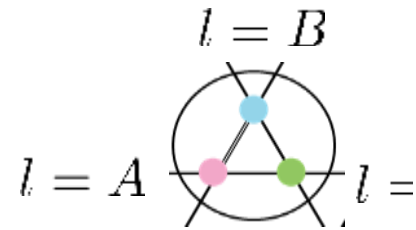
## 長距離クーロン相互作用 (V)

$$H_V = \sum_{i,l,j,m} V_{il,jm} \hat{\rho}_{il} \cdot \hat{\rho}_{jm}$$

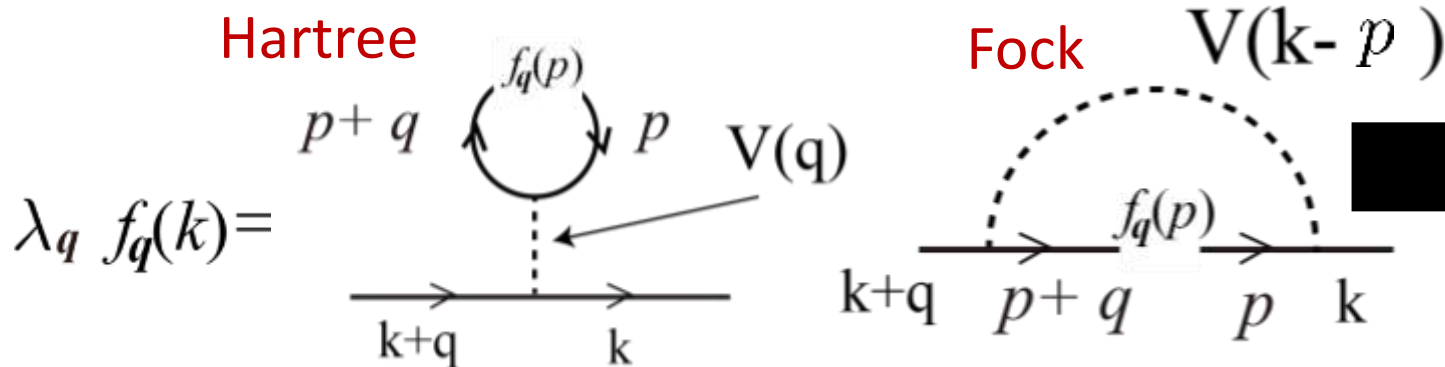
$i = j$  &  $l = m$  を除く

$i, j$  : 単位胞の番地

$l, m$  : 副格子A,B,Cの番地



## Hartree-Fock 近似で長距離クーロンを考慮

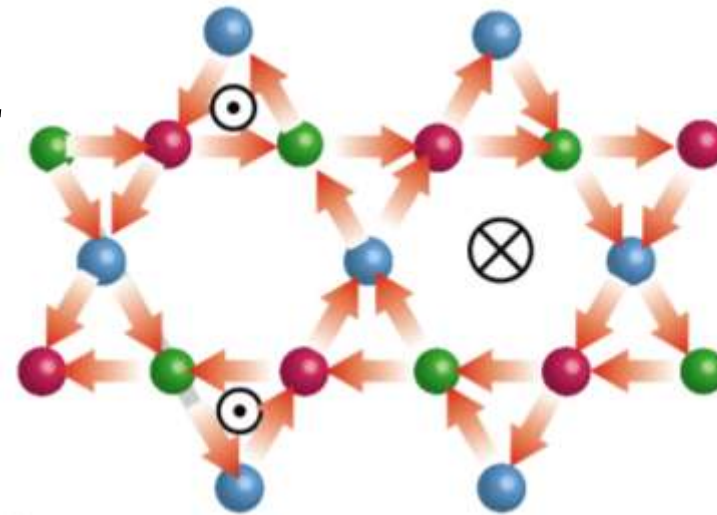
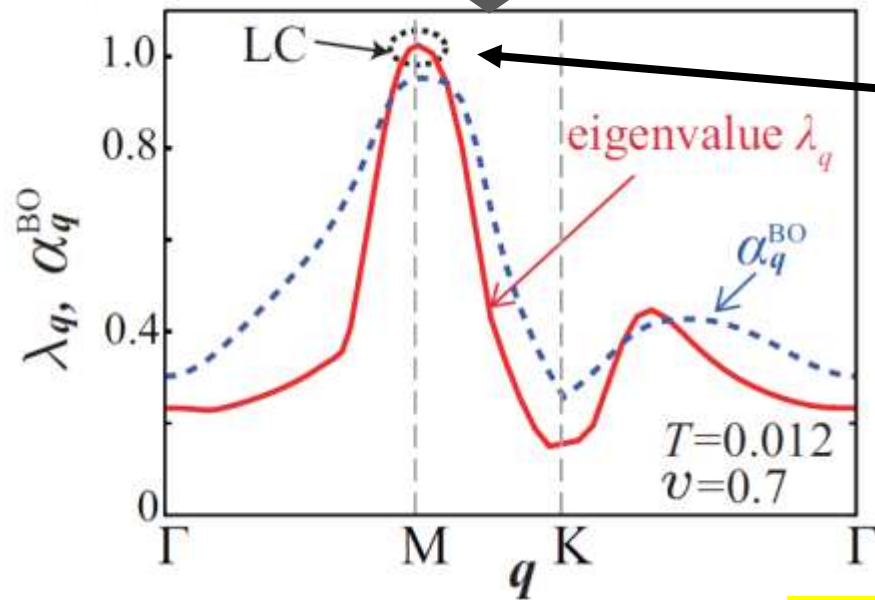
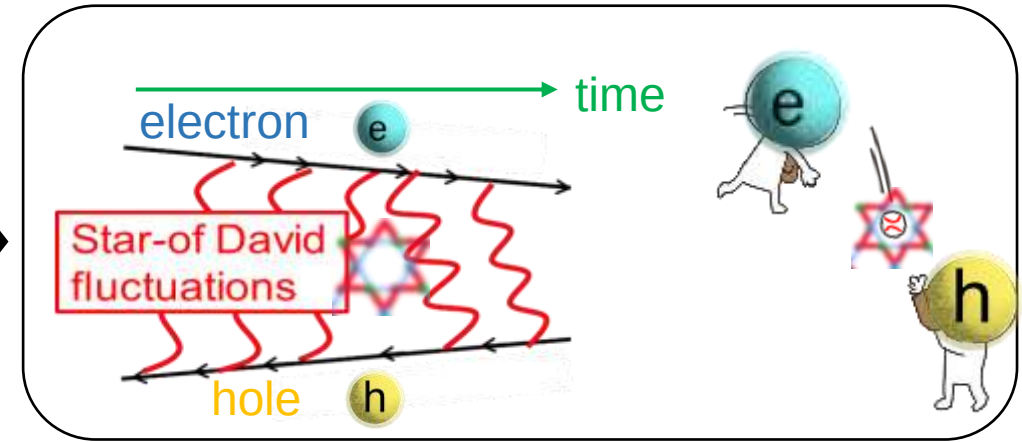
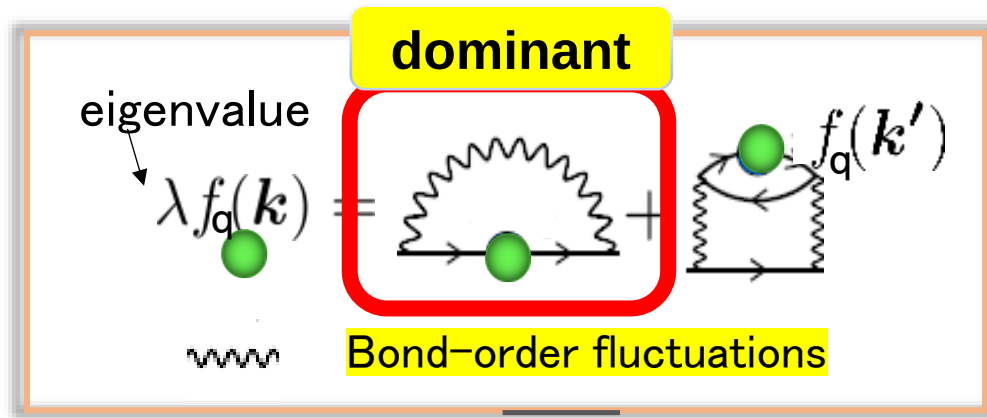


**Hartree項**は電荷ループの形成にほとんど効かない。

**Fock項**は電荷ループの形成に効くが、同時にボンド秩序やCDWを増強する。  
→ 平均場を超えた解析へ

# 本研究の結果：ループ電流の起源

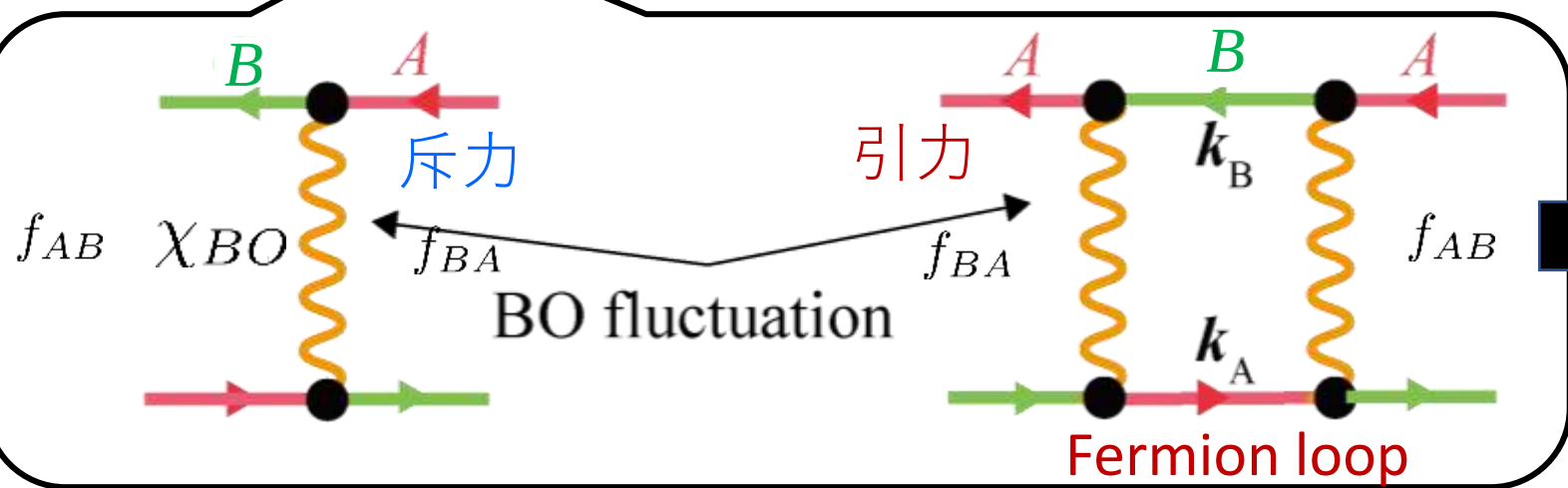
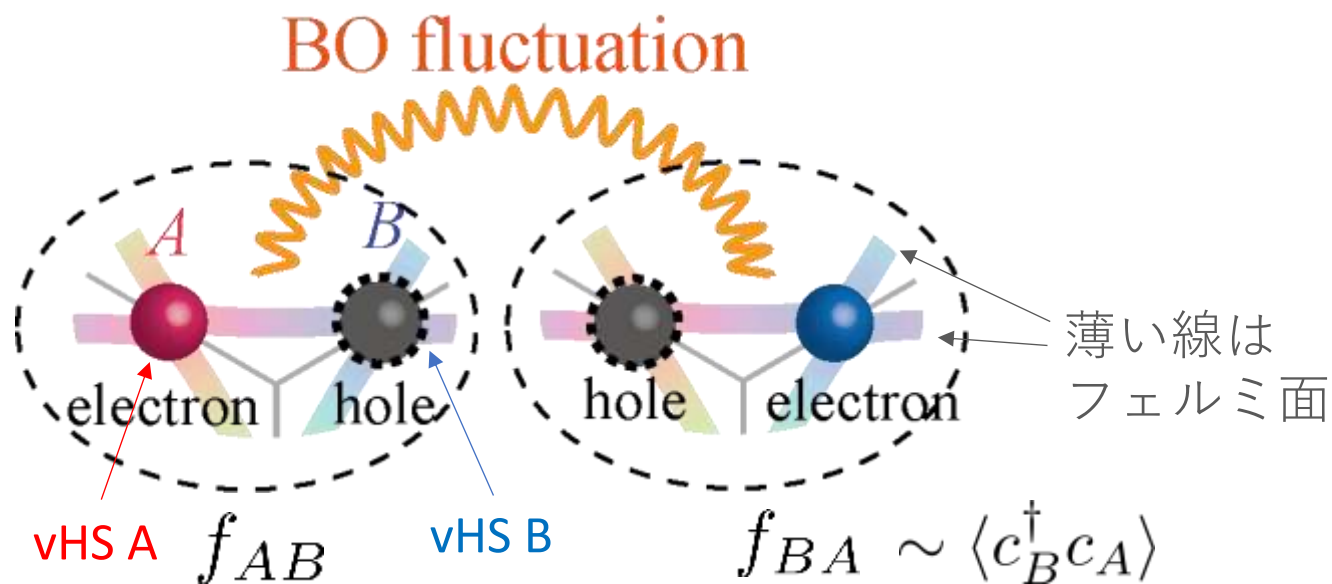
37



3Q-loop current is induced by bond-order fluctuations.

# ボンド揺らぎ誘起の電荷ループ秩序

✓ ボンド揺らぎの交換多体プロセスが電荷ループ秩序を生み出す機構を見出した。

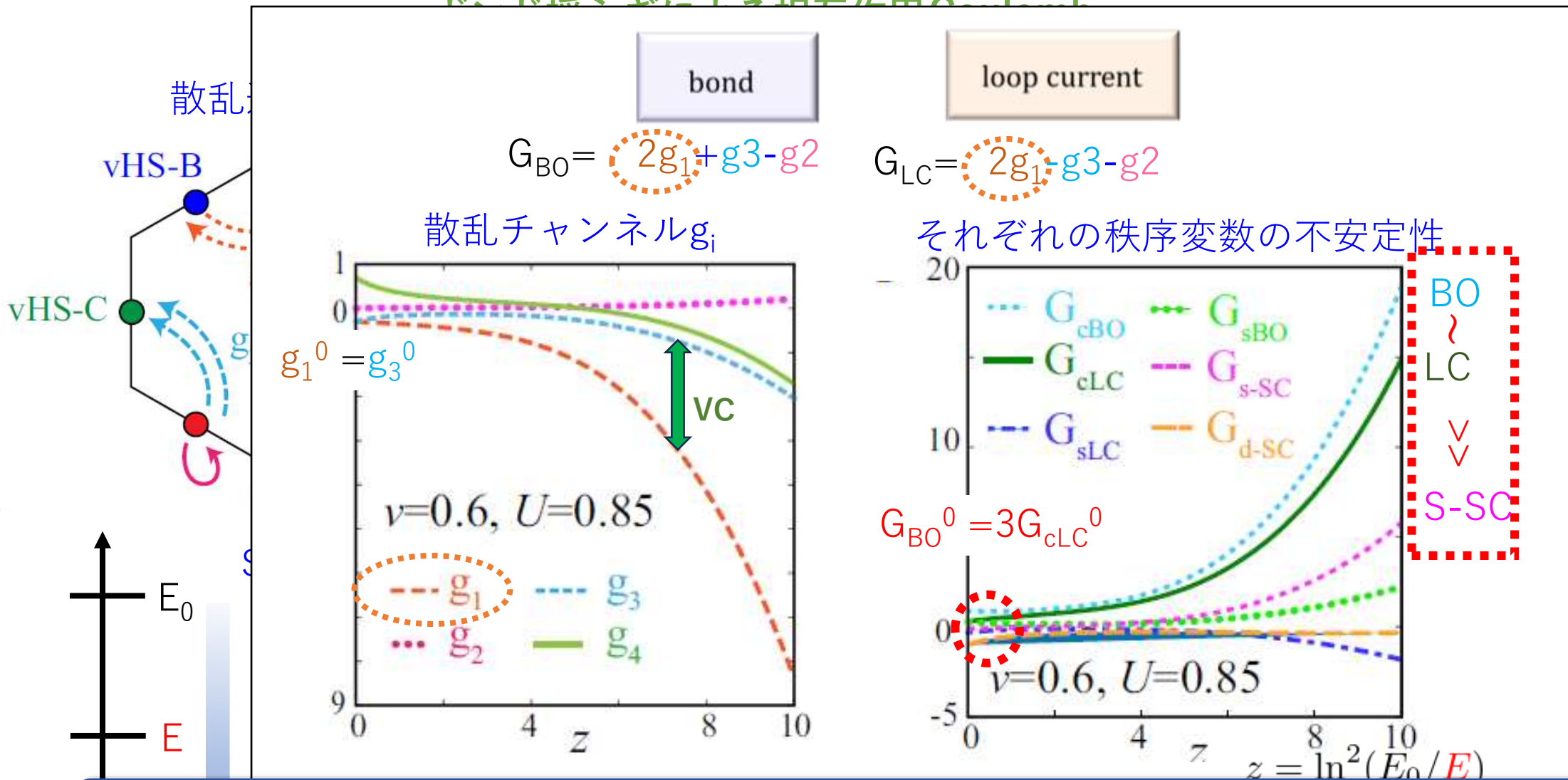


奇パリティ秩序変数が  
選択的に誘起される

$$f_{AB} = -f_{BA}$$

R. Tazai et al.,  
Nat. Commun. 14, 7845 (2023).

# ループ電流の起源(パッチくりこみ群)



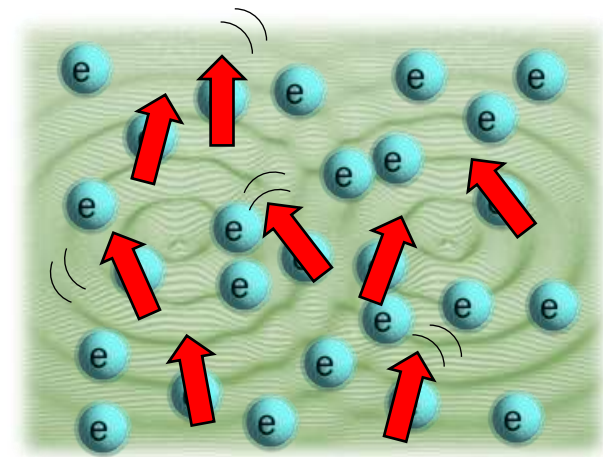
58 (2012).  
42 (2021).

パッチくりこみ群によっても、“ボンド揺らぎ誘起の電荷ループの出現”を確認

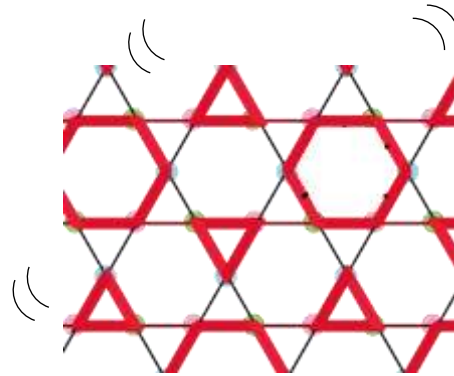
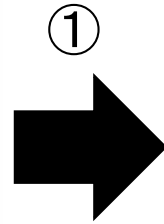


# 本研究で得られたミクロな機構

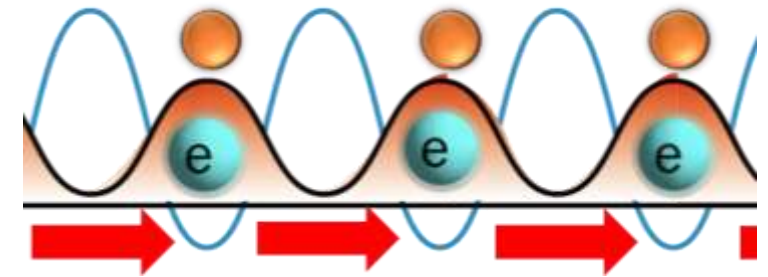
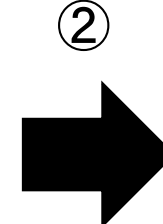
We revealed the “mechanism of loop current and star-of David order”.



“geometrical frustration”  
Ferro spin fluctuations



Fluctuations of bond-order

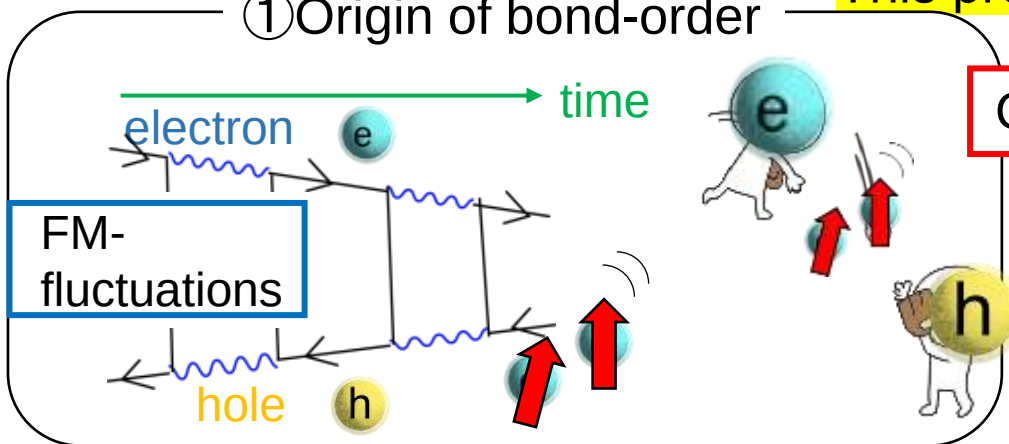


Loop current

【paper】 R.T. et al., Nat.Comm, 14 7845 (2023).  
R. T. et al., Sci. Adv. 8, eabl4108 (2022).

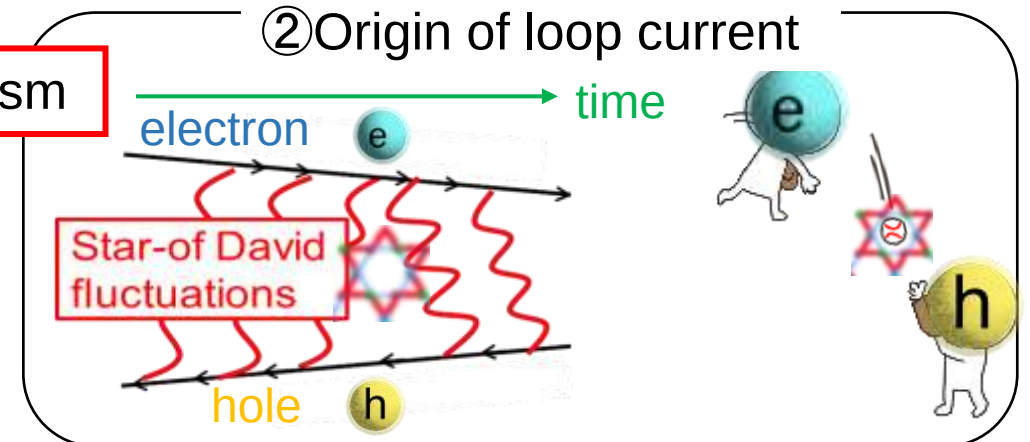
This process is a “new many body mechanism”.

① Origin of bond-order



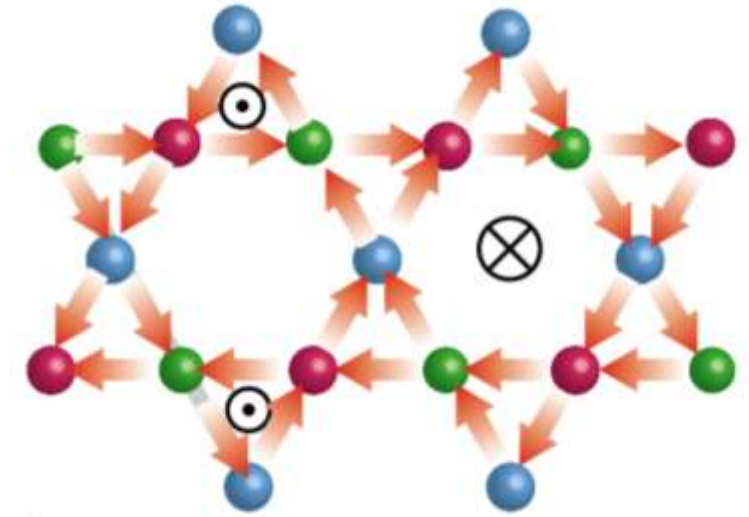
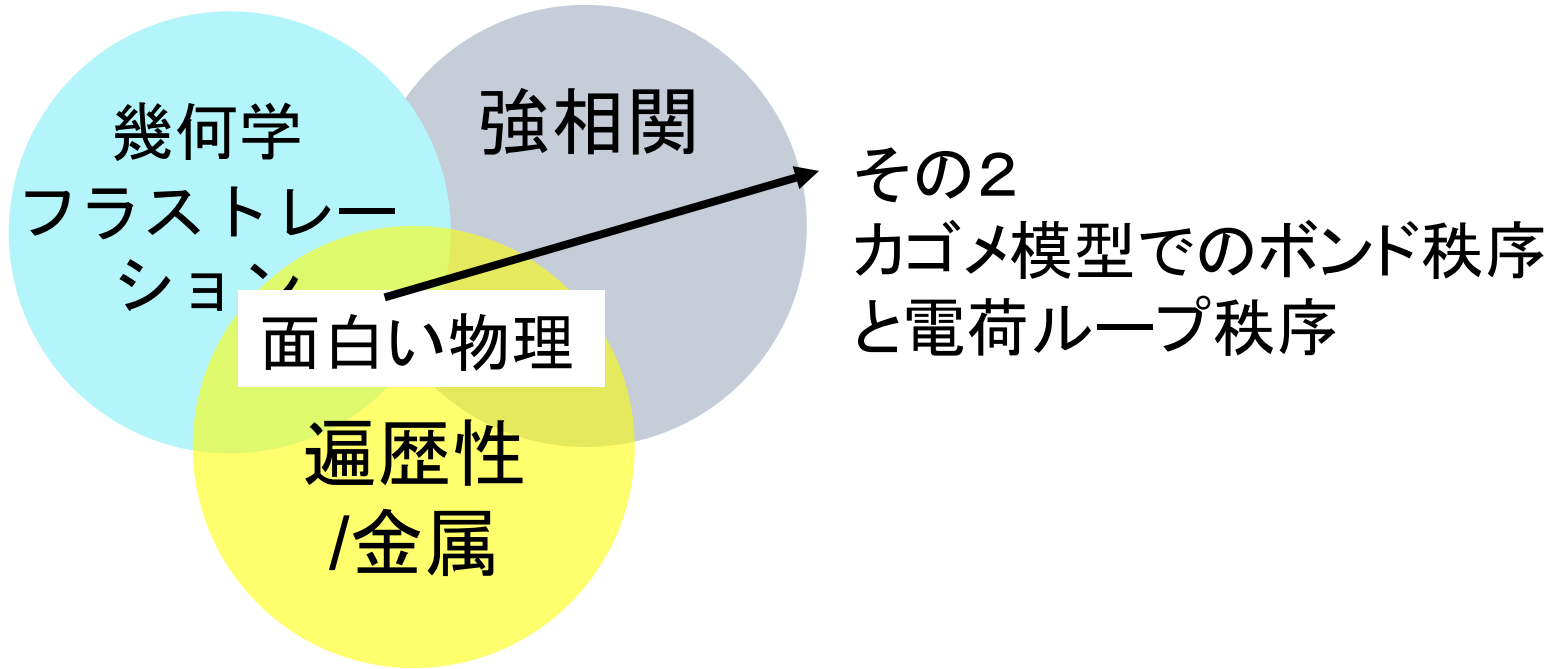
Catch ball mechanism

② Origin of loop current



# カゴメハバードモデルのループ電流の起源

41

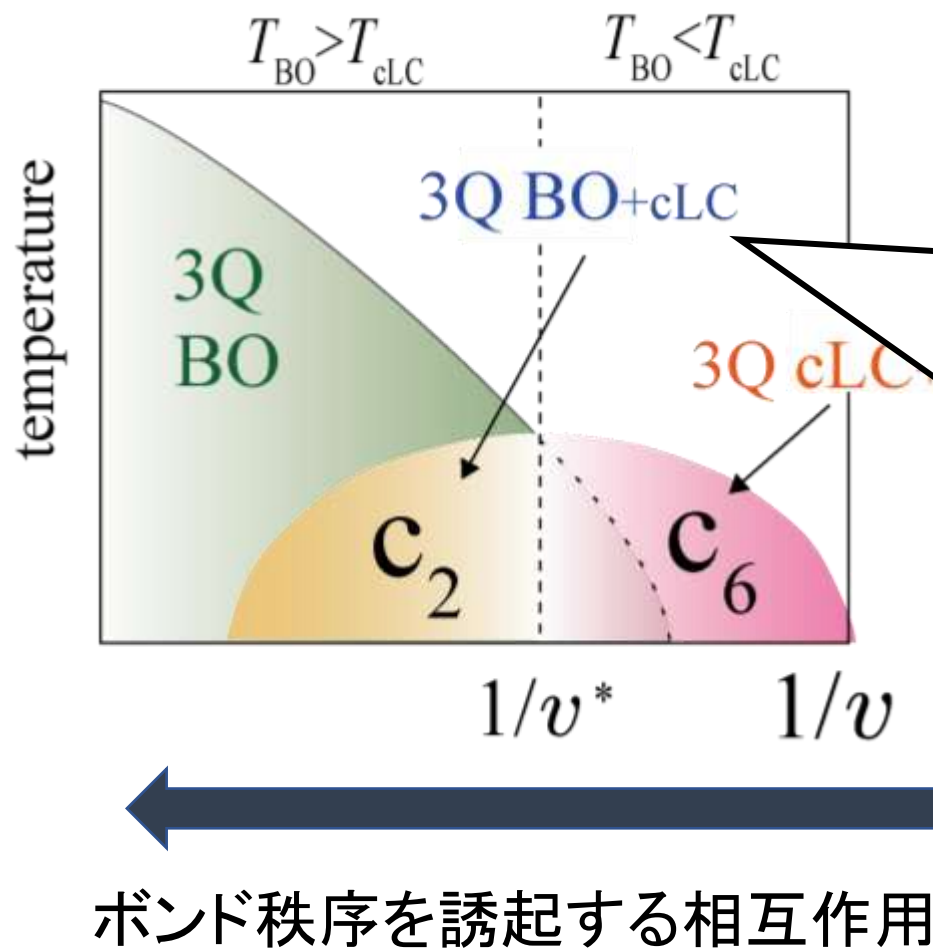


フラストレートしたカゴメ金属では、  
なだらかな強磁性揺らぎが、ループ電流を誘起することがある。

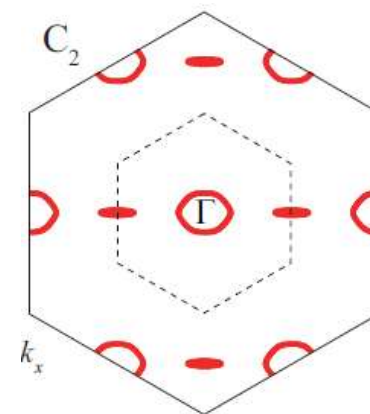
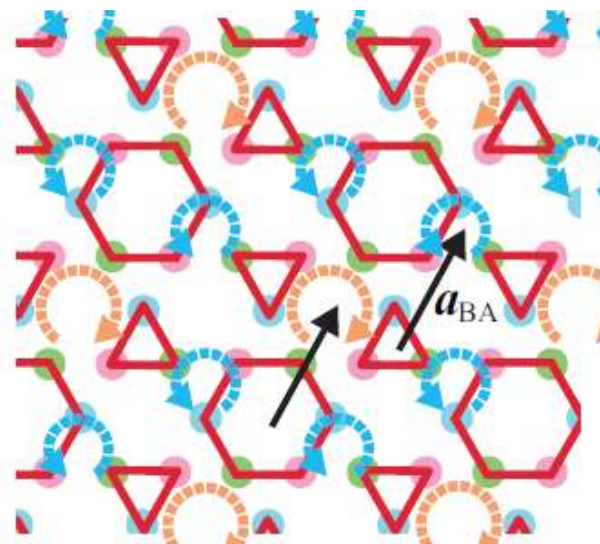


# 理論的な相図: ボンド(BO) + 電流秩序(LC)の共存

42



## 共存相: ボンド+ループ電流



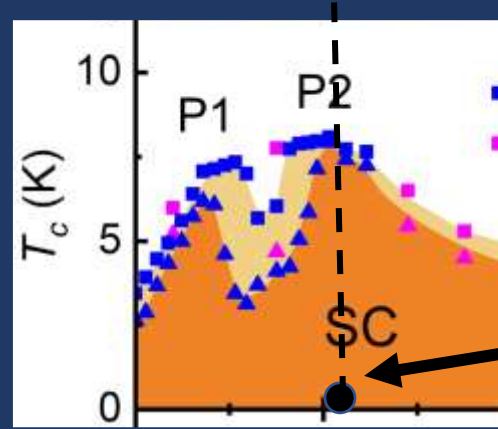
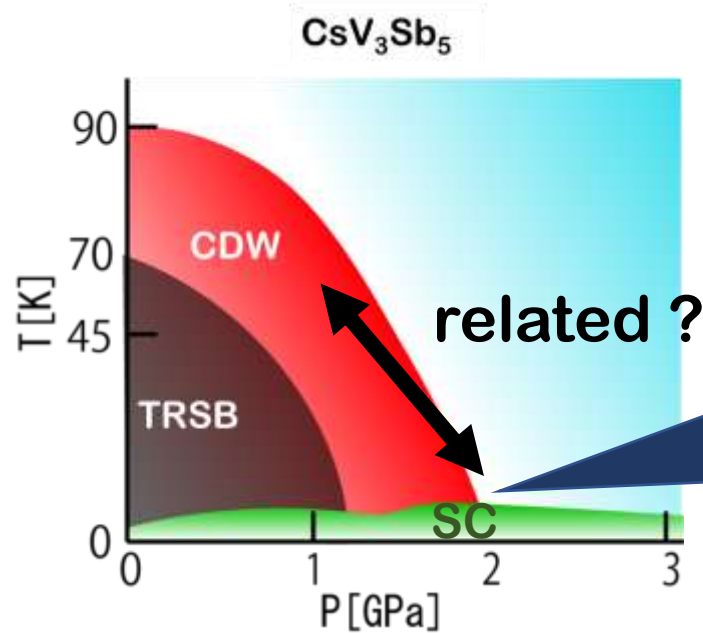
nematic fermi-surface

時間反転  $\rightarrow \times$

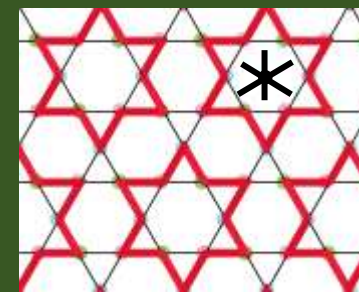
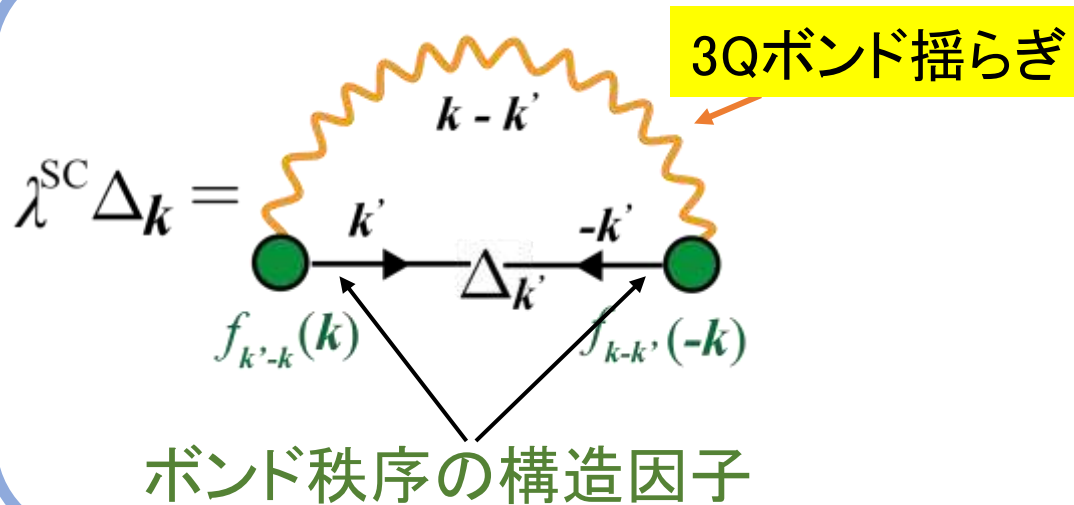
回転対称性  $C_6 \rightarrow C_2$

GL自由エネルギーより、 $C_2$ 対称性の共存相が安定。

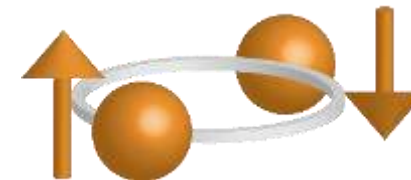
# カゴメ金属の研究 ～超伝導～



ボンド秩序の終端点が、  
ちょうど超伝導の最大 $T_c$ と  
一致しているように見える。



ボンド揺らぎに  
媒介された  
超伝導状態？

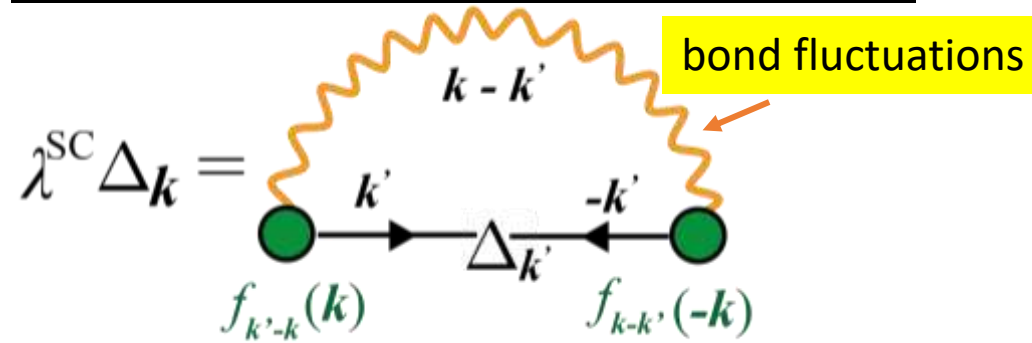


ex. el-ph is too small to explain  $T_{SC}$ .

|                                  | $T_c$  | $T_c^{\text{exp.}}$ |
|----------------------------------|--------|---------------------|
| KV <sub>3</sub> Sb <sub>5</sub>  | 0.22   | 0.93                |
| RbV <sub>3</sub> Sb <sub>5</sub> | 0.05   | 0.92                |
| CsV <sub>3</sub> Sb <sub>5</sub> | 0.0008 | 2.5                 |

first-principle calc

beyond Migdal-Eliashberg gap equation



$$V^{sing} = -\frac{3}{2}V_s + V_{bond}$$

$$V^{trip} = \frac{1}{2}V_s + V_{bond}$$

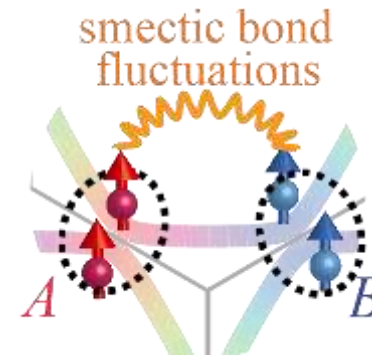
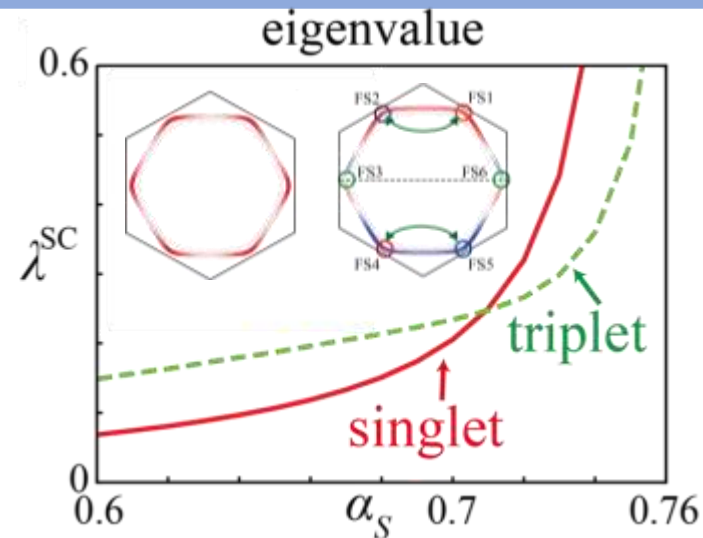
from spin fluctuation

from bond fluctuation

Bond fluctuations at  $q=3Q$  ( $k$ -dependent) cause as a Cooper pairing glue.

$$V_{bond} = \frac{g_{um} f_k f'_k}{1 - \lambda_{k-k'}}$$

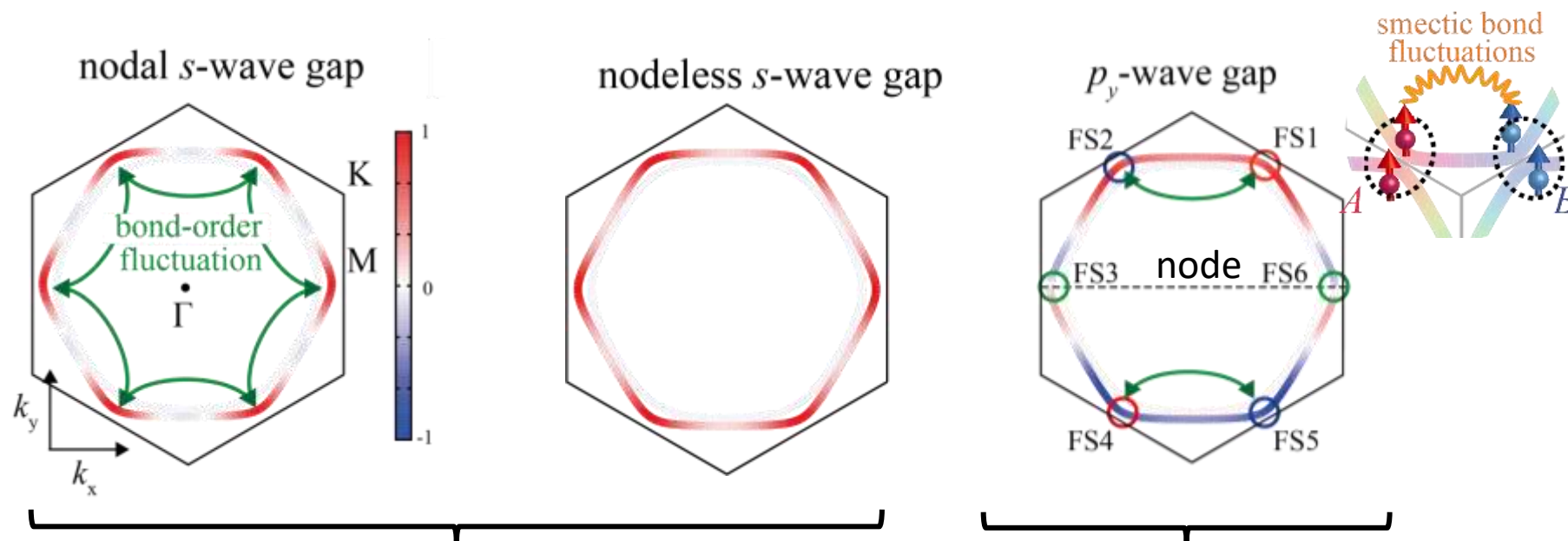
$g_{um} \gg U$



We propose the singlet and triplet SC mediated by bond fluctuations.

# Why triplet and singlet SC phase appear ?

46



- attraction by **bond fluctuation**  
→ 6 pairs of vHS

**bond fluctuation > spin fluctuation**

- attraction by **bond fluctuation**  
→ 2 pairs of vHS
- attraction by ferro **spin fluctuation**  
→ 6 vHS

**bond fluctuation  $\approx$  spin fluctuation**

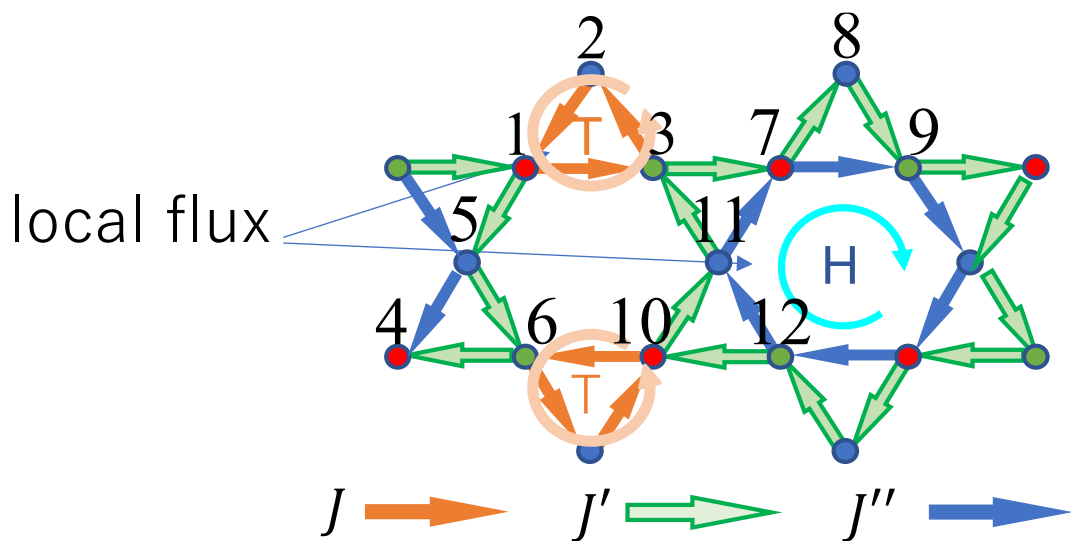
S-wave SC appear when  $\chi^{\text{bond}} > \chi^{\text{s}}$  while p-wave SC appear when  $\chi^{\text{bond}} \approx \chi^{\text{s}}$ .

# 電荷ループ秩序による磁気ダイポールの見積り

47

電荷ループ秩序による磁気モーメントはとても小さい。

## 3Q Loop current ( $2 \times 2$ )



Condition:  $\eta = 0.01, a = 2.75\text{\AA}, T = 10\text{meV}, n = 5.10,$

| pattern | Current                         | Magnetic field (center)     | Magnetic dipole moment                                       |
|---------|---------------------------------|-----------------------------|--------------------------------------------------------------|
|         | $4.7 \times 10^{-7} [\text{A}]$ | $3.1 \times 10 [\text{Oe}]$ | $1.0 \times 10^{-3} \mu_B \hat{c}$<br>[A · m <sup>2</sup> ]  |
|         | $6.8 \times 10^{-7} [\text{A}]$ | $1.7 \times 10 [\text{Oe}]$ | $-1.4 \times 10^{-2} \mu_B \hat{c}$<br>[A · m <sup>2</sup> ] |

Calculated by Dr. K. Shimura

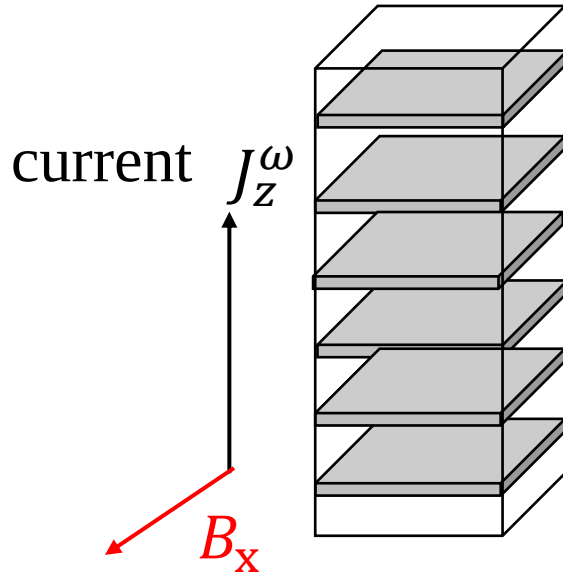
To detect the loop current, transport phenomena can be important.

Non-linear  
conductivity  
Recent study



# カゴメ金属の研究 ～非相反伝導～

C. Guo et al., Nature **611**, 461 (2022)



$$V_{\omega}^Z, V_{2\omega}^Z$$



$\uparrow$  tiny  $B_z$

**Bx-linear** + Bz-jump resistivity

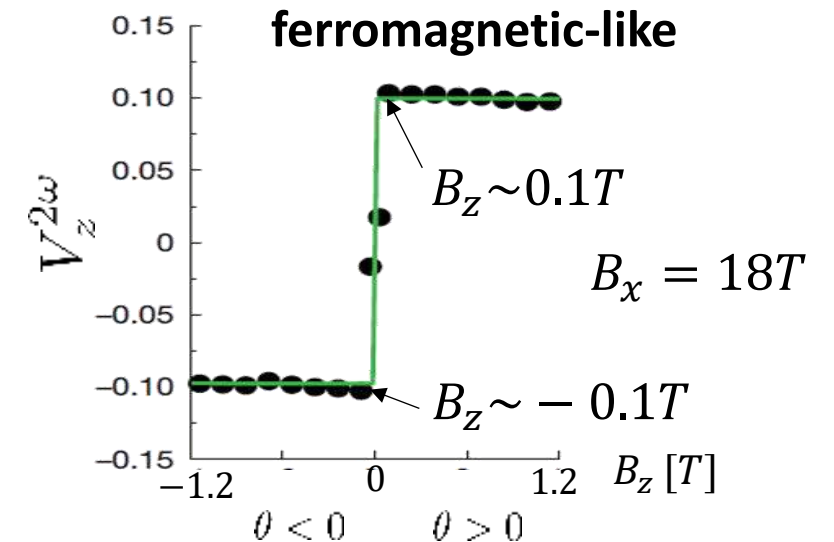
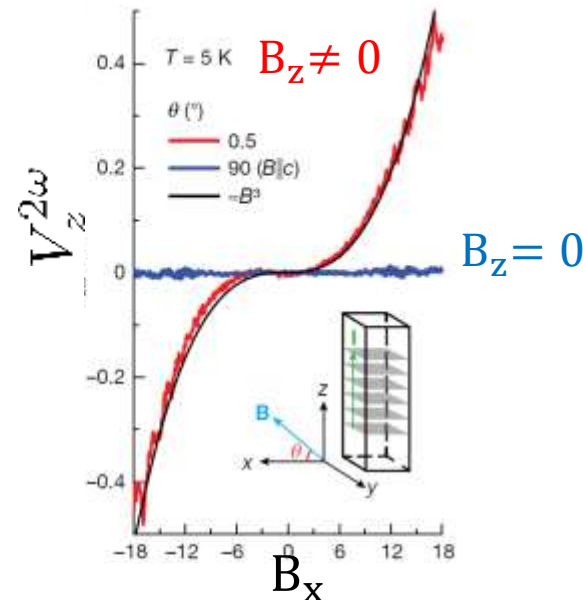
$$\textcircled{1} \rho_{zz} \propto \rho_{zz}^0 (1 + \gamma B_x J_z)$$

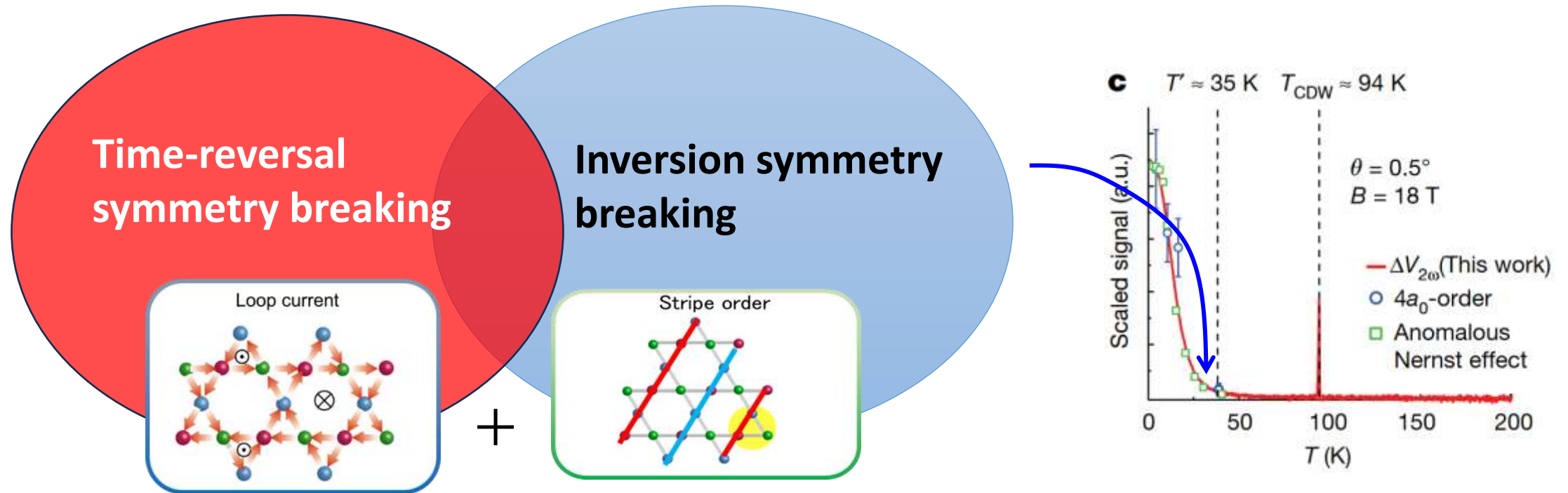
$$\textcircled{2} \gamma \propto M_{orb}^Z$$

=switchable non-linear conductivity

**Bx-linear**

**Jump by Bz**





The theory of the switchable conductivity has been unclear.

We made the formalism of non-linear conductivity with loop current + stripe CDW.

- **A steep change in the orbital character** is important.
- **$\tau^3$  -term (= large for good metal)** in the conductivity is important.

[RT et al., arXiv:2408.04233](#)

$$J_z = \sigma_{z\textcolor{red}{zz},\textcolor{green}{x}} \cdot \textcolor{red}{E}_z^2 \cdot \textcolor{green}{B}_x$$

$\tau^3$ -term  $\rightarrow$  switchable by Bz  $\rightarrow$  This can be Large in good metals.

$$J_z^{\tau^3} = E_z^2 B_x \tau^3 \int dk f' (v^z v^{zz} v^{yz} - v^y (v^{zz})^2) \propto \tau^3 \eta^1 \quad \text{R. Tazai, et al, arXiv:2408.04233}$$

$\tau^2$ -term  $\rightarrow$  conventional term  $\rightarrow$  **not** switchable by Bz

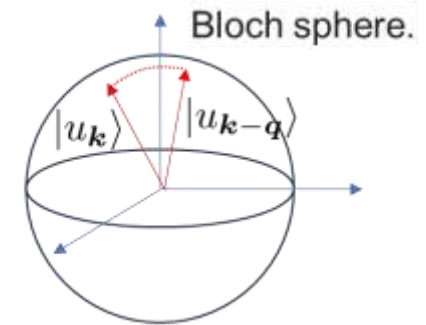
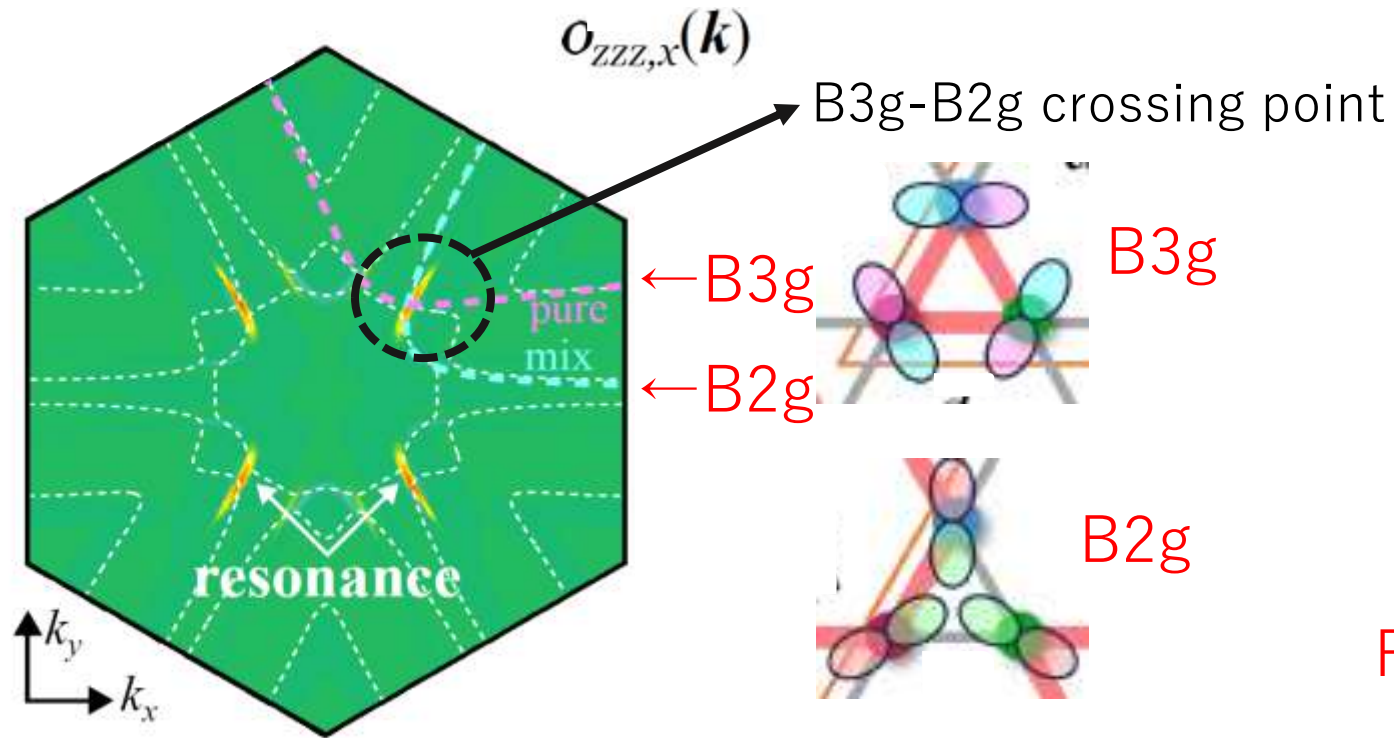
$$J_z^{\tau^2} = E_z^2 B_x \tau^2 \int dk f' (v^{zz} \frac{\partial m_x}{\partial k_z} + v^z \frac{\partial^2 m_x}{\partial k_z^2} + 2v^{zz} v^z \Omega_x + (v^z)^2 \frac{\partial \Omega_x}{\partial k_z}) \propto \tau^2 \eta^0$$

$$v_n^{zz} = h_n^{zz} + 2g_n^{zz} \quad h_n^{zz} = \langle u_n(k) | \frac{\partial^2 H(k)}{\partial k_z^2} | u_n(k) \rangle \quad g_n^{zz} = \sum_{l \neq n} \frac{\text{Re}[v_{n,l}^z v_{l,n}^z]}{\epsilon_{n,k} - \epsilon_{l,k}}$$

$$m_n^x = \frac{1}{2} \sum_{l \neq n} \frac{\text{Im}[v_{n,l}^y v_{l,n}^z - v_{n,l}^z v_{l,n}^y] (\epsilon_{n,k} - \epsilon_{l,k})}{(\epsilon_{n,k} - \epsilon_{l,k})^2 + \delta^2} \quad \Omega_n^x = \sum_{l \neq n} \frac{\text{Im}[v_{n,l}^y v_{l,n}^z - v_{n,l}^z v_{l,n}^y]}{(\epsilon_{n,k} - \epsilon_{l,k})^2 + \delta^2}$$

Switchable non-linear conductivity becomes large in good metals (given by  $\tau^3$ -term).

Switchable  $\sigma_{zzzx}$  is enhanced at the crossing point of B2g and B3g orbital.



$$\langle u_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} | u_{\mathbf{k}} \rangle - 1 \approx \sum G^{\mu\nu} q_{\mu} q_{\nu}$$

Rapid change of orbital nature is important!

$$\sigma_{zzzx}(\mathbf{k}) \sim \sum f'_a v_a^y (g_a^{zz})^2$$

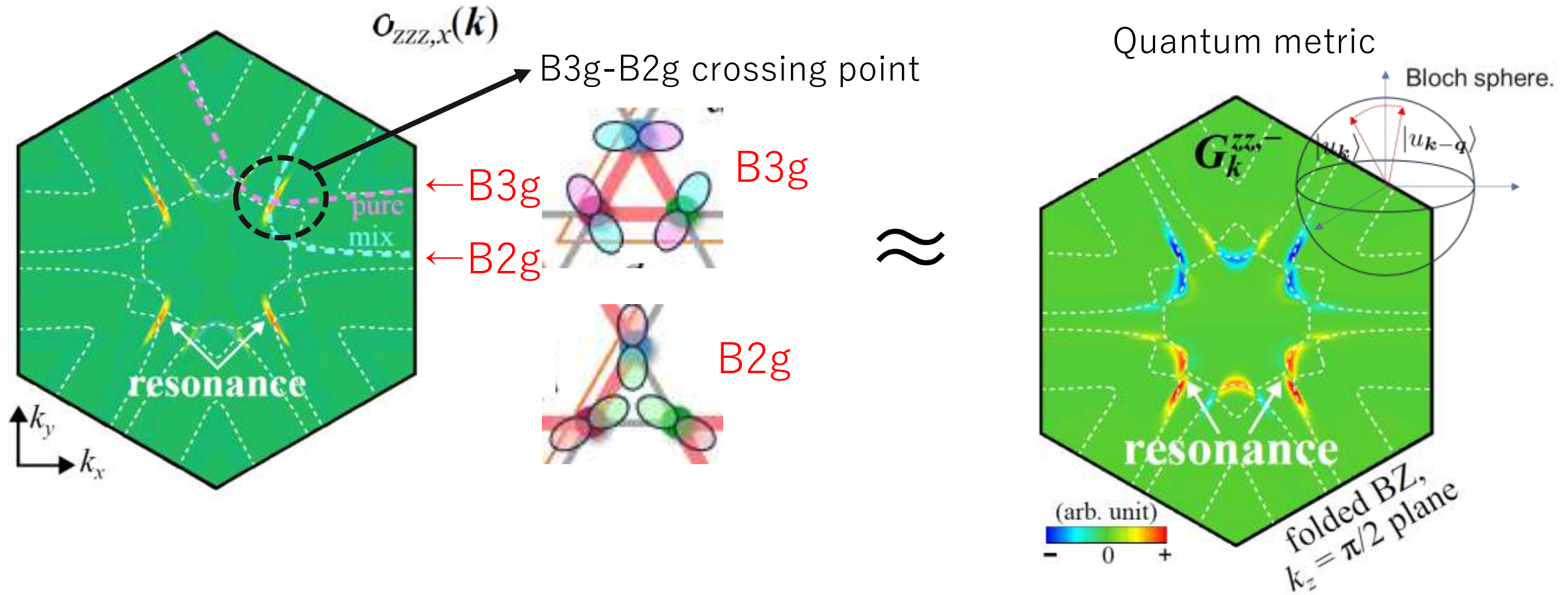
$$g_n^{zz} = \sum_{l \neq n} \frac{\text{Re}[v_{n,l}^z v_{l,n}^z]}{\epsilon_{n,k} - \epsilon_{l,k}}$$

 $\approx$ 

Quantum metric

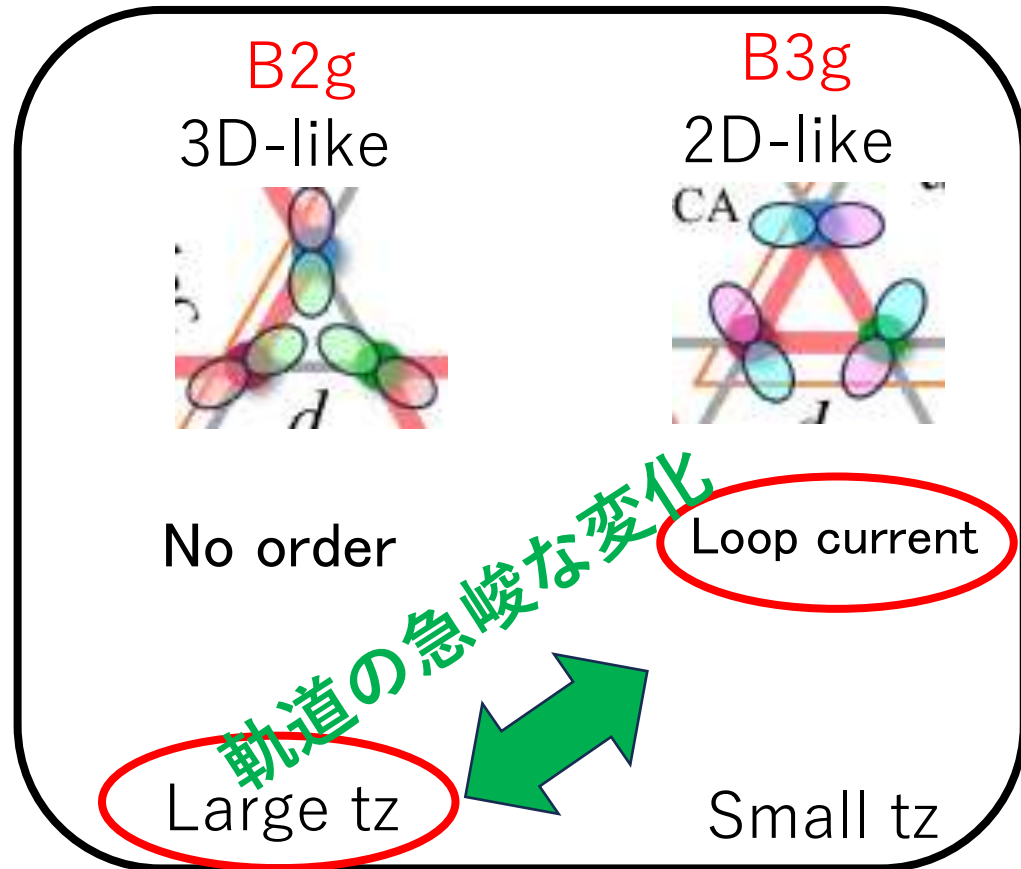
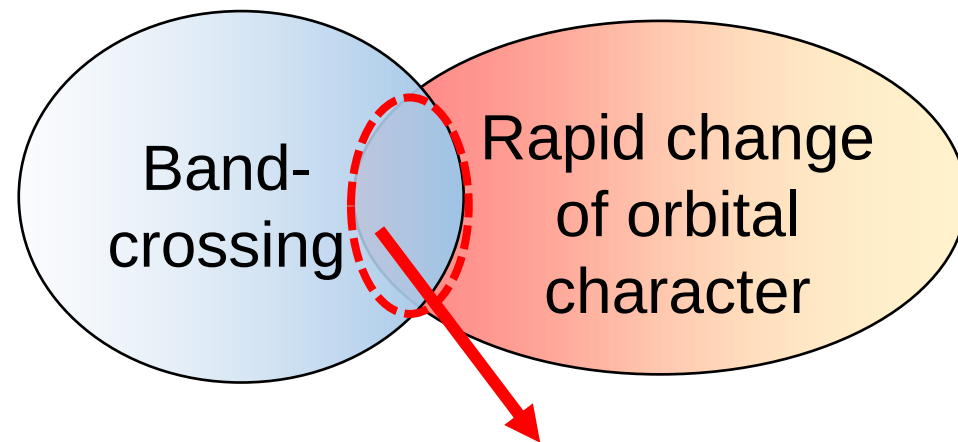
$$G_a^{zz,-} = \text{Re} \sum_{b \neq a} \frac{v_{ab}^{z,+} v_{ba}^{z,-}}{(\epsilon_a - \epsilon_b)^2}$$

Switchable  $\sigma_{zzx}$  is enhanced at the crossing point of B2g and B3g orbital.



$$\sigma_{zzx}(\mathbf{k}) \sim \sum f'_a v_a^y (g_a^{zz})^2, \quad g_n^{zz} = \sum_{l \neq n} \frac{\text{Re}[v_{n,l}^z v_{l,n}^z]}{\epsilon_{n,k} - \epsilon_{l,k}}$$





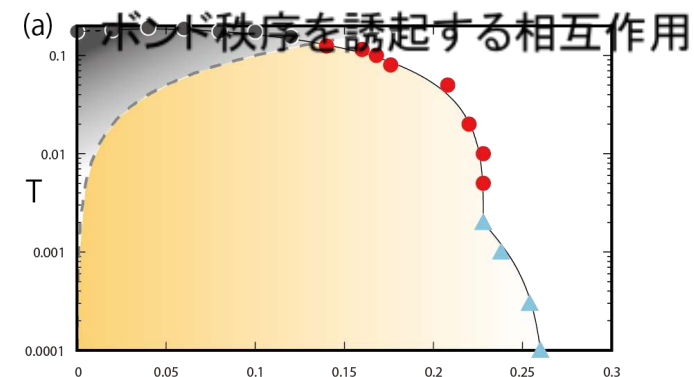
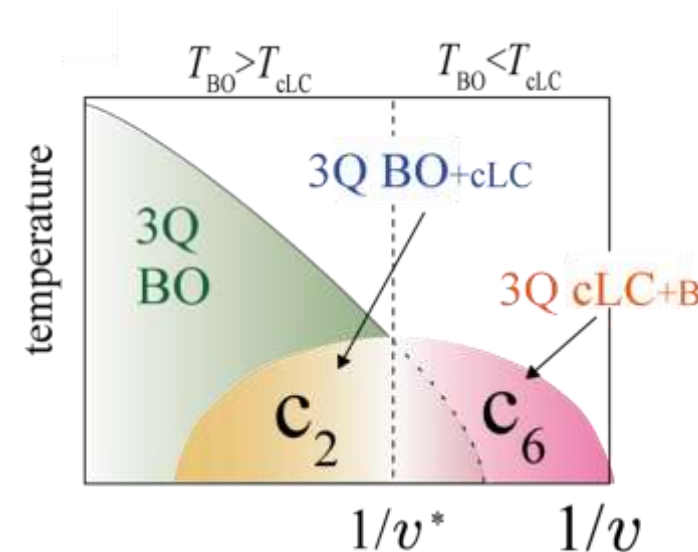
電子の遍歴性と局在性が拮抗する遍歴フラストレート系（カゴメ系）では、様々な非従来型相転移が出現することが分かってきた。

## 本研究

フラストレーションで通常の磁性が抑制される一方、高温で発達した磁性揺らぎが電荷ループ秩序などの非局所秩序を生み出すことを見出した。

カゴメ超伝導体

- ・ **ボンド秩序**が**強磁性揺らぎ**で出現。
- ・ **電荷ループ秩序**が**ボンド揺らぎ**で出現。
- ・ triplet/singlet超伝導が**強磁性揺らぎ**/**ボンド揺らぎ**で出現。
- ・ 磁場によってスイッチする非相反伝導度が出現。



Thank you