

高温超伝導体と非線形格子ダイナミクス: 現実の系における 非線形局在回転モードダイナミクスの系統的研究

町田 昌彦 (Masahiko Machida)

日本原子力研究所・計算科学技術推進センター
(CCSE, Japan Atomic Energy Research Institute)

〒110-0015 東京都台東区東上野 6-9-3
住友上野ビル 8階

概要

非線形格子が示す特徴的ダイナミクスとして非線形局在モードの存在が知られている。本論文では、非線形局在モードの中でも、非線形性が三角関数など周期関数の場合の格子モデルで現れる局在回転モードに着目し、高温超伝導体の超伝導位相のダイナミクスが、モデル系での局在モードのダイナミクスとどのように関係するかを議論する。特に、高温超伝導体では結晶構造の違う物質が多数存在するなど物性もバラエティーに富むため、様々な結合定数(弱結合から強結合)を持つモデルにおいて非線形局在モードの現実的振る舞いを調べることが可能である。本論文では、弱結合及び強結合領域に属する物質において実験で得られた電流電圧特性(格子モデルでは、トルクと回転速度の関係に相当する)とモデル系の振る舞いとを比較し、高温超伝導体が非線形局在モードの物理的実在を系統的に調べることが可能な優れた系であることを明らかにする。

1 序論

一般に、酸化物高温超伝導体の結晶構造は、強い超伝導層 (CuO_2 面) とその他のブロック層とから構成され、これまでに様々な種類の物質が発見されてきた。その結果、 CuO_2 面の存在は共通である一方、それらの間を埋めるブロック層は物質により変化し、その物性は極めてバラエティーに富むことが分かってきた(図1参照)。このように様々な物性を示す酸化物高温超伝導体だが、最近、 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8-\delta}$ (Bi-2212) に代表される物質群が基礎研究だけでなく応用研究を目指す研究者の間でも盛んに注目されている。これは、ブロック層が絶縁層として機能するため、超伝導層間の結合がジョセフソン結合となり、結晶それ自身が積層型のジョセフソン接合となりうるからである(図1参照)。この事実は、即ち、結晶を育成するだけで何ら人工的加工を施さずともジョセフソンデバイスを得ることができることを意味しており、デバイスとしての再生産性は非常に優れていると言えよう。実際、この結晶構造自身が固有のジョセフソン接合を与えるという優れた特性は実験により既に確認されており [1]、確認されたジョセフソン効果は現在、固有ジョセフソン効果と呼ばれ、従来のジョセフソン効果とは違った側面を持っていることも分かってきた [2],[3],[4],[5]。さて、この固有ジョセフソン効果について、これまでの精力的研究の成果として理解されてきた主要な事実を以下に記そう。1) 超伝導層は、 CuO_2 面という3オングストローム程度の原子層であることから、絶縁層間に生じた電圧は、 CuO_2 面で遮蔽されず、隣接絶縁層に染み出すため、新たなジョセフソン

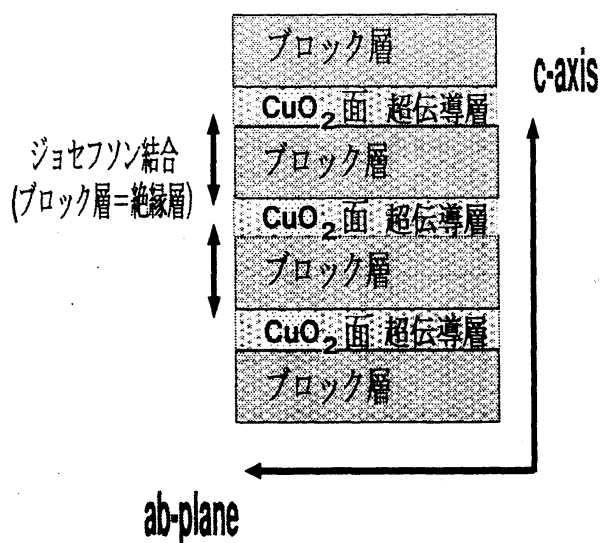


図 1: 高温超伝導体の結晶構造の模式図

接合間特有の結合が生じる。2) 1) で考えられた結合は、微視的モデルにより三角関数で記述され、系全体の超伝導位相のダイナミクスは一次元の非線形格子（結合振動子）と同等であることが理論的に明らかにされた [2],[3]。実際、このモデルが持つ微小振動、即ち、縦プラズマモードは実際に実験において観測されている [6]。3) 2) で得られた系のモデルは、非線形局在回転モード [7] を持ち、この運動モードは、電流電圧特性に反映される [3],[8]。実際、Bi-2212 の電流電圧特性は、多重ブランチ構造（多重ヒステリシス構造） [1] を示し、各接合に局在した位相運動が系のダイナミクスを支配していることが分っている。以上、多くの研究結果から得られた代表的 3 つの知見より、固有ジョセフソン接合の超伝導位相のダイナミクスは一次元非線形格子モデルにより記述され、局在モード研究の実験系としても格好の舞台となっていることが分かる。即ち、対象とする系は単なる酸化物高温超伝導体の物性物理学だけに留まらず、非線形物理学にも跨る豊かな物理を含んでいると言える。

さて、非線形格子モデルにおける局在モードについて以下で簡単にレビューしよう。一般に格子力学においては、二つのタイプの局在運動の存在が指摘されている。一つ目は、良く知られているように、低次元系で見られるフォノン、伝導電子などのランダムネスによる局在である。この種の局在は、ランダムネスにより並進対称性が破られことによるものである。一方、もう一つの局在として、格子の離散性と非線型性による局在がある [9]。このタイプの局在においては、ランダムネスは全く必要なく、離散性と非線型性により、完全格子モデルにおいても局在運動が現れることが重要なポイントである。現在までに、こうした局在運動は、非線形局在モードあるいは、ブリーザとも呼ばれ、多くの研究が行われてきた [9]。そして、現在、その研究の方向性は理論やシミュレーションから現実の系での実存を議論するところへシフトしている。実際、例えば、原子や分子から成る系 [10]、スピン系 [11]、そしてジョセフソン接合列 [12] などでの検出に成功しているという報告がある。しかしながら、現在でもなお、その実験的検証は大変困難であり、検証に成功したという程度の報告が多く、系統的研究は殆ど無い。これは、非線形局在モードがモデル格子において高々、2 から 3 格子程度に局在するため、実際の固体格子などでは、実存スケールが原子スケールになり極めて実験的検出が困難になるからである。本論文では、このトレンドに対し、非線形局在モードの

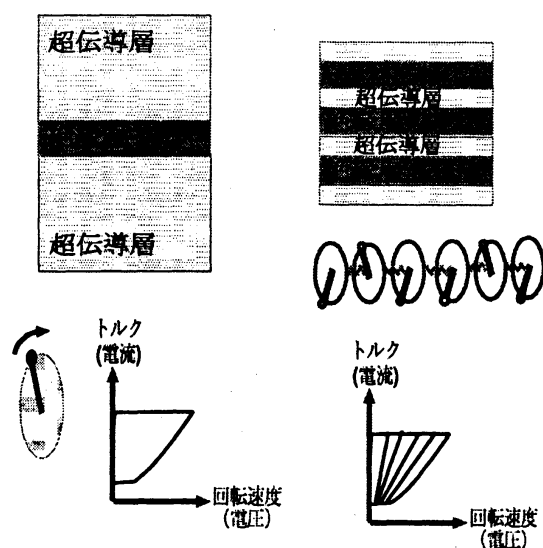


図 2: 左側: ジョセフソン接合の模式図、位相差の運動方程式、電流電圧特性. 右側: 固有ジョセフソン接合の模式図、位相差の運動方程式、電流電圧特性

確実でかつ系統的な一つの実存例を示すことにある。特に、固有ジョセフソン接合系は物質により弱結合から強結合非線形格子モデルに至るまでのバラエティを有することから、非線形局在モードの系統的研究を可能にする格好の系であることを明らかにする。

2 高温超伝導体と非線形局在回転モード

最近、酸化物高温超伝導体において結晶構造に起因する固有ジョセフソン効果が発見されて以来、非常に多くの研究がその系の超伝導位相のダイナミクスに対して行われ、非線形局在モードがこの系で出現していることが理論的に確かめられた [3],[4],[5],[7]。これは、ジョセフソン接合における超伝導位相のダイナミクスが振り子のモデルと等価である一方、固有ジョセフソン接合は、この振り子が非線形に結合した非線形結合振動子に対応し、非線形局在モードが現れる素地があるからである。さて、それでは、固有ジョセフソン接合における非線形局在モードはどのように、この系で実験的に検出されるかを簡単に説明しよう。超伝導位相は振り子の運動になぞらえることができるが、その運動速度はジョセフソン接合に発生する電圧に相当する一方、印加電流はトルクに当たる (図 2 参照)。従って、ジョセフソン接合では、印加電流 (トルク) が一定値を超えると振り子は振動状態から回転状態へと移行し、運動の定常性から一定電圧がその状態で観測できる。即ち、実験ではこの印加電流値を変化させ、発生する電圧を測定し系のダイナミクスを知ることができる (電流電圧特性の測定と呼ぶ。この際、振り子と同様、ヒステリシスが観測される。図 2 参照)。一方、高温超伝導体は積層したジョセフソン接合であり、複数の振動子から構成される結合振動子であるため、電流電圧特性は複雑な振る舞いが期待されるが、局在回転運動の出現により個々の振り子の運動は、ほぼ独立に回転状態に移行することが知られている (Bi-2212 の電流電圧特性は、図 2 右側のように、振り子の数に等しい等間隔な多重ブランチ構造を示す。) [1]。

さて、本論文では、この酸化物高温超伝導体の超伝導位相ダイナミクスを微視的理論から導出するプロセ

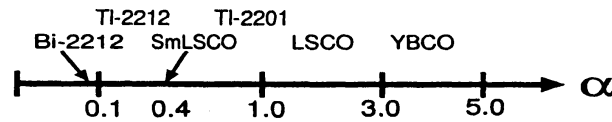


図 3: 結合パラメータ α の物質依存性. Bi-2212, Tl-2212, Tl2201, SmLSCO, LSCO, YBCO らは、各々、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ [3, 4], $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ [13], $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ [13], $\text{SmLa}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ [14], $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ [15] $\text{YBa}_2\text{CaCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta = 0.3 \approx 0.5$) [16], に相当している。これらの値は、主に実験データを基に決定された。

スを省略し、以下の非線形結合振動子モデル方程式をアприオリな方程式として与えるところから出発する（煩雑な微視的計算が必要であり本論文の趣旨にそぐわないため）。

$$\frac{1}{\omega_p^2} \partial_t^2 P_{\ell+1,\ell}(t) + \frac{\beta}{\omega_p} \partial_t P_{\ell+1,\ell}(t) + \sin P_{\ell+1,\ell}(t) = \alpha (\sin P_{\ell+2,\ell+1}(t) - 2 \sin P_{\ell+1,\ell}(t) + \sin P_{\ell,\ell-1}(t)) + I/j_c, \quad (1)$$

ここで、式中の ω_p はジョセフソンプラズマ振動数、 β は系の散逸を規定するパラメータでジョセフソン効果において標準のマッカンバー・パラメータ β_c と $\beta = \frac{1}{\sqrt{\beta_c}}$ という関係で結ばれている。そして、最も重要なパラメータが式中の α であり、この定義式は $\alpha \equiv \frac{sD^2}{\epsilon\mu}$ である [3]。この定義式は微視的理論より導出され、式中の s , D , ϵ , μ は、各々、超伝導層の厚さ、絶縁層の厚さ、絶縁層の誘電定数、電荷に対する遮蔽定数であり、これらのパラメータは結晶の構造や電子状態に依存する量である。こうして、系（結晶）が変わると、この結合定数も変化することが分る。さて、上記方程式をダイナミクスという観点から簡単に考察してみよう。まず、左辺は明らかに振り子のモデルと等価であることが分る一方、右辺は、隣接振り子間の非線形結合を与えていることが見て取れ、結合定数は α で与えられていることが分る。もし、この α がゼロならこのモデルは独立な振動子集団を与えるだけである（図 2 右側の模式図で振り子間の結合が無いものに相当する）。

ここで、この結合定数 α の概算値の物質変化の度合いを図 3 に示そう。例えば、最も多くの実験で使われている $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8 - \delta$ (Bi-2212) では、 $\alpha \approx 0.1$ である一方、 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ (LSCO) では、 $\alpha \approx 1.0 \sim 3.0$ である。また、光学実験の結果から $\text{SmLa}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ では、その値は正確に求めることが可能で、 $\alpha \approx 0.4$ であることが知られている [14]。これらの結果から、Bi-2212 と SmLSCO らは、弱結合モデルに属し ($\alpha \ll 1.0$)、LSCO は相対的に強結合モデルに属することが分る ($\alpha > 1$)。実際、これらの系で測定された電流電圧特性はとて違った振る舞いを示す。以下に Bi-2212 と LSCO の電流電圧特性の実験結果を要約しよう。まず、弱結合モデルに属する Bi-2212 だが、この系での電流電圧特性は接合数に一致する数の多重ブランチ構造を示す [1]。これは、一つ一つの接合があたかも独立に回転状態へとスイッチすると見て取ることが可能なほどである（つまり、結合は全くないと解釈することもできる）。一方、強結合領域に属する LSCO では、一つか二つ程度のブランチしか観測されない [15]。しかも、それらのブランチ上ではステップ状の構造が観測される（図 4 参照）。しかし、そのステップ状の微細構造は Bi-2212 では観測されていない。こうして、LSCO においては接合は、集団的ダイナミクスを示す一方、微細構造はその集団ダイナミクスにおいて何らかの不安定性が起こっていることを意味している [15] (図 4 参照)。

この論文では、これらの実験結果のバラエティーがモデル方程式の非線形局在モードのバラエティーと

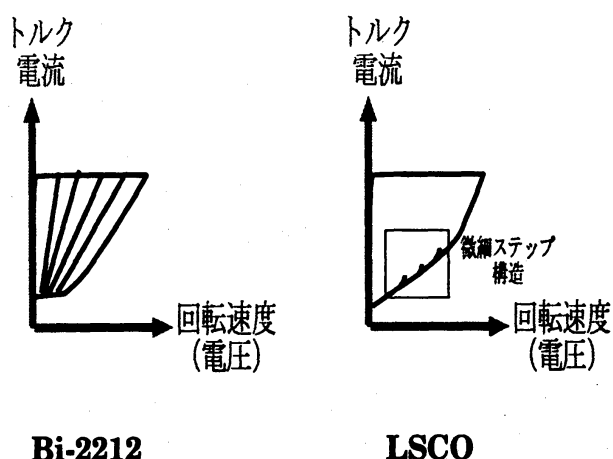


図 4: Bi-2212 及び LSCO で得られる電流電圧特性の実験結果の模式的まとめ

密接に関係していることを明らかにする。まず、上記モデル方程式の数値シミュレーションを行い、電流電圧特性を求め、実験と比較する一方、各ブランチを精細に調べ、ステップ状の構造が見られるかどうか、もし見られる場合、どんなダイナミクスの不安定性が起っているかを調べる（数値シミュレーションにより初めて理解できることである）。数値シミュレーションは、4次のルンゲ・クッタアルゴリズムを用いて行われ、結合定数 α は 0 から 10.0 まで変化させ、そのダイナミクスの α 依存性が調べられる。

3 数値シミュレーション結果

最初、電流電圧特性のブランチ構造を調べるため4つの接合（振り子）からなるモデルの数値シミュレーションを周期境界条件の下で行う。これらのシミュレーションでは、全ての安定な局在回転運動軌道を求めるため、電流値をある値に固定した後、ランダムにセレクトされた多くの初期状態から系のダイナミクスを並列にトレースする。こうして、十分な時間ステップ数を取り並列シミュレーションを行い全ての初期条件が定常状態に移行したのを確認した後（電圧、即ち、振り子の運動速度の時間発展をモニターし、定常状態に達したかどうかを見る）、電圧を記録し、さらに、電流値を変化させ、トータルな電流電圧特性を得ることとする。こうして得られた電流電圧特性を図 5(a),(b),(c) に示す。図 5(a) は、 $\alpha = 0.1$ 、即ち、弱結合系での電流電圧特性であり、4つの接合が用意されていたにもかかわらず、5つの電流電圧ブランチが観測されていることが分る。さて、この図 5(a) において電圧の増大する順序に 1 から 5 と順序づけを行い、各ブランチ上での系のダイナミクスを説明しよう。まず、No.1 ブランチだが、ここでは、一つの接合のみが回転状態にある。しかし、どの接合が回転状態にあるかは、初期条件に依存し、電流電圧特性だけからは、全く区別することは出来ない。一方、No.2 及び No.3 ブランチ上では、どちらも二つの接合が回転状態にあることが分る。No.2 では、二つの回転状態は、隔絶されている（4 サイトの周期系であるため、一つの回転状態にない接合が間にある）が No.3 では、それらの回転状態は隣接していることが分っている。この違いは、4つの接合から成る周期系から2つの接合を選ぶ問題に相当し、2つの等価でない組み合わせが存在することから容易に理解できる（図 5(d) 参照）。もちろん、これは、接合間に結合が存在することにより発生する違いであり（弱結合の存在により現れる僅かな電位差）、もし、接合間の結合が無い場合、それらの

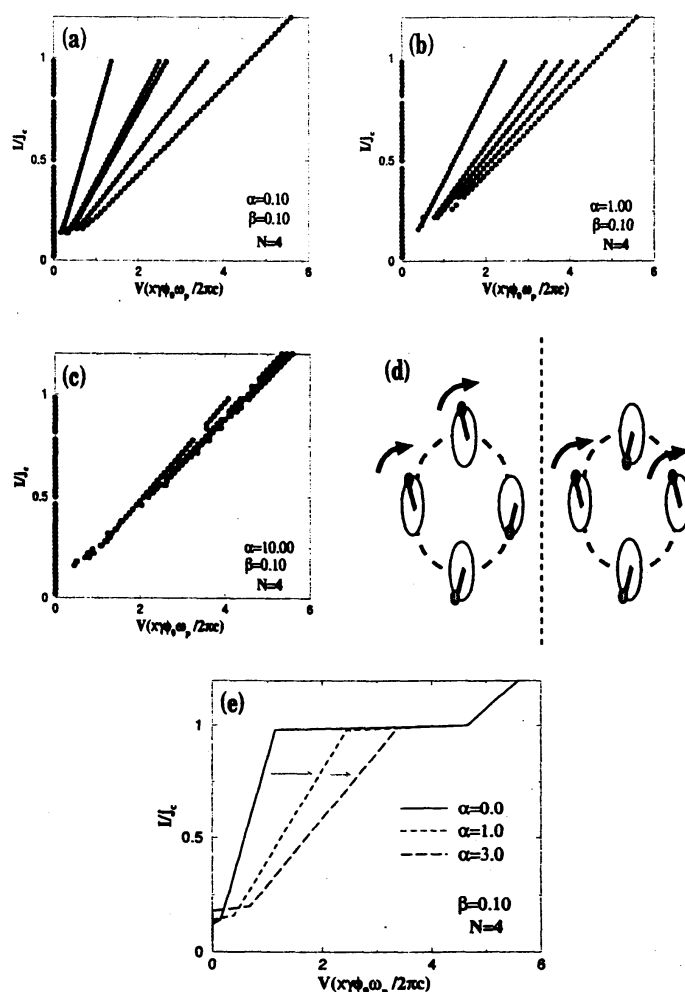


図 5: ブランチ構造の α 依存性。接合数は 4 で周期境界条件が採用されている。(a) $\alpha = 0.10$ (b) $\alpha = 1.00$, and (c) $\alpha = 10.0$ (d) 2つの回転局在モードの2つの異なる分布形態。(e) No.1 ブランチの α 依存性

非等価性は失われることから、こうしたブランチの分裂は結合の存在を間接的に立証するものである。実際、こうした微細なスプリットを示す実験結果は実際の Bi-2212 のような系では、しばしば観測されている。[18].

次に α を増大させた場合の結果を見よう。図 5(b) 及び (c) において見られるように、 α の増大と共に No.1 のブランチとそれに続くブランチはいずれも高電圧側へとシフトすることが見て取れ、 α が 10 程度になった場合、それらは、殆ど最も外側のブランチ (全ての接合が回転状態にある) にまで到達していることが分る。このように集団として回転状態にあるヒステリシス構造へと収束する電流電圧特性は、LSCO のような強結合系において、実際に観測されている。さて、 α が増大するとき、最初のブランチのシフトの α 依存性について着目しよう。図 5(e) は 3 つの違った α に対する No.1 ブランチの電圧シフトを示しており、ヒステリシスループは α の増大と共に高電圧側へと拡大していることが分る。この結果は、物理的には次のように説明される。一つの接合サイトにおける回転運動は、周りの振り子の運動を誘起する。結合定数が高い場合は、隣接接合への運動の影響の度合いは大きく、誘起電圧もより広いサイトに跨って存在するため

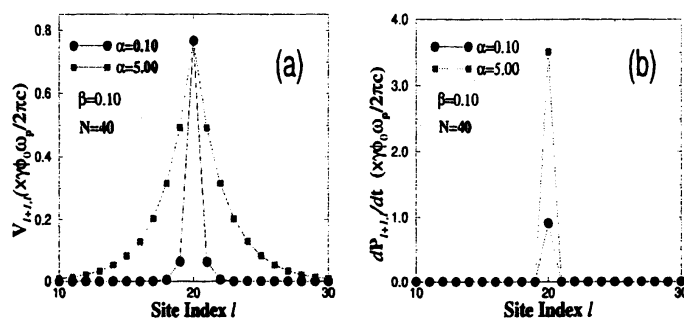


図 6: (a) $\alpha = 0.10$ 及び $\alpha = 5.00$ での一つの回転局在モードにおける電圧分布。接合（振り子）数は $N = 40$ であり、周期境界条件が採用されている。(b) 一つの回転局在モードにおける $\frac{dP_{l,\epsilon}}{dt}$ の分布。

全ての接合の位相運動速度の和である電圧も結合定数の増大と共に大きくなるからである。

一つの局在回転運動の α 依存性をもっと詳細に見てみよう。図 6(a) は、一定のトルク（電流値）での電圧の空間分布であり、図 6(b) は超伝導位相の運動速度分布である。用いられた α は、0.1 と 5.0 であり、回転運動それ自身は、結合定数の大きさにかかわらず、常に一つの接合内に閉じ込められていることが分る（図 6(b) 参照）。その一方、電圧は、 $\alpha = 5.0$ のケースでは広く多くの接合に跨って分布していることが見て取れる。この結果から、明らかに $\alpha = 5.0$ の強結合のケースでは一つの局在回転運動状態を励起する電圧が大きくなることが分る。こうして、強結合系では、一つの接合を回転状態に誘起する確率は減り、多重ブランチ構造が観測されづらくなることが理解できる。

次に、強結合系 LSCO で、全ての接合が回転状態にあるブランチで見られるステップ構造に着目しよう。この状態は、強結合モデルにおいて最外側ブランチで観測される。これまで実験を行い、これらのステップ構造を観測してきた植松らは、これらの構造が縦プラズマ（接合の積層方向に伝播する微小振動モード）との共鳴により起ると主張してきた [15]。上記モデル (式 (1)) は、この縦プラズマ解を微小振動解として持つため、この仮説が正しいかどうかを検証することが可能である。実際、実験結果を再現するため、100 個の振動子からなる周期境界条件下での結合振動子系を用意し、シミュレーションを行った。シミュレーションでは、電流を、 $1.2j_c$ から $0.2j_c$ へと減少させ、運動の不安定性が起る様子を調べた。ここで、 j_c は、一つの振り子が回転状態へと転移する臨界電流である。即ち、シミュレーションでは、全ての振り子が回転状態にあるところから臨界電流値以下に電流を下げ、ヒステリシスブランチ上でどのような位相のダイナミクスが起るかを調べる。

シミュレーション結果を示そう。図 7(a) は、3 つの違った結合パラメータ $\alpha = 1, 3, 5$ に対する電流電圧特性である。 $\alpha = 3$ と 5 に対する電流電圧特性は、図上のスケールで上へシフトアップされている。これらの電流電圧特性では、ステップ状の構造が矢印で示されている点で現れている。図 7(b) では、それらのステップ位置を明瞭に示すためこの 3 つのケースにおける $\frac{dV}{dI}$ を電圧に対しプロットした。この $\frac{dV}{dI}$ において一定値以上の値を超えるステップ構造を 3 つ選択し、電圧減少に伴い V_{g1}, V_{g2}, V_{g3} と記すことにする。これらの電圧値の α 依存性を図 7(c) に示した。 V_{g1} は、単純な α の増加関数である一方、 V_{g2} と V_{g3} も α に対して大きな変動を示しているが、これらの電圧値は基本的に α の増加関数となっている。また、それら V_{g1}, V_{g2}, V_{g3} の間隔も α が増大するにつれ大きくなっていることが分かる。これらの結果から、実験的にはそれらのステップ電圧値の間隔が広いことが観測可能な条件であり、 α は十分に大きいことが必須であ

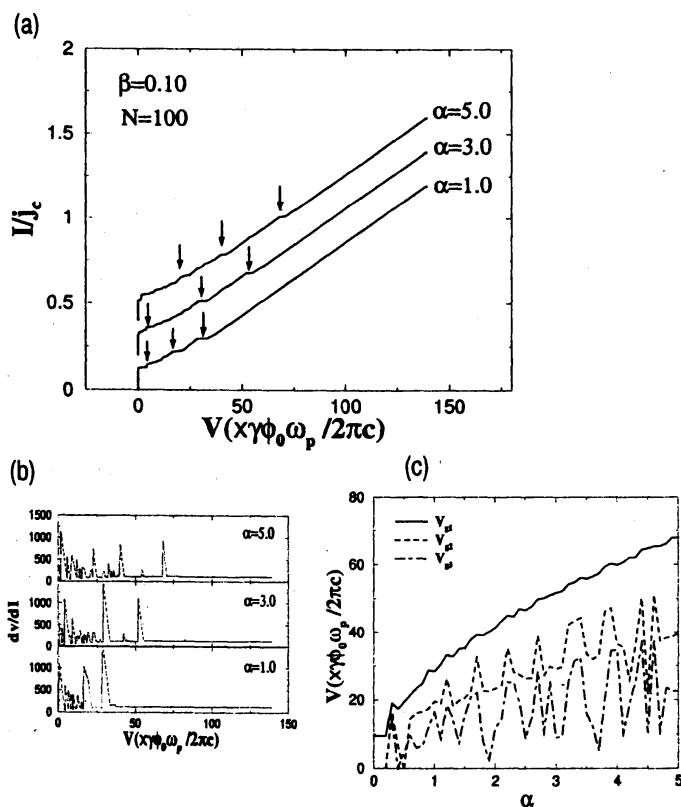


図 7: (a)3つの結合パラメータ α に対する電流電圧特性。電流値は $1.2j_c$ から $0.0j_c$ まで減少させられる。矢印で示された点で幾つかのステップ構造が見える。(b)3つの α 値に対する $\frac{dV}{dI}$ の電圧依存性。おおよそ、3つのピークが観測され、それらのピーク観測電圧値は低い電圧側から V_{g1} , V_{g2} , 及び V_{g3} と記す。(c) V_{g1} , V_{g2} , 及び V_{g3} の α 依存性。

る。この結果は、LSCOにおいてステップ構造がはっきりと観測される一方、Bi-2212においては観測されないという傾向と一致している。これは、明らかにLSCOにおいて α が大きくBi-2212において α が小さいためである。

さて、電流電圧特性で見られるこれらのステップ構造でどんな超伝導位相ダイナミクスの変化が起っているかを調べよう。ここでは、 $\alpha = 3.0$ のケースに着目する。図8(a)は、このケースの電流電圧特性であり、ステップ構造がクリアに見て取れる。各振り子の回転運動速度の時間平均 $\langle \frac{dP_{l+1,t}}{dt} \rangle$ の空間分布が図8(b),(c),(d)に示されている。ここで、図8(b)と(c)は、各々、 V_{g1} を境として少し高い電圧と低い電圧の時に測定された振り子の平均回転運動速度の空間分布である。図8(c)を見て分るように、 V_{g1} 以下では、約半数の振り子が静止状態に移行している一方、回転状態にある状態の振り子の回転速度の平均値 $\langle \frac{dP_{l+1,t}}{dt} \rangle$ は、ほぼ4つの値に分類分けできることが分る。この状態は、いわば、回転局在モードのグラス状態と呼ぶことができる。つまり、ある局在状態は接近しオーバーラップしているが、他の状態は、周りと隔絶して孤立して存在している。しかも、それらの存在形式は周期的(格子)ではなく、ランダムでありグラス状態と呼ぶのがふさわしい。しかも、この V_{g1} 以下で現れた状態は、電圧が V_{g2} に至るまでほぼ安定であり、各振り子の平均回転速度 $\langle \frac{dP_{l+1,t}}{dt} \rangle$ は、パターン構造を維持したまま次のステップまで単調に減少する。また、回転局在モードグラスにおける回転状態にある各振り子の回転平均速度 $\langle \frac{dP_{l+1,t}}{dt} \rangle$ は図8(b)と(c)とで比較すると分るように、一様な回転状態における回転速度より大きくなっている。これは、回転状態における振り子が静止する振り子のエネルギーを吸収して大きくなっているためである。この結果は正に、そのステップ構造を境にエネルギー局在が迅速に起り局在パターンが現れたことを意味している。この最初の不安定性を系が V_{g1} にて経験した後、 V_{g2} 及び V_{g3} で、電圧分布パターンは図8から分るように(c)から(d)へ、(d)から(e)のパターンへと各々、転移する。一般に電流の減少と共に回転局在状態の振り子のサイト数は減少しており、この結果はある局在回転モードが転移時、瞬時に他の局在状態のエネルギーを吸収していることを意味している。こうした局在回転グラス状態間の転移は、ステップ電圧の前後でジョセフソン発振スペクトルを測定することで見てとることができる。即ち、スペクトルは、複数の局在回転状態に対応して複数のピーク構造を示すことが期待される。

以上、実験において観測される微細なステップ構造は、正にモデル方程式(1)のシミュレーションにより再現される回転局在モードグラスの集団的パターンダイナミクスの変化により理解できることが分った。しかしながら、 α に依存して決まる V_{g1} , V_{g2} , V_{g3} において、なぜ、そのようなグラスパターンの変化が起るかは未だ、理解されていないことを注意する。実際、 α が十分小さい場合は、結合パラメータを展開係数としてダイナミクスを摂動により調べるのが可能であるが、この方法で、求めた格子を伝わる微小振動(縦プラズマ)と一様な回転運動の間の共鳴条件による V_{g1} の予測値は、シミュレーション結果と一致しない。従って、これらのパターン変化は縦プラズマとの共鳴といった線形理論の範囲で説明することができない、正に、非線形性と離散性が主要な役割を果たす非線形局在モードの集団ダイナミクスに関連した新しい現象であると言えよう。(これまで、非線形局在モードの研究は、一つの孤立した局在モードの研究にその多くが費やされてきたが、局在モード間の相互作用や集団的な局在モードのダイナミクスは今後、興味が持たれる話題であると考えられる)

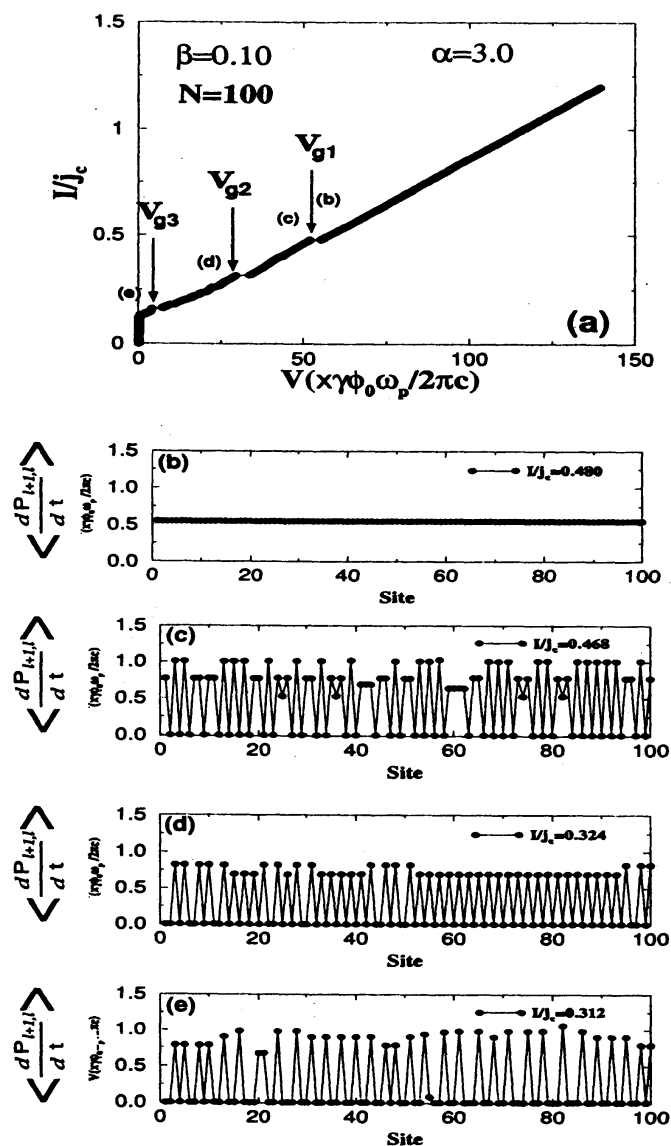


図 8: $\alpha = 3.0$ での電流電圧特性。以下、平均回転速度 $\langle \frac{dP_{\ell+1,\ell}}{dt} \rangle$ の空間分布が示されている。各々 (b) V_{g1} 以上, (c) V_{g1} 以下 (d) V_{g2} 以下 (e) V_{g3} 以下で測定された空間分布である。

4 結論

高温超伝導体は様々な結晶構造を有するため、モデル系である非線形格子の結合定数は、物質により強結合から弱結合まで変化する。実際、この結合定数の変化は実験的には電流電圧特性の変化として観測されている。本論文では、まず、弱結合系にて電流電圧特性が多重ブランチ構造を与えることを示した一方、強結合系においては、多重構造が収束して集団回転状態になることも示した。これらの性質は、実際、弱結合に相当する Bi-2212 と強結合に相当する LSCO にて、各々観測される事実と一致する。さらに、強結合系 LSCO では、集団回転状態において数回の不安定性が生じるため、電流電圧特性上に微細ステップ構造が現れるが、これらの結果も強結合格子系の数値計算と全く一致し、局在回転モードの集団ダイナミクスとして理解できることを示した。これらの結果から、高温超伝導体・固有ジョセフソン接合は、局在モードのダイナミクスを系統的に調べることを可能にする極めて優れた実験系であることが分った。

5 謝辞

著者は、山下、植松、及び佐々、各氏に対し、有益な議論に対する謝意を示したい。また、小山、及び立木氏には、特にモデル系での有益な議論に感謝する。最後に、武野氏には、局在回転モード全体に対する議論及び問題意識の設定など多くの議論に対し感謝する。

参考文献

- [1] R.Kleiner et al., *Phys.Rev.Lett.* **68**, 2394(1992);G.Oya et al.,*Jpn.J.Appl.Phys.***31**,L829(1992).
- [2] T.Koyama, and M.Tachiki, *Phys.Rev.* **B54**, 16183(1996).
- [3] M.Machida, T.Koyama, and M.Tachiki, *Phys.Rev.Lett.* **83**, 4618(1999).
- [4] Ch.Preis, Ch.Helm, J.Keller, A.Sergeev, and R.Kleiner, *SPIE Conference Proceedings "Superconducting Superlattices II"*, 236(1998).
- [5] H.Matsumoto et al. *Phys.Rev.* **B60**, 3666(1999).
- [6] Kakeya et al., *Phys.Rev***B57**, 3108(1998); M.B.Gaifullin et al.,*Phys.Rev.Lett.***83**, 3928 (1999).
- [7] S.Takeno and M.Peyard, *Physica* **92D** 140(1996).
- [8] S.Takeno, *J.Phys.Soc.Jpn.* **69**, 213(2000).
- [9] A.J.Sievers and S.Takeno, *Phys.Rev.Lett.*,**61**,970 (1988); For a review, see S.Flach and C.R.Willis, *Phys.Rep.* **295**, 181 (1998).
- [10] B.I.Swanson *Phys.Rev.Lett.* **82**, 3288 (1999).
- [11] U.T.Schwarz et al.*Phys.Rev.Lett.* **83**,223(1999).

- [12] E.Trias et al., *Phys.Rev.Lett.* **84**, 741(2000); P.Binder et al. *Phys.Rev.Lett.* **84**, 745(2000).
- [13] we can roughly estimate from the crystalline structure and the dielectric constant. See, e.g. A.A.Tsvetkov et al., *Nature* **395**, 360(1998); Diana Dulić et al., *Phys.Rev.* **B60**, R15051(1999).
- [14] Ch.Helm et al., (Unpublished).
- [15] Y.Uematsu et al., *Physica C* **362**, 290(2001).
- [16] M.Rapp et al. *Phys.Rev.Lett.* **77**, 928(1996).
- [17] K.Schlenga et al., *Phys.Rev.* **57**, 14518(1998), and many references therein.
- [18] T.Yamashita (Private Communication).