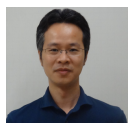


# 金属電子系における新規な自発的対称性の破れ



田財里奈

名古屋大学大学院理学研究科  
tazai@s.phys.nagoya-u.ac.jp



大成誠一郎

名古屋大学大学院理学研究科  
onari@s.phys.nagoya-u.ac.jp



紺谷浩

名古屋大学大学院理学研究科  
kon@slab.phys.nagoya-u.ac.jp

金属中の無数の電子が織りなす「多彩な自発的対称性の破れ」は、金属電子論における現代の中心的課題である。最近そのバラエティーが急速に拡大し、**量子液晶**として包括的に研究されている。その一方で、「なぜ量子液晶が発現するのか？」や「量子液晶の対称性がどのように決定されるのか？」という根本的問いに対する答えは見つかっておらず、物理現象の基本原理は未だ謎に包まれている。これらの解明は、理論家に課された重要課題であり、そのための理論整備が急速に進められている。

この新潮流の中で、従来の近似理論を超えた多体効果である「**揺らぎ間の干渉効果**」、すなわち量子的纏れ合いの重要性が徐々に明らかになってきた。この干渉効果は、電子の軌道占有数の偏りである「軌道秩序」や、電子の原子間の飛び移りの大きさが空間的に増減する「**ボンド秩序**」、原子間を永久自発電流が流れる「**電流秩序**」といった多彩な量子液晶相を生み出す。これらの液晶秩序は、鉄系超伝導体や銅酸化物超伝導体をはじめ、Ir 酸化物、重い電子系において相次いで発見され、この分野の発展の大きな契機となった。

例えば鉄系超伝導体 FeSe における液晶相は、回転対称性を破る「**ネマティック秩序**」であり、その終端で観測される高温超伝導や量子臨界現象などの新規創発現象が、現在精力的に研究されている。また各種銅酸化物や Ir 酸化物、層状カゴメ格子金属においては、ナノスケールのループ状の電流秩序が相次いで報告され、量子液晶相の研究は現在活況を帯びている。

液晶秩序を統一的に研究する上で、「構

造因子  $f(\mathbf{k})$ 」を導入すると、対称性に注目した見通しの良い議論が可能である。例えば銅酸化物超伝導体などで実現する  $d$  波対称性のボンド秩序の構造因子は偶関数  $f(\mathbf{k}) \propto k_x^2 - k_y^2$  であり、電流秩序は奇関数  $f(\mathbf{k}) \propto k_x$  である。また、量子液晶は微視的に「電子・正孔対のボースアインシュタイン凝縮」であり、クーパ対の凝縮である超伝導現象との類似性は、理論構築の上で重要なヒントを与える。

$f(\mathbf{k})$  を仮定なく（コントロールされた近似で）最適解を求める手法として、(i) 熱力学ポテンシャルの極値条件である**密度波方程式**を解く手法と、(ii) **汎関数くりこみ群理論**に基づき構造因子を最適化する手法がある。これらの手法に基づき、鉄系および銅酸化物で観測される偶パリティの軌道・ボンド秩序、フラストレート系における奇パリティの電流・スピンの流秩序が、量子揺らぎ間の干渉機構で自然に解釈できることが分かった。

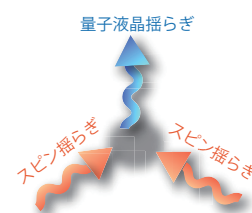
さらに最近の話題として、新規カゴメ格子系超伝導体  $AV_3Sb_5$  ( $A=Cs, Rb, K$ ) における David Star 電荷秩序の正体が、干渉機構によるボンド秩序であることを提唱した。この系の超伝導転移温度は電荷秩序の量子臨界点近傍で最大になるため、ボンド秩序の量子揺らぎが超伝導を媒介している可能性がある。「ボンド揺らぎが糊となってクーパ対が形成される」という新規超伝導機構により、 $s$  波超伝導や、トリプレット  $p$  波超伝導が実現する可能性がある。幾何学フラストレーションと量子干渉機構との協力により豊かな量子相転移が出現し、今後の新展開が期待される。

## —用語解説—

### 量子液晶：

元来、電子は一定のトンネル確率で原子間を飛び移る。近年、この「飛び移りの大きさ」が、電子同士の多体効果により元の結晶構造の対称性を破って自発的に変調する「**ボンド秩序**」や「**電流秩序**」が見つかった。このような飛び移りの秩序化は、「**量子液晶秩序**」と総称され、多彩な空間・スピン成分の対称性をもつ。

### 揺らぎ間の干渉効果：



金属電子系において、電荷・軌道・スピンは集団的な波として短距離を伝搬する。この図は、2つのスピンの波が干渉して、1つの液晶波へと転移する干渉過程を表現している。量子液晶秩序の本質は、この干渉機構である。

### 密度波方程式：

多体効果を考慮した上で、熱力学的に最安定な量子液晶相を決定する方程式。その原理は、Luttinger-Ward 理論、Baym-Kadanoff 理論に立脚して開発され、超伝導ギャップ方程式と類似した数学的構造を持つ。

### 汎関数くりこみ群理論：

電子間の相互作用を、高エネルギーから”徐々に”くりこむことで、様々な多体散乱をバイアスなく計算できる手法。変分法と組み合わせることで、量子液晶秩序を導出することが出来る。

## 1. はじめに

強相関電子系は多彩な量子相転移の宝庫として、長年盛んに研究されてきた。特に最近では、従来型のスピン密度波や電荷密度波とは異なり、秩序変数が自発的に非局所構造(=構造因子)を獲得することで、非自明な対称性を持つ量子相が実現することがわかってきた。その代表例は回転対称性が自発的に破れた「電子ネマティック秩序」や、加えて並進対称性まで破れた「電子スメクティック秩序」であり、量子揺らぎが発達した低次元金属である鉄系超伝導体や銅酸化物超伝導体、Ir 酸化物、さらに重い電子系において近年相次いで発見された [1–13]。例えば鉄系超伝導体 FeSe におけるネマティック秩序は一切の磁性を伴わず、その終端(量子臨界点)における高温超伝導や量子臨界現象などの新規創発現象が、現在精力的に研究されている。さらに銅酸化物高温超伝導体や Ir 酸化物、フラストレート V 化合物において、ナノスケールの永久電流を伴う相転移が相次いで報告された。[14–17]、これらの発見は、電子相関による「自発的対称性の破れ」の全く新しい可能性を示しており、「量子液晶」と呼ばれる膨大な理論及び実験研究が行われる分野を形成している [18]。

図 1 に最近の実験で明らかになった (a) 鉄系超伝導体 FeSe の温度・圧力相図 [3] と (b) Y 系銅酸化物高温超伝導体の温度・ドーピング相図 [13] を示す。FeSe では、常圧においては  $T_S = 90\text{K}$  で軌道秩序が発生するが、零度まで磁性を示さない「非磁性電子ネマティック相」が実現する。ところが有限圧力下で  $T_S$  が急速に減少し、スピン密度波 (SDW) が出現する。この電荷・軌道・スピンの自由度が絡み合った相図は、量子液晶物質の典型と言える。銅酸化物超伝導体では、超伝導転移温度より高温から波数  $\mathbf{q} \sim (\pi/2, 0)$  の電荷秩序 ( $T_{\text{CDW}} \lesssim 150\text{K}$ ) が出現し、現在まで盛んに研究されている [8, 9]。更に高温の擬ギャップ温度 ( $T^* \gtrsim 150\text{K}$ ) では、回転対称性の破れ [11, 13] や時間反転対称性の破れ [14]、反転対称性の破れなど、2 次相転移に伴う様々な対称性の破れが報告されていて、世界中で競い合うように研究が進展している。

図 1 のような液晶的秩序・磁性・超伝導が纏れ合う相図は、実験技術の進歩により最近 10 年間で明らかになり、強相関超伝導体における普遍の特徴と考えられている。しかしながら、その微視的機構の理解は簡単ではない。平均場近似と同等な乱雑位相近似 (RPA) では、同一原子上の  $\uparrow$ -電子、 $\downarrow$ -電子間のクーロン斥力  $U$  が電荷偏極を抑制してスピン偏極を促進するため、強相関金属では磁気秩序相のみ得られる。ところが 2008 年に細野・神原によって発見された鉄系超伝導体 [4, 6] では、磁気秩序より先に軌道秩序が実現する。さらに、スピン揺らぎが発達した  $d$  波超伝導体である銅酸化物超伝導体においても、予想外にも電荷秩序相が発見された。高温超伝導相に隣接して軌道・電荷自由度が実現するという新常識を理解するため、(i) (従来の理

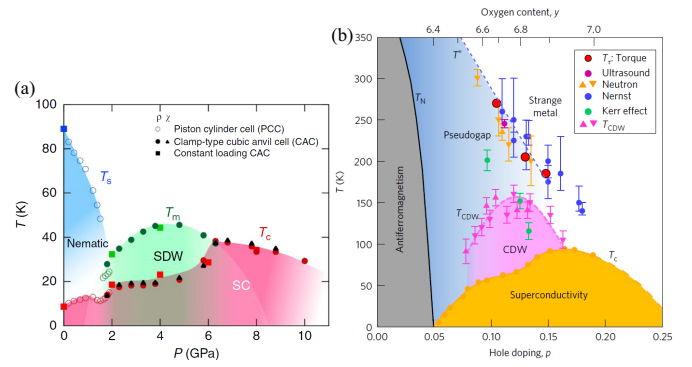


図 1 (a) FeSe の温度・圧力相図 [3]。加圧によりネマティック秩序(軌道秩序)が消失してスピン秩序状態が生じる。(b) Y 系高温超伝導体の温度・ドーピング相図 [13]。  $T_{\text{CDW}}$  でスメクティック秩序が生じ、擬ギャップ温度  $T^*$  ではネマティック秩序や電流秩序が提唱されている。

論では理解できない) 軌道・電荷秩序の微視的起源の解明、(ii) 軌道・電荷の量子揺らぎがもたらす高温超伝導機構の解明、が最近の重要課題である。

簡単のため、単位格子あたり一種類の原子軌道のみ存在する単一軌道模型を考える。

$$H_0 = \sum_{i,j,\sigma} t_{i-j} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + H_U \quad (1)$$

ここで  $t_{i-j}$  は原子  $i$ , 原子  $j$  の間の電子の飛び移り積分であり、並進対称性をもつ。  $c_{i\sigma}^\dagger$  ( $c_{j\sigma}$ ) は電子の生成(消滅)演算子であり、 $\sigma = \pm 1$  は電子のスピンラベルである。  $H_U$  は電子間のクーロン斥力項であり、量子相転移の源である。液晶的秩序とは、クーロン斥力によって生じた「有効飛び移り積分における対称性の破れ  $\delta t_{ij}$ 」であり、相転移後の式 (1) の飛び移り積分は「 $t_{i-j} + \delta t_{ij}$ 」で与えられる [19, 20]。図 2 に、(a) ボンド秩序 ( $\delta t_{ij}$  = 実数) と (b) 電流秩序 ( $\delta t_{ij}$  = 虚数) を記す。共にエルミート関係  $\delta t_{ji} = \{\delta t_{ij}\}^*$  を満たす。(a) において  $\delta t$  の回転対称性が破れた場合は電子ネマティック状態が実現する。また (b) においては、 $\delta t$  は外部磁場のベクトルポテンシャルに由来するパイエルス位相 ( $\propto \exp\{-ie \int_{r_i}^{r_j} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r}\}$ ,  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  はベクトルポテンシャル) と数学上は等価であり、系に自発的な電流が流れる [50]。(ただし  $\delta t$  は周期性を持つため渦電流となり、マクロな電流にはならない。これはブロッホの定理として知られる [21]。) 上記 (a), (b) は電子のスピンに依存しない電荷チャンネル秩序であるが、スピン自由度に依存した量子秩序の例として、スピン流秩序 ( $\delta t_{ij}^\sigma = \sigma \delta t_{ij}$  = 虚数) を図 2(c) に示す。このとき、系に自発的なスピン流が流れる。

図 2 の量子液晶の理論的可能性については、長い研究の歴史がある [22–28]。しかし平均場近似の枠内では、局所斥力  $U$  は液晶秩序に本質である非局所性に寄与しないため、不自然に大きいサイト間斥力 ( $V_{n,n}$ ,  $V_{n,n,n}$ , etc) が必須である。さらに一般にはモデルの fine tuning が必要になる。近年、液晶秩序の非局所性が実験的に観測されるに至り、平均場近似を超えた量子液晶の理論を構築する機運が高まっ

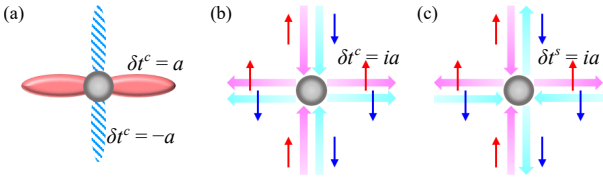


図2 (a) ボンド秩序、(b) 電流秩序、(c) スピン流秩序に対する  $i, j$  サイト間のホッピングの変調  $\delta t_{ij}^\sigma$  [20].

てきた。

## 2. 構造因子の分類

本章では、液晶秩序変数を与える飛び移り積分の対称性の破れ  $\delta t_{ij}^\sigma$  の分類法について考察する。 $\delta t_{ij}^\sigma$  のサイト交換 ( $i \leftrightarrow j$ ) の固有値を  $\mathcal{P}$ 、時間反転の固有値を  $\mathcal{T}$  とする。例えば図2(a)のボンド秩序は偶パリティを持つため  $\mathcal{P} = +1$  であり、時間反転操作  $\delta t_{ij}^\sigma \rightarrow (\delta t_{ij}^{-\sigma})^*$  に対して不変であるため  $\mathcal{T} = +1$  である。また図2(b)の電流秩序は奇パリティを持ち ( $\mathcal{P} = -1$ )、時間反転により符号を変えるため  $\mathcal{T} = -1$  である。図2(c)のスピン流秩序も奇パリティで ( $\mathcal{P} = -1$ )、時間反転に対して不変であるため  $\mathcal{T} = +1$  である。得られた液晶秩序の分類図を、図3(a)に記す。(ここでは熱平衡状態を与えるエルミート秩序のみ考察している。) 例として、正方格子の  $d$  波ボンド秩序を図3(b)、フラストレート格子の電流秩序を図3(c)に記した。

液晶秩序は図3(a)の様々な対称性を持ち得る上、秩序の波数  $\mathbf{q}$  も任意の値を取り得る。液晶秩序の対称性や波数  $\mathbf{q}$  を仮定することなく理論的に求める上で、 $\delta t_{ij}^\sigma$  をフーリエ変換した“構造因子”

$$f_{\mathbf{q}}^\sigma(\mathbf{k}) = \frac{1}{N} \sum_{i,j} \delta t_{ij}^\sigma e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)} e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j} \quad (2)$$

を導入すると大変便利である [19, 20]。簡単のため一様な秩序 ( $\mathbf{q} = \mathbf{0}$ ) を説明すると、図2(a)のボンド秩序の構造因子は、偶関数  $f_{\mathbf{q}=\mathbf{0}}(\mathbf{k}) \propto \cos k_x - \cos k_y$  になる。また図2(b)の電流秩序その構造因子は、奇関数  $f_{\mathbf{q}=\mathbf{0}}(\mathbf{k}) \propto \sin k_x - \sin k_y$  になる。これらの構造因子はスピン依存性を持たない。構造因子は、ネマティック秩序から電流秩序に至る多彩な秩序を統一的に記述する「量子液晶の顔」であり、構造因子の決定や予言は理論研究の大切な使命である。

パウリ行列を使って構造因子のスピン自由度 ( $\rho = \pm 1$ ) の依存性を一般的に書くと、 $f_{\mathbf{q}}^{\rho\rho'}(\mathbf{k}) = f_{\mathbf{q}}^c(\mathbf{k})\delta_{\rho,\rho'} + \mathbf{f}_{\mathbf{q}}^s(\mathbf{k}) \cdot \hat{\sigma}_{\rho,\rho'}$  と表される。ここで、上付き添字  $c(s)$  は電荷(スピン)チャンネルの秩序を表す。スピン軌道相互作用が存在しなければ、ベクトル  $\mathbf{f}_{\mathbf{q}}^s(\mathbf{k})$  の向きは任意である。

また構造因子  $f_{\mathbf{q}}^{\rho\rho'}(\mathbf{k})$  は  $\langle c_{\mathbf{k},\rho}^\dagger c_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\rho'} \rangle - \langle c_{\mathbf{k},\rho}^\dagger c_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\rho'} \rangle_0$  に比例することから、液晶秩序は「電子・正孔対凝縮」と見做すことが可能であり、電子対凝縮である超伝導との類似は、理論研究の重要な手がかりを与える。(エキシトニック絶縁体

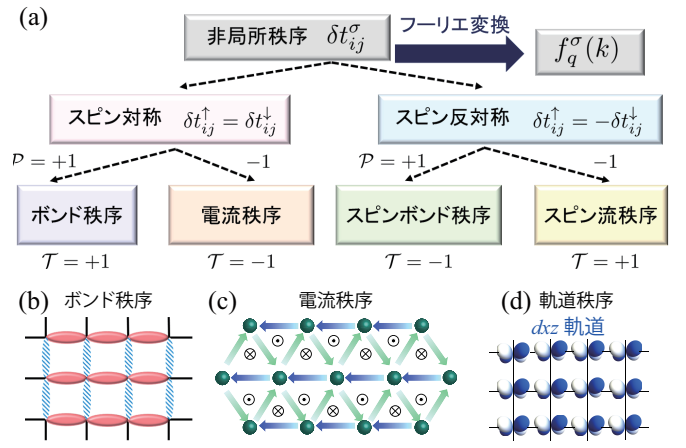


図3 (a) 量子液晶の秩序変数 ( $\delta t_{ij}^\sigma$ ) の対称性に基づく分類。(b) 強制的 ( $\mathbf{q} = \mathbf{0}$ ) ボンド秩序 ( $\mathcal{P}, \mathcal{T} = (+1, +1)$ )。 (c) 強制的電流秩序 ( $\mathcal{P}, \mathcal{T} = (-1, -1)$ )。 (d) 強制的軌道秩序 ( $\mathcal{P}, \mathcal{T} = (+1, +1)$ )。

との類似も大変興味深い。) 超伝導の研究では、超伝導ギャップ方程式を解くことでギャップ関数  $\Delta_{\mathbf{k}}^{\rho\rho'} \propto \langle c_{\mathbf{k},\rho} c_{-\mathbf{k},\rho'} \rangle$  が求まり、その  $\mathbf{k}$  依存性やスピン依存性の組み合わせで、豊かな対称性の超伝導が出現する。量子液晶では、構造因子  $f_{\mathbf{q}}(\mathbf{k})$  がギャップ関数の役割を果たし、図3(a)がそのバラエティーの一覧である。ただし超伝導とは異なり、シングレットに対応する電荷秩序の構造因子は、偶関数にも奇関数にもなり得る。事実、図3(b)は  $d$  波超伝導、図3(c)は  $p$  波超伝導に対応する。なお  $\mathbf{q} \neq \mathbf{0}$  の秩序は、Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 超伝導に対応する。

## 3. 構造因子の決定：微視的理論

構造因子  $f_{\mathbf{q}}^\sigma(\mathbf{k})$  を導出するため、平均場近似を超えた理論手法が発展してきた [29–38]。本稿では、 $f_{\mathbf{q}}^\sigma(\mathbf{k})$  を仮定なく(コントロールされた近似で)最適解を求める手法として、(i) 超伝導ギャップ方程式に類似した「密度波方程式」を解く方法と、(ii) 汎関数くりこみ群理論に基づく方法について、取り上げたいと思う。これらの理論に基づき、鉄系および銅酸化物における偶パリティの軌道・ボンド秩序が説明され、最近ではフラストレート系における奇パリティの電流・スピン流秩序の説明へと発展してきた。

本章では (i) の方法を紹介する。電荷チャンネルの液晶秩序(波数  $\mathbf{q}$ ) を与える密度波方程式は

$$\lambda_{\mathbf{q}} f_{\mathbf{q}}(\mathbf{k}) = -\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{p}} I_{\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \mathbf{p}) P_{\mathbf{q}}(\mathbf{p}) f_{\mathbf{q}}(\mathbf{p}), \quad (3)$$

$$P_{\mathbf{q}}(\mathbf{p}) = [n_{\mathbf{p}} - n_{\mathbf{p}+\mathbf{q}}] / [E_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - E_{\mathbf{p}}] \quad (4)$$

であり、 $I_{\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \mathbf{p})$  は量子液晶を与える相互作用、 $P_{\mathbf{q}}(\mathbf{p})$  は電子正孔対の励起を表す。(  $E_{\mathbf{p}}$  は電子のエネルギー、 $n_{\mathbf{p}}$  は対応するフェルミ分布関数。) この固有値方程式の最大固有値  $\lambda_{\mathbf{q}}$  を与える固有関数が、最も秩序しやすい液晶秩序の構造因子を与える。転移温度の条件式は  $\max_{\mathbf{q}} \{\lambda_{\mathbf{q}}\} = 1$  であり、もし  $\mathbf{q} \neq \mathbf{0}$  であれば並進対称性が破れた液晶秩序とな

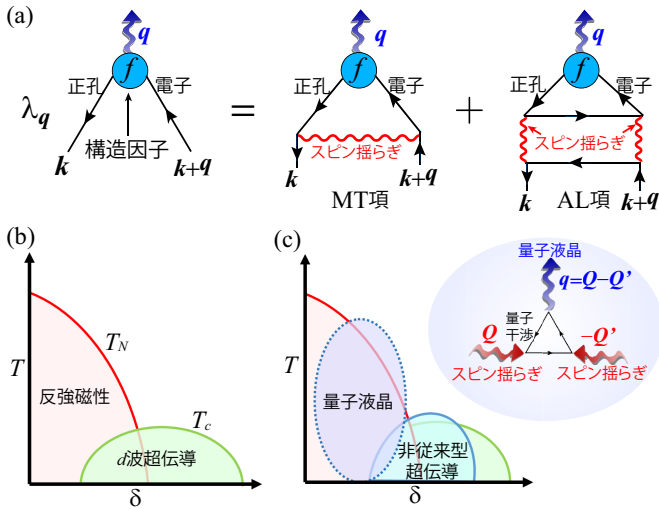


図4 (a) 線形化された密度波方程式 [30,36]。  $\lambda_q$  は固有値であり、その最大値を与える固有関数が構造因子  $f_q(\mathbf{k})$  を与える。(超伝導ギャップ方程式と類似した数学的構造を持つ。) MT 項と AL 項は液晶秩序を与える相互作用であり、スピンの量子揺らぎが量子的に干渉して新しい量子液晶の波が生じる過程を記述する。量子干渉効果により、平均場の相図 (b) は、液晶秩序相が存在する相図 (c) になる。

る。  $I_q(\mathbf{k}, \mathbf{p})$  の波数依存性を正確に求めることが、正しい液晶秩序を求めるために大切である。もし波数依存性を無視した局所近似を行うと、図 3(b)-(d) の液晶秩序は得られない。ここでは、発達したスピン揺らぎを媒介とした相互作用として、図 4(a) に示す Maki-Thompson 項と Aslamazov-Larkin (AL) 項を考慮する。(この方程式は、微視的フェルミ液体理論に基づき、1 ループの Luttinger 関数の汎関数微分により導出される [30,36]。) これらの項の物理的意味は、スピン揺らぎと液晶秩序の揺らぎが量子力学的な波として干渉し合う「量子干渉効果」であり、局所近似や平均場近似を超えた多体効果である。その微視的裏付けは、5 章の汎関数くりこみ群理論で確認されている。

量子干渉効果による相図の変化について考察しよう。図 4(b) は、従来のスピン揺らぎの理論が予言する強相関電子系の典型的な相図であり、スピン揺らぎが媒介する異方的超伝導 (例えば  $d$  波超伝導) が実現する [39-41]。ところが量子干渉効果は超伝導 (電子対) のみならず、液晶秩序 (電子正孔対) も媒介する。その結果、図 4(c) のような液晶秩序が intertwined order として実現する。さらにその秩序の量子揺らぎは、エキゾチックな超伝導を誘起することも可能であり、4 章と 7 章で紹介したい。

#### 4. 鉄系超伝導体における偶パリティ秩序

2008 年の鉄系超伝導体の発見 [6] は量子液晶の研究の新たな扉を開いた。この系のネマティック秩序の起源に対して、過去数多くの研究がなされてきた。我々は電子相関によって Fe 原子の  $d_{xz}$  軌道と  $d_{yz}$  軌道の縮退が図 5(a) のように自発的に破れることを明らかにした [29]。このとき図 3(d) に示すネマティックな軌道秩序が発現する。鉄系超

伝導体の黎明期に研究された 1111 系や、122 系では軌道秩序相の中で反強磁性相が出現するため、どちらの相が超伝導発現機構やネマティック機構の主役であるか判然としない時期が続いた。ところが、最近研究が本格化した FeSe のネマティック秩序は、常圧で絶対零度まで磁気秩序を示さないため、液晶秩序解明の鍵として注目されている。

常圧 FeSe の無秩序状態のフェルミ面を図 5(b) に示す。密度波方程式 (3) を解くことで、図 5(a) の軌道秩序に共存して、図 5(c) に示す  $d_{xy}$  軌道における  $d$  波ボンド秩序  $f_{q=0}(\mathbf{k}) \propto \cos k_x - \cos k_y$  が得られた。これから、軌道秩序とボンド秩序が共存してネマティック秩序を安定化していることが導かれた。軌道秩序により  $\Gamma$  点のフェルミ面が楕円になり、また、ボンド秩序により Y 点近傍の  $d_{xy}$  軌道準位がフェルミ準位を超えて上昇するため、図 5(c) に示す Y 点のフェルミ面が消失するリフシツ転移が起きる。これらの結果は、角度分解高電子分光 (ARPES) 実験である図 5(d) [2] や、より最近の実験結果 [42] と整合する。これらのネマティック秩序の起源は、主に図 4(a)(c) で示される AL 項であり、スピン揺らぎの干渉効果により  $\mathbf{q} = \mathbf{0}$  のボンド/軌道秩序が発現する。

1 章で紹介した FeSe の豊かな圧力相図 (図 1(a)) も、本理論に基づきバンド構造の圧力依存性を考慮することで理解される。加圧によりバンド幅が増大するため  $T_S$  が減少するが、  $P \geq 2$  GPa で新たな  $d_{xy}$  軌道のホール面が出現し (リフシツ転移)、同時に磁気秩序が発生するのである [34]。

次に、原子層 FeSe について解説したい。この系は鉄系超伝導体で最高の  $T_c \gtrsim 65$  K を持つことから大変注目されている。図 6(a) の SrTiO<sub>3</sub> 基板上的 FeSe 原子層における電子状態 [7] から、単原子層 FeSe (1ML) において高電子ドープ領域で  $T_c \propto \Delta$  (=超伝導ギャップ関数) が 60 K 相当まで著しく上昇することが分かる。しかしこの系では、電子ドープによって  $\Gamma$  点周りのホール面が消失しており (図 6(b))、状態密度が低い上、電子面・ホール面間のネスティングが存在しないためスピン揺らぎが非常に弱い。そのため、従来のスピン揺らぎ機構ではこの系の高温度超伝導が理解できないという深刻な問題がある。ARPES 実験により、原子層 FeSe のギャップ構造はほぼ等方的なフルギャップ状態であることが分かっている。そこで可能な超伝導状態として、図 6(b) の符号反転あり  $s$  波状態 (いわゆる incipient  $s_{\pm}$  波)、図 6(c) の  $d$  波状態、図 6(d) のフェルミ準位の下 (およそ  $-0.1$  eV) に潜ったホール面を使った符号反転なし  $s$  波状態 ( $s_{++}$  波) が提案されてきた。これらのうち、反強磁性スピン揺らぎによる斥力相互作用が媒介して生じる (b) と (c) は、スピン揺らぎの強度が小さいことから  $T_c \gtrsim 65$  K の高温超伝導の説明は困難であろう。原子層 FeSe に固有の強い電子格子相互作用が存在し、超伝導機構への寄与が議論されているが、その場合でも  $T_c$  の増大は高々 20 K であり、主な超伝導機構は電子相関だと考えられている。

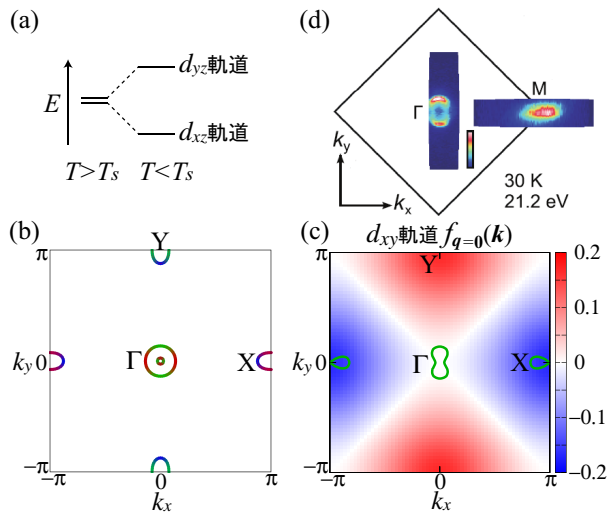


図5 (a)  $d_{xz}(yz)$  軌道の軌道秩序の模式図。(b) FeSe のフェルミ面。緑： $d_{xz}$  軌道、赤： $d_{yz}$  軌道、青： $d_{xy}$  軌道を表す。(c)  $d_{xy}$  軌道の構造因子  $f_{q=0}(\mathbf{k})$  及びネマティック秩序下のフェルミ面 (緑線)。(d) バルク FeSe のネマティック秩序下のフェルミ面 (実験) [2]。

最近、原子層 FeSe の高温超伝導相に隣接する形で、密度波の波数が非零である ( $q_S \sim (\pi/4, 0)$ ) スメクティック秩序が観測され、その揺らぎが高温超伝導を媒介する可能性が指摘された [5]。第一原理計算によると、FeSe においてキャリアドーピングを進めるとバンドの再構成が起き、バンド幅が自然に減少して強相関になる。その結果、図 4(c) の量子干渉効果が増大し、 $x > 0.15$  で電子面の幅に対応する  $q = q_S$  スメクティック秩序が生じることがわかってきた [43]。本理論で得られたスメクティック揺らぎは、電子面内のクーパー対の強い引力を媒介し、 $s_{++}$  波超伝導状態をもたらす。この「量子液晶揺らぎ超伝導機構」は、原子層 FeSe の高温超伝導を解明する鍵になると期待される。

ちなみに一般の鉄系超伝導体の超伝導状態は、符号反転のある  $s_{\pm}$  波と、符号反転の無い  $s_{++}$  波が提案されてきたが [6]、物質による違いも大きく、現在なお未解明問題である。超伝導状態の位相敏感な実験手段として、 $T_c$  の非磁性不純物効果 [44] や中性子散乱スペクトルの実験結果は  $s_{++}$  波を支持することを以前示した [45, 46] が、議論は未だ収束していない。原子層 FeSe の研究において展開された液晶揺らぎ機構は、鉄系超伝導体全体の統一的な超伝導機構解明の重要な起点になると期待している。

鉄系超伝導体の液晶秩序に関しては、発見当初の予想を超えた興味深い発見が相次ぎ、更なる理論の発展が待ち望まれている。例えば、 $\text{AFe}_2\text{As}_2$  という組成を有する 122 系において、 $T_S$  より高温から現れるネマティック状態 [1] や、 $B_{2g}$  対称性ネマティック秩序など、興味深い量子液晶が観測されている。我々は量子干渉効果に着目した統一的説明を行ったが [31, 32]、説明は別の機会に譲る。

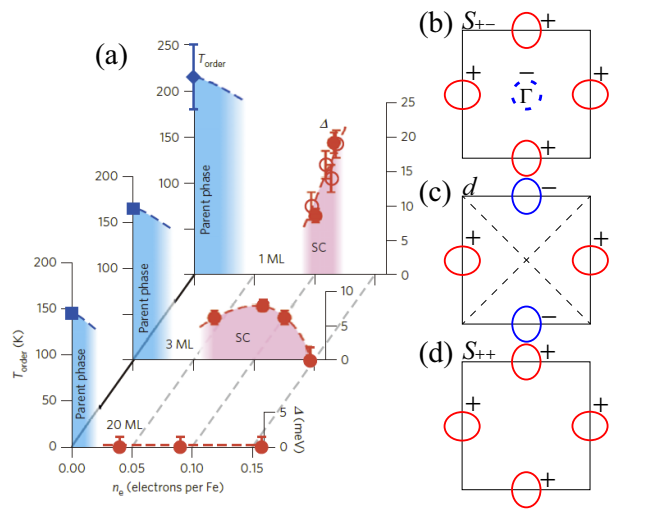


図6 (a) SrTiO<sub>3</sub> 基盤上に積層した FeSe における電子状態の電子ドーピング量依存性 (実験) [7]。単原子層 FeSe (1ML) の  $T_c \propto \Delta$  が高電子ドーピング領域で 60K まで上昇する。(b)  $s_{\pm}$  波状態の模式図。点線の円はフェルミ単位以下に潜ったホール面を表す。(c)  $d$  波状態および、(d)  $s_{++}$  波状態の模式図。

## 5. 銅酸化物超伝導体における偶パリティ秩序

もう一つの強相関金属の代表的物質である銅酸化物超伝導体 [39–41, 47] (1986 年～) における液晶秩序の研究を紹介する。この系では、相図の広い領域でスピン揺らぎが発達し、スピン揺らぎが媒介する  $d$  波超伝導 ( $T_c \sim 100\text{K}$ ) が実現する。電子系は軌道の自由度が存在しない単一軌道系なので、鉄系超伝導体で研究された軌道秩序は起き得ないが、ボンド秩序による電子ネマティック秩序であれば可能である。本章では、電子・正孔相互作用として MT, AL 項を包含する高次項を計算可能な「汎関数くりこみ群 (fRG) 理論」に基づく研究を紹介する [20, 48, 49, 51]。

図 7(a) は、fRG 理論の一種である RG+cRPA 法 [48] の計算手法をまとめた。fRG 理論は多体相関を計算する上で大変強力な手法であるが、数値計算で通常用いられる  $N$  パッチ近似を使うと高エネルギー過程を含む散乱過程が正しく取り込まれないため計算精度が落ちてしまう。そこで RG+cRPA 法では、バンド幅の数分の一の高エネルギーカットオフ  $\Lambda_0$  を導入し、高エネルギー散乱過程を制限 RPA (constrained RPA) により精度よく取り込み、バーテックス補正が重要な低エネルギー過程に絞って fRG 理論を適用する。後者においては、 $l$  依存性を持つカットオフエネルギー  $\Lambda = \Lambda_0 e^{-l}$  ( $l \geq 0$ ) を導入し、図 7(a) の RG 微分方程式を  $l = 0$  の初期値から出発して  $l \rightarrow \infty$  まで求解することで、図 4(a) のダイアグラムを包括したより高次の多体効果を精度よく計算することが出来る [52]。図 7(a) の右辺の第一項と第二項は電子・正孔 (Peierls) チャンネル、第三項は電子・電子 (Cooper) チャンネルからのくりこみを表す。くりこみの初期 ( $l = 0$ ) では 4 点バーテックスはほぼ定数である。(cRPA 項が弱い波数依存性を与える。) しかし、くりこみを進める

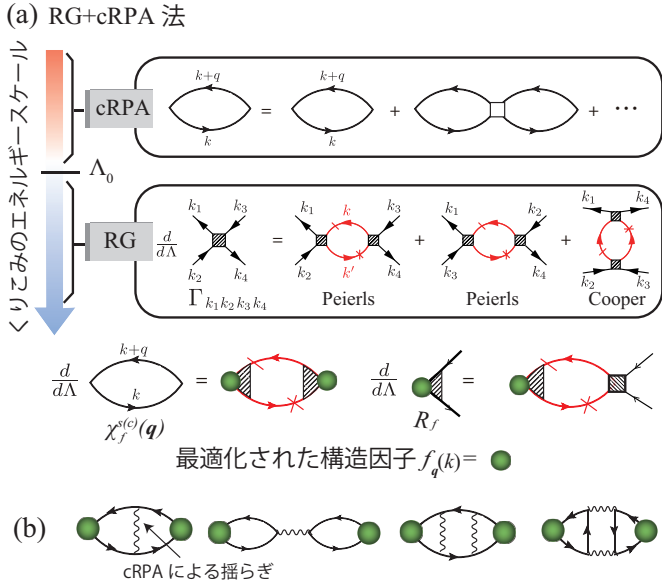


図7 (a) RG+cRPA 理論におけるくりこみ群微分方程式 [48]。高エネルギー領域 ( $|E| > \Lambda_0$ ) を制限 RPA (cRPA) により方程式の初期値に取り込み、低エネルギー領域 ( $|E| < \Lambda_0$ ) を微分方程式で解析する。(b) RG+cRPA 理論により、くりこみの初期に生成される多体効果の例。

と、主に AL 項に相当するプロセスによって顕著な波数依存性を獲得し、液晶秩序を与える相互作用となる。

求めた  $\Gamma$  を用いて 3 点バーテックス  $R_f^{c(s)}$  のくりこみ群方程式を解く。さらに、構造因子  $f$  に対する感受率

$$\frac{d}{d\Lambda} \chi_f^{c(s)}(\mathbf{q}) = \frac{T}{N} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \epsilon_n} \frac{d}{d\Lambda} [G(\mathbf{k}, \epsilon_n) G(\mathbf{k}', \epsilon_n)] \delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k}+\mathbf{q}} \times R_{f, \mathbf{q} \mathbf{k} \mathbf{k}'}^{c(s)} R_{f, -\mathbf{q} \mathbf{k}' \mathbf{k}}^{c(s)}, \quad (5)$$

を  $l = l_c$  ( $\Lambda_{l_c} \ll T$ ) まで計算する。ただし

$$G_\Lambda(\mathbf{k}) \equiv (i\epsilon_n - \xi_{\mathbf{k}})^{-1} \Theta(\Lambda - |\xi_{\mathbf{k}}|), \quad (6)$$

はカットオフ  $\Lambda = \Lambda_0 e^{-l}$  ( $l \geq 0$ ) を含むグリーン関数である。変分法を適用して、 $f$  のノルムが 1 という条件下で  $\chi_f^{c(s)}(\mathbf{q})$  を最大化することで、対称性を仮定せず「構造因子の最適化」を行うことが可能である [51]。

図 7(b) に、くりこみの初期に生成される感受率のダイアグラムの例を示す。波線は、制限 RPA によるスピン感受率を表す。これらの項は RPA や密度波方程式に含まれるがくりこみを進めると、更なる高次項が自動的に生成される。

Y 系銅酸化物は図 8(a) のフェルミ面を有する。このハバード模型における  $d_{x^2-y^2}$  波構造因子 (図 8(a) 参照) に対するボンド秩序感受率  $\chi_{\text{bond}}(\mathbf{q})$  を図 8(b) に示す。得られたボンド感受率は  $\mathbf{q} = \mathbf{0}$  で最大ピークを示し、 $\mathbf{q} = \mathbf{Q}_a$  のネスティングベクトルの波数で第 2 のピークを示す。この結果は、まず高温で図 3(b) のネマティック秩序が生じ、次いで図 8(c) のスメクティック秩序が生じ、さらに低温で  $d$  波超伝導が生じる相図を理論的に予言する。こうして、2 種類の相転移温度  $T^*$ 、 $T_{\text{CDW}}$  が存在する銅酸化物超伝導体の相図 1 (b) が理解可能である。

RG+cRPA 理論によって得られたネマティックボンド秩序とスメクティックボンド秩序は、前章で導入した密度波方程式の方法によっても再現される [36]。その起源は主に AL 項による相互作用であることが確認された。すなわち RG+cRPA 理論により、AL 項による量子干渉効果を相互作用として取り入れた密度波方程式の正当性が、確認出来たと言える。(RG+cRPA 理論を鉄系などの多軌道系へと拡張する試みは、現在進行中である。)

なお銅酸化物超伝導体においては、温度  $T^*$  において  $\mathbf{q} = \mathbf{0}$  の電流秩序が生じる可能性 [26]、温度  $T_{\text{CDW}}$  において pair density wave (PDW) が生じる可能性 [53] など、異なるシナリオも提唱されている。最近我々は、量子干渉効果によって図 8 (d) に示す  $\mathbf{q} = (\pi/2, \pi/2)$  のスピン流秩序が温度  $T^*$  で生じる可能性を見出した [19]。この秩序は図 3(a) の分類の  $(P, T) = (-1, +1)$  に対応する。液晶的秩序の発見を契機に銅酸化物超伝導体の理解は格段に進歩したが、擬ギャップ現象にはまだ多くの未解明問題が存在し、それらの総合的理解は今後の重要課題である。

## 6. フラストレート金属における電流秩序

近年、銅酸化物超伝導体や Ir 酸化物系において、時間反転対称性を破った電流秩序相が発見され注目されている。その存在は、Kerr 効果、偏極中性子 [14,15]、磁気トルク [17]、光による第二高調波観測 (SHG) [16] によって、精力的に確かめられてきた。理論研究も日進月歩で進められ、たとえば銅酸化物系では、電流が Cu-O および O-O ボンド方向に流れる強制的電荷ループ相 [26] や、Cu-Cu 方向に流れる反強制的電荷ループ相 [22] の研究が盛んである。これらの電流秩序の起源は、電子相関だと考えられているが、そのミクロな機構は未解明である。

ここでは、電流秩序の発現において、「どのような微視的散乱機構が本質的に重要であるのか？」を解明するため、鎖内 ( $t = 1$ )、鎖間 ( $t^\perp \ll 1$ ) ホッピングを有する単純な擬 1 次元ハバード模型 (ハーフフィリング) の研究を行った。実空間格子を図 9 (a) に示す。電子系は、 $t^\perp$  の大きさに応じて次元クロスオーバーを引き起こし、 $t^\perp$  が大きい場合は 2 次元的、 $t^\perp$  が小さい場合は 1 次元的に振る舞う。 $t^\perp$  が大きくなるほどフラストレーションの効果も顕著になる。

我々は本模型に fRG 法を適用し [54–57]、構造因子  $f_{\mathbf{q}}(\mathbf{k})$  の最適化を行った [51]。得られた相図を図 9 (b) に示した。 $t^\perp$  が小さい 1 次元極限では、反強磁性相が発現し、 $t^\perp$  が大きい 2 次元領域では、 $d$  波超伝導相が発現した [54–57]。今回驚くべきことに、2 相の間の次元クロスオーバー領域において、 $\mathbf{q} = \mathbf{0}$  の強制的な電流秩序相の発現を見出した [51]。得られた電流秩序相の構造因子を図 9 (b) に示した。右側のフェルミ面上の波数点を  $R$ 、左側のフェルミ面の波数点を  $L$  と表すと、 $f_{\mathbf{q}=\mathbf{0}}(R) = -f_{\mathbf{q}=\mathbf{0}}(L)$  を満たし、 $p$  波の対称性の奇パリティ秩序である。これを計算すると、図 3(c)

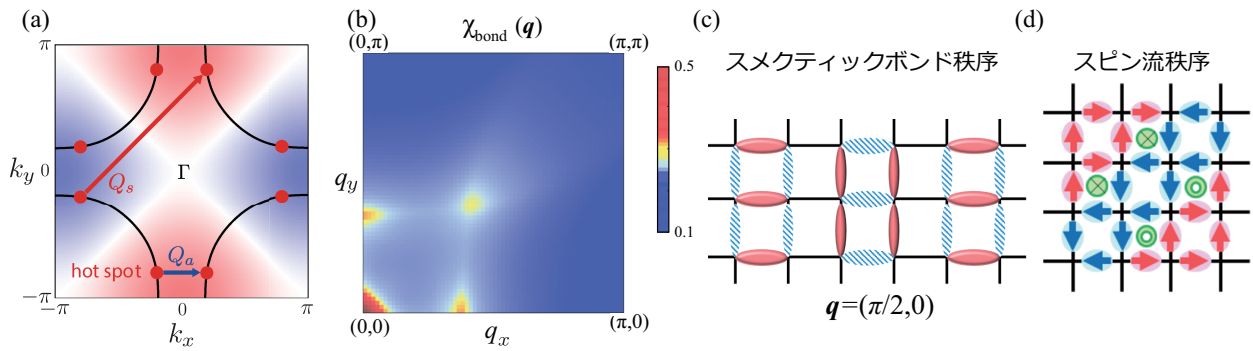


図 8 (a) 銅酸化物高温超伝導体のフェルミ面と、 $d$  波ボンド秩序の構造因子。(b) fRG 理論による  $d_{x^2-y^2}$  波ボンド感受率  $\chi_{\text{bond}}(\mathbf{q})$ 。(c)  $T = T_{\text{CDW}}$  で出現するスメクティックボンド秩序。(d) スピンカレント秩序 ( $\mathbf{q} = (\pi/2, \pi/2)$ )。

のように単位胞内で電荷がループする電流秩序が得られる。擬 1 次元フラストレート系において、強制的電荷ループ秩序相が intertwined order として発現することが導かれた。

以降では、電流秩序相の微視的起源について解説する [51]。本研究で見出した電流秩序相はちょうど次元クロスオーバー領域に位置しており、1 次元側からは朝永・Luttinger 理論、2 次元側からはフェルミ液体論的摂動論を出発点とすることで理解できる。本研究では、2 次元側の摂動論として密度波方程式による解析を行った。この結果、フラストレート系の電流秩序の起源が、スピンゆらぎ由来の MT 項であることを明らかにした。本機構を模式的に示したのが、図 9 (d) の上図である。波数  $\mathbf{q} = (\pi, \pi/2)$  でつながる  $R$  と  $L$  の電子・正孔対間には、奇数回の反強スピン揺らぎ散乱が斥力を与える一方、波数  $\mathbf{q} = \mathbf{0}$  でつながる  $R$  同士、 $L$  同士の電子・正孔対間には、偶数回のスピン揺らぎ散乱が引力を与える。この事情は、図 9 (d) 下図に示したように、MT 項による電子・正孔対間相互作用を書きあらわすことで理解できる。第 1 項のスピン揺らぎの 1 次項が正である時、第 2 項 (2 次) はフェルミオンループによる負符号から負となる。このように、スピン揺らぎの偶数次が  $RR(LL)$  間の引力を、奇数次が  $RL$  間の斥力をあたえ、 $f(R) = -f(L)$  という奇パリティ電流秩序を生み出すのである。

更に、電流秩序の発現には、以下のように幾何学的フラストレーションが重要な役割を果たすことを見出した。良く知られるように、フラストレーションは、スピンの長距離秩序の発現を大きく抑制する。一方で、短距離のスピン揺らぎは生き残り、これが電子・正孔凝縮の糊となって電流秩序の発現を手助けする。このように、長距離秩序化が抑制されながらも大きなスピン揺らぎを有する擬 1 次元系は、電流秩序をはじめとする非局所秩序が誘起される格好の舞台である。幾何学的フラストレーションがもたらす多彩な非局所秩序相と、その周りで引き起こされる超伝導・輸送現象との関係の解明は、今後の興味深い課題である。

## 7. 最近の話題：カゴメ格子電子系

本章では、カゴメ格子電子系についての最近の研究結果を紹介する。カゴメ系物質は長年、Kitaev スピン液体の有力な候補物質として理論・実験の両分野で精力的に研究されてきた。更に最近、バナジウム原子を含む層状カゴメ系  $\text{AV}_3\text{Sb}_5$  ( $A = \text{Cs, Rb, K}$ ) において、非従来型超伝導相 [58] ( $T_c = 1 \sim 3$  K。更に圧力下で 8 K 程まで上昇。) や電荷秩序相 [59] ( $T_{\text{DW}} = 78 \sim 102$  K) が発見され、益々活況を帯びてきた。 $T_{\text{DW}}$  付近での音響フォノン異常が不在であることから、電荷秩序の起源は電子相関であることが予測されているが、その微視的機構は未解明である。これまでの理論研究では、隣接サイト間クーロン相互作用 ( $V$ ) が  $U$  と同程度である時に、電荷秩序が発現することが言われたが、現実的なトーマスフェルミ遮蔽の大きさ考慮すると、 $V \ll U$  となるため、この機構でカゴメ系の相図を統一的に説明することは困難である。また、電荷秩序相と超伝導相の関係も未解明なままである。

本研究では、 $\text{AV}_3\text{Sb}_5$  の電荷秩序、超伝導相の微視的発現機構を解明するために、密度波方程式に基づく理論研究を行った [60]。模型として、3 つの副格子自由度をもつバナジウム平面の電子系を考えた (図 10 (a))。我々は密度波方程式による解析を行い、図 10 (b) に示した  $2 \times 2$  の David Star 構造をもつ反強ボンド秩序が最安定化することを見出した。このような反強電荷秩序相の存在は、STM 実験によっても確認されている [61]。更に、得られた反強ボンド秩序の起源として、AL 項が重要な役割を果たすことを明らかにした。カゴメ系においても 5 章と同様に、2 本のスピン揺らぎが干渉し、ボンド揺らぎが誘起される量子干渉効果が、重要であることが確認された [60]。

ここでは、構造因子  $f_{\mathbf{q}}$  を考慮した超伝導ギャップ方程式の解析を行った。構造因子の効果は従来考慮されておらず、beyond-Migdal 理論である。この方程式を解くことで、ボンド揺らぎが超伝導相に与える影響を調べることが可能となる [60]。得られた結果を図 10 (c) に示した。縦軸の固有値は、 $T = T_c$  で 1 になる値であり、それ以外ではおおよそ

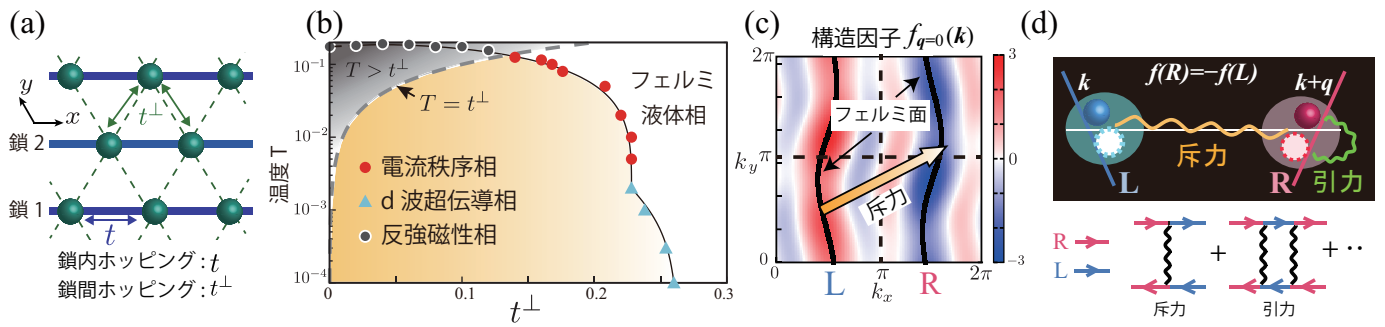


図9 (a) 幾何学的フラストレートを有する擬1次元格子。(b) fRG法によって得られた相図。反強磁性相と超伝導相の狭間において、電荷ループ相が発現した。(c) 最適化された構造因子。奇パリティ ( $p$ 波) の対称性を持つ。(d) 電流秩序の発現機構 (上図)。MT項による電子・正孔対間の相互作用 (下図)。スピン揺らぎの奇数次項が斥力、偶数次項が引力として働く。

超伝導転移温度に比例する量である。図から見て取れるように、ボンド揺らぎが支配的な領域 ( $\alpha_S > 0.72$ ,  $\alpha_S \propto U$ ) では、シングレット超伝導が安定化する一方、ボンド揺らぎ・スピン揺らぎが拮抗する領域 ( $\alpha_S < 0.72$ ) では、トリプレット超伝導が発現した。シングレット、トリプレット状態のギャップ関数は、図10 (d)、(e) に示した様に、それぞれ異方的  $s$  波、 $p$  波となった。これら非従来型超伝導相の起源として、ボンド揺らぎがクーパー対間の糊となって、 $T_c$  を上昇させる機構が重要であることを見出した。超伝導機構の概念図を図10 (c) の挿入図として示した。本研究により、ボンド揺らぎ誘起のエキゾチックな  $p$  波、 $s$  波超伝導相がカゴメ系において発現する可能性を提唱した。一方、実験的には超伝導対称性は未決着であり、今後の進展に期待したい。理論的にも未解明問題が積層している段階である。電荷秩序下で見られる異常ホール効果や、スピン液体相との関連性を解き明かすことは、理論家に託された重要な仕事である。

## 8. おわりに

本稿では、強相関金属系において相次いで発見された、非自明かつ普遍的な量子相である「量子液晶」を解説した。そこでは、平均場近似を超えた非局所な相互作用により、多彩な対称性をもつ秩序変数 (すなわち構造因子) が発現し、ボンド秩序やカレント秩序など豊かな量子相が実現する。さらに、これらの秩序の発達した量子揺らぎにより、異方的超伝導をはじめ興味深い創発現象や臨界現象が出現する。本稿では、平均場近似を超えた多体相関として、2次元電子系で重要になる「スピン揺らぎ間の量子的干渉効果」に着目し、鉄系超伝導体や銅酸化物超伝導体、各種フラストレート系におけるバリエーション豊かな量子相を統一的観点から解説した。実験と理論の協力により拓かれた新しい研究分野であり、今後の発展が大変楽しみである。

本稿で紹介した fRG 法や密度波方程式は、低次元電子系における量子干渉機構研究する上で、大変適した理論手法

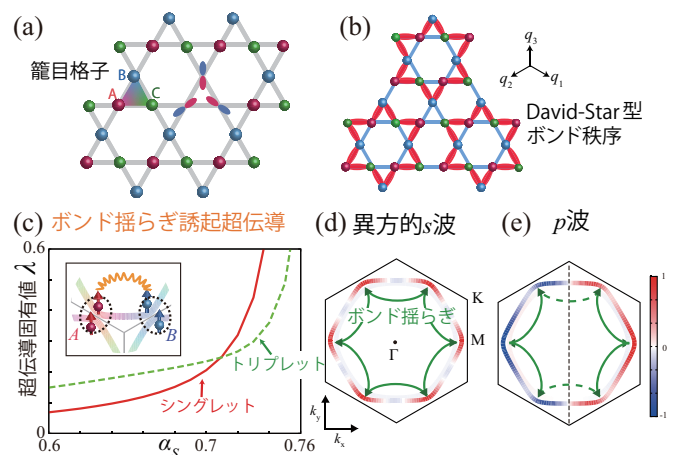


図10 (a) 3つの副格子 (A,B,C) 自由度を有するカゴメ格子模型。(b) 密度波方程式を解いて得られた、David Star 型ボンド秩序。秩序化に伴い、飛び移り積分が有効的に増大した箇所を赤太線で、減少した箇所を青細線で示した。(c) 超伝導ギャップ方程式の固有値  $\lambda$  の  $\alpha_S$  ( $\propto U$ ) 依存性。ボンド揺らぎに媒介され、シングレット/トリプレット超伝導が発現。(d) 異方的  $s$  波ギャップ関数。(e)  $p_x$  波ギャップ関数。

である。一方最近では、有限サイズの2次元ハバード模型をほぼ厳密に数値計算する研究が進展しており [62,63]、相補的な研究が今後進展すると期待される。

本稿では、スピン軌道相互作用 (SOI) を無視してきたが、SOIが強い  $5d$  電子系や重い電子系では、4極子~32極子など多極子の自由度が活性化する。我々は重い電子系において、多極子揺らぎ間の干渉効果が重要な起源となって、エキゾチックな非従来型超伝導や多極子秩序が発現する機構を見出した。[64-66]。強い SOI を考慮した量子液晶の理論は、今後の重要課題である。さらには新規強相関電子系である、2枚のグラフェンを魔法角 ( $\sim 1.1$  度) だけねじって張り合わせた「ねじれ2層グラフェン [67] においても、液晶秩序が観測されている。我々は、この系のバレー自由度とスピン自由度が対等に複合した  $SU(4)$  対称性に着目して、その量子干渉効果が「面内回転可能な XY 的ネマティック秩序」をもたらすことを見出した [68]。



なお本理論によると、AL 項による液晶秩序は「マグノンの束縛状態」を伴うが [19]、これは興味深いことに量子スピン系におけるネマティック秩序の生成機構と同一である。分野の垣根を超えた量子相転移の研究の展開を期待したい。

### 8.1. 謝辞

本研究における大勢の共同研究者の方々には深くお礼申し上げます。特に山川洋一氏や松原舜氏には図 6 等の計算結果を提供いただきました。本研究は科学研究費補助金（課題番号 JP19H05825、JP20K22328、JP18H01175、JP17K05543）の助成により行われたものです。

### 参考文献

- 1) S. Kasahara *et al.*, *Nature* **486**, 382 (2012).
- 2) Y. Suzuki *et al.*, *Phys. Rev. B* **92**, 205117 (2015).
- 3) J. P. Sun *et al.*, *Nat. Commun.* **7**, 12146 (2016).
- 4) T. Shibauchi, T. Hanaguri, and Y. Matsuda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **89**, 102002 (2020).
- 5) Y. Yuan, X. Fan, X. Wang, K. He, Y. Zhang, Q.-K. Xue, and W. Li, *Nat. Commun.* **12**, 2196 (2021).
- 6) H. Hosono and K. Kuroki, *Physica C*, **514** 399 (2015).
- 7) Y. Miyata, K. Nakayama, K. Sugawara, T. Sato, and T. Takahashi, *Nature Materials* **14**, 775 (2015).
- 8) G. Ghiringhelli *et al.*, *Science* **337**, 821 (2012).
- 9) J. Chang *et al.*, *Nat. Comm.* **7**, 11494 (2016).
- 10) Y. Kohsaka, T. Hanaguri, M. Azuma, M. Takano, J. C. Davis, and H. Takagi, *Nat. Phys.* **8**, 534 (2012).
- 11) K. Ishida *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **89**, 064707 (2020).
- 12) W. Wang, J. Luo, C. G. Wang, J. Yang, Y. Kodama, R. Zhou, Guo-qing Zheng, *Sci. China. Phys. Mech.* **64**, 237413 (2021).
- 13) Y. Sato *et al.*, *Nat. Phys.* **13**, 1074 (2017).
- 14) L. Mangin-Thro, Y. Sidis, A. Wildes, and P. Bourges, *Nat. Commun.* **6**, 7705 (2015).
- 15) D. Bounoua *et al.*, *Commun. Phys.* **3**, 123 (2020).
- 16) L. Zhao *et al.*, *Nat. Phys.* **12**, 32 (2016).
- 17) H. Murayama *et al.*, *Phys. Rev. X* **11**, 011021 (2021).
- 18) 例として、新学術領域研究「量子液晶の物性科学」（代表：芝内孝禎）
- 19) H. Kontani, Y. Yamakawa, R. Tazai, and S. Onari, *Phys. Rev. Research* **3**, 013127 (2021).
- 20) R. Tazai, Y. Yamakawa, M. Tsuchiizu, and H. Kontani, *J. Phys. Soc. Jpn.* **90**, 111012 (2021).
- 21) D. Bohm, *Phys. Rev.* **75**, 502 (1949).
- 22) I. Affleck and J. B. Marston, *Phys. Rev. B* **37**, 3774(R) (1988).
- 23) H. J. Schulz, *Phys. Rev. B* **39**, 2940(R) (1989).
- 24) J. C. S. Davis and D.-H. Lee, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110**, 17623 (2013).
- 25) S. Sachdev and R. La Placa, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 027202 (2013).
- 26) C. M. Varma, *Phys. Rev. B* **55**, 14554 (1997).
- 27) H. Yokoyama, S. Tamura, and M. Ogata, *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 124707 (2016).
- 28) H. Yamase, P. Jakubczyk, and W. Metzner, *Phys. Rev. B* **83**, 125121 (2011).
- 29) S. Onari and H. Kontani, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 137001 (2012).
- 30) S. Onari, Y. Yamakawa, and H. Kontani, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 227001 (2016).
- 31) S. Onari and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **100**, 020507(R) (2019).

- 32) S. Onari and H. Kontani, *Phys. Rev. Research* **2**, 042005(R) (2020).
- 33) Y. Yamakawa, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. X* **6**, 021032 (2016).
- 34) Y. Yamakawa, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **96**, 144509 (2017).
- 35) Y. Yamakawa and H. Kontani, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 257001 (2015).
- 36) K. Kawaguchi, Y. Yamakawa, M. Tsuchiizu, and H. Kontani, *J. Phys. Soc. Jpn.* **86**, 063707 (2017).
- 37) R. Q. Xing, L. Classen, A. V. Chubukov, *Phys. Rev. B* **98**, 041108(R) (2018).
- 38) Y. Wang and A. Chubukov, *Phys. Rev. B* **90**, 035149 (2014).
- 39) T. Moriya and K. Ueda, *Adv. Phys.* **49**, 555 (2000).
- 40) K. Yamada, *Electron Correlation in Metals*, (Cambridge University Press, Cambridge, 2004)
- 41) H. Kontani, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 026501 (2008).
- 42) M. Yi *et al.*, *Phys. Rev. X* **9**, 041049 (2019).
- 43) Y. Yamakawa, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **102**, 081108(R) (2020).
- 44) M. Sato *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **79**, 014710 (2010).
- 45) S. Onari and H. Kontani, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 177001 (2009).
- 46) L. Takeuchi *et al.*, *Phys. Rev. B* **98**, 165143 (2018).
- 47) M. Ogata and H. Fukuyama, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 036501 (2008); P. A. Lee *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17 (2006).
- 48) M. Tsuchiizu, Y. Ohno, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 057003 (2013).
- 49) M. Tsuchiizu, K. Kawaguchi, Y. Yamakawa, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **97**, 165131 (2018).
- 50) F. D. M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2015 (1988).
- 51) R. Tazai, Y. Yamakawa, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **103**, L161112 (2021).
- 52) W. Metzner, M. Salmhofer, C. Honerkamp, V. Meden, and K. Schönhammer, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 299 (2012).
- 53) P. A. Lee, *Phys. Rev. X* **4**, 031017 (2014).
- 54) J. Kishine and K. Yonemitsu, *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 2590 (1998).
- 55) M. Tsuchiizu and Y. Suzumura, *Phys. Rev. B* **59**, 12326 (1999).
- 56) M. Tsuchiizu and A. Furusaki, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 056402 (2002).
- 57) Y. Fuseya, M. Tsuchiizu, Y. Suzumura, and C. Bourbonnais, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 014709 (2007).
- 58) K. Y. Chen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 247001 (2021).
- 59) B. R. Ortiz *et al.*, *Phys. Rev. Materials* **3**, 094407 (2019).
- 60) R. Tazai, Y. Yamakawa, S. Onari, and H. Kontani, *Science Advances* (2022) (arXiv:2107.05372).
- 61) Y.-X. Jiang *et al.*, *Nat. Mater.* (2021).
- 62) T. Schäfer *et al.*, *Phys. Rev. X* **11**, 011058 (2021).
- 63) J. P. F. LeBlanc *et al.*, *Phys. Rev. X* **5**, 041041 (2015).
- 64) R. Tazai and H. Kontani, *J. Phys. Soc. Jpn.* **88**, 063701 (2019).
- 65) R. Tazai and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **98**, 205107 (2018).
- 66) R. Tazai and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **100**, 241103(R) (2019).
- 67) 越野幹人, *日本物理学会誌* **74**, 524 (2019).
- 68) S. Onari and H. Kontani, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 066401 (2022).

### 著者紹介または非会員著者の紹介

田財里奈氏： 専門は物性理論。主に汎関数くりこみ群理論や重い電子系の研究に従事してきた。  
 大成誠一郎氏： 専門は物性理論。主に超伝導やネマティック秩

序の研究に従事してきた。

紺谷浩氏： 専門は物性理論。主に輸送現象やフェルミ液体理論の研究に従事してきた。

(2022 年 2 月 14 日原稿受付)

## **Novel Spontaneous Symmetry Breaking in Metals**

**Rina Tazai, Seiichiro Onari, and Hiroshi Kontani**

abstract: Unconventional symmetry breaking without spin order, such as the rotational symmetry breaking (=nematic or smectic) orders as well as the spontaneous loop-current orders, have been recently reported in cuprate superconductors and their related materials. They are theoretically represented by the non- $A_{1g}$  particle-hole condensation. In this paper, we analyze typical Hubbard models by applying the renormalization-group method and the density-wave equation method, and find that various unconventional orderings emerge due to the quantum interference among spin fluctuations.