

平成 2 5 年 度

京 都 大 学 大 学 院 理 学 研 究 科

修 士 論 文 発 表 会

修 士 論 文 要 旨 集

2 0 1 4 年 1 月 2 8 日 (火)、1 月 2 9 日 (水)

物 理 学 第 一 分 野

物理学第一分野修士論文発表会

場所：理学研究科 5 号館 5 階・第四講義室
発表：15 分（別に質問時間 5 分程度）

2014 年 1 月 28 日（火）9:00～ 開始

目 次

1. t - J 模型 による頂点酸素欠損高温超伝導体の電子状態の研究
一岡 優里 (9:00) 1
2. 膨潤スメクチック相における拡散現象
翁 昂平 (9:20) 2
3. アンカリングを考慮したネマチック液晶の流動挙動についての研究
神戸 之法 (9:40) 3
4. カイラル超伝導体における Berry 位相揺らぎに起因した巨大 Nernst 効果
住吉 浩明 (10:00) 4
5. 重い電子系化合物 URu_2Si_2 の隠れた秩序相における 4 回回転対称性の破れの観測
鶴原 悠悟 (10:20) 5

10:40～10:50 休憩

6. 冷却フェルミ原子系における動的に誘起されたトポロジカル相の研究
中川 大也 (10:50) 6
7. ペロブスカイト型半導体 $BiFeO_3$ の光キャリアダイナミクス
中村 透 (11:10) 7
8. Lieb 型光格子の実現
西尾 卓衛 (11:30) 8
9. 垂直配向処理界面におけるネマチック相の配向状態と
ネマチック-スメクチック相転移の相関
藤戸 智生 (11:50) 9
10. 1 次元準周期系におけるトポロジカル相と相互作用の効果
松田 冬樹 (12:10) 10

12:30～13:30 昼休み

11. 単層 MoS_2 におけるバレーコヒーレンスに関する研究
吉川 尚孝 (13:30) 11

- 1 2. 走査型トンネル顕微鏡を用いた FeSe 純良単結晶の電子状態の研究
綿重 達哉 (13 : 50) 12
- 1 3. 量子ポンプにおける非断熱効果 : 量子マスター方程式による解析
渡邊 航太 (14 : 10) 13
- 1 4. 2 電子系フェルミ原子における異なる電子状態間の
磁気フェッシュバツハ共鳴の観測
渡邊 俊介 (14 : 30) 14
- 1 5. エアロジェル中超流動 ^3He に対する局所的状態の測定法開発
笠井 純 (14 : 50) 15

15 : 10 ~ 15 : 20 休憩

- 1 6. 核磁気共鳴法を用いた鉄系超伝導体 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{Px})_2$ における不純物効果の研究
川島 裕貴 (15 : 20) 16
- 1 7. BaFe_2As_2 型鉄系超伝導体の超伝導対称性
川本 雄太 (15 : 40) 17
- 1 8. 速い浸透圧変化における球状ベシクルの変形ダイナミクス
鴻巣 正樹 (16 : 00) 18
- 1 9. 鳥の集団運動モデルのシミュレーションによる検証
小坂 智啓 (16 : 20) 19
- 2 0. EUV-pump-NIR-probe 実験による Xe クラスターのナノプラズマの研究
酒井 司 (16 : 40) 20

17 : 00 ~ 17 : 10 休憩

- 2 1. 2 次元量子気体の光スペクトルイメージング法の開発
関 友宇 (17 : 10) 21
- 2 2. 亜酸化銅ナノ薄膜における励起子ポラリトン
高畑 光善 (17 : 30) 22
- 2 3. $SU(4)$ 一次元二軌道フェルミオン模型における
トポロジカル相についての行列積状態による研究
谷本 和彦 (17 : 50) 23
- 2 4. 局所露光による光感受性 BZ 液滴の反応パターン制御
津田 俊介 (18 : 10) 24

2014年1月29日 (水) 9 : 00 ~

- 2 5. Sr_2RuO_4 微小リングの磁気輸送特性と Little-Parks 振動の観測
中村 有志 (9 : 00) 25

26. Sr_2RuO_4 の超伝導状態検証に向けた一軸的歪み装置の作製	西村 佳悟 (9 : 20)	26
27. 磁場侵入長に対する反強磁性臨界揺らぎの効果	野本 拓也 (9 : 40)	27
28. 超短テラヘルツパルス光を用いた量子ホール系における光伝導	兵頭 克也 (10 : 00)	28
29. PMMAを配向膜とするネマチック液晶のUV光励起配向回転現象	増谷 亮祐 (10 : 20)	29

10 : 40 ~ 10 : 50 休憩

30. EUV-FEL照射下のXeクラスターにおける 電子放出のFEL強度依存性と異方性の研究	松波 健司 (10 : 50)	30
31. 二次元エネルギー逆カスケード乱流中の相対粒子拡散	松原 直哉 (11 : 10)	31
32. ネルンスト係数測定による重い電子系化合物 URu_2Si_2 の特異な超伝導状態の研究	山下 卓也 (11 : 30)	32
33. 繰り返し囚人ジレンマゲームにおけるゼロ行列式戦略について	小野 貴広 (11 : 50)	33

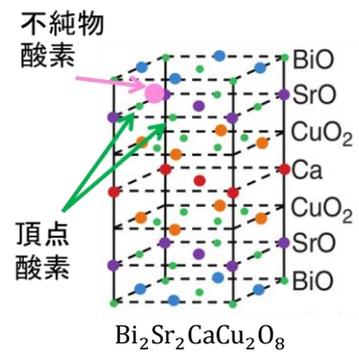
$t - J$ 模型による 頂点酸素欠損高温超伝導体の電子状態の研究

物性基礎論：凝縮系物理研究室 一岡優里

Abstract Recently, it has been shown that nanoscale spatial variations of gap magnitude in the pseudogap phase of cuprate superconductors are correlated with apical oxygen vacancies. To explain this, we calculate the electronic states of the t - J model including the effect of the vacancies and find a local enhancement of superconducting order parameter near the vacancies.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

高温超伝導体中の乱れの効果の解明は、高温超伝導発現機構の解明に対して重要である。2005年、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO) のトンネル分光 (STM) 測定によって、不純物酸素付近の超伝導ギャップが大きくなっていることが示唆された[1]。この実験結果を受け、不純物酸素の超伝導ギャップに与える影響が、厳密対角化[2]や平均場近似[3]によって解析された。ところが2012年、同じく BSCCO の STM 測定によって、不純物酸素よりも頂点酸素欠損の方が超伝導ギャップに影響を与えていることを示唆する結果が報告された[4]。そこで本研究では、銅酸化物平面を記述する $t - J$ 模型に対して不純物酸素と頂点酸素欠損の影響を取り入れ、ギャップの大きさの変化を解析した。



$t - J$ 模型のハミルトニアンは、ホッピングエネルギーを t 、超交換相互作用を J として、

$$\mathcal{H} = -t \sum_{\langle i,j \rangle, s} (\tilde{c}_{is}^\dagger \tilde{c}_{js} + \text{h.c.}) + J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$$

と書ける。ここで、 \tilde{c}_{is}^\dagger は、電子の二重占有を排除した空間で、サイト i にスピン s を持つ電子を生成する演算子であり、 $\langle i,j \rangle$ は最近接サイトを表す。

まず、正孔を 2 個ドーブした 18 格子点の系を考え、Lanczos 法を用いた厳密対角化によって局所状態密度を計算し、ギャップの大きさを見積もった。不純物酸素の影響は[2]と同様に、不純物酸素付近の超交換相互作用 J を大きくすることによって導入した。一方、頂点酸素欠損の影響は、頂点酸素欠損付近に正孔に対する斥力ポテンシャルを加えることによって導入した。さらに、より大きな系について計算するために、 $t - J$ 模型に対して Gutzwiller 近似 (平均場近似) を適用し、 40×40 の格子点に正孔を 10% ドーブした系についても局所状態密度を計算し、ギャップの大きさを、厳密対角化の計算結果と比較しながら解析した。また、複数の不純物をランダムに配置した場合も計算した。

厳密対角化による計算結果から、不純物酸素・頂点酸素欠損ともに局所状態密度のギャップを大きくさせる効果があるが、不純物酸素の影響の方が頂点酸素欠損の影響より大きい (ギャップが大きい) という結果が得られた。しかし、厳密対角化による局所状態密度はペアリングによるギャップだけでなく、有限サイズ効果などペアリング以外の効果も含む。そこで、超伝導の効果をみるため、複数の不純物をランダムに配置した系での平均場近似での計算を行い、 d 波超伝導の秩序変数の分布も解析した。その結果、頂点酸素欠損の周辺で超伝導秩序が発達することが分かった。この発達、超伝導ギャップに頂点酸素欠損が大きな影響を与えるという実験事実と対応する可能性がある。

References

- [1] K. McElroy, J. Lee, J. A. Slezak, D. -H. Lee, H. Eisaki, S. Uchida, and J. C. Davis, *Science* **309**, 1048 (2005).
- [2] G. Khaliulin, M. Mori, T. Tohyama, and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 257005 (2010).
- [3] W. Chen, M. Gabay, and P. J. Hirschfeld, *New J. Phys.* **14**, 033004 (2012).
- [4] I. Zeljkovic, Z. Xu, J. Wen, G. Gu, R. S. Markiewicz, and J. E. Hoffman, *Science* **337**, 320 (2012).

膨潤スメクチック相における拡散現象

ソフトマター物理学研究室 翁昂平

Abstract We investigated the anisotropy of the molecular diffusion in the swollen smectic phase by forced Rayleigh scattering and found that the diffusion coefficient parallel to the director becomes smaller by swelling. This indicates that the alkane molecules between the layers prevent the interlayer molecular diffusion.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

サーモトロピック液晶相のひとつであるスメクチック (Sm) 相は一次元の層構造を持つが、これに直鎖型アルカンを加えると層の間に入り込んで層間隔が広がり、「膨潤 Sm 相」と呼ばれる状態を示すことが知られている[1]。Sm 相では、層間で分子が直接衝突することで排除体積相互作用が働く。この分子運動は層に対して分子が傾いたスメクチック C (SmC) 相の発現に不可欠でもある。一方、生体組織や食品中には、多数の 2 分子膜が水を挟んで層状に積み重なったりオトロピックラメラ (L) 相が存在する。L 相では、層間の水層の存在により分子の直接的な衝突は起こらず、水和力や分子間力といった遠隔力により構造が安定化されている。この意味で、膨潤 Sm 相は 2 つの異なる起源を持つ Sm 相と L 相を連続的につなぐモデル系となる。ある種の膨潤 Sm 相では、層間隔が 2 倍以上に膨潤するにも関わらず膨潤 SmC 相が発現することが確かめられているが、前述の層間の分子運動状態と比較するとこのことは極めて不思議である。そこで本研究では、層間の分子運動をより直接的に調べるため、膨潤 Sm 相における異方的な拡散係数を測定した。膨潤 Sm 相においては、膨潤率に依存して層間に局在したアルカンによって、L 相同様に層法線方向 (ダイレクタ平行方向) の分子の運動が阻害され拡散係数が小さくなることが予測される。

Sm 相を示す典型的な液晶である P6O8 に n-tetradecane 加え膨潤させ、X 線回折を用いて層間隔を測定した結果、溶媒は層間に局在して膨潤 Sm 相が発現することが確かめられた。この膨潤 Sm 相にレーザーとして methyl red を添加し強制レイリー散乱法 [2] を用いて拡散係数を測定した (Fig.1)。ただし膨潤 Sm 相では N-Sm の共存相が存在するため、N-Sm 転移温度は溶媒が完全に層間に吸収される温度を基準とした。層面内の拡散係数 (D_{\perp}) は温度依存性が小さく、また N 相、Sm 相とも膨潤による目立った変化は見られない。一方で、層法線方向の拡散係数 (D_{\parallel}) は Sm 相高温側では膨潤 Sm 相の方が大きな値であるものの、十分低温側では膨潤 Sm 相の方が小さくなることが分かった。

サーモトロピック液晶の N-Sm 相転移は 2 次転移であり、転移点近傍における層構造の秩序度は、ゼロから連続的に増大する。Fig.1 に明らかなように秩序度が大きい低温側では、膨潤 Sm 相の方の D_{\parallel} が急激に小さくなっており、膨潤 Sm 相においては L 相と同様に層間に局在したアルカンが分子の運動を阻害していることが示された。一方、Sm 相高温側で膨潤 Sm 相の D_{\parallel} の方が大きいことについては、溶媒の存在により相転移の様態が変化している、あるいは秩序度の低い状態ではアルカンが層間に局在せず、全体に分散しているなどの理由が考えられる。

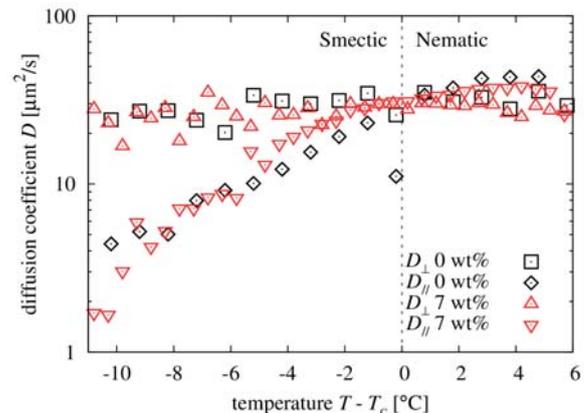


Fig.1 The temperature dependence of diffusion coefficient. D_{\parallel} and D_{\perp} indicate the diffusion coefficient parallel and perpendicular to the director, respectively. T_c is the nematic-smectic transition temperature; 57°C for 0 wt% and 36°C for 7 wt%.

References

- [1] 山本潤 他, 日本液晶学会討論会講演予稿集 (2001).
- [2] M. Hara *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **23**, 1420 (1984).

アンカリングを考慮したネマチック液晶の流動挙動についての研究

相転移動力学研究室 神戸之法

Abstract: We investigated dynamic behaviors of nematic liquid crystals flowing in a channel with walls of finite anchoring conditions. When the flow speed is higher than a critical value, the director field starts to rotate with the flow. We found that the critical flow speed depends on the anchoring strength.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

多孔質中をネマチック液晶が流れるとき、壁のアンカリング強度が有限ならば、多孔質表面におけるダイレクタのアンカリングが過渡的に壊れ、そこから液晶欠陥が生じることが報告された[1]。本研究では、この現象の物理的機構を深く理解すべく、より簡単な系として、様々なアンカリング強度を持つ平板スリットを考え、その中を流れるネマチック液晶の流動挙動を調べた。液晶秩序化と弾性を記述する自由エネルギーにアンカリングの効果を導入し(式(1))、流れ場とダイレクタの回転の運動を流体方程式(2)、(3)を用いて計算した[2,3]。

アンカリング強度が小さい場合、壁付近のダイレクタが先に回転（タンブリング）することが分かった(Fig.1)。アンカリング強度を変化させると、タンブリングが起こるエリクセン数の閾値が変化する場合(Fig. 2)。アンカリング強度が十分に強い場合には、壁付近のダイレクタは固定されるが、壁から離れたある距離 e_1 付近のダイレクタが不安定になり、そこからタンブリングが始まることが分かった。

$$F\{Q_{\alpha\beta}\} = \int_V dr f_{LaG}(Q_{\alpha\beta}) - w \int_{\partial V} dr Q_{\alpha\beta} d_\alpha d_\beta \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_\mu \nabla_\mu \right) u_\alpha = \nabla_\beta (-p \delta_{\alpha\beta} + \sigma_{\alpha\beta}^d + \sigma_{\alpha\beta}^{visc}) \quad (2)$$

$$h_{\alpha\beta} = \mu_1 N_{\alpha\beta} + \mu_2 A_{\alpha\beta} \quad (3)$$

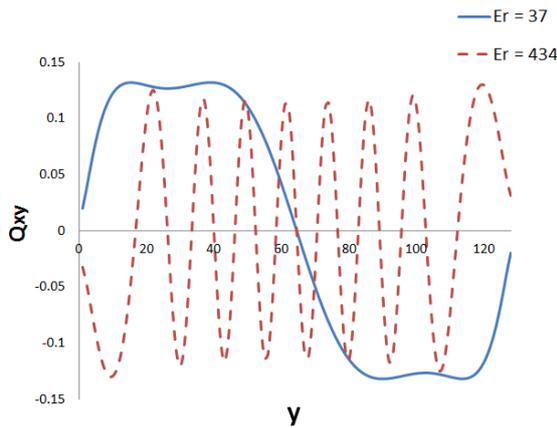


Fig.1. Profiles of the order parameter Q_{xy} of a nematic liquid crystal flowing in a slit channel.

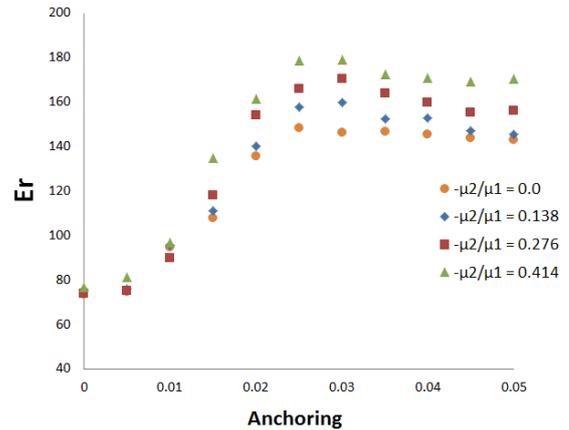


Fig.2. Dependence of the critical Ericksen number for the director tumbling on the anchoring strength.

References

- [1] T. Araki, Phys. Rev. Lett, 109, 257801(2012).
- [2] T. Tsuji and S. Chono, Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. B, 61, 2456 (1995).
- [3] T. Qian and P. Sheng, Phys. Rev. E 58, 7475 (1998).

カイラル超伝導体における Berry 位相揺らぎに起因した 巨大 Nernst 効果

凝縮系理論研究室 住吉浩明

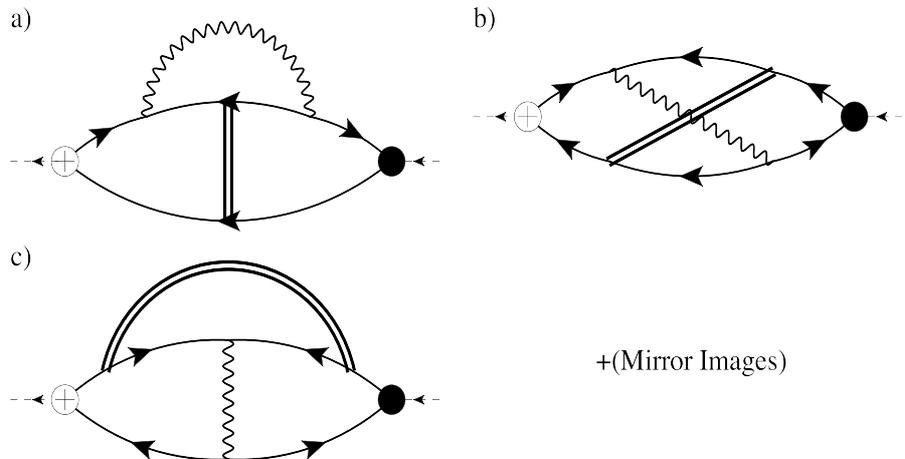
Abstract We suggest a new mechanism that causes the giant Nernst effect above T_C in chiral superconductors and discuss the implications for the recent experimental results of a heavy-electron superconductor, URu₂Si₂, which is suggested to be a chiral superconductor.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

超伝導転移点近傍において、様々な異常な輸送現象が引き起こされることが知られており、超伝導揺らぎ現象として実験・理論の双方から精力的に研究がなされている。その中でも近年、特に注目されているのが Nernst 効果である。この輸送現象は通常金属では Sondheimer cancellation によりほとんど起こらないため、超伝導揺らぎを含む多体系の特殊な電子状態を反映する良いプローブであると言える。銅酸化物高温超伝導体や乱れの強い超伝導薄膜において超伝導転移温度近傍の領域で鋭い Nernst シグナルが観測され[1, 2]、また、これらの実験結果に対し、短寿命の Cooper 対によるもの、擬ギャップ相における渦糸励起によるもの、超伝導揺らぎと反強磁性揺らぎによる Fermi 準粒子の散乱によるものなど、様々なシナリオが理論の側から提案されている。

本研究では、カイラル超伝導体において、超伝導揺らぎによってどのような輸送現象が引き起こされるか調べた。カイラル超伝導体中では Cooper 対は角運動量を持ち、そのために Berry 曲率と呼ばれる準粒子の波数空間における仮想的な磁場が存在し、この磁場によって、超伝導相において Kerr 効果、異常熱 Hall 効果などの横方向の特異な輸送現象が引き起こされることが実験・理論的に知られている。他方、超伝導転移温度以上においても超伝導揺らぎが Berry 位相揺らぎを伴い、これが、Nernst 効果のような横方向の輸送現象に対し、大きな寄与を与えることが期待できる。研究はカイラル $d_{zx} \pm i d_{zy}$ 超伝導体のモデルを導入し、Luttinger および Smrcka らによって発展させられた熱電輸送の微視的な理論に基づいた、場の理論的手法で行った。

本研究で以下の結果が得られた。カイラル $d_{zx} \pm i d_{zy}$ 超伝導体の揺らぎの領域における異常 Nernst 効果は超伝導揺らぎだけでは引き起こされないが、下 Feynman 図が表すような、カイラル超伝導揺らぎと電子相関効果の絡み合いによる機構によって引き起こされることが分かった。この機構は、異常 Hall 効果における skew 散乱機構、すなわち、Fermi 準粒子と不純物の有効的なスピン-軌道相互作用による準粒子の非対称な散乱、に類似した機構であるといえる。またこの機構は、既存の超伝導理論で考えられた機構と、清浄な試料でより特異的な寄与を与えると言う点で定性的に異なり、このことは、カイラル $d_{zx} \pm i d_{zy}$ 超伝導体 URu₂Si₂ における最近の実験によって得られた結果をよく説明することが分かった [3]。



References

- [1] Z. Xu, *et al.*, Nature 406, 486 (2000)
- [2] A. Pourret, *et al.*, Nature Physics 2, 683 (2006).
- [3] T. Yamashita, *et al.*, the 68th JPS Annual Meeting, 27aEB-1, Tokushima (2013)

Fig. 1. Feynman diagrams that contribute to the Nernst effect. The wavy lines are SC fluctuation propagators and the double lines represent the renormalized electronic interaction.

重い電子系化合物 URu_2Si_2 の隠れた秩序相における 4 回回転対称性の破れの観測

固体電子物性研究室 鶴原悠悟

Abstract We study symmetry breaking in the “hidden-order” phase of the heavy fermion compound URu_2Si_2 by high-resolution X-ray analysis of crystal structure and elastic response of the in-plane resistivity anisotropy. Both measurements consistently show that fourfold rotational symmetry is broken in the hidden-order phase.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

重い電子系化合物 URu_2Si_2 は $T_{\text{HO}}=17.5\text{K}$ において比熱の飛びを伴う相転移を起こすことが知られている。しかし、発見から 30 年近くが経過した現在においても秩序変数が明らかとなっていない。そのためこの相は「隠れた秩序相」と呼ばれ、物性物理における大きな謎となっている。秩序変数を決定するためにはこの相がどのような対称性を破っているかを明らかにすることが重要な課題である。

最近隠れた秩序相において、結晶の正方晶構造から自然に期待される ab 面内の 4 回回転対称性が破れているとの報告がされた [1-3]。しかしこれらの測定は ab 面内に磁場を印可しており、4 回回転対称性の破れが隠れた秩序相固有の性質かを判別することができない。そこで、我々はゼロ磁場下において格子系・電子系の 4 回回転対称性の破れの有無を調べた。

まずゼロ磁場下で 4 軸回折系を用い高分解能シンクロトロン放射光 X 線測定を行った (Fig.1)。超純良試料の $(8\ 8\ 0)_T$ ブラッグピークの $2\theta/\theta$ スキャン及び二次元スキャンを行った結果、 $T_{\text{HO}} = 17.5\text{K}$ 直下で $[h\ h\ 0)_T$ 方向にピークの分裂が観測された。 $[h\ h\ 0)_T$ 方向へのピークの分裂は隠れた秩序相における格子の 4 回回転対称性の破れを示しており、相転移により URu_2Si_2 の空間群が正方晶 $I4/mmm$ から斜方晶 F/mmm へ変化していることを示している。また斜方晶歪み $\delta=(a_0-b_0)/(a_0+b_0)$ が T_{HO} 直下で飛びを起こす振る舞いを示した。先行研究において潜熱の存在が観測されていないことを考慮すると、隠れた秩序相転移は弱い 1 次転移的な性質を有していると考えられる。

次にピエゾ素子を用いて $[1\ 1\ 0)_T$ 方向に対し伸縮 $\varepsilon=\Delta L/L$ を印可した際の電気抵抗率の変化 $\eta=\Delta\rho/\rho$ を測定することで、 $[1\ 1\ 0)_T$ 方向の電気抵抗率の弾性応答 $d\eta/d\varepsilon$ を求めた (Fig.2)。 $d\eta/d\varepsilon$ の温度依存性を測定した結果、高温から転移温度 T_{HO} に向かって $d\eta/d\varepsilon$ に発散的な振る舞いが観測された。これは隠れた秩序相において、ゼロ磁場下で電気抵抗率が 4 回回転対称性を破っていることを示している [4]。更にこの発散的振る舞いは、電子的な異方性が隠れた秩序相において本質的であり格子の異方性は付随的であることを同時に示している。これは放射光 X 線測定により得られた斜方晶歪み δ の値が $\delta \sim 10^{-5}$ と非常に小さいという結果と整合する。

本研究により URu_2Si_2 の隠れた秩序相において 4 回回転対称性の破れが本質的な性質であることが明らかになった。4 回回転対称性の破れの存在により、秩序変数の対称性は E^g もしくは E^g のみに限定される [5]。これらは時間反転対称性の破れの有無により分類できるため、今後隠れた秩序相における時間反転対称性の破れに関する研究が求められる。

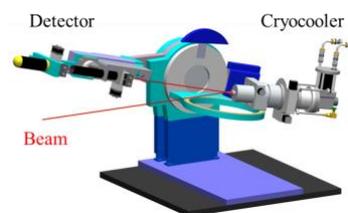


Fig.1. Set up for 4-circle diffractometer.

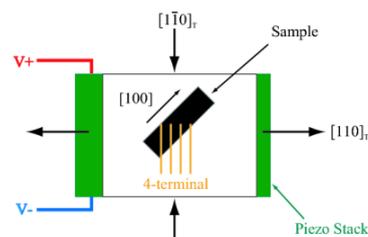


Fig.2. Schematic diagram of a piezoresistance measurement. Sample is glued on the side wall of a piezo stack.

References

- [1] R. Okazaki *et al.*, Science **331**, 439-442 (2011).
- [2] S. Tonegawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 036401 (2012).
- [3] S. Kambe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 246406 (2013).
- [4] J. H. Chu *et al.*, Science **337**, 710-712 (2012).
- [5] H. Ikeda *et al.*, Nat. Phys. **8**, 528 (2012).

冷却フェルミ原子系における動的に誘起されたトポロジカル相の研究

凝縮系理論グループ 中川 大也

Abstract We construct a new example of non-equilibrium topological phases using ultracold fermionic atoms in optical lattices. From analytical and numerical treatment, we show that Rabi oscillation induces time-reversal-invariant topological insulators in ultracold alkaline-earth atomic systems in non-equilibrium situations, and discuss novel field-induced interaction effects on this phase.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

量子 Hall 効果に代表されるトポロジカル相は、量子状態が持っている位相の自由度などに起因するトポロジカルな構造が、実際の物質の応答現象として現れる点で非常に興味深い量子相であり、トポロジカル絶縁体やトポロジカル超伝導体の発見とともに近年の物性物理学のなかでひととき大きな発展を遂げた分野のひとつである。最近、このような量子状態のトポロジカルな特徴づけを、時間に関して周期的な外場で駆動された、非平衡状態の系へと拡張する試みがいくつかなされた[1, 2]。これらの提案により、もとはトポロジカルに自明な系を時間依存する外場によって駆動することでトポロジカル相へと変化させる、非平衡トポロジカル相転移の可能性が生まれたほか、量子ウォークなどの時間依存するダイナミクスに対しトポロジカルな構造に起因する端状態の有無を議論できるようになった。しかし、これまでに提案されていた非平衡トポロジカル相のクラスは限られており、とくに量子スピン Hall 効果・ \mathbb{Z}_2 トポロジカル絶縁体に対応する非平衡トポロジカル相はあまり知られていなかった。そのような「時間反転不変な」トポロジカル相が非平衡状態においても実現できるのかどうか、また実現できるとすればどのような物理現象がそのようなトポロジカル相転移を引き起こすのかを調べるのが本研究の動機である。

本研究では、光格子中の冷却フェルミ原子系に注目し、このような非平衡トポロジカル相を誘起できる可能性について調べた[3]。冷却原子系は、真空中にトラップされていることから理想的な孤立量子系とみなせることもあり、量子系の非平衡状態を調べる上で適した系である。その結果、アルカリ土類原子の多軌道の自由度と、外場による Rabi 振動を組み合わせることによって、非平衡状態において \mathbb{Z}_2 トポロジカル絶縁体を誘起できる可能性が存在することを明らかにした。周期駆動系に対する Floquet 理論にもとづいて、Rabi 振動がトポロジカル相転移の核であるバンド反転を起こすことを示し、実際に有効エネルギースペクトルの計算からトポロジカル絶縁体相を裏付けるヘリカルな端状態が存在することを確認した。

さらに、この非平衡トポロジカル相転移を、とくに解析的な側面から理解するために、時間依存 Schrieffer-Wolff 変換にもとづいた、外場に関する摂動論を構築した。それにより非平衡トポロジカル相転移における有効ハミルトニアン²の定性的な振る舞いを解析的に再現することができるほか、トポロジカル相転移の起源となる寄与をより系統的な形で理解することができる。また、この摂動論は、原子間に相互作用が存在する場合でも適用することができる。原子間の相互作用が存在する場合、Rabi 振動を引き起こす外場は非平衡状態において、新たな有効相互作用を誘起することを示した。この結果は非平衡トポロジカル相への原子間相互作用の効果を考える第一歩になると考えられる。

References

- [1] T. Oka and H. Aoki, Phys. Rev. B **79**, 081406 (2009).
- [2] T. Kitagawa *et al.*, Phys. Rev. A **82**, 033429 (2010).
- [3] M. Nakagawa and N. Kawakami, arXiv:1310.4983.

ペロブスカイト型半導体 BiFeO_3 の光キャリアダイナミクス

ナノ構造光物性研究室 中村透

Abstract We studied the relaxation dynamics of photocarriers in ferroelectric BiFeO_3 films by transient absorption and photocurrent measurements. We observed fast and slow decay components corresponding to carrier trapping and thermal activation processes, respectively. The long-lived photocarriers play an important role in the unique photoinduced phenomena of BiFeO_3 .

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

マルチフェロイック物質として知られる BiFeO_3 (BF0) は、典型的な強誘電体である $\text{Pb}(\text{Zr}_x, \text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$ に匹敵する程の大きな自発分極を示すなどユニークな特徴を有している。近年、バンド間光励起下で、分極方向への大きな体積変化[1]や、バンドギャップエネルギーを超える巨大な光起電力[2]など、興味深い現象が報告されている。しかし、このような光誘起現象のメカニズムを考える上で必要不可欠な光キャリアの再結合ダイナミクスについては未だに明らかにされていない。そこで本研究では、ポンプ・プローブ過渡吸収分光と時間分解光電流測定を組み合わせることで、BF0 薄膜中の光キャリアの緩和・再結合過程の解明を試みた。

試料として CVD 法によって作製された BF0 薄膜を用いた（東工大舟窪研究室作製）。Fig. 1(a) に白色ポンプ・プローブ法（励起光エネルギー：3.1 eV、プローブ光エネルギー：1.2-2.5 eV）によって得た過渡吸収スペクトルの時間変化を示した。キャリアの浅い準位へのトラッピングに対応する 2.3 eV 付近のピークのシフトが観測でき、トラッピングの時定数を 1 ns 程度と決めることに成功した。Fig. 1(b) は時間分解光電流測定により得た光電流の時間減衰曲線である。これにより、時間分解能 (6 ns) 以下の早い減衰成分と、200 ns 程の長い寿命成分を観測した。これは浅いトラップ準位中の電子の寿命であると考えられる。Fig. 1(b) の挿入図は光電流の温度の逆数に対するプロットである。アレニウスの関係式を用いてフィッティングすることで、120 meV の浅いトラップ準位の存在を確認した。得られた結果をもとに BF0 の光キャリアの挙動をまとめたのが Fig. 1(c) である。光励起されたキャリアは 1 ns 程の時定数で浅いトラップ準位に捕えられる。また、浅いトラップ中のキャリアは熱的に伝導帯へと再励起されるか、200 ns 程の時定数でより深いトラップ準位へと緩和する。この長寿命のトラップ準位中のキャリアが光誘起現象に重要な役割を果たしていると結論した[3]。

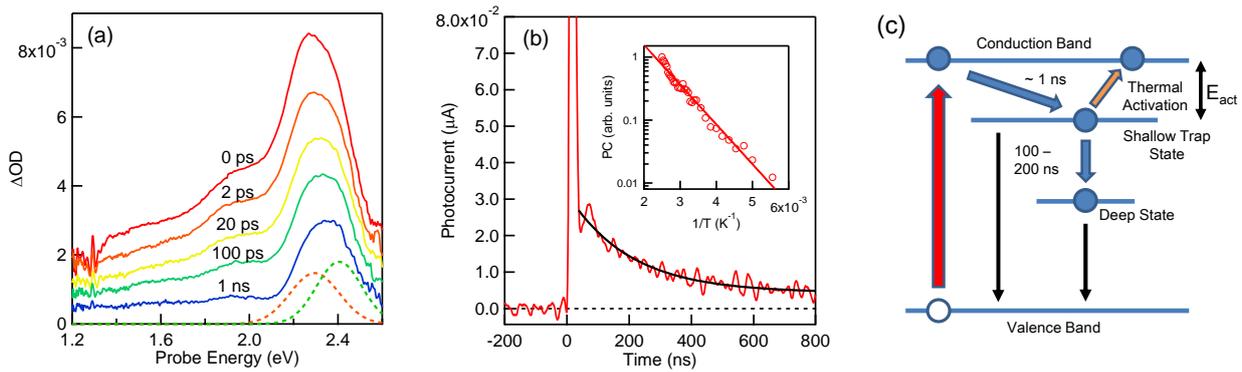


Fig. 1 (a) Transient absorption spectra of $\text{BiFeO}_3/\text{SrTiO}_3$ at different delay times. (b) Photocurrent dynamics of $\text{BiFeO}_3/\text{SrTiO}_3$ at a bias of 10 V. The inset shows the time-integrated photocurrent as a function of inverse temperature. (c) Schematic of the photocarrier relaxation and recombination processes in BiFeO_3 films.

References

- [1] B. Kundys *et al.*, Nat. Mater. **9**, 803 (2010).
- [2] S. Y. Yang *et al.*, Nat. Nanotech. **5**, 143 (2010).
- [3] Y. Yamada, T. Nakamura, S. Yasui, H. Funakubo, and Y. Kanemitsu, Phys. Rev. B (2014) in press.

Lieb 型光格子の実現

量子光学研究室 西尾卓衛

Abstract Recently, “non-standard” optical lattices which have different structure from ordinary square lattices have attracted great attention. In this work, by combining three-different kinds of optical lattices, we successfully formed a two-dimensional optical Lieb lattice. We report on the detailed behaviors of quantum degenerate gases loaded into an optical Lieb lattice.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

近年、正方格子とは異なる形状を持つ二次元光格子を用いて、軌道自由度を利用した実験[1]や特殊なバンド構造の観測[2]等が報告されており注目を集めている。そのような「非標準型」二次元光格子の一つである Lieb 格子[3]はバンド構造にディラックコーン及び平坦バンドの両方を持つという大きな特徴を有している。そのため、Lieb 光格子の実現は平坦バンド強磁性の理解にとって重要である。また、銅酸化物高温超伝導体の CuO_2 面と同等な格子配置をしていることから、d-p 模型との類似性もあり非常に意義深いものである。

我々は、波長 532 nm のレーザー光からなる光格子に加えて、新たに、波長 1064 nm のレーザーを用いて二次元光格子を構築し、さらに、532nm 光の干渉を利用して対角方向に適切な格子間隔の光格子を構築し、それら三種類の光格子の相対位相を制御及び安定化することで Lieb 型光格子の実現に成功した。また、更に垂直な方向の 532 nm のレーザー光からなる光格子を印加することにより二次元 Lieb 型光格子を生成した。Lieb 型光格子が実現されていることは Time-of-Flight 法を用いた ^{174}Yb ボース凝縮体の運動量分布の測定によって確認した。また、 ^{173}Yb 同位体のフェルミ縮退気体を二次元 Lieb 型光格子に導入し、adiabatic band mapping の手法を用いて各バンドの原子の占有数を測定することで平坦バンドである 2nd バンドに原子が導入されていることを確認した。光格子系で平坦バンドを持つ系としてはカゴメ光格子が実現されている[4]が、平坦バンドへの原子の導入は報告されていないため、これが光格子系では初の平坦バンドへの原子の導入例である。

今後は Yb 原子の持つ大きな利点の一つである超狭線幅 $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_2$ 遷移を用いた分光やブラッグ分光を利用したバンドの平坦性の直接観測の他、charge-transfer の機構による超交換相互作用の観測が期待される。

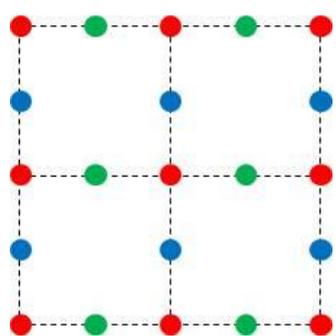


Fig.1: Configuration of Lieb lattice

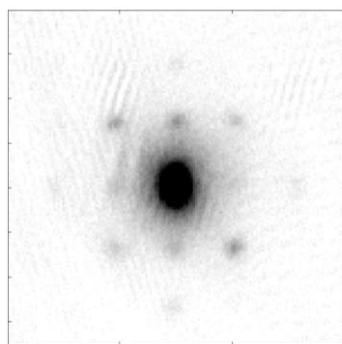


Fig.2 : Interference pattern of BEC of ^{174}Yb released from optical Lieb lattice

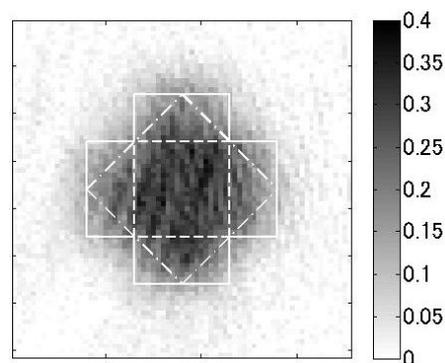


Fig.3 : Band mapping image of two-component ^{173}Yb . 1st-3rd Brillouin zones are occupied.

- [1] G. Wirth et al., Nature Physics 7, 147 (2011)
- [2] L. Tarruell et al., Nature 483, 302 (2012)
- [3] 草部浩一・青木秀夫, 「強磁性」, 東京大学出版会 (1998)
- [4] Gyu-Boong Jo et al, PRL 108, 045305 (2012)

垂直配向処理界面におけるネマチック相の配向状態と ネマチックースメクチック相転移の相関

ソフトマター物理学研究室 藤戸智生

Abstract I found the nematic phase of compounds with N-SmC phase sequence shows birefringence on a homeotropic alignment surface, and clarified that its origin is caused by the tilt of the director on the surface. Furthermore, I considered its mechanism from the viewpoint of surface induced smectic order or surface interaction.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

一軸性である（棒状分子）ネマチック（N）相を垂直配向処理セルに封入し、クロスニコル下で偏光顕微鏡観察を行うと、ダイレクタ方向がセル基板法線方向に揃い、結果一様な暗状態が観測されるのが通常である。しかしながら、N相からスメクチックC（SmC）へ直接転移する複数の化合物が、N相においても複屈折を普遍的に示すことを見出した。本研究は、この複屈折異常と相系列の関係及びその起源を解明することを目的とする。まずはじめにNースメクチックA（SmA）相転移を示す液晶とNーSmC相転移を示す液晶を混合し、混合比を変化させることにより、発現する相系列を変化させながら偏光顕微鏡観察及びコノスコープ像観察を行った。

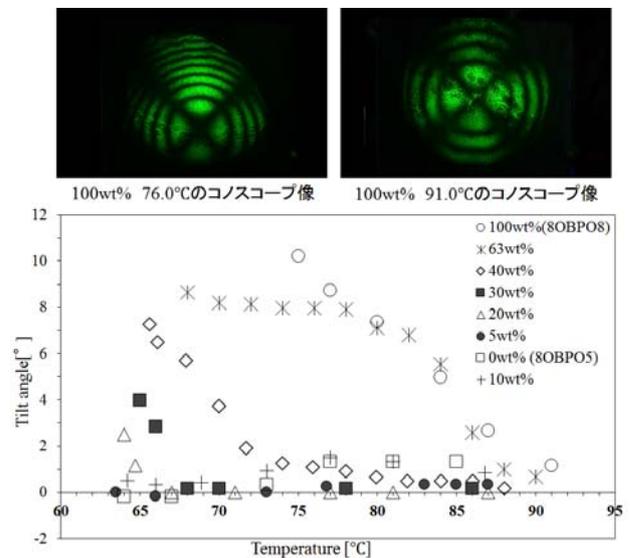
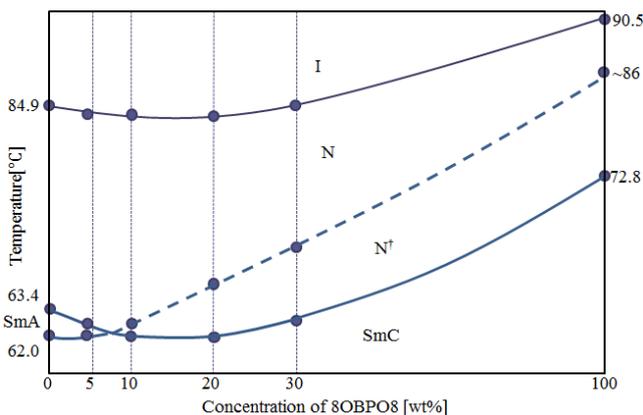


図 1. 2 成分混合系相図(N[†]は複屈折が観測される領域)

図 2. 100wt%のコノスコープ像と各混合比の傾き角

偏光顕微鏡観察の結果、図 1 の 2 成分系相図を得た。図中の N[†] の領域が、N 相において複屈折による明状態が観測される領域であり、明らかに N 相における複屈折の有無は相系列と密接な相関があることがわかる。N[†] の領域の低温側に存在する SmC 相が光学二軸性を有する相であることから、N[†] において光学二軸性を有する相が生じている可能性も考えられたが、コノスコープ像観察の結果、光学二軸性は検出されなかった。さらに、定量的な測定の結果、図 2 に示すように、観測される複屈折は、垂直配向セルにもかかわらずダイレクタが基板法線方向から傾く異常な配向に由来し、いわゆる配向転移が生じていることがわかる[1]。

以上より、NーSmC 相転移を示す液晶は、N 相低温領域において、垂直配向処理を施した界面付近で、ダイレクタが基板法線方向から傾いた異常な配向を生じることが明らかとなった。転移点近傍の界面付近ではスメクチックオーダーが誘起されるという報告[2]もあり、層に対して分子が傾いた SmC 型のスメクチックレイヤーが界面付近に現れるために、配向異常が生じると予測した。X 線散乱測定によって、この可能性について考察し、さらに、界面張力測定により、配向異常下における液晶と界面の相互作用についても考察を加えた。

References

- [1] B. Senyuk, et al, Physical Review E **82**, 041711 (2010)
- [2] M. Ruths, et al, Langmuir 1996, 12, 6637—6650 (2010)

1次元準周期系におけるトポロジカル相と相互作用の効果

凝縮系理論グループ 松田冬樹

Abstract Recently, the relation between one-dimensional (1D) quasicrystals and 2D topological insulators has been demonstrated. In this study, we consider various 1D Bose-Hubbard models in a quasiperiodic superlattice, and we elucidate that they are topologically equivalent. Also, we analyze 2D lattice model with obliquely introduced linear-shaped attractive potential, which can be considered as a 1D quasiperiodic model.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

近年、トポロジカルな量子現象についての研究が盛んに行われている。トポロジカル絶縁体は、バルクにおいては通常の絶縁体と同様にエネルギーギャップを持つが、系の境界においてエッジ状態と呼ばれるギャップレスな状態を必ず持つことが知られている。一方で、結晶のような並進対称性は持たないにも関わらず高い秩序を持った相である準結晶も興味深い物性を示す。

その中で、1次元準周期系のトポロジカル相と2次元トポロジカル絶縁体間の関係性が指摘されている。例えば、1次元準周期系のトポロジカル相が2次元のチェーン数によって分類されることが光導波路を用いて実験的に確認された[1]。1次元準周期系は冷却原子系においても実現されており[2, 3]、冷却原子系を用いることで、相互作用を持つ準結晶系の実験が可能になる。

そこで本研究では、準周期系とトポロジカル相の発現というテーマの中で、(1) 相互作用を含む1次元準周期ボソン系のトポロジカル相、(2) 傾いた1次元束縛のある2次元格子系によって生じる準周期系のトポロジカル相の2つのテーマに着目して解析を行った[4]。

(1)では、1次元準周期系中で斥力相互作用を持つボソン系の解析を行った。この系では相互作用によって励起状態と基底状態の間にギャップが開き、そのモット相が有限のチェーン数によって特徴づけられることが知られており、こういった系はトポロジカルモット絶縁体と呼ばれている[5]。一方で、相互作用の無い場合において、異なる準周期的モデルであるフィボナッチ(Fibonacci)モデルとハーパー(Harper)モデルの間にトポロジカルな等価性があることが知られている[6]。しかし、トポロジカルモット絶縁体の系において同様の等価性があるかどうかは明らかになっていなかった。我々はこの系について厳密対角化および密度行列繰り込み群(DMRG)を用いて解析を行った。相互作用のない場合に知られていたトポロジカルな等価性が、相互作用のある場合には相互作用の強さという新たなパラメータの次元を含むより広い範囲で成り立つことを示した。

(2)では、2次元正方格子中の粒子が斜めに傾いた直線状の引力ポテンシャルの影響を受けながら運動する量子系を考察した。この系は光格子中の冷却原子系において実現することができ、準周期系のトポロジカルな性質を調べることが可能になるため、この系の理論的解析が求められる。束縛する方向を正方格子の片方の方向とのなす角のタンジェントが無理数になるように選ぶことで、近似的に1次元準周期系とみなすことができる。我々はこの系について厳密対角化を用いて解析を行った。このとき、直線状の引力ポテンシャルの型に依らず端に局在した状態が出現することを示し、その振る舞いについて解析した。また、この系におけるトポロジカル数を定義し、その性質を明らかにした。

References

- [1] Y. E. Kraus, Y. Lahini, Z. Ringel, M. Verbin, and O. Zeitler, Phys. Rev. Lett. **109**, 106402 (2012).
- [2] L. Fallani, J. E. Lye, V. Guarrera, C. Fort, and M. Inguscio, Phys. Rev. Lett. **98**, 130404 (2007).
- [3] G. Roati, C. D'Errico, L. Fallani, M. Fattori, C. Fort, M. Zaccanti, G. Modugno, M. Modugno and M. Inguscio, Nature **453**, 895-898 (2008).
- [4] F. Matsuda, M. Tezuka and N. Kawakami, submitted to JPS Conf. Proc.
- [5] S.-L. Zhu, Z.-D. Wang, Y.-H. Chan, and L.-M. Duan, Phys. Rev. Lett. **110**, 075303 (2013).
- [6] Y. E. Kraus and O. Zeitler, Phys. Rev. Lett. **109**, 116404 (2012).

単層 MoS₂ におけるバレーコヒーレンスに関する研究

光物性研究室 吉川尚孝

Abstract We investigated valley coherence in monolayer MoS₂ by polarization resolved photoluminescence microscopy. We found the degree of polarization is nearly unity at low temperature using linearly polarized excitation. Temperature and excitation energy dependence indicate that the degree of polarization is lost mainly due to off-resonance and thermal activation of excitons.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

原子層レベルの2次元物質は、バンド構造の変化や、空間反転対称性の破れ、電界効果トランジスタ(FET)によるキャリア密度の制御といった多くの興味深い物性を示す。その中で、単層の二硫化モリブデン(MoS₂)においては空間反転対称性の破れと大きなスピン軌道相互作用により、エネルギーが等しくスピンの異なる **K** バレーと **K'** バレーの2種類のバレーが存在することが知られている。円偏光を用いた偏光分解発光測定によって、ヘリシティに応じた異なるバレーの励起子の選択的励起が実現され、励起子は発光するまでの間バレーを飛び移らず、円偏光のヘリシティが保存されることが明らかになった[1]。また、同じような単層物質の発光において直線偏光励起した際に直線偏光の偏光方向が保存されるという報告がある[2]。直線偏光は右回り円偏光と左回り円偏光の重ね合わせであり、直線偏光が保存されるためには、2つのバレーに励起された励起子の間のコヒーレンス(位相関係)が保たれる必要がある。この偏光度の緩和過程としては、フォノンを介したバレー間散乱が主な原因であり試料の温度に依存するという主張と、励起光によって電子に与えられる余剰エネルギーに依存し、温度に依らないという主張がある[3]。本研究では、化学気相成長(CVD)法によってサファイア基板に成長した単層 MoS₂ を用いて、バレー間のコヒーレンスに対応する直線偏光の保存に着目し、偏光度の緩和過程を解明するために、温度依存性および励起エネルギー依存性を調べた。

図1は低温(6.1 K)における単層 MoS₂ の偏光分解発光スペクトルを示す。励起光は低温における励起子共鳴に近い 1.96 eV のレーザーを用い、偏光は水平方向で行った。1.96 eV 付近にピークを持つ発光において、 $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$ で定義される偏光度がほぼ1になる振る舞いが観測された。これは、異なるバレーに生成された励起子の間のコヒーレンスが保たれていることを示唆している。図2は、偏光度の温度依存性を表している。100 K 付近と 270 K 付近で偏光度が小さくなる傾向が見られた。また、6.1 K において非共鳴励起(2.33 eV 励起)した場合の偏光度(図2、四角点)は共鳴励起した際の半分程度であり、1.96 eV の励起光を用いた場合の 200 K 付近の偏光度と近い値となった。このことから、1.96 eV 励起の際に観測された 100 K 付近における偏光度の減少は、励起子の共鳴エネルギーがレーザーから外れて非共鳴励起になることに起因し、発光強度との比較から 270 K 付近での偏光度の減少は温度の上昇によって励起子の熱的な解離が起こることに起因すると結論付けた。

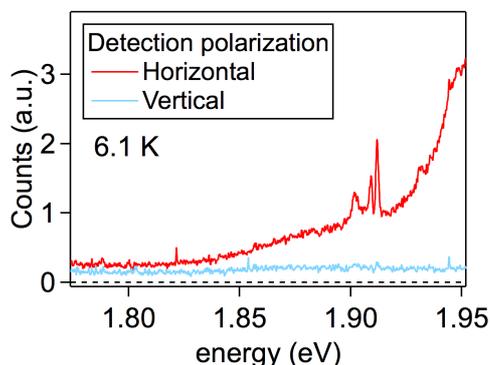


Fig. 1. Polarization resolved photoluminescence spectra of monolayer MoS₂ at 6.1 K.

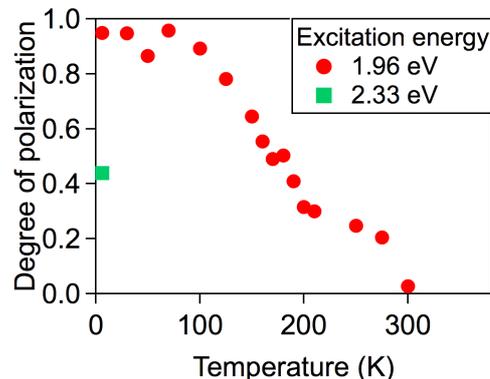


Fig. 2. Temperature dependence of the degree of polarization.

References

- [1] K. Mak *et al.*, Nature Nanotechnology **7**, 1 (2012).
- [2] A. Jones *et al.*, Nature Nanotechnology **8**, 634 (2012).
- [3] H. Zheng *et al.*, Nature Nanotechnology **7**, 490 (2012).

走査型トンネル顕微鏡を用いた FeSe 純良単結晶の電子状態の研究

固体電子物性研究室 綿重 達哉

Abstract We performed scanning tunneling microscopy and spectroscopy measurements on high-quality FeSe single crystals to examine the superconducting-gap structure. We found that twin boundaries bring about drastic effects on the gap nodes.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

我々は蒸気輸送法を用いて作製した純良な FeSe の単結晶[1]において走査型トンネル顕微鏡および走査トンネル分光測定 (STS) を用いて超伝導ギャップ構造の研究を行った。分子線エピタキシー法を用いて作製された FeSe 薄膜における STM/STS 測定の先行研究では超伝導ギャップにノードが存在することが示唆されている[2]。このノードが不純物などの欠陥や双晶境界によってどのような影響を受けるのかを調べることは、超伝導発現機構を解明する上で非常に興味深い。

双晶境界を横切る直線上で STS 測定を行ったところ、双晶境界から離れた領域では状態密度スペクトルがノードの存在から期待される V 字形をしているのに対し、双晶境界に近づいてくるとスペクトル形状が Fermi エネルギー近傍に平坦な領域を持つ U 字型へと徐々に変化するという、振る舞いがみられた。このことは双晶境界近傍で FeSe の超伝導ギャップのノードが消失してフルギャップになっていることを示している。さらに 30 nm 程度の非常に狭い間隔で 2 本がペアになって平行に走っている双晶境界についても同様の STS 測定を行った。すると非常に面白いことに、この双晶境界に挟まれた領域では、双晶境界の外の領域で開いていたものよりもはるかに大きい ± 0.4 meV 程度のギャップが開くことがわかった。この異常な振る舞いの原因としては、異なるドメインからのしみ出しによる近接効果や時間反転対称性の破れた超伝導が実現している可能性[3]が考えられる。

発表では、FeSe の超伝導ギャップの構造及び双晶境界を含めた欠陥の与える影響についてそのメカニズムとともに詳細な議論をする。

なお本研究の測定は、図 1 に示している低温 (0.4 K) および高磁場 (12 T) 下での測定が可能な理化学研究所の花栗グループの STM システムを用いて行ったものである。

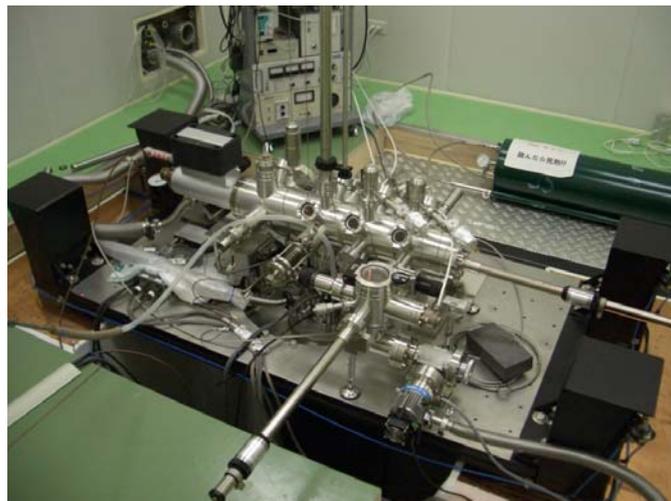


Fig. 1. Photograph of the used STM system at RIKEN.

References

- [1] A. E. Böhmer *et al.*, Phys. Rev. B **87**, 180505(R) (2013).
- [2] C. -L. Song *et al.*, Science **332**, 1410 (2011).
- [3] M. Sigrist *et al.*, Phys. Rev. B **53**, 2835 (1996).

量子ポンプにおける非断熱的効果： 量子マスター方程式による解析

物性基礎論：統計動力学研究室 渡邊 航太

Abstract We propose a new theory for non-adiabatic quantum pumping in a spin-boson model under a periodic parameters change for quantum Markovian master equation. From our analysis, we obtain an analytic expression for the quantum adiabatic pumping which strongly depends on the initial condition and a correction term proportional to the angular frequency of the external modulation.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

近年、微小系における断熱ポンプという現象が盛んに研究されている。通常、マクロ系においては平均的にバイアスがなくてはカレントが存在しない。しかしメゾスコピック系においては平均的にバイアスがなくてもカレントが存在しうる。断熱ポンプにおいてしばしば対象となる系は、量子ドットの左右に環境(熱浴や電子浴)が取り付けられたモデルである。このような系を解析するために有用なのは、環境の自由度をトレースアウトしたマスター方程式を用いることである。温度や化学ポテンシャルなどのパラメータを操作することにより、量子力学におけるベリー位相に類似の量が現れ、それがポンプカレントと結びついている[1]。従来の研究ではもっぱら断熱近似における解析が行われていた。これは解析が簡単になり、さらにポンプカレントとパラメータ空間上における曲率との対応が明確であるからである[2]。ただし、断熱近似はパラメータを無限小速度で操作することであるから、このままではポンプのパワーというものはゼロになる。したがって実用上のポンプを考える上ではどうしても非断熱的に考えざるをえない。

本研究では既存の断熱ポンプの枠組みをマルコフ近似の範囲内で非断熱な場合に拡張した。手法は完全計数統計を反映した量子マスター方程式[3]を用いた。そしてその枠組みをスピنبosonモデルに適用し、断熱的な場合との違いを調べた。具体的にはポンプカレントの表式を、パラメータ操作速度が小さいところで漸近展開を行うことで、断熱的な場合との次のような定量的な違いを得た。

断熱的な場合のポンプカレントの表式は

$$J_a = A\Omega$$

である。 Ω は操作速度であり、 A はパラメータ空間上の曲率由来の量である。一方で非断熱的な場合、

$$J_{na} = \Omega \left[A' + B \frac{\Omega}{\Gamma} + O\left(\frac{\Omega^2}{\Gamma^2}\right) \right]$$

となる。 Γ は注目系の緩和を特徴付ける状態密度(スペクトル密度)である。ここで注目したいのは、 A' は A の他にも注目系の初期状態に関する量が加わっていることである。これから、注目系が一般的な初期状態のときは断熱的な場合と一致するのは $\Omega \rightarrow 0$ の極限のみであることがわかった。また、 $A' = A$ となるような初期状態を選ぶ、もしくは系を十分に緩和させて初期状態の情報を落としても、 Ω を大きくすれば断熱的な場合との差が現れてくることがわかった。これらの理論解析の正当性はマルコフ近似下の量子マスター方程式の直接数値計算の結果と比較する事で確認済みである。

更に、非マルコフ効果についても準備的な結果を得ているので併せて報告する。

References

- [1] J. Ren, P. Hänggi and B. Li, Phys. Rev. Lett. **104**, 170601 (2010).
- [2] T. Yuge, T. Sagawa, A. Sugita and H. Hayakawa, Phys. Rev. B **86**, 235308 (2012).
- [3] M. Esposito, U. Harbola and S. Mukamel, Rev. Mod. Phys. **81**, 1665 (2009).

2 電子系フェルミ原子における異なる電子状態間の磁気フェッシュバッハ共鳴の観測

量子光学・レーザー分光学研究室 渡邊俊介

Abstract We observed many magnetic Feshbach resonances between the ground and metastable states for ultracold fermionic ytterbium (Yb) atoms by trap loss spectroscopy. In addition, around the resonance, the resonant change of the scattering length was observed with high resolution laser spectroscopy.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

極低温中性原子の粒子間相互作用は s 波散乱長と呼ばれる物理量で特徴づけられる。s 波散乱長の値はフェッシュバッハ共鳴を通じて、外部磁場やレーザー光によって制御することが可能である [1]。この手法は粒子間相互作用を制御するために必要不可欠な技術で、BEC-BCS クロスオーバーの研究や極低温原子から分子を生成する実験の基礎となっている。

イッテルビウム (Yb) 原子の場合、基底 1S_0 状態は全角運動量が 0 であるためアルカリ金属原子の場合と異なり、基底状態間の磁気フェッシュバッハ共鳴が存在しない。また、 $^1S_0 - ^3P_1$ 遷移の光会合を応用した光フェッシュバッハ共鳴による散乱長制御には成功しているが、共鳴近傍での原子ロスが大きく実用的でない。だが、2 電子系である Yb には準安定励起状態が存在する。そして近年、Yb 原子の基底 1S_0 状態と準安定励起 3P_2 状態間の磁気フェッシュバッハ共鳴が、光格子中の狭線幅光学遷移を用いた高分解能分光を通じて Yb ボース同位体 (^{170}Yb , ^{174}Yb) で観測されている [2]。

そこで本研究では、フェルミ同位体 ^{171}Yb , ^{173}Yb における 1S_0 と 3P_2 状態間のフェッシュバッハ共鳴の探索をトラップロス分光により行った。その結果、 ^{171}Yb では 8G 以下で 11 個、 ^{173}Yb では 2G 以下で 11 個の多数の共鳴を発見した。これらの共鳴は一般的な磁気フェッシュバッハ共鳴と比べ低磁場で非常に高密度であるが、これは原子間相互作用における異方性が誘起するフェッシュバッハ共鳴であることを示唆している。さらに、超狭線幅 $^1S_0 - ^3P_2$ 遷移を用いた 3 次元光格子中での高分解能レーザー分光を通じて ^{171}Yb で観測された 6.6G の共鳴付近で 1S_0 と 3P_2 状態間の散乱長の共鳴的な変化を観測し、トラップロスと散乱長の両面からフェッシュバッハ共鳴の観測に成功した。

また、発見されていなかった超狭線幅 $^1S_0 - ^3P_2$ 遷移の光会合の共鳴を ^{171}Yb で発見した。そして、この光会合を用いたフェッシュバッハ分子の生成に成功し、その束縛エネルギーの磁場依存性の測定も行った。 $^1S_0 - ^3P_2$ 遷移の光会合は、共鳴近傍で原子ロスが十分少なく実用的な 1S_0 状態間の光フェッシュバッハ共鳴への応用に非常に有力視されており、この光会合の共鳴の発見自体も意義深いことである。

結果として本研究は、Yb フェルミ原子において基底 $^1S_0 -$ 準安定 3P_2 励起状態間の散乱長制御の実現に加えて、基底 1S_0 状態間の散乱長制御の可能性も切り開いた。

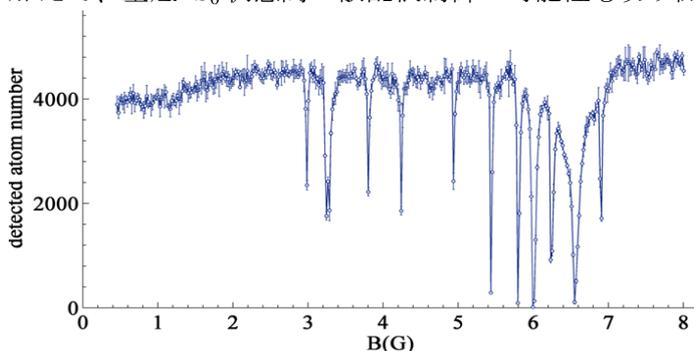


Fig.1 trap loss spectrum of as a function of magnetic field (^{171}Yb)

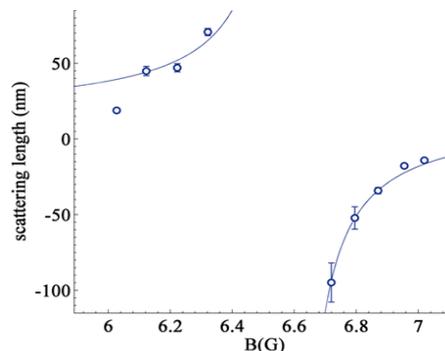


Fig. 2 scattering length between the ground 1S_0 and metastable 3P_2 states (^{171}Yb)

References

- [1] C. Chin, et al., Rev. Mod. Phys. 82, 1225(2010)
- [2] S. Kato, et al., Phys. Rev. Lett. 110, 173201(2013)

エアロジェル中超流動 ^3He に対する局所的状態の測定法開発

低温物理学研究室 笠井純

Abstract We directly measured the temperature distribution of normal liquid ^3He in aerogel by using temperature dependent magnetic susceptibility of surface solid ^3He . We have also developed MRSI technique. By combining these techniques, we can measure thermal conductivity of superfluid ^3He in aerogel.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

極低温における液体 ^3He は Fermi 縮退した量子多体系で、不純物や格子欠陥のない極めてクリーンな物質系を実現できる。そのバルクでの性質は、多くの実験と理論によって非常に良く理解されている。そのため人為的に不純物を導入したり、制限空間中に閉じ込めるなどした場合の影響を精密に研究することに適している。近年盛んに用いられるエアロジェルは、空孔率が 95%以上にも及ぶ多孔質物質である。その隙間に液体 ^3He を充填すると、エアロジェルを構成するシリカの糸が不純物あるいは散乱源として振る舞うため、超流動転移温度 T_c の抑制など様々な影響が現れる。常流動状態においては、熱や磁化の輸送は準粒子の拡散によっている。その平均自由行程は低温では T^{-2} で大きくなるが、エアロジェル中ではシリカの糸によって散乱されるため、糸の間隔と同程度の 100nm 程度になる 10mK 付近で飽和してしまうと考えられる。熱伝導については、準粒子の比熱が T に比例して小さくなるため、バルクでは T^{-1} で増大するところが、エアロジェル中では逆に T^1 で小さくなると予想される。

またエアロジェルの糸表面には少量の ^3He 原子が吸着され、固体 ^3He を生成する。固体 ^3He の磁化は、低温でキュリー・ワイス則で増大するため、NMR の信号強度の変化として測定できる。本実験では NMR/MRI の技術を使い空間ごとの磁化の大きさを測定し、エアロジェル内部の ^3He の温度分布を直接測定することで、熱伝導度に対するエアロジェルの影響を研究することを目指した。

さらに温度を下げて液体が超流動となると、熱輸送の機構が大きく変わる。熱輸送 2 流体モデルにおける、常流動成分と超流動成分のカウンターフローによって、エントロピーが運搬されるためである。バルクでは、 T_c 直下ではカウンターフローが支配的であるものの、さらに低温になると、 T^{-1} で発散する準粒子拡散が再び支配的になる。一方、エアロジェル中では T_c 以下で、常流動の時よりも熱伝導が小さくなるという報告がある [1][2]。しかしエアロジェル中-バルクの界面では準粒子スペクトルのミスマッチによる熱抵抗があり、この実験ではその影響が大きいと考えられ、詳しいことは明らかではない [3]。我々の固体 ^3He の帯磁率を温度計にする方法では、エアロジェル中の温度を直接測定できるために、この界面熱抵抗の影響を無視することができる。

一方、超流動 ^3He の NMR 周波数は一般に常流動でのラーモア周波数から変化する。エアロジェル内部ではオーダーパラメータの様子が非常に乱れることが予想され、この周波数シフトも不均一な値になると推測される。従来の MRI 技術では、共鳴周波数を位置ごとに変化するような磁場を与えることで、測定した周波数から位置の情報を得ている。このため場所ごとに異なる周波数シフトがあると、正しく空間分解できなくなってしまう。この問題を解決するには、現在当研究室で開発中の MRSI の技術を利用するのが効果的である。MRSI は、MRI をさらに発展させ空間毎の周波数の変化を測定できるようにしたもので、超流動 ^3He の研究には大きな威力を発揮する。しかしながらこの技術は未だ確立されておらず、その実証となる実験も同時に行った。この実験では簡単なテクスチャーが予想される平行平板中の液体 ^3He について MRSI 法で測定を行い、その結果が妥当であることを示す。

[1] S. N. Fisher *et al.*, J. Low Temp. Phys., **126**, 673 (2002)

[2] S. N. Fisher *et al.*, Phys. Rev. Lett., **91**, 105303 (2003)

[3] S. N. Fisher *et al.*, Physica B, **329**, 311 (2003)

核磁気共鳴法を用いた鉄系超伝導体 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ における不純物効果の研究

固体量子物性研究室 川島裕貴

Abstract We have studied Zn- and Mn-doping effect in the iron-based superconductor $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ with NMR. We found that Zn hardly changes T_c and antiferromagnetic spin fluctuations. On the other hand, we found that Mn strongly suppresses T_c and enhances the spin fluctuations. These results suggest that Mn does not act as simple magnetic impurities.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

鉄系超伝導体の超伝導発現機構を解明するため、この系における超伝導ギャップの対称性が盛んに研究されている。この系のフェルミ面は2次元な構造を持つ複数枚の $\Gamma = (0,0)$ 周りのホールポケットと $M = (\pi, \pi)$ 周りの電子ポケットから成る。これらのフェルミ面間のネスティングに起因する反強磁性スピン揺らぎにより超伝導が発現することが指摘されている [1,2]。この場合、超伝導ギャップはポケット間で異符号を取る s_{\pm} 波が実現されていると考えられている。一方、他の超伝導発現機構の候補として、軌道揺らぎによる超伝導も提唱されている [3]。この場合、超伝導ギャップはポケット間で同符号を取る s_{++} 波が実現されていると考えられている。

不純物効果の研究は、超伝導ギャップの対称性を調べる手法の一つとして従来より用いられてきた。鉄系超伝導体においては、 s_{\pm} 波超伝導は非磁性不純物により非常に強く抑制される一方、 s_{++} 波超伝導はほとんど抑制されないことが理論研究より指摘されている[4]。しかし、実験では非磁性不純物による超伝導抑制の強さは系や不純物元素の種類により大きく異なることが分かっている。鉄系超伝導体の不純物効果を正しく理解することは、この系の超伝導発現機構を解明する上でも有用であると考えられる。

本研究では鉄系超伝導体 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ ($T_{c,\text{max}} = 30$ K) における不純物効果を ^{31}P 核の核磁気共鳴 (NMR) を用いて調べた。我々は最適ドーピング付近の $x = 0.37$ について、Fe サイトに非磁性不純物の Zn、磁性不純物の Mn をドーピングした単結晶試料を作製した。Zn は T_c をほとんど抑制しない一方、Mn は T_c を強く抑制することが分かった (Fig.1)。また Zn ドーピング試料では、核スピン格子緩和率 $1/T_1$ の測定より、反強磁性スピン揺らぎや残留状態密度がほとんど変化していないことが分かった。これは、Zn が系の常伝導及び超伝導状態にほとんど影響を与えていないことを示唆している。一方 Mn ドーピング試料では、反強磁性スピン揺らぎが著しく増大し、低温で磁気秩序する特異な振る舞いを発見した (Fig.2)。Mn は単純な磁性不純物として働いておらず、系の磁気状態を大きく変えていることが分かった。

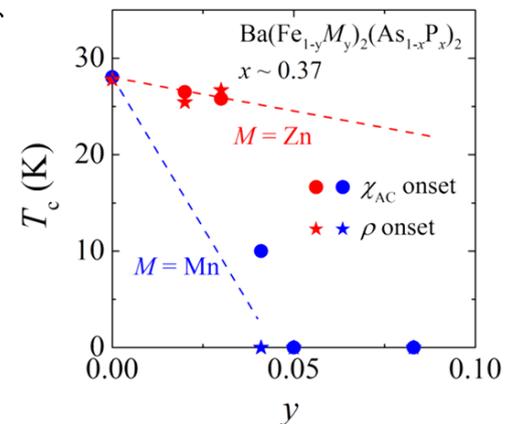


Fig. 1. T_c of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-y}\text{Mn}_y)_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ ($M = \text{Zn}, \text{Mn}$).

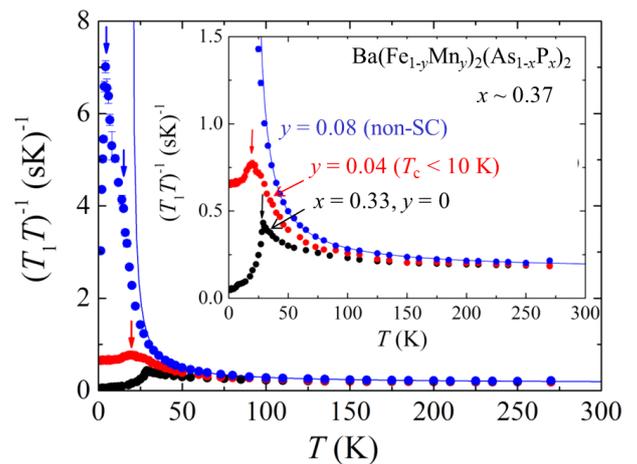


Fig. 2. Spin-lattice relaxation rate divided by T of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-y}\text{Mn}_y)_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$.

References

- [1] K. Kuroki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 087004 (2008).
- [2] I. I. Mazin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
- [3] K. Kontani *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 157001 (2010).
- [4] S. Onari *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 177001 (2009).

BaFe₂As₂ 型鉄系超伝導体の超伝導対称性

固体電子物性研究室 川本雄太

Abstract We have measured the penetration depth λ in the heavily hole-doped regime of Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ and electron-irradiated BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂. The slope of λ exhibits a non-monotonic x -dependence in Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ and the anomalous evolution of λ with increasing disorder in BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ was observed. These results indicate that the superconducting symmetry in these systems is A_{1g}.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

鉄系超伝導体は発見直後からその高い超伝導転移温度のため多くの注目を集め、世界中で活発な研究が行われてきた。これまで多くの研究により様々な鉄系超伝導体の超伝導ギャップ構造が明らかにされてきたが、鉄系超伝導体では組成が近い系でもその超伝導ギャップ構造が大きく異なるため、その超伝導状態について統一的な理解を得るには至っていない。例えば BaFe₂As₂ 系では、ホールドーピング系 Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ において最適ドーピング域ではフルギャップ[1]であるのに対してホールドーピングエンドではギャップがゼロとなる点を持つ(ノーダル)[2] ことが報告されている一方で、等価元素置換系 BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ では超伝導ドーム全域でノーダル[3]、電子ドーピング系 Ba(Fe_{1-x}Co_x)₂As₂ ではフルギャップ[4]であることがそれぞれ報告されている(図 1 参照)。鉄系超伝導体の発現機構を理解する為にはこれらの超伝導ギャップ構造に加え、それらの超伝導対称性を明らかにすることが非常に重要である。

今回我々は Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ および BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ において低温での準粒子励起に敏感な磁場侵入長測定を行った。まず Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ の磁場侵入長のドーピング依存性について述べる(図 2 参照)。 $x = 1$ から 0.86 では極低温まで磁場侵入長に線形に近い温度依存性が見られており、これは超伝導ギャップにノードを持つことを示すものである。対照的に $x = 0.76$ では指数関数的な温度依存性が見られておりこれはフルギャップであることを示唆する。また $x = 1$ から 0.86 にかけて磁場侵入長の勾配に非単調な変化が見られている。これはこの系の超伝導対称性が B_{1(2)g} 対称性(d 波)ではなく A_{1g} 対称性(s 波)であることを意味し、更に異なるフェルミ面間での超伝導ギャップ関数の符号反転を示唆するものである。これらの詳細については当日詳しく議論する。次に BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ に電子線を用いることにより同一試料において不純物量を系統的に増加させたときの磁場侵入長の変化について述べる。照射前はラインノードに由来する線形の温度依存性が見られているが、電子線を照射することによって指数関数的な振る舞いに変化する様子が見られた。これは不純物散乱によってノードが消失していることを意味するものであり、この現象はノードが超伝導対称性によって保護されていない場合にのみ期待される。これはこの系の超伝導対称性が A_{1g} であることを示す。以上のように Ba_{1-x}K_xFe₂As₂、BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ のいずれも A_{1g} 対称性を持つ s 波超伝導体であり、これは BaFe₂As₂ 型鉄系超伝導体の超伝導対称性が普遍的に A_{1g} 対称性であることを示すものである。

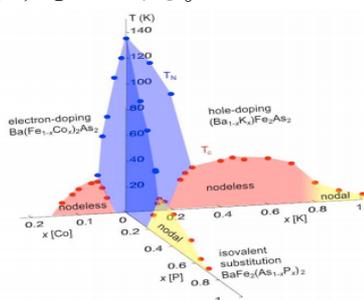


Fig.1. Magnetic and superconducting phase diagram of BaFe₂As₂-based materials [5].

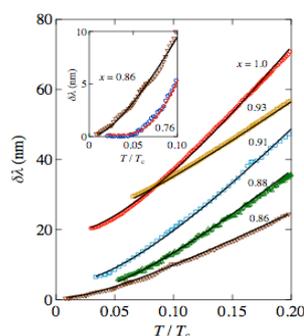


Fig.2. Temperature dependence of penetration depth in Ba_{1-x}K_xFe₂As₂.

References

- [1] K. Hashimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 207001 (2009). [2] K. Okazaki *et al.*, Science **337**, 1314 (2012).
- [3] K. Hashimoto *et al.*, Science **336**, 1554 (2012). [4] M. A. Tanatar *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 067002 (2010).
- [5] T. Shibauchi *et al.*, arXiv:1304.6387 (2013).

速い浸透圧変化における球状ベシクルの変形ダイナミクス

時空間秩序・生命物理研究室 鴻巣正樹

Abstract We focus on deformation of a lipid vesicle to measure its deformation dynamics under a hyperosmotic nonequilibrium condition. Using perfusion chamber, we systematically observed deformation of the vesicles under increased osmotic pressure differences. Transition of the deformation pathway of the lipid vesicle was experimentally yielded. © 2014 Department of Physics, Kyoto University

細胞膜の主成分でもあるリン脂質分子は両親媒性分子であり、水溶液中に分散させると細胞膜と同様の2分子膜に自己集合する。この膜で形作られた小胞（ベシクル）をリポソームと呼ぶ。ここで、膜内外に浸透圧差を付けると、リポソーム内溶液は膜を通して外側に浸透していき体積が減少する。このとき、リポソームの形は球形から様々な非対称な形に変化する[1]。ベシクルの形状変化に着目し、浸透圧というシンプルな非平衡場が変形ダイナミクスをどの様に変化させるかを測定する実験を行った。

実験では不飽和脂肪酸であるオレイン酸をアルキル鎖として持つホスファチジル・コリン(DOPC)と蛍光色素付き脂質(Rho-DPPE)を250:1の割合で混合し、エレクトロフォーメーション法でジャイアントリポソームを作成した。次に、マイクロシリンジポンプを用いて、異なる濃度の糖溶液を灌流させ、浸透圧変化に応じたリポソームの変形ダイナミクスを蛍光顕微鏡で観察した。

実験では、従来の報告と同様の浸透圧上昇速度が遅いときの変形[1]以外に、以下の2つの特徴的な変形挙動が得られた。リポソームの内側に膜がチューブ状に陥入し、その後小さいリポソームを生む変形(Fig. 1(i))と、膜ゆらぎを起こして外側にチューブ状の管が生えていく変形(Fig. 1(ii))である。灌流装置によって浸透圧上昇速度下を系統的に制御することで、これらの変形パスの転移を実験的に得た。また、パスの変化を定性的に説明するモデルについても議論する。

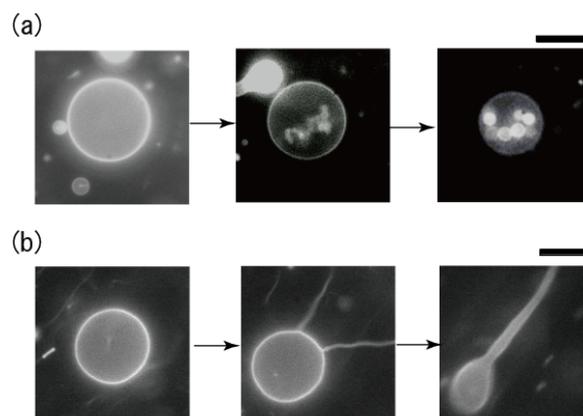


Fig. 1. Two types of shape deformation pathway observed for spherical GUVs under osmotic pressure differences: (i) Limiting shape with an invaginated pearling buds. (ii) Limiting shape with evaginated tubular.

References

[1] H. Hotani, *J. Mol. Biol.*, **178**, 113-120 (1984).

鳥の集団運動モデルのシミュレーションによる検証

流体物理学研究室 小坂 智啓

Abstract

We study numerically particle velocity models of collective motion to compare with observational data of starling flocks. In particular, we focus on mean-square displacement and correlation function of bird velocity.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

本研究は、鳥の集団運動に対し連続体近似を用いた記述の試みを念頭において、その基礎となる先行研究で提案された集団運動に対する離散モデルの検証を目的とする。

3次元での生物の集団運動の観測例は少ないが、鳥の集団運動は定量的・統計的な観測結果が報告されている。従ってモデルと観測結果の定量的比較が可能であり、加えて物理的に興味深い特徴を持っている。本研究ではこの特徴のうち以下の2つの統計量に着目した。

1) **異常拡散**：観測結果[1]から、重心から見た相対座標により計算した平均二乗変位 (MSD) は時間の 1.7 乗に近いべき乗則に従う結果が報告されている。

2) **Scale-free の速度相関**：鳥の速度揺らぎの相関長が系のサイズに比例する現象である。相関関数は距離のべき関数と相似関数の積で表せるが、べき指数が 0 に近い値を取る観測結果[2]は現在考案されている集団運動のモデルでは再現できていない。

鳥の集団運動の連続体的近似の前提として、鳥の集団運動を正しく記述する離散モデルの確立が必須である。しかし今回扱う Vicsek モデル[4]、Vicsek モデルに粒子間の距離に依存する相互作用を実装したモデル (metric type)、観測によりわかった topological に隣接する個体を平均 7 体選んで相互作用する鳥の特性[3]を考慮し Delaunay 分割の概念を加えたモデル (topological type) [5]を用いた先行研究は 2次元での計算が主で、3次元での計算結果の報告はあまりない。そこで各モデルの 3次元での振る舞いを調べ、観測結果と比較する事で各々のモデルの性質を検証した。

異常拡散は、topological な相互作用に対して対象を選ぶ際に Delaunay 分割の概念を加える事により観測結果を再現できることがわかった。このため鳥の集団運動のモデル化には Delaunay 分割の概念が重要であると考えられる。

Scale-free の速度相関については現在計算中であり、発表会にて報告する予定である。

References

- [1] A.Cavagna *et al.*, *Diffusion of individual birds in starling flocks*, Proc. R. Soc. B **280**, 20122484 (2013)
- [2] A.Cavagna *et al.*, *Scale-free correlations in starling flocks*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **107**, 11865-11870 (2010)
- [3] M.Ballerini *et al.*, *Interaction ruling animal collective behavior depends on topological rather than metric distance: Evidence from a field study*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A **105**, 1232-1237 (2008)
- [4] T.Vicsek *et al.*, *Collective motion*, Physics Reports **517**, 71-140 (2012)
- [5] H.Chate *et al.*, *Modeling collective motion: variations on the Vicsek model*, Eur. Phys. J. B **64**, 451-456 (2008)

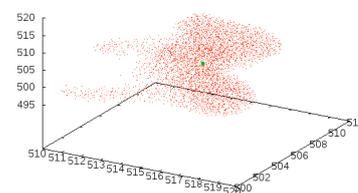
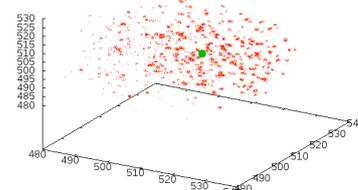


Fig.1 : Snapshots of simulations.
Top, metric type; bottom, topological type

EUV-pump-NIR-probe 実験による Xe クラスターのナノプラズマの研究

不規則系物理学研究室 酒井司

Abstract We study the time evolution of nanoplasma in Xe cluster produced by intense extreme ultraviolet free-electron laser (EUV-FEL) pulses using pump-probe experiments. We found that electrons in nanoplasma are effected by the net charge of cluster, which reflects the nature of the nanoplasma induced by EUV-FEL.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

近年の極紫外自由電子レーザー(EUV-FEL)の開発により、短波長領域における強光子場と物質の相互作用について研究が可能となってきた。中でも希ガスクラスターは構成元素や原子・分子から凝縮系へ容易にサイズを変更できるため、強光子場中における相互作用を研究する系として用いられている。

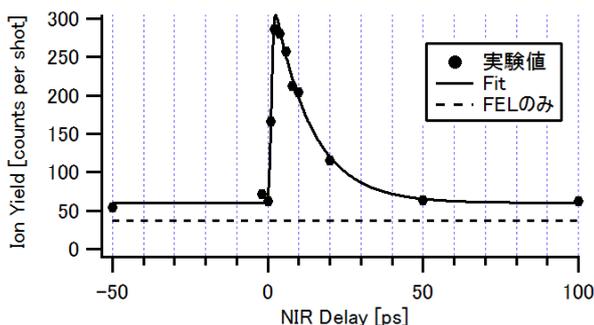
これまでの研究より高強度レーザーとクラスターの相互作用は波長により異なることが分かっており、特にイオン化ポテンシャル(I_p)と光電場によるエネルギー($U_p \propto E^2/\omega^2$)の比である Keldysh パラメータ γ により分類される。(ω:レーザーの角周波数、E:レーザーの電場強度)

よく研究がなされている近赤外(NIR)領域では、光強度が $10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ 程度のとき $\gamma < 1$ となり、このとき光電場が原子核のクーロン場と同程度の大きさになるため、光電場によるイオン化が支配的になる。このときトンネルイオン化等を通じてナノプラズマが生成され、衝突イオン化や逆制動輻射を通じてイオン化と加熱が進行し、最終的に解離に至ることが分かっている。

一方極紫外領域では光子のエネルギーが大きいため一光子吸収でイオン化し、特に光強度が $10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 程度の領域ではクラスター内の複数の原子が逐次的に光子を吸収することによりイオン化が進むと考えられる。電場によるイオン化への影響は、この程度の光強度で $\gamma > 1$ となるため小さいと考えられる。我々の研究より、クラスターは逐次多光子吸収によるイオン化し、それに伴いクラスターのポテンシャルが増加して放出された電子が捕捉されることにより正に帯電するナノプラズマが生成され、最終的に解離にいたるプロセスが示唆されている。[1]

本研究では EUV-FEL によるナノプラズマ生成の実験的検証とその解離における機構を研究するために pump-probe 実験を行った。測定の原理としてナノプラズマの振動数とレーザーの周波数が一致するときにおきる表面プラズマ共鳴を用いる。FEL により生成された高密度のプラズマは時間とともに密度が低下するため、振動数が一致する時刻で共鳴的にエネルギーが注入され高価数イオンの生成やイオン収量の増加が期待される。[2]

実験は、理研播磨研究所の SCSS 試験加速器から得られる EUV-FEL パルス光(24eV)を pump 光、NIR レーザー(1.6eV)を probe 光として Xe クラスター($I_p = 12\text{eV}$, $\langle N \rangle \sim 5000$)に照射して生成されたイオンの飛行時間スペクトルを計測した。Fig. 1 は全イオン収量の pump 光に対する probe 光の遅延時間変化である。1~20ps 程度の広い範囲で表面プラズマ吸収を示唆する著しいイオン収量の増加がみられる。Drude Model を用いた解析によりナノプラズマ中の電子の平均自由行程について検討し、その結果電子が正に帯電したナノプラズマ中の正の電荷から散乱を受けていることが示唆された。



Reference

- [1] H. Iwayama *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **43** (2010) 161001
- [2] C. Siedschlag and J. M. Rost, Phys. Rev. A **71** (2005) 031401(R)

Fig. 1 NIR delay time dependence of total ion yield

2次元量子気体の光スペクトルイメージング法の開発

量子光学・レーザー分光研究室 関友宇

Abstract We developed optical spectral imaging of a quantum degenerate gas of ^{174}Yb atoms in 2-dimensional optical lattice with the ultranarrow $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_2$ transition and obtained a frequency-dependent images caused by an externally applied magnetic field gradient.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

レーザー冷却技術の進歩により、原子集団を捕獲し同時に温度 $1\mu\text{K}$ 以下の超低温まで冷却することが可能になった。その結果、1995年にアルカリ原子でBose-Einstein凝縮が達成されるなど冷却原子に関する研究が世界中で盛んに行われている。レーザー冷却された原子集団は、原子間相互作用やその量子状態を比較的簡単に制御できる系として様々な分野の研究対象となっている。イッテルビウム原子(Yb)は豊富な同位体と超狭線幅の遷移を持つ原子であり、近年基礎から応用にいたる多様な研究の対象として注目されている。

本研究では光格子中の2次元量子気体の系に対して、新たに光スペクトルイメージング法を開発した。スペクトルイメージング[1]とは2次元空間各点におけるスペクトルを調べる手法であり、これまで量子気体の系に本格的に適用されることはなかった。本実験では、Yb原子の持つ非常に狭い光学遷移である $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_2$ 遷移を駆使することで、空間的にわずかに変化するエネルギー構造を捉えることができる。我々はガラスセル中で ^{174}Yb 原子をボースアインシュタイン凝縮させた後、2次元光格子(格子間隔266nm)中に導入し[2]、そこへ磁場勾配を印加することで2次元系原子に位置に依存するエネルギー構造を持たせた。この2次元系原子に対して波長507nmの $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_2$ 遷移分光によって原子を局所的に励起させることで、周波数選択的に発光するイメージのスペクトル構造を観測した(Fig.1)。観測されたスペクトルイメージング画像の振る舞いは、印加した磁場勾配の大きさと一致する。

本研究で開発したスペクトルイメージング法は2次元光格子系に対する局所格子点の操作と考えることができ、量子情報処理や量子インターフェースに繋がるものである。また遍歴強磁性の研究の対象として、 ^{174}Yb ・ ^{171}Yb 混合気体に対して共同冷却を行い、同時縮退した状態で光格子中に導入することに成功しているが、期待される強磁性の発現のプロブとして本方法を利用できると考えている。さらに以上の手法を発展させることで、光格子中の量子多体系の個別量子フィードバック操作も可能になると期待しており、その応用に向けた将来の展望についても触れたい。

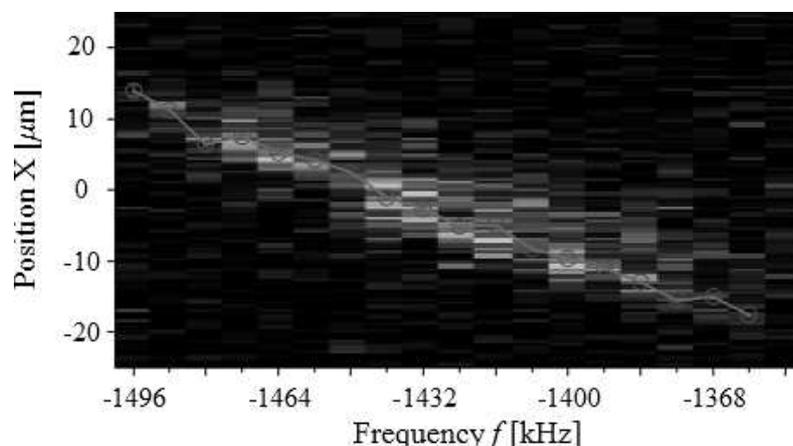


Fig.1 Spectral imaging with a magnetic field gradient of $1.07\text{mG}/\mu\text{m}$.

[1] H. H. Barrett, K. J. Myers, *Foundations of Image Science*, John Wiley & Sons (2003).

[2] K. Shibata, R. Yamamoto, and Y. Takahashi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **83**, 014301 (2014).

亜酸化銅ナノ薄膜における励起子ポラリトン

光物性研究室 高畑光善

Abstract We have measured thickness dependence of the transmittance spectrum of the cuprous oxide thin film. Clear absorption peaks due to yellow, green, blue, and violet series of excitons are observed. The energies of the blue and violet exciton-polaritons sharply change for the film thickness less than the wavelength.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

酸化物半導体である亜酸化銅(Cu_2O)は、励起子の寿命が長く、その束縛エネルギーが大きいという特徴があり、励起子ポーズインシュタイン凝縮など励起子物性の研究対象として古くから知られている。また最近、薄膜の Cu_2O は太陽電池や光触媒の材料としての応用が期待され、可視全域にわたる光応答に興味を持たれている [1]。しかし、薄膜の光学特性は十分に研究されておらず、特に短波長域の青色・紫色励起子に関する実験例は少ない [2]。それは、第 1 伝導帯が関与する黄色・緑色励起子が双極子禁制遷移であるのに対して、第 2 伝導帯が関与する青色・紫色励起子は双極子許容遷移であり (Fig. 1)、吸収が非常に強いため十分に薄い高品質な試料でないとな観測が難しいからである。

そこで我々は、融液法と呼ばれる結晶成長法により膜厚が連続的に変化している高品質の Cu_2O 薄膜単結晶試料を用意し、透過測定により励起子エネルギーの膜厚依存性を調べた。Fig. 2 に示すように、単一の薄膜において可視の広い範囲にわたる黄色・緑色・青色・紫色励起子系列の同時観測に成功した。波長程度の膜厚においては、青色・紫色励起子ポラリトンのエネルギーが膜厚に依存して連続的に変化する様子、および膜厚 400 nm 付近において全ての励起子のエネルギーが急激に変化する様子が観測された。一般に、振動子強度の強い励起子は光とのカップリングにより励起子と光の中間的な状態であるポラリトンとなり、そのエネルギーがシフトすることが知られている。また、高品質な半導体薄膜では、励起子重心運動の閉じ込めにより膜厚方向の波数が離散化することで、波長程度の膜厚でポラリトンエネルギーに特徴的な膜厚依存性が観測されることが最近報告された [3]。励起子ポラリトンの観点から Cu_2O 薄膜における励起子エネルギーの膜厚依存性および温度依存性について詳しく議論する。

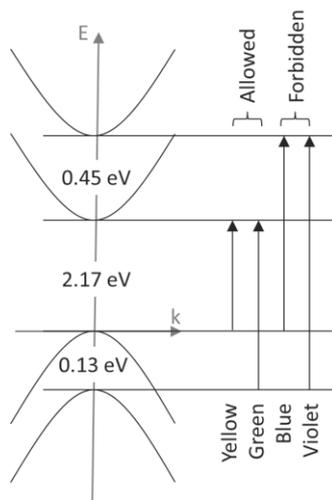


Fig. 1. Schematic diagram of band structure and excitonic series of Cu_2O .

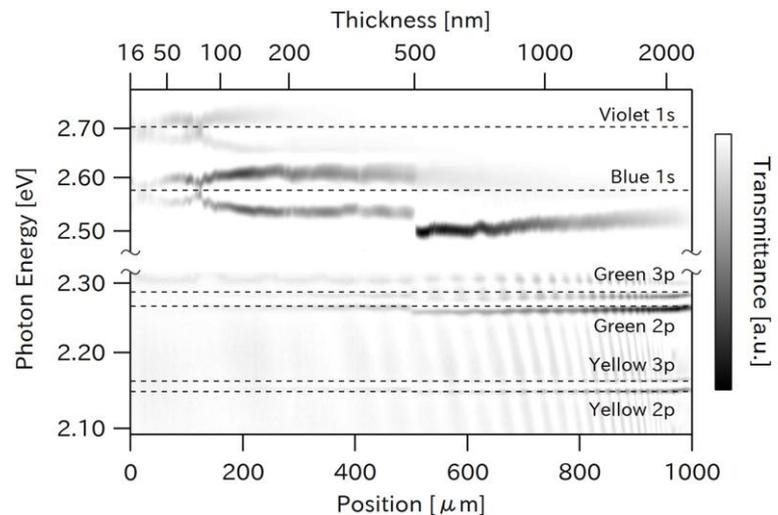


Fig. 2. Film thickness dependence of the transmittance spectrum of yellow, green, blue, and violet excitons. Dashed lines indicate the energy positions of excitons in bulk Cu_2O .

References

- [1] C. Malerba, F. Biccari, C. L. A. Ricardo, and M. D'Incau, *Sol. Energy Mater. Sol. cells* **95**, 2848 (2011).
- [2] A. Daunois, J. L. Deiss, and B. Meyer, *Le Journal de Physique* **27**, 142 (1966).
- [3] A. Syouji, B. P. Zhang, Y. Segawa, J. Kishimoto, H. Ishihara, and K. Cho, *Phys. Rev. Lett* **92**, 257401 (2004).

SU(4)一次元二軌道フェルミオン模型におけるトポロジカル相についての行列積状態による研究

物性基礎論：凝縮系物理研究室 谷本和彦

Abstract We investigate Symmetry Protected Topological (SPT) phase of SU(4) two orbital fermionic chain. By using the infinite Time-Evolving Block Decimation algorithm, we obtain the Entanglement Spectrum of the ground state and show that SPT phases are classified by the structure of its degeneracy.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

近年、光格子中の冷却アルカリ土類金属原子 (^{173}Yb や ^{87}Sr) において、核スピンの自由度と原子の基底状態(1S_0)と準安定状態(3P_0)の自由度を持った二軌道 SU(N)フェルミオン模型(ただし、Nは核スピンの大きさIで決まり、 $N = 2I + 1$)が実現されている[1, 2]。

$$H = -t \sum_i \sum_{\alpha=g,e} \sum_{m=1}^N \left(c_{i,\alpha,m}^\dagger c_{i+1,\alpha,m} + h.c. \right) - \mu_G \sum_i n_i + \frac{U_G}{2} \sum_i \sum_{\alpha=g,e} n_{i,\alpha} (n_{i,\alpha} - 1) + V_G \sum_i n_{i,e} n_{i,g} + V_{ex}^{e-g} \sum_{i,m,m'} c_{i,g,m}^\dagger c_{i,e,m'}^\dagger c_{i,g,m'} c_{i,e,m}$$

ここで $\alpha = g, e$ は原子の基底状態と準安定状態、 m は核スピン多重項のラベルで、 $m = -I, -I + 1, \dots, I - 1, I$ の $(2I + 1)$ 個の値を取る。ハミルトニアン第4項と第5項はそれぞれ、原子の基底状態と準安定状態間のクーロン相互作用と交換相互作用を表す。

この系においては、電子の軌道角運動量と核スピンが分離することによって、SU(N)対称性を保たれる。特に、一次元の場合、あるパラメータ領域ではSymmetry Protected Topological(SPT)相の出現が期待されている[3]。SPT相は、短距離のエンタングルメントで特徴づけられ、ある種の対称性がある時に限り非自明なトポロジカル相として存在することが可能である。その例として、スピン1の一次元鎖のHaldane相やトポロジカル絶縁体などが挙げられる。

特にギャップのある一次元系の場合には、非自明なトポロジカル相としてはSPT相しか存在しないことが知られている[4, 5]。高い精度でSU(N)対称性を実現しているこの系は、高い対称性を持つSPT相を実現する系として理想的であると考えられる。

我々は、高い対称性によって豊富になったSPT相を分類する指標を探るために、 $N = 4$ の場合であるSU(4)の対称性を持つ一次元鎖について調べた。有効モデルとして、SU(4)のHeisenbergハミルトニアンを導出し、infinite Time-Evolving Block Decimation法[6]を用いて、仮想的なエッジモードを反映するエンタングルメントスペクトラム[7]を計算した(Fig. 1)。

エンタングルメントスペクトラムの縮退構造は非自明なエッジモードを表現しており、縮退構造の違いからSPT相が分類できることが分かった。

References

- [1] S. Taie, R. Yamazaki, S. Sugawa, and Y. Takahashi, Nat. Phys. **8**, 825 (2012).
- [2] A. V. Gorshkov, *et al.*, Nat. Phys. **6**, 289 (2010).
- [3] H. Nonne, *et al.*, Europhys. Lett. **102**, 37008 (2013).
- [4] F. Verstraete, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 140601 (2005).
- [5] X. Chen, Z.-C. Gu, and X.-G. Wen. Phys. Rev. B **83**, 035107 (2011).
- [6] G. Vidal, Phys. Rev. Lett. **98**, 070201 (2007).
- [7] H. Li and F. D. M. Haldane, Phys. Rev. Lett. **101**, 010504 (2008).

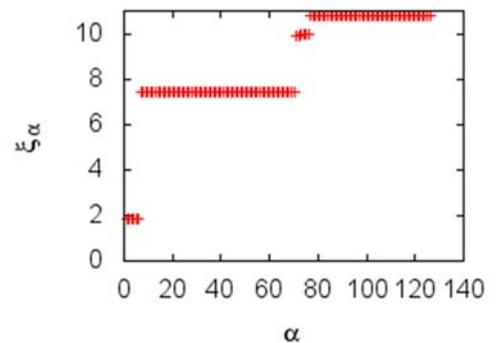


Fig. 1. Entanglement spectrum ξ_α of the SU(4) Heisenberg chain.

局所露光による光感受性 BZ 液滴の反応パターン制御

時空間秩序・生命物理研究室

津田 俊介

Abstract It is known that w/o droplet of Belousov-Zhabotinsky (BZ) reaction moves coupling with its reaction diffusion pattern through surface tension change between oil and water. We now study control of the reaction diffusion pattern in the BZ droplet by use of laser light. As shown in the below mentioned figure, we succeed to induce a spiral wave is systematically yielded by irradiation of the green laser light

© 2013 Department of Physics, Kyoto University

Belousov-Zhabotinsky (BZ)反応は、自発的に振動する化学反応系として有名であり、その性質についてはこれまで多くの研究がなされている。その中で、油水界面と接する BZ 反応溶液は、反応パターンに応じてその油水界面張力に界面張力勾配を発生させ、マランゴニ対流が生じる。この BZ 反応が油中液滴内で起こると、液滴が前後運動することが報告されている[1]。一方、ルテニウム(Ru)のピリジン錯体を触媒として用いた BZ 反応には光に反応して反応液中のインヒビターの生成を促される性質があるため、この性質を利用して反応拡散波の進行方向やパターンを制御することができる[2]。

本研究では、光感受性の BZ 反応の油中液滴を作成し、液滴内から発生した興奮性の波を緑色のレーザー光（波長 532nm）で乱すことで螺旋波を発生させることに成功した(Fig. 1)。また、速度ベクトルの方向 θ を時間追跡すると、興奮性溶媒において同心円波では継続的な往復運動、螺旋波では回転運動することが確かめられた(Fig. 2)。細胞内におけるアクチン重合の空間パターンが変形や運動を引き起こすという報告[3]もあり、反応パターンとカップル下運動を制御して生み出し、反応拡散系における運動として包括的に研究することは、細胞運動とのアナロジーを考える上でも非常に興味深い。

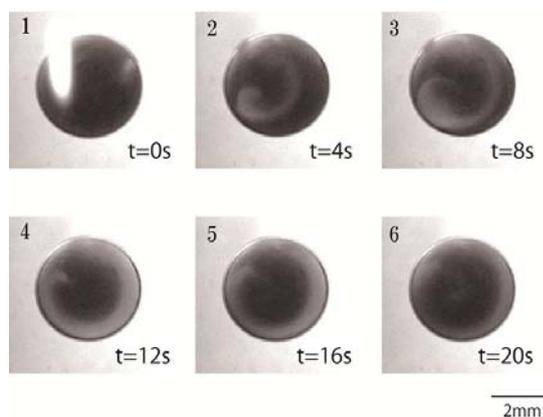


Fig. 1 Snapshots of single spiral wave generated inside a BZ droplet. White spot of the first picture is the area irradiated by the laser light shaped by a cylindrical lens.

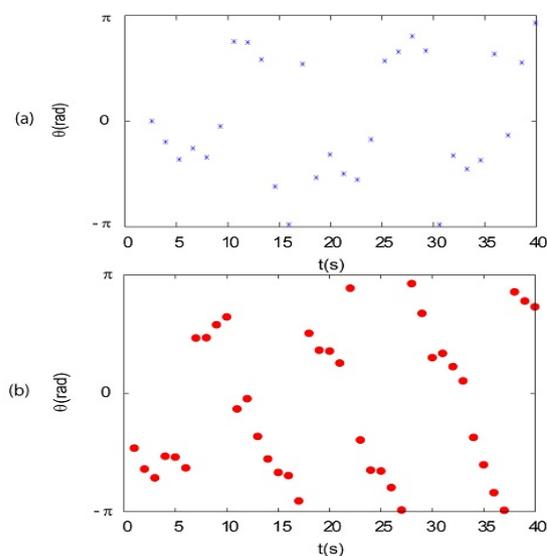


Fig. 2 Time developments of a direction of velocity vector with typical cases of target wave (a), and spiral wave (b)

References

- [1] H. K. Kitahata, Physical review.E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics **84**, 015101 (2011).
- [2] S. K. Kitawaki, Journal of physical chemistry.C **116**, 26805; 26805 (2012).
- [3] M. G. M. V. Vicker, Biophys. Chem. **84**, 87; 87 (2000).

Sr₂RuO₄ 微小リングの磁気輸送特性と Little-Parks 振動の観測

固体量子物性研究室 中村有志

Abstract We fabricated devices containing a Sr₂RuO₄ micron-sized ring and investigated their magneto-transport properties to detect half quantum fluxoid (HQF) states, originating from the spin degree of freedom in spin-triplet superconductivity. We succeeded in observing clear Little-Parks oscillations by fluxoid quantization in the field dependence of the resistivity.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

Sr₂RuO₄ は核磁気共鳴や偏極中性子散乱の実験からスピン三重項超伝導体であると確実視されており、そのクーパー対のスピン状態は $|\uparrow\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\downarrow\rangle$ の重ね合わせの equal spin pairing (ESP) 状態であると考えられている[1]。一般的に超伝導体のリングを貫くフラクソイドは秩序パラメーターの一価性のために量子化される。ESP スピン三重項超伝導体の場合、秩序パラメーターのスピン位相と通常の軌道位相の両方が一価性の要請を担うことが出来るため通常の半分の磁束を伴う half-quantum fluxoid (HQF) が現れる可能性がある。HQF 観測はスピン三重項超伝導状態の証拠となるため重要である。近年カンチレバーを用いた磁化測定実験で HQF の観測が報告されているが[2]、この結果をより確かなものとするために別の手法による HQF の検出が望まれる。また、HQF の中心に存在する二つのマヨナラ粒子は交換に対して非アーベル統計に従うため量子コンピューティングへの応用が期待されている[3]。このような応用上の観点からも電気的な測定による HQF の検出が有用である。

我々は HQF を電気輸送特性から見出すために、京都大学 LTM センターの集束イオンビーム (FIB) 装置を用いて Sr₂RuO₄ 単結晶の微小薄片を加工し、Fig. 1 のように大きさ数百 nm スケールの微小リングを持つデバイスを作製した。Sr₂RuO₄ 単結晶と測定用導線との接触に高温硬化型銀ペーストを使用することで我々はゼロ抵抗を示すリングの作製に成功した。

次に我々は HQF を見出すためリングの磁気輸送特性を調べた。整数量子フラクソイドによって、超伝導転移温度 T_c や磁気抵抗が振動する現象は Little-Parks 振動として知られるが、HQF 状態が実現すると、この振動のピークが分裂すると予測される。我々はリングの抵抗の c 軸方向の磁場依存性を測定し、 T_c 付近の温度で周期的な振動を観測した (Fig. 2)。この振動の周期は実効面積約 $0.83 \mu\text{m}^2$ の穴に整数量子フラクソイドが実現していると考えたと説明可能であり、これは実際の穴の実効面積と一致する。このことから我々は通常の Little-Parks 振動の観測に成功したものと考えられる。さらに我々は HQF 状態を安定化させると理論的に予測されている面内方向への静磁場を同時に印加した状態で、電気抵抗の c 軸方向の磁場依存性の測定を行い、HQF の検出を試みた。

References

- [1] Y. Maeno *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 011009 (2012).
- [2] J. Jang *et al.*, Science **331**, 186 (2011).
- [3] C. Nayak *et al.*, Rev. Mod. Phys. **80**, 1083 (2008).

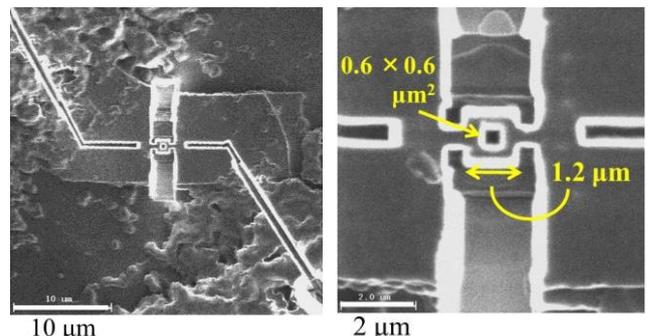


Fig. 1 Scanning Electron Microscope (SEM) view of a device having a micron-sized ring (yy075). The direction of the c -axis is perpendicular to the figures. The thickness of the Sr₂RuO₄ crystal along the c -axis is about $1.3 \mu\text{m}$.

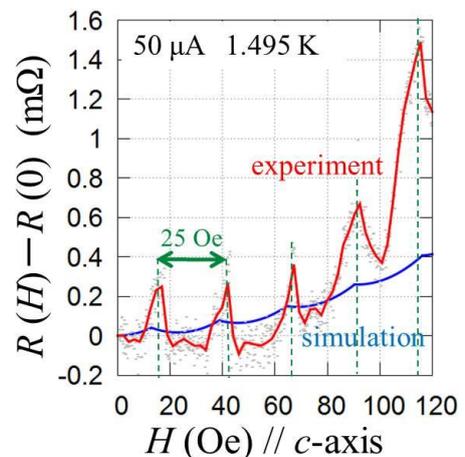


Fig. 2 Magnetoresistance of the device yy075 for $H // c$ at 1.495 K compared with a simulation. We observed oscillations whose period agree with that of a simulation with an assumption that integer quantum fluxoids are realized in the micron-sized ring.

Sr₂RuO₄ の超伝導状態検証に向けた一軸的歪み装置の作製

固体量子物性研究室 西村佳悟

Abstract We have constructed a novel uniaxial strain device for the thermal study of chiral p-wave superconductor Sr₂RuO₄. In contrast to common piston-cylinder type uniaxial pressure cell, this device is capable of both compressing and extending a sample. We are just checking its stroke at cryogenic temperature.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

層状ペロブスカイト構造をもつ Sr₂RuO₄ は超伝導転移温度 $T_c = 1.5$ K 以下で超伝導を示す。核磁気共鳴やミュオンスピン回転をはじめとする先行研究から、クーパー対のスピンの角運動量が $S=1$ であるスピン三重項超伝導が実現しており、軌道角運動量が $L=1$, $L_z=1$ のカイラル p 波状態 $p_x \pm ip_y$ と考えられている。近年では、この軌道成分のトポロジカルな性質に起因する新奇物性が期待されている一方、これまで有力であったスピン三重項超伝導のシナリオでは説明できない現象も報告されており、従って秩序変数の軌道成分を検証することは重要な意義を持つ。

そこで我々は、格子歪みを通し秩序変数の軌道成分と結合して超伝導状態を制御しうる一軸的圧力に注目した。カイラル p 波超伝導体の場合、RuO₂ 面内方向の一軸的圧力を印可することで p_x , p_y の縮退が解け、 T_c 直下での単一成分状態の実現やそれに伴う T_c の上昇、およびより低温での多重超伝導転移が予想される[1]。また Sr₂RuO₄ では格子歪みによって T_c が 3 K まで倍増することが知られており、この 3 K 相超伝導の超伝導対称性を調べるためにも一軸的圧力は適している。

一軸的圧力印可の方法として、当初はピストンシリンダー型圧力セルを用いた手法を用いた。しかし Sr₂RuO₄ のような硬く脆い酸化物は、面内方向の一軸的圧力の下で容易に破損してしまうなどの技術的困難があった。他の方法として、電圧印可によって伸縮するピエゾ素子を用いる手法も利用されている[2]。この手法は圧力セルを用いた手法と比べ試料が破損しにくいだけでなく、試料の圧縮・引張両方が可能、低温下でも歪みの *in situ* な精密制御が可能といった利点がある。しかし低温下ではピエゾ素子の伸縮がごくわずかであるなどの課題があり、適用例は限られていた。最近、ピエゾ素子を用いつつこれらの欠点を克服できるデバイスが開発され[3]、これを用いて我々は電気抵抗率および交流磁化率測定により Sr₂RuO₄ の超伝導転移温度の面内一軸歪み依存性を調べた[4]。この手法では数 μg 程度の微小な試料を測定でき、圧力方向に細長い試料を用いることで圧力不均一を軽減できるといった利点がある。さらに試料へのアクセスも比較的自由であるため様々な測定手法への応用が期待できる。

本研究では Sr₂RuO₄ の超伝導状態のより詳細な検証に向け、熱測定への応用を視野に入れた一軸的歪みデバイスを構築した。現在、試作品が完成し、低温下で動作評価を行っている。

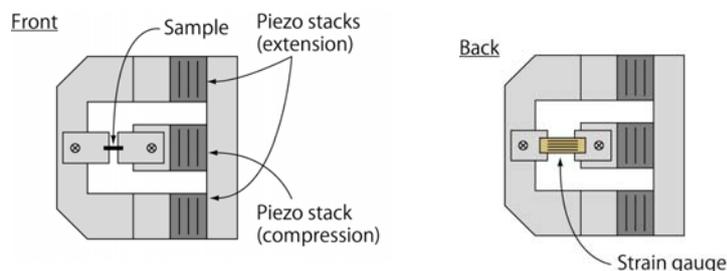


Fig. 1. Sketch of the uniaxial strain device.

References

- [1] M. Walker *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 214508 (2002).
- [2] M. Shayegan *et al.*, Appl. Phys. Lett. **83**, 5235 (2003).
- [3] C. W. Hicks *et al.*, to be submitted.
- [4] C. W. Hicks *et al.*, submitted.

磁場侵入長に対する反強磁性臨界揺らぎの効果

凝縮系理論グループ 野本拓也

Abstract We investigate effects of anti-ferromagnetic quantum fluctuations on the magnetic penetration depth in line-nodal superconductors. The critical magnetic fluctuation drastically enhances zero-temperature penetration depth, which is more remarkable in the iron-pnictide case, and can give an additional temperature dependence at low temperatures. These behaviors are consistent with experimental observations.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

反強磁性揺らぎと超伝導との関連性は銅酸化物高温超伝導体の発見以降、強相関電子系における重要なテーマであり続けている。近年、鉄系超伝導体 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ に対する系統的な実験により、臨界組成 ($x=0.3$) 近傍での磁場侵入長の急峻なピーク構造が観測された[1]。また、磁場侵入長の低温での温度依存性は、ピーク構造が見える領域において通常の $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(0) = \alpha T$ ではなく、むしろ $\Delta\lambda(T) = \alpha T^{1.5}$ のように振る舞う[2]。同様の傾向は他の物質においても知られており、例えば CeCoIn_5 の加圧下測定においても反強磁性相に向かって磁場侵入長が増大する振る舞いが観測されている[3]。低温での $\Delta\lambda(T) = \alpha T^{1.5}$ 的な温度依存性も CeCoIn_5 や $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{X}$ ($\text{X} = \text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}, \text{Cu}(\text{NCS})_2$) 等で観測されており、これらの特異な現象の理論的な解明が待たれていた。

このような背景を踏まえ、我々は超伝導体中のフェルミ液体論に基づいた解析[4]により磁場侵入長に対して反強磁性臨界揺らぎが与える影響について研究した[5]。解析には銅酸化物超伝導体と鉄系超伝導体を模した単純なモデルを用い、FLEX 近似による自己無撞着な計算と、現象論的なスピン揺らぎを用いるより物質に即した計算によって相補的な解析を行った。

その結果、どのケースにおいても量子臨界点に向かって磁場侵入長が増大する振る舞いは見られるが、フェルミ面の大きさと反強磁性揺らぎの広がり起因して、量子臨界点における顕著なピークは鉄系超伝導体でのみ期待されることが明らかになった(FIG.1)。また、鉄系超伝導体において準粒子の繰り込みとバーテックス補正の効果は同じオーダーではたらく。したがって、この結果は磁場侵入長が超伝導相内の反強磁性量子臨界点を特定するための良いプローブであることを示唆している。

磁場侵入長の温度依存性に関しては、準粒子カレントのバーテックス補正に起因した付加的な温度依存性によって、通常の $\Delta\lambda(T) = \alpha T$ からより高次のべきにクロスオーバー的に変化し得ることを確認した(FIG.2)。この効果はフェルミ面上のホットスポットとノードの位置に強く依存しているが、不純物効果と異なり純粋な電子相関効果であることから、上で述べたような実験結果を正しく解釈するためには必要不可欠な効果であると考えられる。

References

- [1] K. Hashimoto *et al.*, *Science* **336**, 1554 (2012).
- [2] K. Hashimoto *et al.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110**, 3293 (2013).
- [3] L. Howald *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 017005 (2013).
- [4] T. Jujo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **70**, 1349 (2001).
- [5] T. Nomoto and H. Ikeda, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 167001(2013).

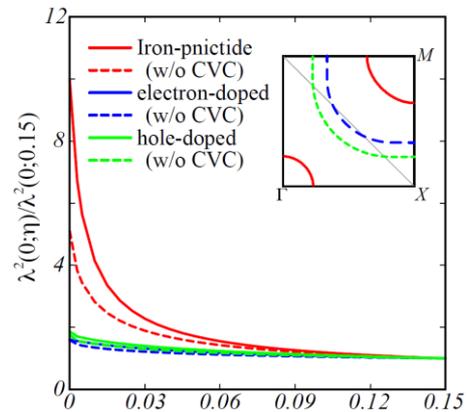


FIG. 1 Zero-temperature penetration depth $\lambda^2(0)$ as a function of η .

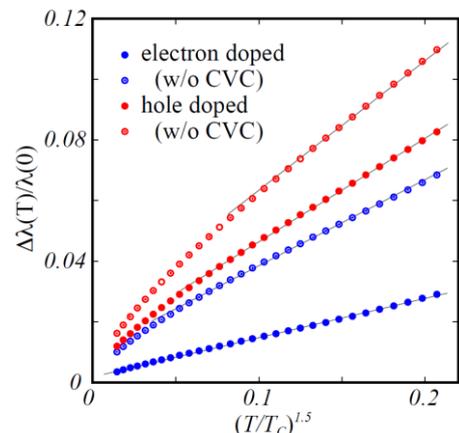


FIG. 2 Magnetic penetration depth $\Delta\lambda(T)/\lambda(0)$ as a function of $(T/T_c)^{1.5}$.

超短テラヘルツパルス光を用いた 量子ホール系における光伝導

光物性研究室 兵頭克也

Abstract We studied the photoconductivity of a two-dimensional electron gas (2DEG) in a AlGaAs/GaAs heterostructure under subpicosecond terahertz (THz) pulse irradiation. A finite photoresponse in the longitudinal and Hall voltage was observed which seems to be different from thermal effect .

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

2次元電子系に垂直に磁場を印加すると離散的なランダウ準位が形成され、さらに不純物による電子の局在効果により量子ホール効果を示す。量子ホール系は、典型的には 10 meV 程度のギャップを形成するので、テラヘルツ帯の光との相互作用によりランダウ準位間遷移が起こり、非平衡な電子分布が形成される。その結果、電子の局在・非局在性が変化し、量子ホール状態が著しく変化することが期待される。先行研究では、マイクロ秒テラヘルツパルス光を用いた実験が行われているが、励起された電子は、音響フォノンとの相互作用により 10 ns 程度で緩和するため[1]、格子温度を加熱する効果が支配的で[2]、電子のみを非平衡状態にすることができない。

そこで、本研究では、高強度な非常に短いピコ秒のパルス幅を持ったテラヘルツ光を用い縦電圧、ホール電圧の変化（光伝導）を測定した。

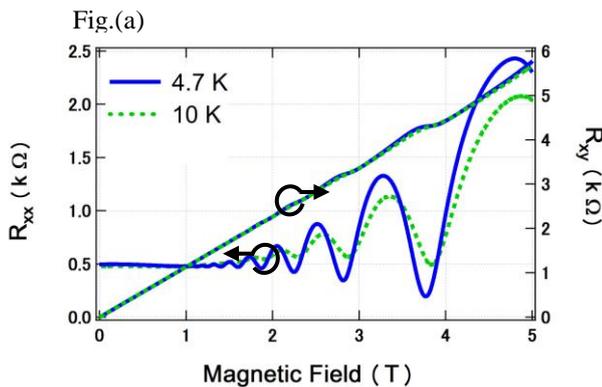
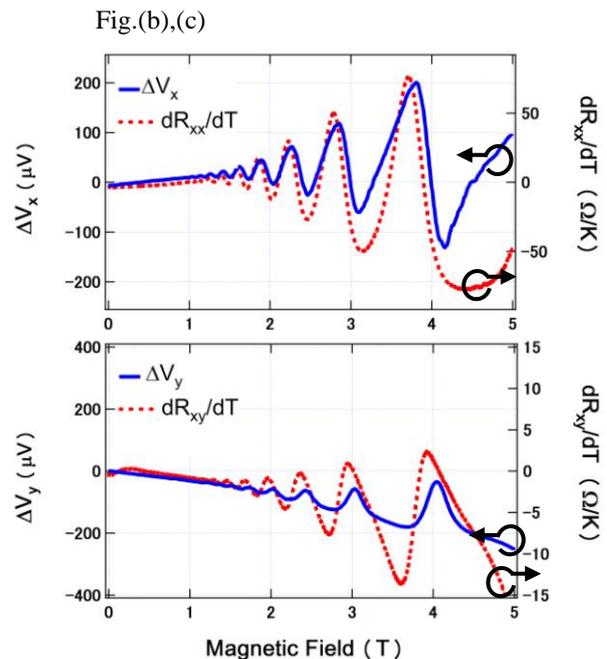


Fig.(a) The magnetic field dependence of longitudinal resistance(left side) and Hall resistance (right side).

Fig.(b) (c)The magnetic field dependence of longitudinal (b) and Hall(c) photoconductivity and measured ratio dR/dT , where dR is the deviation of the longitudinal(b) and Hall(c) resistance of a sample caused by dT ,



今回、試料には AlGaAs/ GaAs 単一ヘテロ構造を用いた。 Fig. (a)は縦抵抗、ホール抵抗を測定したもので、ホール抵抗が一定値（プラトー）を示す時に、縦抵抗は極小値をとっており、量子ホール効果を示している。 Fig. (b) (c)はテラヘルツ光を照射したときの縦電圧・ホール電圧の変化量（光伝導）と 10 K, 4.7 K のデータから求めた縦電圧・ホール電圧の温度変化である。 1.5 T 以下の低磁場領域ではテラヘルツ光による変化と温度変化は同じ傾向を示しているが、高磁場になるほど振る舞いが異なっており電子の非平衡分布による効果が見られていると考えられる。本研究ではさらに、テラヘルツ光強度依存性、偏光依存性の結果を踏まえたうえで、物理的なメカニズムを議論する予定である。

References

- [1] M. Büttiker, Phys, Rev, B. **38**,9375 (1988) S.Kamiyama et al., Solid State Commun, 54 479 (1985)
- [2] Keiko Takase, Microelectronics Journal **36** 269—271 (2005)

PMMA を配向膜とするネマチック液晶の UV 光励起配向回転現象

ソフトマター物理学研究室 増谷亮祐

Abstract We investigate the easy axis rotation induced by the linearly polarized UV light. It is found that the rotation speed is proportional to the intensity of irradiation of UV light, and the transient direction of the easy axis is always memorized when the UV light is quickly shut down.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

液晶ディスプレイの基礎技術として、ネマチック液晶を基板に平行な方向に一樣に並べる配向技術が重要である。一般には、ポリイミドなどの高分子をガラス基板に塗布した後、ラビングを施すことにより一樣配向状態のネマチック液晶を得る方法を用いる。これに対して本研究では、偏光 UV 光照射により一樣配向状態を自在な方向で実現する、新しい光配向法の 1 つに着目した[1]。この光配向法では、まず片側のガラス基板に前述のポリイミドのラビング基板(A)を用い、もう一方にアンカリング力(液晶を基板面で配向させる強制力)の弱い、ある種の高分子を塗布したガラス基板(B)を用いると、ネマチック液晶は自発的にラビング方向に一樣配向する(図 1 左)。さらに少量のアゾ色素を直接混合し、ラビング方向と異なる方向に直線偏光した UV 光を照射すると、(B)の基板面上において、液晶の配向を強制する方向(配向容易軸と呼ばれる)が時間とともに回転し、最終的に直線偏光方向に平行となる[1](図 1 中央・右)。この際、回転した配向容易軸は UV 光を切断しても保持され、配向容易軸の回転は、バルク中のアゾ分子が UV 光により異性化し、高分子膜表面に吸着することで起こると予測されている[2]。しかしながら配向規制力の起源や、直線偏光 UV 光によって何故、配向容易軸が連続的に回転するのかは不明である。

そこで本研究では、片面にポリイミドラビング基板、他方に PMMA を塗布した 2 枚のガラス基板を用い、直線偏光 UV 光を照射して配向容易軸回転の実験を行った。図 2(b)に示すように、照射時間に依存して配向容易軸は UV 光の偏光方向(図 2 の場合 45°)に向かって回転することを確認した。さらに照射光強度の変化に比例して、回転速度が速くなっていることがわかった。また特に、図 2(a)に示すように、配向容易軸が回転している最中に、UV 光を切断しても配向容易軸は元に戻らず、保持されることも見出した。配向容易軸が連続的に回転することと同様に、ポリイミド膜のラビング方向でも照射 UV 光の直線偏光の方向でもない、中間の方向で配向容易軸が保持されたまま固定されることは不思議である。そこで異性化したアゾ分子の PMMA 界面への吸着に着目し、配向容易軸回転の起源を調べることにした。本論文では、照射時間ごとの PMMA 表面吸収の角度依存性を測定してアゾ分子がどのような角度分布をもって吸着しているのかを明らかにし、配向容易軸発生のメカニズムを追究する予定である。

References

- [1] D. Voloshchenko, et al, Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 34, 566 (1995)
- [2] O. Francescangeli et al. Phys. Rev. Lett., 82 (1999)

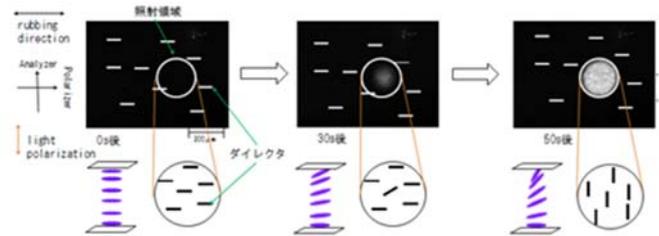


図 1 配向回転の様子

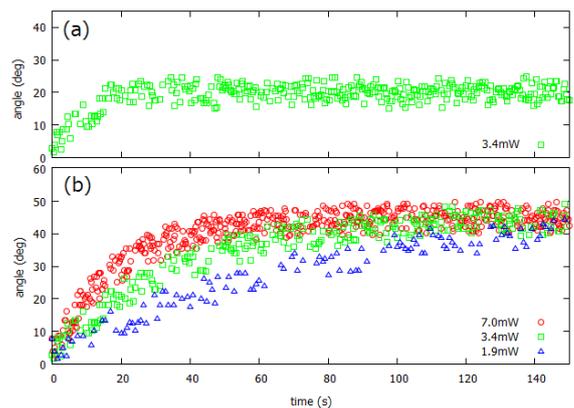


図 2 (a) UV 照射開始後 20 秒で UV 光を切断 (b) 配向回転の照射光強度依存性

EUV-FEL 照射下の Xe クラスターにおける電子放出の FEL 強度依存性と異方性の研究

不規則系物理学研究室 松波健司

Abstract We investigate the interaction of large xenon clusters with intense extreme ultraviolet free electron laser (EUV-FEL) pulses by means of velocity map imaging photoelectron spectroscopy. We observed anisotropies in photoelectron angular distributions depending on electron kinetic energies and FEL intensities.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

近年、極紫外自由電子レーザー (EUV-FEL) の開発により、短波長領域における強光子場と物質の相互作用についての研究が可能となった。特に原子と凝縮系の間といえるクラスターに着目した。

希ガスクラスターに、その構成元素のイオン化ポテンシャル(I_p)を上回る波長の EUV-FEL (強度 $\sim 10^{13}$ W/cm 2) を照射したとき、逐次イオン化が起き、クラスターイオンに電子が捕獲され、ナノプラズマが形成されると考えられている[1]。このとき、逐次イオン化の初期段階においてクラスターから放出された電子は一光子過程的な性質を強く示す一方で、イオン化の進行に伴い放出される電子の性質は変化していくと考えられる。放射光を用いた一光子過程の実験においてクラスター由来の光電子の角度分布に異方性が確認されており[2]、FEL を用いた多光子過程においても角度分布を測定することで、強光子場による希ガスクラスターの光イオン化過程の解明に新たな切り口が提供されるものと考えられる。しかし、未だ角度分布に関する詳細な実験的報告は無い。

本研究では、希ガスクラスターと EUV-FEL の相互作用を詳細に検討するために、光電子の velocity map imaging (VMI) 計測を行い、電子放出スペクトルの FEL 強度依存性と光電子角度分布の異方性を調べた。

実験では、理研播磨研究所の SCSS 試験加速器から得られる EUV-FEL パルス光(直線偏光)を Xe クラスター($N \sim 5000$)に照射し、放出される光電子の運動エネルギー分布(図 1(a))と角度分布(図 1(b))を VMI 検出器で計測した。角度分布は異方性パラメータ β を用いて次式のように表される[3]。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{\text{total}}}{4\pi} [1 + \beta P_2(\cos \theta)]$$

光のエネルギーは 24.3 eV ($I_{p, \text{Xe}} = 12.1$ eV) とし、FEL 強度測定と VMI 測定を FEL ショット毎に行った。

その結果、電子放出スペクトルの 12 eV 付近には異方性の強い一光子イオン化のピークがみられた。一方、特に FEL 強度の低い側で、スペクトルの低エネルギー部にほぼ等方的に放出された裾がみられた。これは熱的電子放出を示唆する。そしてこれらの中間のエネルギーでは、スペクトルにプラトーがみられ、異方性が低エネルギー側に向かって減少していく様子が観測された。これは逐次イオン化を示唆している。さらには各々に明瞭な FEL 強度依存性がみられた。FEL 強度依存性については発表で議論する。

References

- [1] C. Bostedt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 133401-1-4 (2008).
- [2] D. Rolles *et al.*, Phys. Rev. A **75**, 031201-1-4 (2007).
- [3] J. Cooper and R.N. Zare, J. Chem. Phys. **48**, 942-943 (1968).

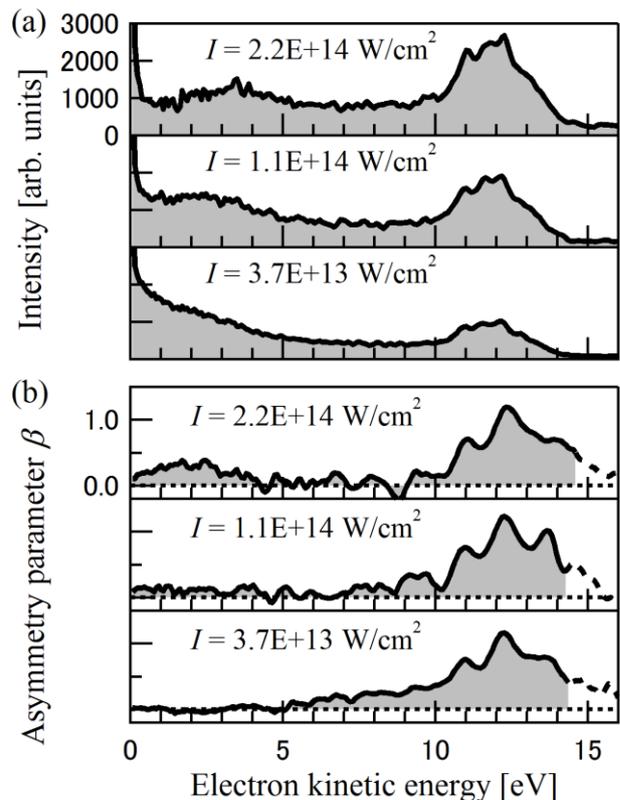


Fig. 1. (a) Electron emission spectra at several FEL intensities I . (b) Electron kinetic energy dependences of asymmetry parameters β corresponding to each spectra in (a).

二次元エネルギー逆カスケード乱流中の相対粒子拡散

流体物理学研究室 松原直哉

Abstract We find that shear layers exist and affect the fastest group of separating particle pairs and thus the Richardson's picture for relative dispersion should be modified in two-dimensional homogeneous isotropic turbulence. This fact also holds even in three-dimensional case. Therefore we infer that the mechanism is independent of the dimension.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

乱流中の相対粒子拡散は、自然や工学分野の物質輸送や混合現象の解明における基礎となる概念である。1926年、Richardson は一様等方乱流中の二粒子の相対運動を調べ、相対拡散の自己相似性に基づく現象論を築いた [1]。粒子間距離が慣性領域内にある場合、粒子間距離の二乗平均が時間の三乗で成長 (t^3 則) し、その確率密度関数 (PDF) の時間発展が自己相似的であることを予想した。この Richardson の現象論に対して、理論的な基礎づけ及び、直接数値計算 (DNS) や実験を用いた検証が行われてきた。しかし三次元乱流においては t^3 則の実現の確証はまだ得られておらず、加えて Scatamacchia らによる大規模な DNS では PDF の関数形のみならず相似則すら成り立たないことが報告されている [2]。一方、二次元乱流では t^3 則は DNS や実験で観測されているが、PDF に関しては大規模な DNS は行われていない [3]。

本研究では小スケールから大スケールへとエネルギーが輸送される逆カスケードを伴った二次元一様等方乱流を用いて t^3 則の確認と相対距離の PDF の検証、及び三次元乱流との比較を行う。

まずエネルギー逆カスケード乱流の定常な場を生成するために、数値計算を Xiao ら [4] の手法に基づいて行った。次に生成した解像度 2048^2 の定常な乱流場に 4096^2 個の流体粒子を正方格子状に配置し、隣同士の粒子対に対して相対距離の時間変化を見る、これを異なる初期場から繰り返し行いアンサンブル平均をとった。

結果、Fig.1 に示すようにある時間領域では t^3 則を満たしていることが確認できる。この時間領域で相対距離の PDF を見てみると慣性領域内では Richardson の相似則が成り立つが、その裾の部分では大きくずれている (Fig.2)。さらに裾の先端の値の時間発展を見ると時間に対して線形で成長し (Fig.2 の挿入図)、その速度は乱流場の二乗平均速度と同程度であった。これは三次元乱流での結果と類似している。また裾を形成している流体粒子対の可視化解析から、マクロなせん断層によって拡散されていることが分かった。

せん断層は秩序的空間構造の一種で、慣性領域を含む広範な長さスケールから構成されておりこの意味で自己相似性を破る非局所的な構造である。この非局所性が自己相似性を前提とした Richardson の現象論では説明できない裾のずれを引き起こしたと考えられる。三次元乱流においても対応するせん断層が見出されており [5]、次元によらない共通の秩序構造によるメカニズムを持つことが期待される。

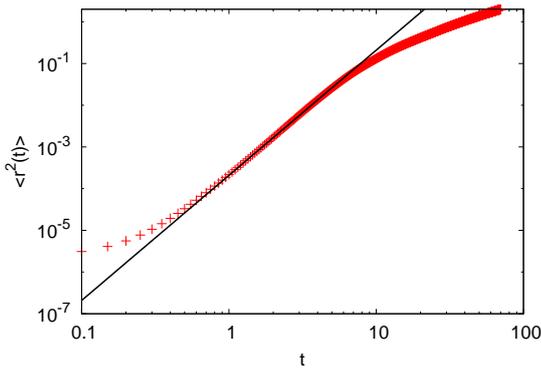


Fig.1 Time evolution of mean square separation. The black line indicates the Richardson prediction.

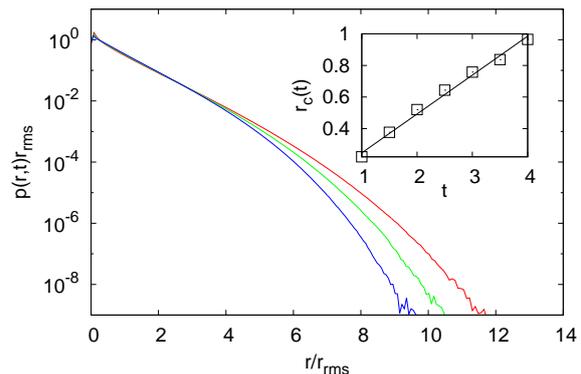


Fig.2 The probability density function $p(r, t)$ rescaled by $r_{rms} = \langle r^2(t) \rangle^{1/2}$ at $t = 2$ (red), 2.5 (green), 3 (blue) in the Richardson regime. Inset: Time evolution of max separation $r_c(t)$. The black line is linear fit.

References

- [1] L. F. Richardson, Proc. R. Soc. A **110**, 709 (1929).
- [2] R. Scatamacchia, L. Biferale and F. Toschi, Phys. Rev. Lett. **109**, 144501 (2012).
- [3] J. P. L. C. Salazar and L. R. Collins, Annu. Rev. Fluid Mech. **41**, 405-432 (2009).
- [4] Z. Xiao, M. Wan, S. Chen and G. L. Eyink, J. Fluid Mech. **619**, 1-44 (2009).
- [5] T. Ishihara, Y. Kaneda, J. C. R. Hunt, Flow Turbul. Combust. **91**, 895-929 (2013)

ネルンスト係数測定による重い電子系化合物 URu₂Si₂の特異な超伝導状態の研究

固体電子物性研究室 山下卓也

Abstract. We have measured the Nernst coefficient in ultraclean single crystals of URu₂Si₂. We observed a giant Nernst effect showing a steep increase below $\sim 3T_{SC}$ down to the superconducting transition temperature T_{SC} , which cannot be explained by the conventional Gaussian superconducting fluctuations. Possible origins including fluctuations of exotic chiral superconductivity will be discussed.

重い電子系化合物超伝導体 URu₂Si₂ では、 $T_{HO} = 17.5$ K で大きな比熱の跳びを伴う二次相転移が観測される[1]。 T_{HO} 以下の相で磁気転移や構造相転移は確認されておらず、未だその秩序変数について明確な結論が得られていないことから、この相は「隠れた秩序相」と呼ばれている。また隠れた秩序相内において $T_{SC} = 1.4$ K 以下で異常な超伝導状態が実現されており、非常に興味を持たれている。例えば、最近のホール係数測定[2]により隠れた秩序相でキャリア数が大幅に減少することが報告されており、残存する少数キャリアがクーパー対を組むことで T_{SC} 以下において超伝導を引き起こすと考えられている。また熱伝導率[3]や比熱[4]、Kerr 効果の測定[5]により、超伝導相においては時間反転対称性が破れたカイラル d 波超伝導が実現していると示唆されている。

我々はこの系における超伝導状態を研究するため、残留抵抗比(RRR)が先行研究($RRR \sim 20$)[6]と比べて30倍以上大きな URu₂Si₂ の超純良単結晶($RRR \sim 700$)を用いたネルンスト係数測定を行った。ここで、ネルンスト効果とは熱流に対し磁場を垂直に印加することで、その両者に直交する方向に起電力が発生する現象のことである。ネルンスト効果は、最近超伝導揺らぎを検出するプローブとして注目を集めている。測定の結果、先行研究と同様に T_{HO} からネルンスト係数が増大する振舞いが観測されたが、これは隠れた秩序相におけるキャリア数の大幅な減少が原因であると考えられる。またこれに加えて、 $\sim 3T_{SC}$ 以下で先行研究では見られていない急激なネルンスト係数の増大が観測された。 $\mu_0 H = 1$ Tにおけるネルンスト係数の最大値は ~ 200 $\mu\text{V}/\text{KT}$ にも達し、先行研究の値(~ 4 $\mu\text{V}/\text{KT}$)と比べて非常に大きくなっている。この巨大なネルンスト係数はゼロ磁場極限で T_{SC} に向かい発散することから、超伝導揺らぎが原因であると考えられる。

しかしながら、通常の Gauss 型の超伝導揺らぎを考えると、試料の純良性が増すほどネルンスト係数が抑制されることが知られている。したがって、超純良単結晶でみられた巨大ネルンスト係数は、これと逆の振る舞いを示すことから、通常の超伝導揺らぎでは説明できないことになる。さらにネルンスト係数は、通常の超伝導揺らぎから考えられる値に比べ、格段に大きくなっている。このことは、URu₂Si₂ のカイラル超伝導の揺らぎを含めた別の特異な機構によって説明できる可能性がある。

発表では $RRR \sim 700$ の測定に加えて、純度が少し低い $RRR \sim 300$ の URu₂Si₂ を用いたネルンスト係数測定も行ったので報告する予定である。

References

- [1] T. Palstra *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 24 (1985).
- [2] Y. Kasahara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 116402 (2007).
- [3] R. Okazaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 037004 (2008).
- [4] K. Yano *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 017004 (2008).
- [5] Kapitulnik's group, Stanford univ., unpublished.
- [6] R. Bel *et al.*, Phys. Rev. B **70**, 220501 (2004).

繰り返し囚人ジレンマゲームにおけるゼロ行列式戦略について

非線形動力学研究室 小野貴広

Abstract I study the iterated prisoner's dilemma game formulated by stochastic processes. In particular, I am interested in the zero-determinant strategy, which has been proposed recently by Press and Dyson, because it has been claimed that a player who uses this strategy can set another player's payoff. I investigate the zero-determinant strategy with the aid of numerical simulations.

© 2014 Department of Physics, Kyoto University

ゲーム理論とは経済学や社会学などで集団が協調することや裏切りあうことを説明する理論である。有名なものとして、囚人のジレンマがある。囚人のジレンマは 2 人のプレイヤー X と Y がいて、お互いが『協調する』、『裏切る』という二つの戦略を取ることができ、その戦略の組み合わせに応じて各プレイヤーに利得が配分されるようなゲームである。お互いのプレイヤーが合理的に戦略を決めるとすれば、相手プレイヤーの戦略がどうであれ、裏切りの戦略を取る方が得であるが、お互いが裏切りあった時よりも、お互いが協調する方が双方のプレイヤーに配分される利得が高く、ここにジレンマが生まれる。本研究では確率過程を用いて囚人のジレンマを扱うことを考える。

まず、囚人のジレンマゲームのゲームの 1 回のゲームの結果に対して、X と Y が共に協調する場合(この状態を CC と表す。C は Cooperation、D は Defect の略である)、X が協調、Y が裏切る場合(この状態を CD と表す)、X が裏切り、Y が協調する場合(この状態を DC と表す)、X と Y が共に裏切り合う場合(この状態を DD と表す)がある。X と Y がゲームした結果の状態 $xy \in (CC, CD, DC, DD)$ に対して、次のゲームでプレイヤー X が協調を選択する確率を $p = (p_1, p_2, p_3, p_4)$ 、プレイヤー Y が協調を選択する確率を $q = (q_1, q_2, q_3, q_4)$ と定める事で、プレイヤー X と Y の戦略を定義する。そのとき、前の状態の確率 $v = (v_1, v_2, v_3, v_4)$ に対して、プレイヤー X と Y の戦略を推移確率とすることで、次にゲームした結果の状態の確率が決まる。このようにして、繰り返し囚人のジレンマを確率過程で記述する事が出来る。

確率過程を使った囚人のジレンマの定式化は昔から行われており、様々な事が議論されてきた。この歴史ある問題に対して、2012 年にゼロ行列式戦略という新しい戦略が考案された[1]。この戦略の特徴では、片方のプレイヤーが相手の利得を制御することが出来るという想像しにくいものである。本研究では、ゼロ行列式戦略がどのように機能するのかをシミュレーションなどを使って細かく分析する。

References

- [1] W. H. Press and F. J. Dyson, "Iterated Prisoner's Dilemma contains strategies that dominate any evolutionary opponent", Proc. Natl. Acad. Sci. USA **109** 10409-10413 (2012).