強相関系の非平衡物理

◇◇◇ 解説 ◇◇◇

岡　隆史 〈東京大学大学院理学系物理学専攻　113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1　e-mail: oka@cms.phys.s.u-tokyo.ac.jp〉
青木秀夫 〈東京大学大学院理学系物理学専攻　113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1　e-mail: aoki@phys.s.u-tokyo.ac.jp〉

非平衡強相関系について解説する。これは強相関電子系の光誘起相転移や非線形伝導などの研究に発し、冷却原子気体における光格子中の非平衡ダイナミックスなどとも関連して、実験・理論が急速に進展している分野である。QED におけるシュウィンガー機構など強電場中の場の理論における概念が、物性物理において多体効果を舞台として発展している様子を、物性版 “strong field physics” として解説する。

1. はじめに

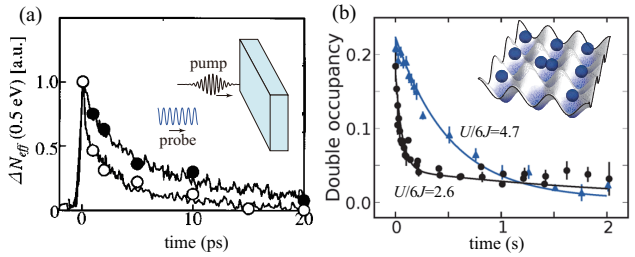


図 1　(a) 相関電子系（Ni 錯体）のポンプ・プローブ実験（添図）における光励起キャリア密度の時間変化[1]。(b) 光学格子（添図）中の冷却原子気体におけるダブロン占有率の時間変化[2]。

物理系を強い外場にさらして、平衡から激しくずらすと何が起きるであろうか。そこには、平衡では思いもよらないような豊かで多彩な物理が潜んでいる。近年**量子多体系**における非平衡状態に興味がもたれ、理解が進展しつつある。中でも光誘起相転移などの固体物理における現象は、全く別の系である**冷却原子系**におけるダイナミックスにおいても実現しており、現在互いに影響を与えながら研究が進められている (図 1)。これらの試みは線形応答理論[3] を非線形へ拡張するという非平衡統計力学の流れの中に位置づけられるが、特に、相転移現象という外場についての非摂動的な効果が誘起されるという点で興味を持たれている。このあたりを、場の理論との関連を含めた学際的な意味も探りながら解説してみよう。

固体物理の特徴は研究できる現象の多彩さにあるが、特に強相関電子系と呼ばれる物質群では、モット絶縁体や超伝導、あるいは磁性や電荷秩序など様々な相が実現する。それらの相転移の中でも電気伝導が相互作用によって凍結されたモット絶縁体への転移は強相関現象の基本的なものとして、平衡系では膨大な研究がされてきた[4]。斥力が絶縁化を引き起こすことは、ハバード模型のような短距離斥力系の場合には、図 1 (b) 添図のように各サイト（ポテンシャルのくぼみ）にほぼ一つずつの粒子がいる状況を考えると分かりやすい。直感的には、ある粒子が隣のサイトに移動しようとすると先客がいるので斥力によりエネルギーを損するので、このような過程は阻害される。相転移現象を自在に制御することがこの分野の研究者の大きな目標となっており、**光誘起相転移**では、物質に強力なレーザー光を照射し電子を励起することでこれを実現する[5]。その際に用いられるポンプ・プローブ分光と呼ばれる実験手法では最初にポンプと呼ばれるパルス・レーザーを照射して電子を強く励起し、その後の時間発展をプローブ (測定) する。図 1(a) はポンプ光を照射した後のモット絶縁体中の励起キャリア数の時間変化をプロットしたものである。

一方、冷却原子系は、連続空間内に作られるだけでなく、対向するレーザー光による定在波により作られる格子状のポテンシャル（光格子と呼ばれる）に原子を置くことができ、格子上の強相関モデルであるハバード模型が人工的に実現される。この場合は、原子が固体中の電子と似た役割を果たす。冷却原子系ではフェッシュバッハ共鳴により原子間相互作用を自在に変化させたり、光格子を揺すったり (shake) することができるため、高い制御性を持ち、非平衡ダイナミックスの研究が盛んになっている。また、冷却原子系はトラップ中に浮かんでいるために、孤立量子系が実現する。図 1(b) では、光格子において、ダブロン (doublon; 二重占有状態、すわなち一つのサイトに↑スピンと↓スピンの 2 個の粒子がいる状態) の期待値の時間変化をプロットしている。この量は電子系では直接測定は困難なのだが、冷却原子系では測定が可能で、図では指数関数的に減衰すること、また時定数が相互作用 U によって変わることが見て取れる。

二つの実験を図 1(a)(b) に並べた理由は、これらが同様な現象を見ていると考えられるからである。その現象とはモット絶縁体の破壊現象とその後の緩和のダイナミックスである。大きな違いは時間スケールであり、粒子がサイトの間を移動するのに必要な時間 $h/|t^{\rm hop}|$ 程度）は電子系ではフェムト秒 (10^{-15} s) の測定となるのに対し、冷却原子系ではミリ秒 (10^{-3} s) という遅いものであり、両者には 12 桁もの差がある。なお、時間的な測定精度という点では、現在、固体物理のポンプ・プローブ分光[6] と冷却原子系[2] は、ともに粒子の運動を直接見ることができる程度に速い。

ここで後の議論のために、ハバード・ハミルトニアンを書いておこう。これは格子上の相関粒子系の基本的なモデルで、

$$H(t) = -\sum_{ij}\left[t_{ij}^{\rm hop}e^{-iA_{ij}(t)}c_{i\sigma}^{\dagger}c_{j\sigma} + {\rm h.c.}\right] + U\sum_{j} n_{j\uparrow}n_{j\downarrow} \quad (1)$$

のように与えられる。ここで、$c_{j\sigma}^{\dagger}$ はスピン σ を持つフェルミオンをサイト j に生成する演算子、$t_{ij}^{\rm hop}$ は i,j サイト間のホッピング、U は二個のフェルミオンが同一サイトに来たときに働く斥力相互作用である。場の理論に慣れた人は、

ハバード模型はおおざっぱには、Gross-Neveu や Nambu-Jona-Lasinio のようなフェルミオン間の 4 点相互作用を持つ場の理論を格子上に実現したものと思えばよい[7]。この模型に電場をかけると、ホッピングに上式で与えたような位相が付加される（ここでは i, j 間の電位差を、ベクトル・ポテンシャルの時間微分 $eaE_{ij}(t) = -\partial_t A_{ij}(t)$ で与えている; e, a それぞれ素電荷と格子定数である）。

固体物理では、銅酸化物高温超伝導体の母物質がモット絶縁体であり、その絶縁体転移の本質が電子相関にあることが認識されるにつれてハバード模型は注目を集めていった。この母物質に電荷を持つキャリア（電子、あるいは正孔）を注入することによって d 波超伝導が現れる。この際、キャリア注入の方法としては物質の化学組成を変える化学ドーピングが用いられてきた。モット絶縁体の光誘起相転移の研究の大きな動機はこれまでの化学ドーピングとは違う新しい方法を試すこと、つまり光によってキャリアを注入し、その振る舞いを調べることにあり、もしも可能ならば光誘起超伝導転移などの興味深い現象を引き起こすことにある。

2. 光誘起相転移と様々な物理過程

それでは、固体のポンプ・プローブ分光の際に起きる物理過程について、図式的に見てみよう (図 2)。光誘起相転移を、基底状態を乱すことからスタートする一連の時間発展として考えると、ポンプ光による励起は「初期状態」を定める。「終状態」は光のエネルギーが熱に還元されて系全体に共有された熱化状態 (thermalized state) であり、実験では「初期状態」から「終状態」までの系の時間発展が時々刻々とプローブされる。図中の “電子の状態” という線は励起キャリア数に代表される平衡系からの「距離」を象徴的に表す。これまでの研究により、基底状態とも終状態とも異なる状態が光誘起相として出現する例が様々見つかっている。これからも分かるように、光誘起「相転移」は平衡系統計力学の意味での相転移ではなく、準定常状態というものはありえるが、基本的には過渡過程の物理であることが多い。そのため緩和の様子を分類し理解することが重要になる。

2.1. 光励起

光誘起相転移において広く用いられるレーザー光のフォトン・エネルギーは 1 eV 程度である。光照射によって高エネルギーの初期状態が用意される。図 1 のモット絶縁体でいえば、光はダブロンと正孔 (電子のいないサイト) を対として生成させる。

励起のメカニズムについても現在理解が深まっている。まず、吸収帯（光学吸収スペクトルがゼロでないエネルギー領域）と共鳴するレーザー光を利用した場合は、励起は主にフェルミの黄金則や線形応答理論によって記述される摂動的なものとなる。一方、吸収帯から外れたレーザーでは電場の弱いときは多光子吸収、強いときはシュウィンガー機構あるいはランダウ-ゼナー (Landau-Zener) 遷移 (4,5 節) と呼ばれる量子トンネルによって励起が起きる。

また、ポンプ・プローブ分光ではポンプ光を切ったあとにプローブすることが多いが、レーザー光を照射し続けていると、系が非平衡ではあるが定常的な状態に落ち着くことがある。この状態は、フロッケ (Floquet) 状態（6 節）と呼ばれるものであり、その重要な性質はレーザー光を選ぶことにより非平衡定常状態をコントロールできる点である。例として下では、ディラック電子系における光誘起ホール効果[8] や、フェルミオン間相互作用の変換[36] などの提案を紹介する。また、光誘起相転移の大きな話題としては、半導体において光によって生成されたエキシトンのボース・アインシュタイン凝縮が実験的に観測された[18] が、これについては然るべき文献に譲る。

2.2. 緩和現象と熱化

量子系の緩和過程は様々な分野で活発に研究されているが、系に依存する部分も大きいので画一的に述べることは難しい。ここでは光誘起相転移と関連して議論されている事柄に限って説明しよう。緩和には、モット絶縁体の金属化のように電子自由度で基本的には理解できるものと、格子など他の自由度が重要な役割を果たす場合とがある。

速い緩和　モット絶縁体は光照射すると金属に転移し得るが、その後の緩和は非常に速い[1]。実際、図 1(a) の実験では緩和時定数は ∼ 100fs 程度であった。このような光励起直後の速い現象は主に電子間相互作用によって起きるものであり、孤立量子系の内部で起きているとみなせる。前述のように、光学格子中の冷却原子気体でも同様な現象が起きる[2]。

ハバード模型では、これまでの理論研究により緩和過程はいくつかの段階に分かれることが知られている[9, 10]。まず、励起が終わり緩和が始まった直後には系は準定常状態をとる。この現象は初期熱化 (prethermalization)[11, 9] と呼ばれており、熱平衡状態とは異なる高エネルギー状態であり、固有状態の間の位相がバラバラになるデコヒーレンスによって引き起こされ、本格的な緩和が始まるまで続く。

その後、通常の金属ではボルツマン方程式で記述されるような電子間散乱が始まる。一方、強相関系ではダブロンと正孔が対消滅しエネルギーを多体系の別の自由度（多数のスピン集団励起など）に渡すことにより緩和が進む[12, 2]。図 1(a)(b) では後者の緩和現象が見えていると考えられる。光格子中の冷却原子気体で実現されたハバード模型におい

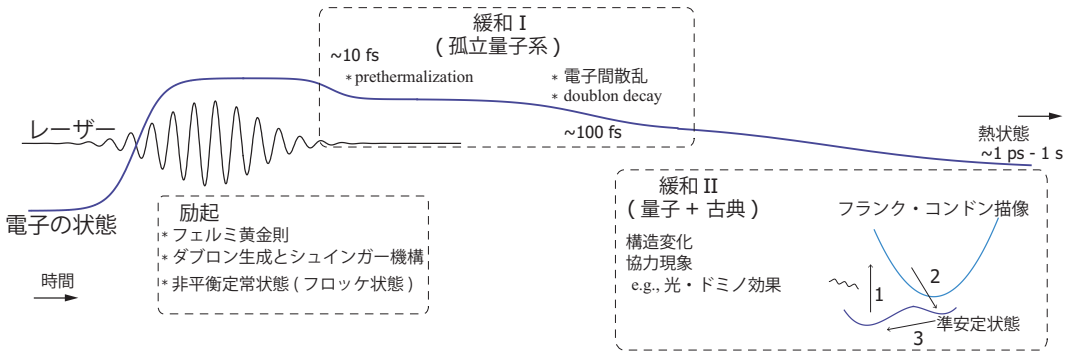


図 2: ポンプ・プローブ実験における光誘起相転移と様々な物理的過程。*印はハバード模型のモット絶縁体相に関連深いもの。

て詳細な実験が行われ、緩和の時定数は斥力を U、バンド幅（格子フェルミオンの運動エネルギー）を W として

$$\tau^{-1} \propto t^{\mathrm{hop}} \exp\left[-\alpha U/W \ln(U/W)\right] \qquad (2)$$

のようにスケールすると考えられている (α は 1 の程度の定数)[2]。冷却原子気体ではこのスケーリングは斥力 U を変えながら実験を繰り返すことで確認されているが、固体系では検証は簡単ではない。系に圧力をかけてバンド幅を変化させた上でポンプ・プローブ実験を行う方法が考えられる。また、固体において電子・格子相互作用が強く、格子の運動が電子系と同程度に速い場合はフェルミオンとフォノンが結合した複合量子系として時間発展する[13]。この場合、電子の緩和はボソンにエネルギーをはき出すことができるため加速される。

遅い緩和　ドラマチックな光誘起相転移の一つは、電子が格子歪み、あるいは磁性、電荷秩序に代表される平均場的秩序のような非常にゆっくりした自由度と結合した場合にみられる。遅い自由度が一次相転移点近傍のように多重安定状態にあると、安定相の間でのスイッチングが起きることがある[15]。このような系の基本となるのはフランク・コンドン描像 (図 2 の右下の挿図) である。すなわち、例えば格子歪みなどの遅い自由度を規定する量（図の横軸）に対して、電子などの速い量子論的な自由度と結合している効果は、この量子状態に依存したポテンシャル曲線によって表現できる (図中の 2 つの青線)。矢印 1 のように速い自由度が基底状態から励起状態へ遷移すると遅い自由度にとってはそこは安定点ではなく、矢印 2 のように変化する。やがて、速い自由度が輻射などにより低エネルギー状態へ緩和すると、その後矢印 3 のように真の最低エネルギー状態へ戻ろうとする。ところが、もし途中にポテンシャルの準安定状態があればそこに引っかかり、矢印 3 の変化には長い時間を要する。この準安定状態が協力現象を通じて「光誘起相」としてマクロスケールで実現することもある。このような現象の例としては光誘起構造相転移がある[5]。また、局所的に起きたスイッチングが協力現象によって加速度的に周辺に広がる「光ドミノ効果」なども調べられている[14, 16]。さらに、電荷秩序化 (電子密度に非一様性が生じる) などは電子相関のために起きる相転移であるが、平均場近似が比較的良い描像となっており、その平均場を遅い自由度と見なすことにより多くの実験事実が説明されている[17]。

3. 他の分野における諸概念との関係

非平衡量子系の研究は歴史も古く、量子力学や場の理論の黎明期である前世紀の初期から多くの重要な概念が出されている。ただ、最近の研究の特徴は、理論先行ではなく実験に触発されている点、さらに、複数の分野で似た概念が同時並行的に研究されている点などであろう。前節（図 2）で見たように、光誘起相転移の主要な興味は強力なレーザー光による励起であるから、強励起のメカニズムを理解するために線形応答を越えた様々な手法が開発されている。強い外場によって引き起こされる現象は高エネルギー物理などでも “strong field physics” として分野横断的に研究されている。これらについては本稿の後の方で紹介するが、表 1 では、光誘起現象に関連して、物性物理と高エネルギー物理の両分野で議論される現象のうちで対応のつくものを並べてみた。strong field physics、あるいは「レーザー素粒子物理学」とも呼ばれる領域では、強力なレーザー光により場の理論の真空を非平衡相転移させる可能性が研究されており[20]、物性物理における光誘起相転移の理論と関係が深い。

励起後の緩和について電子系と冷却原子気体に関して上で触れたが、これらの中にはより広い分野において適用される概念もある。例えば、2 節で論じた前期熱化は、相対論的重イオン衝突型加速器 (RHIC) におけるハドロンの非平衡相転移とクォーク・グルーオン・プラズマ生成の研究の中で生まれた概念であった。さらにスケールの大きな物理としては、宇宙論における宇宙背景輻射の揺らぎ (COBE) の問題なども、インフレーションを宇宙の真空の非平衡相転移現象と見なせば類似点もあるかもしれない。また、より一般の量子系の基礎論の立場から緩和現象を議論することもされている。孤立系では初期状態を用意した後は、時

間発展の際に固有状態の間の位相の不整合によるデコヒーレンスしか起きない。その中で物理量の長時間平均が熱平衡分布のそれと一致するか、という問題は未だに議論されている難しい問題である。関連して、非可積分マクロ系では固有状態の一つ一つが熱平衡系と同じように振る舞うという固有値熱化 (eigenstate thermalization) という仮説があり、これらを数値的に検証する研究も話題となっている[19]。

3.1. 電子系における Strong field physics

先ず、実現可能性という点から、光で相転移を起こすにはどれだけ強力なレーザーが必要なのであろうか？励起状態を作るためには、(a) 吸収帯と共鳴したレーザー光を照射するか、(b) トンネル効果が起きるほど強力なレーザーを照射する、という方法が考えられる。(b) の目安を与えるのが（場の理論の言葉では）**シュウィンガー (Schwinger) 極限**である。固体物理の光誘起相転移では主に (a) の方法で光キャリアを生成してきたが、素粒子物理の場合、例えば QED を考えると、ギャップは電子・陽電子対の生成エネルギー $\Delta = 2m_e c^2 \sim 10^6$eV となる（$m_e$ は電子の質量、c は光速）。これほど大きなフォトン・エネルギーを持つレーザーは用意できないから、必然的にフォトン・エネルギーが励起エネルギーを下回るサブギャップ励起を考えることになる。(b) におけるシュウィンガー極限はキャリア生成が量子トンネル効果で起きるしきい値を与え、QED の場合は

$$F_{\rm Sch}^{\rm QED} = m_e^2 c^3/e\hbar \sim 10^8 {\rm V/\AA} \qquad (3)$$

という膨大な電場強度になる（近い将来に自由電子レーザーなどで到達可能とはいわれている）。他方、固体中の電子系ではエネルギー・スケールが格段に低く、典型的な励起ギャップは $\Delta \sim 1$eV 程度である。シュウィンガー極限は元々は QED のように弱結合系に対して議論されてきたが、強相関系（多体効果のために励起ギャップが開く）にも拡張できる[21, 22]。モット絶縁体の場合はモット・ギャップ $\Delta_{\rm Mott}$ と相関長 ξ (∼ ダブロン・正孔対のサイズ) を用いて

$$F_{\rm Mott} = \Delta_{\rm Mott}/\xi \sim 0.1 {\rm V/\AA} \qquad (4)$$

で与えられる。右辺の数値は典型的なモット絶縁体のものである。現在の超短パルスレーザーの最大出力はこの物性版シュウィンガー極限を大きく凌駕している。つまり、物性系では高エネルギー物理では難しいシュウィンガー極限の物理を実験室で研究できる。

それでは、フォトン・エネルギー（光の振動数 Ω）と光の強度 F のパラメーター空間の上で、光によって引き起こされる様々な現象を分類してみよう（図 3）。$\Omega = 0$（左端）の極限は DC 電場を印可した時の非線形伝導の問題であり、

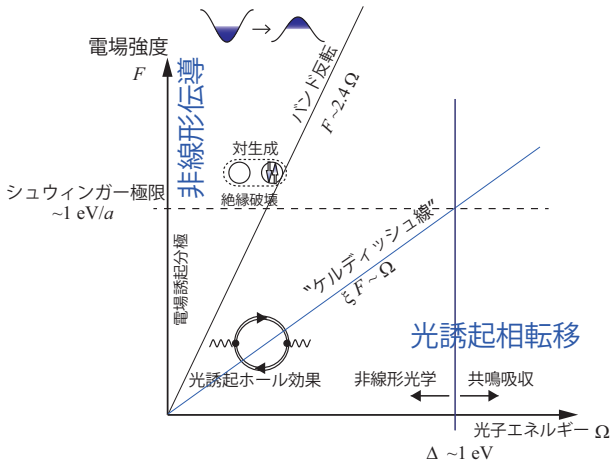


図 3　フォトン・エネルギー（光の振動数 Ω；横軸）と、光の強度（F；縦軸）のパラメーター空間における、光によって引き起こされる様々な現象の分類（a：格子定数、ξ：相関長）。

一方 Ω が大きい領域は光誘起現象である。それでは、非線形伝導 (DC 現象) と光誘起相転移 (AC) という二つの描像はどこで区別できるであろうか？実は図の実線の一つ、“ケルディッシュ(Keldysh) 線”($F \sim \Omega/\xi$) が大雑把にはそれに対応する[22, 23]。非線形伝導と光誘起相転移の違いは電子・正孔対の生成メカニズムにある。前者は量子トンネル効果、後者は (多) 光子吸収が支配的な領域である。図にもう一本ある斜線 (バンド反転線) を理解するためには、光誘起現象の理論において重要な概念であるフロッケ描像について触れる必要があるが、これらについては節を改めて説明しよう（6 節）。なお、横軸（Ω）をたどったときに、レーザー光の非線形効果が重要となるのはフォトン・エネルギーが吸収帯から外れる場合で、この時は非線形効果を考えなければ励起が起きない。

4. 電場誘起分極とシュウィンガー機構

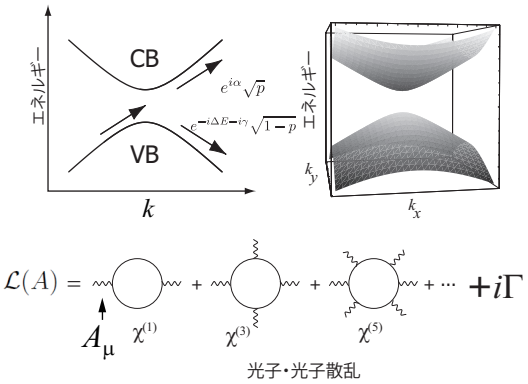


図 4　（左上）準位擬交叉におけるランダウ-ゼナー遷移の模式図。(右上) 2 次元系でのバンド分散。(右下) ハイゼンベルグ-オイラー有効ラグランジアンの実部 (非線形光学係数）と虚部 (真空の崩壊率 Γ)。

それでは、強力な電場やレーザー光を加えたときの電子系の振る舞いについて説明してく。まず、強い DC 電場の

表 1: 物性物理と高エネルギー物理における “strong field physics”に関する類似現象・概念

Condensed matter	**High energy**
Photo-induced phase transition, Cold atom dynamics	Strong laser in QFT, RHIC
Topological insulator, Quantum Hall effect	Quantum anomaly
Photo-induced Hall effect	Dirac particles in circularly polarized light
Floquet picture	Furry picture, Volkov state
Landau-Zener tunnelling in band insulators	Schwinger mechanism in non-interacting QFT
Many-body Landau-Zener mechanism	Schwinger mechanism in interacting QFT
Non-adiabatic geometric phase	Heisenberg-Euler effective Lagragian
Berry's phase formalism for polarization	Vacuum polarization
Doublon decay	Pair annihilation, back reaction
Photo-induced metallic state, Thermalization	QGP, Black hole formation

場合をみてみよう。絶縁体に電場をかけると何が起きるだろうか？まず電場によって分極が生じるだろう。さらに電場が強くなると**絶縁破壊**が起きる。この一連の過程は QED（正確に言うとディラック電子系）において 1930-50 年代にハイゼンベルグ-オイラー (Heisenberg-Euler)[24]、そしてシュウィンガー[25] らによって調べられている。その中で導入された有効ラグランジアンは物質の電磁応答の母関数ともいえるもので、物性理論で導入された分極のベリー位相理論とも直接関係しており、興味深い。このあたりの事情を簡単なバンド絶縁体のモデルで説明しよう[23]。なお、以下はやや数学的なので、物理現象に興味のある読者は本節最後の「実験での検証方法」まで進まれたい。

価電子帯と伝導帯を記述する最も簡単なモデルは波数 k に対してバンド・ギャップ近傍で

$$H(k) = \begin{pmatrix} vk & \Delta/2 \\ \Delta/2 & -vk \end{pmatrix} \tag{5}$$

というハミルトニアンで書ける（Δ はギャップ、v はフェルミ速度であり、２バンド系故にディラック・モデルと同型)。簡単のために１次元系を考えるが、実際の高次元の場合（図 4 右上）は、電場に平行方向の切り口と考えればよい。このようなギャップをもつハミルトニアンは、平均場近似の下でのスピン密度波、電荷密度波等のモデルにもなる。以下では電場を表すためのゲージ場における電場に平行な成分を $A_\parallel(t) \to \phi(t)$ と表わそう。静電場 F（$\phi(t) = Ft$ に対応）の下では電子の波数は、断熱的には $k + \phi(t)$ のように時間変化する。電場が断熱近似が壊れるほど強い場合の波動関数の時間発展は、有名なランダウ-ゼナーの非断熱量子遷移の問題に他ならない。図 4 左上のように、下のバンドから出発した波動関数はバンド・ギャップの近傍で確率 p で上のバンドに遷移し、残りの $1-p$ が下のバンドにとどまるが、その際、波動関数は位相を獲得するため、基底状態から基底状態への遷移振幅は $\sqrt{1-p}e^{-i\Delta E - i\gamma}$ となる。ここで、波動関数は自明な動的位相 ΔE に加えて非断熱位相 γ も得る。γ は断熱極限におけるベリー位相の非断熱拡張版としてアハロノフ-アナンダン (Aharonov-Anandan) が導入した位相である。以上は量子力学に従う限り自動的に発生するが、電場中の電子系の物理と深く関係している。

トンネル確率 p が絶縁破壊、つまり電子・正孔対の生成と関係していることはすぐに分かる。では分極と関係しているのは何だろうか？答えは非断熱位相 γ であり、意外にも両者は或る量の実部と虚部に関連している。この量とはハイゼンベルグ-オイラー有効ラグランジアン $\mathcal{L}$ と呼ばれるもので、結晶中の電子 ($\boldsymbol{k}$ が良い量子数) においては

$$\begin{aligned} \mathrm{Re}\ \mathcal{L}(F) &= -F\int_{\mathrm{BZ}} \frac{d\boldsymbol{k}}{(2\pi)^d}\frac{\gamma(\boldsymbol{k})}{2\pi}, \\ \mathrm{Im}\ \mathcal{L}(F) &= -F\int_{\mathrm{BZ}} \frac{d\boldsymbol{k}}{(2\pi)^d}\frac{1}{4\pi}\ln\left[1-p(\boldsymbol{k})\right] \end{aligned} \tag{6}$$

のように与えられる[26]（BZ:ブリユアン帯)。ここで F は電場強度、d は空間次元。非断熱量子遷移があると、電場を加える前の基底状態（“ 真空 ”）の重みは減っていくが、この「真空の崩壊率」Γ（系の体積で規格化）は有効ラグランジアンの虚部そのもので、$\Gamma = \mathrm{Im}\ \mathcal{L}(F)$ となる。Γ は電場中で絶縁性を保てる時間 (persistence time) の逆数である。この有効作用は分極とも関係していることは、経路積分表示 $\mathcal{L}(F) = -i\ln\int D[\psi,\bar{\psi}]e^{i\int L(F)}/VT$ すると分かりやすい (V: 体積、T: 時間)。ここで $L(F)$ は電場中のディラック電子の作用である。これは、ちょうど磁性体の統計力学において磁場と磁化の役割を電場 F と分極 P に置き換えたものとなっており、有効ラグランジアンは外場中の自由エネルギーとみなせる。よって、電場誘起分極はこれの電場微分として

$$P(F) = \frac{\partial}{\partial F}\mathrm{Re}\mathcal{L}(F) \tag{7}$$

で与えられる。これがシュウィンガーの**真空分極** (vacuum polarization) である[25, 26]。

有効ラグランジアンと、非平衡でよく用いられるケルディッシュ母関数との関係を見てみよう。ケルディッシュ母関数

というのは、上記の経路積分表示で時間経路を $0 \to \infty \to 0$ のように一周戻るようにしたもので、物理量の期待値を計算するにはこちらを採用すべきである。それに対して有効ラグランジアンで計算される分極 (式 (7)) は基底状態に射影された非線形応答の母関数であり、その展開係数は高次の久保公式を与えるが、崩壊率 Γ が大きくなると正確ではなくなる。

有効ラグランジアンというと形式的な議論のように聞こえるかもしれないが、実は分極のベリー位相理論と呼ばれる物性物理の手法と深く関係している。ベリー位相理論とは結晶中の電子系の分極やワニエ関数を第一原理的に計算するのに用いられる標準的な手法であり、式 (6) はその定式化の電場誘起分極への拡張となっているのだ（詳細は[26]を参照）。分極のベリー位相理論では、位置演算子 $\hat{X}$ を用いて定義される「ひねり演算子」の真空期待値 w

$$w = \frac{-i}{2\pi} \ln \langle 0 | e^{-i\frac{2\pi}{L}\hat{X}} | 0 \rangle \tag{8}$$

の実部を用いて分極 $P = -\mathrm{Re}w$ を求める。また虚部 $D = 4\pi \mathrm{Im}w$ は絶縁体・金属転移の指標（D が有限ならば絶縁体；発散すれば金属）となり、コーン (Kohn) による金属・絶縁体判定条件の派生型と言える。ハイゼンベルグ-オイラー有効作用は弱電場極限では Fw に漸近し、実部が電場誘起分極を与える。一方、真空の崩壊率である虚部 Γ はコーンの判定条件を電場誘起金属転移へ拡張した指標となるのだ。

実験での検証方法　数学的な議論が続いたが、物理的なイメージは簡単である。今考えている問題は媒質中の電磁気学である。絶縁体の中では電子・正孔対の生成・消滅という量子論的な揺らぎ (virtual process) が絶えず存在している。ハイゼンベルグ-オイラー有効作用はこの電子・正孔対を介した非線形分極効果や非線形光学効果（高調波発生、光子・光子散乱）を記述している。実際、これを「母関数」として、線形および非線形光学応答係数 $\chi^{(1)}, \chi^{(3)}, \ldots$ が得られる (図 4 下)。シュウィンガーの真空分極効果を QED で実験的に検証するのは現在でも難しい課題であるが、固体物理では例えば炭素ナノチューブやグラフェンの電場誘起分極を測定することにより可能である[27]。

5. 強相関電子系における多体シュウィンガー-ランダウ-ゼナー機構

絶縁破壊は、バンド絶縁体のような一体系ではランダウ-ゼナー模型により初等的な量子力学で理解できる。しかし励起ギャップが多体効果のために開いている相互作用系では面白い問題になると同時に、解析は容易ではない。この点で、1 次元ハバード模型はベーテ仮説という厳密解があり、数値的手法も確立していると同時に実験も多くなされており、非平衡現象を調べる上で重要な舞台といえる。前節のシュウィンガー機構を相互作用系へ拡張した多体シュウィンガー-ランダウ-ゼナー機構について説明しよう[21, 22]。

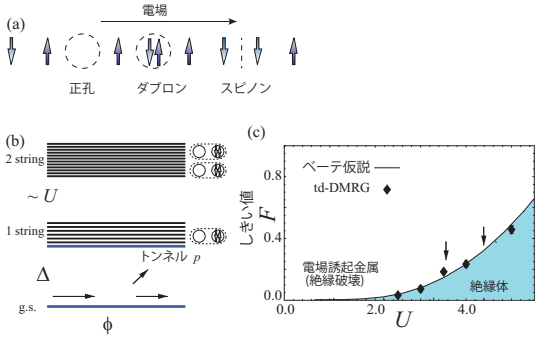


図 5　(a) 1 次元ハバード模型で、電場によって生成される電荷励起（ダブロン, 正孔）およびスピン励起。(b) 基底状態と電荷励起状態の概念図。(c) 1 次元 ハバード模型に対する電場 F と斥力相互作用 U に対する相図[21]。

まず、一体問題では光によって生成される励起は電子・正孔対であったのに対して、多体系では強相関励起状態となる。特に、1 次元モット絶縁体の場合これはダブロン-正孔対となる (図 5(a))。前節でシュウィンガー機構を考えた際は一体準位が重要な役割を果たしたが、一体準位の代わりに多体準位の空間を考え、その中で量子トンネル効果を考えよう。式 (1) のハミルトニアンにおいて、一様なゲージ場を考え $A_{ij} = \phi$ とおく。熱力学的極限 $L \to \infty$ では、スペクトラルフロー（ハミルトニアン (1) の多体固有値を ϕ の関数としてプロットしたもの）は図 5(b) のように ϕ について平坦に近づく。とはいえ、電場が何もしないわけではなく、基底状態から励起状態へのトンネルが起きる。このトンネル確率を計算する方法として虚時間法、あるいは Landau-Dykhne-Davis-Pechukas の方法と呼ばれる手法がある[28]。この方法では、実時間の量子トンネル確率を、虚時間空間内の特異点までの断熱時間発展の問題に置き換える。特異点とは時間依存のハミルトニアン $H(t)$ において t を複素数に解析接続した時にエネルギー準位が縮退 ($E_0(t^*) = E_1(t^*)$) する点である。この時、トンネル確率は

$$p = \exp\left(-2\mathrm{Im} \int_{t_0}^{t^*} ds [E_1(\phi(s)) - E_0(\phi(s))] \right) \tag{9}$$

と評価できる。ハバード模型のベーテ仮説解を用いると励起状態のエネルギーを計算でき、そこで上記公式を適用するとトンネル確率を評価できる。なお、虚時間法は計算技法ではあるが、興味深いことに、格子フェルミオン系に適用するとハミルトニアンは左右のホッピングが非対称な非エルミート格子模型を得る。1 次元ハバード模型の場合は

$$H = -t^{\mathrm{hop}} \sum_i \left(e^{i\phi} c^\dagger_{i+1\sigma} c_{i\sigma} + e^{-i\phi} c^\dagger_{i\sigma} c_{i+1\sigma} \right) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \tag{10}$$

となる。この模型の基底状態のベーテ仮説解と特異点の存在は、福井・川上[29] によって示されていた。さらに、ダブ

ロン-正孔対に相当する励起状態 (n-string 解) も同様に非エルミート系のベーテ仮説解として構成できる[21]。

結局、1 次元ハバード模型の場合、ダブロン-正孔対生成に対する非断熱トンネル確率は、式 (9) にベーテ仮説解の情報を代入することにより

$$p \simeq \exp\left(-\frac{\pi}{2}\frac{\Delta_{\rm Mott}}{\xi F}\right) \tag{11}$$

となることが (近似的に) 示せる[22]。図 5(c) に電場相図を与える。電場誘起金属は絶縁破壊により金属化した領域である。この結果は数値計算によっても検証されている。さらに、ここでは 1 次元系で導出しているが、高次元系での数値計算とも整合する[30] ので普遍性の高い結果と考えられる。一見複雑な強相関系でも、多体ギャップやダブロン-正孔対サイズなどの数個のパラメーターで「真空崩壊率」が与えられることが分かる。

実験での検証方法　実験的には二つのアプローチが考えられる。一つは絶縁体に直接静電場をかける方法である[31]。$I-V$ 特性も重要だが、persistent time、つまり、電場をかけて実際に絶縁破壊が起きる (電流が流れる) までの時間は「真空 (絶縁体) の崩壊率」Γ の逆数といえ、その測定は重要である。但し、理想的には絶対零度の極限が知りたいが、その絶縁破壊電場、つまりシュウィンガー極限は 0.1 eV/$\AA$ という巨大なものになる。第二の方法は、高強度の超短パルスレーザーを用いてシュウィンガー極限を越える方法であり、光誘起相転移と同様の方法で測定できる[22]。

6. AC 電場中のフロッケ状態 — 光をまとった電子

レーザー光を照射すると電子は光を吸収するとともに誘導放出が促される。やがて両者が量子的に釣り合った非平衡定常状態、すなわちフロッケ状態に落ち着く[33]。このフロッケ状態は、強い AC 外場における光誘起量子現象を理解する上で重要な概念である。レーザー光の時間変化が周期的なので、固体物理でおなじみの「ブロッホ定理」の時間版である「フロッケ定理」(時間的に周期的な外場中の波動関数についての定理) が使えるのである。フロッケ状態は時間変動する系での固有状態の役割を果たし、電子のグリーン関数は光の吸収、誘導放出過程を全て取り込んだものとなる (図 7(a))。つまり、フロッケ描像では**光をまとった電子** (photon-dressed state) を基底にして格子の効果や多体効果を考えることになる。実際、フロッケ描像に基づく光誘起現象の研究が盛んになっているが、ここでは、先ずこのフロッケ描像を、モット転移のような強相関効果を扱える動的平均場理論とカップルさせたフロッケ動的平均場理論を紹介したあと、光によって誘起されるトポロジカルな量子効果に触れよう。

6.1. 光の中の非平衡定常状態：フロッケ動的平均場理論

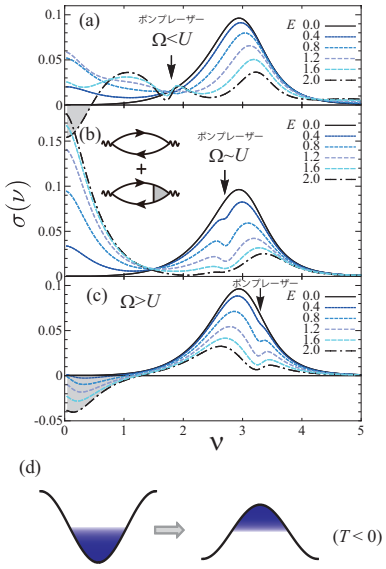


図 6　(a)-(c) 強相関絶縁体 ($U=3$ をもつハバード模型) のレーザー光照射下でのフロッケ状態の光学応答関数 ((a) から (c) へ $\Omega = 1.8,\ 2.7,\ 3.3$) [32]。(d) AC 電場によるバンド反転の概念図。影は粒子の分布。

強相関系のダイナミックスや非平衡相転移の研究において、非平衡動的平均場理論が注目を集めている。先ず、平衡における動的平均場理論 (dynamical mean field theory; DMFT) とは、ハバード模型のような電子相関模型を空間無限次元 $d=\infty$ で考えるという $1/d$ 展開に基づく理論である。名前に平均場とはあるがモット転移などの記述に必要な量子論的な揺らぎは取り込まれている。すなわち、空間 x 方向の揺らぎは無視するものの (虚) 時間 t 方向は考慮されているのだ。DMFT は平衡でのモット転移の研究に大きな役割を果たしてきたが、時間発展への拡張が実連続時間時間モンテカルロ法[34] や強結合展開[35] についてなされたため、非平衡物理への応用が興りつつある[36, 30]。

レーザー光照射下の非平衡定常状態の解析には動的平均場理論とフロッケ描像を組み合わせた手法が有効である[37]。図 6 にこの方法で得た、強いポンプ光に対する非平衡定常状態での光学伝導度（プローブ光の周波数 ν の関数としての伝導度）をプロットした[32]。図で Ω は照射するレーザーのエネルギーを表しており、(a) はサブギャップ励起、(b),(c) は吸収帯と共鳴したレーザーに対応する。まず、電場を照射する前は光学吸収スペクトルは $\nu \sim U$ にピークを持つ。DC の電気伝導率に相当する $\sigma(\nu=0)$ が 0 になることより系が絶縁体であることが分かる。この系にレーザー光を照射すると、$\nu \sim U$ のピークが小さくなるとともに、DC 成分が有限になる。特に、(b) のように吸収帯と共鳴したレーザー光を照射すると $\sigma(\nu \sim 0)$ が正に大きくなり、金属状態になることが見て取れる。一方、照射するレーザー光のエ

ネルギー Ω を大きくすると (b) のように $\sigma(\nu \sim 0)$ が負の状態が実現する。これは電気抵抗が負の状態であり、電子がレーザー光のエネルギーを吸収し、反転分布が実現していることに起因する。類似の状態（実際にはゼロ抵抗状態）がマイクロ波照射下の量子ホール系においても起きていると考えられている[38]。図 (c) のサブギャップ励起は複雑で、$\sigma(\nu \sim 0)$ が正の状態と負の状態が電場強度を変えることによってともに現れ得る。

反転分布に関しては、さらにドラスティックな動的バンド反転という格子系特有の現象が最近理論的に予言されている[36]。フロッケの定式化では、レーザー光の影響で時間変動するハミルトニアンは、その Fourier 変換 $H(t) = \sum_m e^{-im\Omega t} H_m$ によって記述される。特に Ω が系のバンド幅より大きく、光学吸収・放出過程が無視できる場合には 0-次のフロッケハミルトニアン H_0 で記述される。例えば (単一軌道の)tight-binding 模型の場合は、運動エネルギーが

$$H_0 = -J_0\left(\frac{eF}{\Omega}\right) J_{\rm hop} \sum_i \left(c^\dagger_{i+1\sigma} c_{i\sigma} + {\rm h.c.}\right) \qquad (12)$$

となり、面白いことに格子点間のホッピングが光の AC 外場により 0-次のベッセル関数 J_0 に変貌する。ベッセル関数は正と負の間を振動する関数であり、負の領域 (例えば $2.4 < eF/\Omega < 5.5$) ではホッピングの符号が反転する。平衡系ではホッピングの符号は物理に影響を与えないことが多いが、平衡分布から突然照射を始め非平衡定常状態にしたときは、反転分布（普通とは逆に高エネルギーの方に分布）が実現することもある[36]。実際、最初は図 6(d) の左図のようにバンドの底にたまっていた粒子は、突然バンドが反転するとそれに追従せずバンドの高エネルギー側にたまった右図のような状態になる。

反転分布が実現すると何が面白いのであろうか？相関電子系の場合、反転分布が実現した場合は、密度行列からも予想されるように斥力 ($U > 0$) で負の温度 T という状況が引力 ($U < 0$) で正の T という状況に翻訳できる。このため、元々の斥力相互作用が引力に転換する、**斥力・引力転換**が実現し得ることが時間依存 DMFT により示されており、光誘起超伝導転移が起きる可能性も指摘されている[36]。なお、このような反転分布（温度が負の状態ともいえる）は不安定であり、現実の固体結晶では緩和などに関する条件がきついかもしれない。その点、冷却原子気体や超格子ヘテロ構造など、人工的に結晶構造をコントロールできる系が有望と示唆されている。

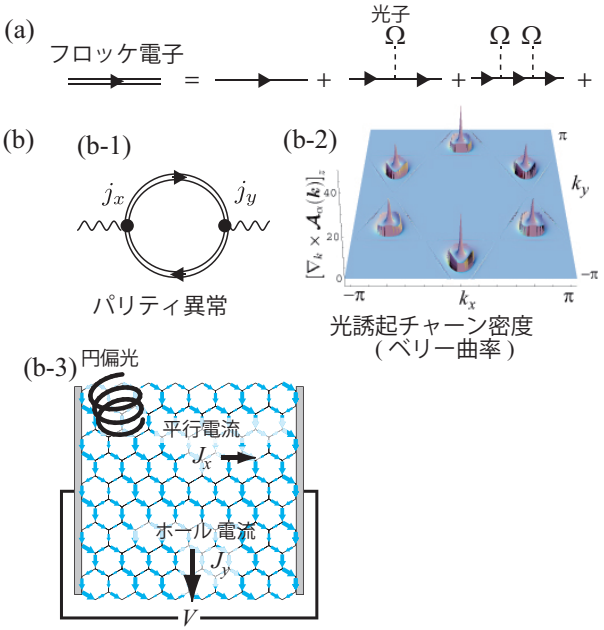


図 7　(a) フロッケ描像における電子のグリーン関数。(b) 左：ホール伝導度の計算に現れるダイアグラム。右：グラフェンの光誘起チャーン密度 (ベリー曲率) の k 空間での振る舞い、および光誘起ホール電流の実空間での振舞い[8]。

6.2. ディラック電子系の光誘起ホール効果 — トポロジカル状態の光制御

最後の話題として、強いレーザーにより誘起されるホール効果の提案を解説しよう（詳細な解説は[45] を参照）。この現象は、以上の話題と異なり一体問題で生じる効果であるが、光によって電子の**トポロジカルな性質**を変えることが可能である、という点が味噌である。ホール効果は、荷電粒子（例えば電子）を静磁場中に置いた時に電場と垂直方向に電流が流れる現象である。19 世紀末に発見された古典的現象であるが、1980 年には量子力学に起因する量子ホール効果が発見された。2 次元で量子化されたホール伝導率が現れるのは、系の持つトポロジカルな性質と見ることができる。つまり、ホール伝導度に対する線形応答の式が 2 次元系ではチャーン数と呼ばれる位相不変量に比例し、この関係は Thouless-Kohmoto-Nightingale-Nijs (TKNN) 公式と呼ばれている。なお、この現象は場の理論でいうと量子異常と関係している。つまり、ホール伝導度のダイアグラム (図 7(b-1) に表示) が 2+1 次元の parity anomaly のダイアグラムになっているのである[40](解説として[41] をあげる)。その後、物性物理ではスピン量子ホール効果、トポロジカル絶縁体など、新しいトポロジカルな状態の発見へとつながった[39]。なお、素粒子論の文脈では、量子異常とは系の持っている対称性が量子力学的な効果で破れてしまう現象を指すが、トポロジカル絶縁体などの物性物理の文脈では実は系の対称性はあらわに破られており、「異常」では無い。重要なのは量子異常と関連したダイアグラムが対称

性を破る摂動に対してトポロジカルな理由で非常に特異的な振る舞いを示すことにある。

さて、通常のトポロジカル絶縁体では、物質ごとにバンド構造が決まり、そこに或る特徴があれば位相不変量が与えられるので、物質合成がポイントになる。ところが、フロッケ状態まで考えると位相不変量を外場によって制御できる可能性がある[33, 8]。この現象で最も現実的な系の一つは2次元ディラック電子系に円偏光レーザーを照射した場合である。すなわち、グラフェンでは、ディラックコーン（質量が0の分散）をもつディラック電子が実現している[44]が、この系に円偏光を照射した場合、それに伴い（直流）量子ホール電流が流れることが理論的に示せる[8]。図7(b)にグラフェンに円偏光を照射し、x方向に電圧をかけたときの電流の流れをプロットする。電圧方向と直交するy方向にホール電流が流れていることが分かる。なぜこのようなことが起きるのであろうか？実は円偏光を照射することによってディラック点に質量ギャップが開き、系の位相不変量が変化するのである。これを見るためにTKNN公式をフロッケ状態$|\Phi_\alpha(\boldsymbol{k},t)\rangle$に拡張する必要があり[8, 33]、

$$\sigma_{xy}(\boldsymbol{A}_{\rm ac}) = e^2 \int \frac{d\boldsymbol{k}}{(2\pi)^2} \sum_\alpha f_\alpha(\boldsymbol{k}) \left[\nabla_{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{\mathcal{A}}_\alpha(\boldsymbol{k})\right]_z \quad (13)$$

となる。ここで$\boldsymbol{\mathcal{A}}_\alpha(\boldsymbol{k}) \equiv -i\langle\langle\Phi_\alpha(\boldsymbol{k})|\nabla_{\boldsymbol{k}}|\Phi_\alpha(\boldsymbol{k})\rangle\rangle$はレーザー光により誘起されたゲージ場である。図7(b-2)にはグラフェン(蜂の巣格子)の光誘起チャーン密度(ベリー曲率)をk空間で図示した。ブリユアン帯の中で、ディラック・コーンの位置に一致してチャーン密度のピークが見られる。このピークの符号はダイナミカルに発生した質量で決まるので（K点とK'点で同じで）円偏光の向きのみで決まる。なお、質量のあるディラック模型は2+1次元トポロジカル状態の基本模型であり、ホルデイン(Haldane)は次近接ホッピングと局所磁場を導入することにより量子ホール効果を論じた[42]が、ここでは円偏光がホルデインの摂動の役割を果たしており、光でトポロジーがコントロールされるという意味で、光誘起トポロジカル状態といえる。

なお、通常のトポロジカル絶縁体と同様にフロッケ状態のトポロジカルな性質の分類も始まっている[43]。注意が必要なのは平衡系と異なり、光誘起系では、分布関数$f_\alpha(\boldsymbol{k})$が光学励起によって単純なフェルミ分布とはならないため、位相不変量の量子化が起きるとは限らないことである。このため、電極接合やフォノンなどの緩和過程を考慮することが重要と思われる。

7. おわりに

以上、光誘起相転移に関連した話題を概観した。この分野は膨大なものに成長しつつあるので、全体を網羅することはできなかったことをお断りしたい。しかし、強結合系の非平衡現象というキーワードの中で異なる分野の間でアイデアが共有され深められている香りが読者に伝わったとしたら幸いである。さらに最近の話題としては素粒子物理学で発展したgauge/gravity双対性を用いたホログラフィックな方法でQCD的な系の非平衡現象を解析する試みがある。非平衡定常状態の特異な性質[46]や緩和と熱化の様子[47]などが解析されているが、その結果が物性物理の強相関系の振る舞いとよく似たものであることも興味深い。

このように、強相関電子系は、非平衡量子統計力学の構築という、21世紀物理の重要な目標の一角を担うことが期待される。一筋縄では行かない難しい問題ではあるが、実験、数値計算、解析理論の総合から、新たな地平が拓けるのではないだろうか。最後に、非平衡電子系について、辻直人、北川拓也、Philipp Werner, Martin Eckstein, Andy Millisの方々に、共同研究や議論を感謝したい。

参考文献

1) S. Iwai, M. Ono, H. Matsuzaki, H. Kishida, H. Okamoto and Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. **91**, 57401 (2003).

2) N. Strohmaier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 080401 (2010).

3) 「線形応答理論から50年 — 非線形・非平衡の物理学」特集、日本物理学会誌 **63**, No.10 (2008).

4) M. Imada, A. Fujimori and Y. Tokura, Rev. Mod. Phys. **70**, 1039 (1998).

5) K. Nasu (ed.) *Photoinduced Phase Transitions* (World Scientific, 2004).

6) S. Wall *et al.* Nature Phys. **7**, 114 (2011).

7) 一次元系ではハバード模型の連続極限は、電荷励起を表す1+1次元massive Thirring模型(sine-Gordon模型)と、スピン励起を表す自由ボソンの直積によって記述されることが知られている。

8) T. Oka and H. Aoki, Phys. Rev. B **79**, 081406 (R) (2009).

9) M. Moeckel and S. Kehrein, Phys. Rev. Lett. **100**, 175702 (2008).

10) M. Eckstein, M. Kollar and P. Werner, Phys. Rev. Lett. **103**, 056403 (2009).

11) J. Berges, Sz. Borsányi and C. Wetterich, Phys. Rev. Lett. **93**, 142002 (2004).

12) A. Takahashi, H. Itoh and M. Aihara, Phys. Rev. B **77**, 205105 (2008).

13) H. Matsueda, T. Tohyama, and S. Maekawa, arXiv:1005.1690.

14) 腰原伸也、十倉好紀、竹田研爾、国府田隆夫, 日本物理学会誌 **50**, 548 (1995).

15) 越野和樹，小川哲生, 日本物理学会誌 **55**, 861 (2000).

16) 理論の解説として例えば、K. Yonemitsu and K. Nasu, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 011008 (2006).

17) K. Yonemitsu, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 2544 (2005); Y. Tanaka and K. Yonemitsu, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 024712 (2010).

18) K. Yoshioka, E. Chae and M. Kuwata-Gonokami, Nature Commun. **2**, 328, (2011).

19) M. Rigol, V. Dunjko and M. Olshanii, Nature **452**, 854 (2008) は、これを数値計算で確認している。

20) 例えば、Int. Conf. on Physics in Intense Fields といった国際会議が開かれている。

21) T. Oka and H. Aoki, Phys. Rev. B **81**, 033103 (2010).

22) T. Oka, arXiv:1105.3145.

23) T. Oka and H. Aoki, in *Quantum Percolation and Breakdown* [*Lecture Notes in Physics*] **762**, 251 (Springer Verlag, 2009).

24) W. Heisenberg and H. Euler, Z. Physik **98**, 714 (1936). 英訳は arXiv:0605038.

25) J. Schwinger, Phys. Rev. **82**, 664 (1951).

26) T. Oka and H. Aoki, Phys. Rev. Lett. **95**, 137601 (2005).

27) 例えば、S. Watanabe, N. Minami and R. Shimano, Opt. Express **19**, 1528 (2011).

28) A. M. Dykhne, Sov. Phys. JETP 14, 941 (1962); L. Landau and E. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, Vol. 3 (Butterworth-Heinemann, 1981).

29) T. Fukui and N. Kawakami, Phys. Rev. B **58**, 16051 (1998).

30) M. Eckstein, T. Oka and P. Werner, Phys. Rev. Lett. **105**, 146404 (2010).

31) Y. Taguchi, T. Matsumoto and Y. Tokura, Phys. Rev. B **62**, 7015, (2000).

32) N. Tsuji, T. Oka and H. Aoki, Phys. Rev. Lett. **103**, 047403 (2009).

33) 岡 隆史、青木秀夫、光学 **39**, 445 (2010).

34) P. Werner, T. Oka and A. J. Millis, Phys. Rev. B **79**, 035320 (2009).

35) M. Eckstein and P. Werner, Phys. Rev. B **82**, 115115 (2010).

36) N. Tsuji, T. Oka, P. Werner and H. Aoki, Phys. Rev. Lett. **106**, 236401 (2011).

37) N. Tsuji, T. Oka and H. Aoki, Phys. Rev. B **78**, 235124 (2008).

38) R. G. Mani, *et. al*, Nature **420**, 646 (2002).

39) 村上修一, 平原 徹, 松田 巌, 日本物理学会誌 **65**, 840 (2010).

40) 例えば、K. Ishikawa, Phys. Rev. Lett. **53**, 1615 (1984); G. W. Semenoff, ibid **53**, 2449 (1983).

41) 御領 潤, 物性研究 **96** (2011)187.

42) F. D. M. Haldane: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2015.

43) T. Kitagawa, E. Berg, M. S. Rudner and E. Demler, Phys. Rev. B **82**, 235114 (2010).

44) 初貝安弘、青木秀夫：固体物理 **45**, 457 (2010)；青木秀夫：固体物理 **45**, 753 (2010)；斉木幸一朗、徳本洋志（編）「グラフェンの機能と応用展望」（CMC 出版、2009）.

45) 岡隆史、北川拓也、固体物理 **46**, 549 (2011).

46) S. Nakamura, Prog. Theor. Phys. **124**, 1105 (2010).

47) K. Hashimoto, N. Iizuka and T. Oka, Phys. Rev. D **84**, 066005 (2011) .

著者紹介



岡隆史氏： 電場誘起モット転移、非平衡超伝導、光誘起トポロジカル相転移など非平衡相転移現象について興味を持っている。



青木秀夫氏： 専門は物性物理学理論。特に強相関電子系における超伝導・磁性、量子ホール効果、そして強相関電子系・トポロジカル系における非平衡現象を主眼に研究しており、これらの現象に対する「物質設計」という観点も探索している。

(2011 年 12 月 27 日原稿受付)

Non-equilibrium physics in strongly correlated system

Takashi Oka and Hideo Aoki

abstract: We give a review on correlated systems far from equilibrium. There is a rapid development in the field which stems from both photo-induced phase transitions in strongly correlated electron systems and from non-equilibrium dynamics in

cold atoms in optical lattices. We explain how ideas developed in non-linear quantum field theory such as the Schwinger mechanism in QED are being extended to many-body systems in the condensed matter version of “strong field physics”.