

Title	電荷密度波の巨視的量子トンネル現象
Author(s)	松川, 宏; 三宅, 博之
Citation	大阪大学低温センターだより. 1996, 94, p. 14-24
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/7772
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

電荷密度波の巨視的量子トンネル現象

理学研究科 松川 宏、三宅博之(内線5735)

E-mail: hiro@phys.wani.osaka-u.ac.jp

1 序論

原子分子や電子など微視的な対象を理論的に扱うには量子力学が必要である。一方、砂粒や石、ボール、星の運動など巨視的な現象は古典力学で良く記述される。これは後者の場合、その運動の作用がプランク定数 \hbar に比べて十分大きく、古典力学が量子力学の良い近似になっているからである。これはいつでも言えることなのだろうか？そうとは限らない。巨視的な現象にも量子力学的効果が現れる場合がある。このような現象は巨視的量子現象と総称される。だが巨視的な系でも量子効果が現れるというのは、ある意味では当たり前のことである。何故なら、そのような系もその構成要素は原子核と電子という微視的な対象であり、それらは最初に述べたように量子力学によって扱われるのであるから。だが、巨視的な対象の巨視的なスケールの運動が古典力学的には許されない運動をするとすると、それはやはり驚きである。古典力学的には許されず、量子力学で初めて可能になる運動の典型が量子トンネル現象であろう。図1のようなポテンシャルの1つの準安定状態(点A)にある質点は、古典力学的にはポテンシャルバリアーを乗り越えて右のよりエネルギーの低い状態へ行くことは不可能だが、量子力学的には可能となる。この量子トンネル現象を巨視の対象が起こす場合があるのである。これは、巨視的量子トンネル現象と呼ばれ、最近、広い分野で注目を集めている[1]。この解説ではそのような巨視的な対象として電荷密度波を考え、これの量子トンネル現象による非線形電気伝導を議論する。

2 電荷密度波の運動

電荷密度波(Charge Density Wave、以下CDWと記す。)は良く知られるように、Fermi面の形が1次元や2次元的な低次元金属においてその特異なフェルミ面の形状のため、波数 $Q=2k_F$ (ここで、 k_F はフェルミ波数)の格子変位と結合して同じ波数で電子密度が $\rho(x)=\rho_0+\rho_1\cos(Qx+\phi(x,t))$ のように空間的に振動するものである(図2)[2]。ここで ρ_1 と $\phi(x,t)$ はCDWの振幅と位相であり、後者は理想的な静止しているCDWでは定数である。このCDWの周期($\lambda=2\pi/Q$)は電子系の性質だけで決まるため、一般には格子の周

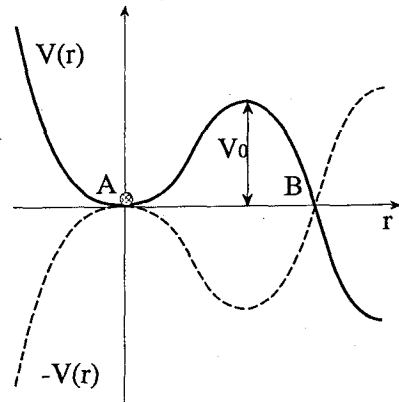


図1、量子トンネル現象がおこるポテンシャル $V(r)$ (実線)と虚時間の経路積分で考えたときバウンス解がその中を運動する逆ポテンシャル $-V(r)$ (破線)。Aは準安定点、BはAの等エネルギー点。

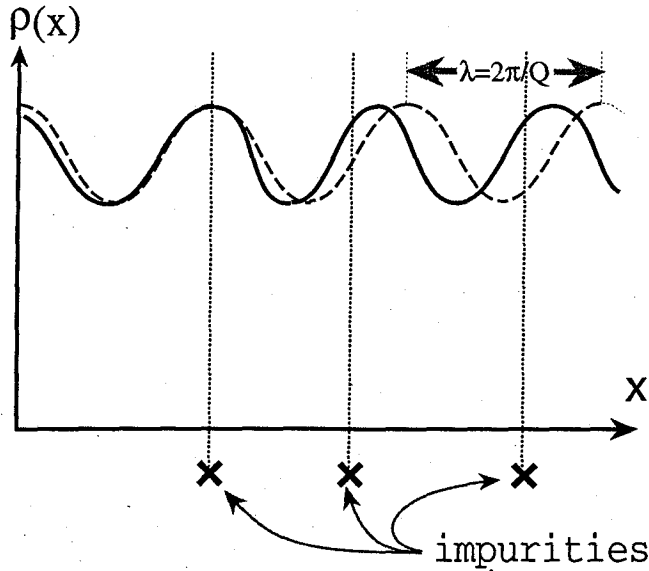


図2、CDW状態での電荷密度 $\rho(x)$ の空間変化。破線は理想な場合で一定の波長 $\lambda = 2\pi/Q$ で振動している。実線は不純物のある場合で、それとの相互作用のためCDWは歪んでいる。

期とはインコメンシュレートな関係にあり、従って結晶中で並進対称性を持つ。このため理想結晶中では、CDWは自由に運動できる。しかし現実の結晶中には必ず不純物が存在し、CDWは適当に歪んで不純物との相互作用エネルギーを得するある状態に固定されてしまう。これをピン止めと呼ぶ。一方、歪むことによりCDWはその弾性エネルギーを損するので、CDWのピン止め状態は非常にフラストレーションの高い状態となり、そのため多くの準安定状態が生じることになる。このピン止めされたCDWに弱い電場をかけてひっぱっても、CDWは動けない。ピン止めの力を上回るだけの強さの電場をかけて初めてCDWは動き出す。この動き出す電場をしきい電場と呼ぶ。しきい電場以上では試料全体にわたって相関を保ったままCDWは動く。このためCDWの運動は巨視的な運動である。このしきい電場以上ではCDWの運動のため直流電気伝導度が急激に増大する。この他にも、CDWの運動は多くの準安定状態の存在や不純物との相互作用の非線形性のため、様々な履歴現象や学習効果、自発的振動現象、モードロッキング、カオスなど多くの面白い現象を引き起こす。理論的にはこれらの現象は、CDWを不純物と相互作用する古典力学的弾性体と考え、CDWの位相 $\phi(x,t)$ によりその状態を記述する福山-Lee-Riceモデルと呼ばれるモデルにより良く説明されてきた[3,4]。

しかし最近、10 K以下の低温領域における新しいタイプの非線形電気伝導現象がZaitsev-Zotovにより実験的に見いだされた[5]。彼はしきい電場以下の電流の電場依存性を90~2 Kの温度領域で2端子法により測定した。先にCDWはしきい電場以下ではピン止めされて動けないと書いたが、有限温度では熱雑音の助けを借りてしきい電場以下でもときどきピン止めがはずれ、わずかではあるが電流が流れる。この電流の温度依存性は当然、熱活性化型 $I_0 \exp(-U_0/k_B T)$ となる。この実験でも20 K以上の温度領域ではそのような温度依存性がみられるが、より温度を下げていくと温度依存性が弱くなり、10 K以下では温度によらなくなる事が観測された。この温度領域では電流は温度依存性のないことから、量子力学的トンネル効果によってCDWが運動することによるもの、と考えられる。又、この領域の電流

の電場依存性は $I_0 \exp[-(E_0/E)^2]$ となる事も報告されている。実験的にはこのような非線形伝導は断面積の十分小さい試料においてのみ観測されるそうである。問題は、上のような電場依存性をもたらす CDW のトンネルの機構はどのようなものか、そして何故細い試料においてのみこのような現象が観測されるのかということである。

3 量子トンネル効果

この節では、量子トンネル効果の理論的取り扱いの一般論を簡単に紹介しよう[6]。巨視的量子トンネル効果を理論的に議論する際、経路積分の手法が使われることが多い。この方法では良く知られたように質量 M を持つ質点の時刻 0 から T までの時間発展の演算子は座標表示で、

$$U(T, 0) = \int_{r(0)}^{r(T)} Dr(t) \exp\left[\frac{i}{\hbar} S(\{r(t)\})\right] \quad (1)$$

のように表される。ここで最初の積分は時刻 0 から T までの全ての可能な経路について行い、

$$S(\{r(t)\}) = \int_0^t dt \left\{ \frac{M}{2} \left(\frac{dr(t)}{dt} \right)^2 - V(r(t)) \right\} \quad (2)$$

はこの系の作用、 $V(r)$ はポテンシャルである。ここで虚時間 τ を導入し $t = i\tau$ とすると、

$$U(T, 0) \rightarrow Z(\beta) = \int_{r(0)}^{r(\hbar\beta) = r(0)} Dr(\tau) \exp[-S_E(\{r(\tau)\})/\hbar] \quad (3)$$

$$S_E(\{r(\tau)\}) = \int_0^{\hbar\beta} d\tau \left\{ \frac{M}{2} \left(\frac{dr(\tau)}{d\tau} \right)^2 + V(r(\tau)) \right\} \quad (4)$$

となる。ここで、 $\beta = -iT/\hbar$ であり、また周期境界条件を導入した。この S_E はちょうど運動エネルギー + ポテンシャルエネルギーで系の全エネルギーとなっており、従って $Z(\beta)$ は温度 β での分配関数であることがわかる。そして絶対零度極限の分配関数の形、 $\exp(-\beta E_0)$ より系の基底エネルギー E_0 がわかる。ここで、準古典近似 (WKB 近似) を行くと、 $Z(\beta)$ は次の S_E の変分条件

$$\frac{\delta S_E(\{r_s(\tau)\})}{\delta r_s(\tau)} = 0 \quad (5)$$

を満たす鞍点解 $r_s(\tau)$ とそこからのずれ $\delta r(\tau)$ により次のように表される。

$$Z(\beta) \cong \exp[-S_E(\{r_s(\tau)\})/\hbar] \int_{\delta r(0)}^{\delta r(\hbar\beta) = \delta r(0)} D\delta r(\tau) \exp\left[-\delta r(\tau) \frac{\delta^2 S_E(\{r_s(\tau)\})}{\hbar \delta r_s(\tau)^2} \delta r(\tau)\right] \quad (6)$$

ここで最初の指数因子は鞍点解 $r_s(\tau)$ の作用からの寄与、次の積分は $r_s(\tau)$ の回りの揺らぎからの寄与であり、 $\delta^2 S_E(\{r_s(\tau)\})/\delta r_s(\tau)^2$ は時刻 τ を足に持つ行列である。この指数部分は 2 次形式であるから積分はガウス積分となり実行できて、その結果

$$Z(\beta) \cong \sqrt{2\pi \hbar \det\left[-\frac{\delta^2 S_E(\{r_s(\tau)\})}{\delta r_s(\tau)^2}\right]} \exp[-S_E(\{r_s(\tau)\})/\hbar] \quad (7)$$

となり、これより基底エネルギーがわかる。

さてこの方法で、図 1 のようなポテンシャル中の質点の準安定状態 A から右のよりエネルギーの低い状態へのポテンシャルバリアーを越えてのトンネルを、準古典近似の範囲で考えよう。変分条件 (5) 式

はそのまま運動方程式であるが、いま虚数時間で考えているために作用が上記のように運動エネルギー+ポテンシャルエネルギーの形となり、通常の作用の形（運動エネルギー-ポテンシャルエネルギー）とポテンシャルの前の符号が逆になり、ちょうど $-V(x)$ のポテンシャル中の質点の運動と同じになる。このとき、鞍点解としては準安定状態Aで静止している解とAから出発し等エネルギー点のBまで行きまたAに戻ってくるバウンス解と呼ばれる解 $x_B(\tau)$ 、およびn個のバウンス解からなる解がある（図3）。まず1個のバウンス解からの分配関数への寄与 $Z_1(\beta)$ を計算しよう。

$$Z_1(\beta) \cong \exp(-S_B/\hbar) \int_{\delta r(0)}^{\delta r(\hbar\beta) = \delta r(0)} D \delta r(\tau) \exp[-\delta r(\tau) \frac{\delta^2 S_E(\{r_s(\tau)\})}{\hbar \delta r_s(\tau)^2} \delta r(\tau)] \quad (8)$$

ここで $S_B = S_E(\{r_B(\tau)\})$ はバウンス解の作用である。問題は残った揺らぎの積分である。いま、行列 $\delta^2 S_E(\{r_s(\tau)\}) / \delta r_s(\tau)^2$ は、0及び負の固有値を持つ。前者はバウンス解が時刻 $0 \sim \hbar\beta$ の間のどこにでも存在できるという並進対称性によるもので、これに対応した積分は $\hbar\beta$ に比例した寄与を与える。負の固有値はバウンス解の折り返し点（B点）の右側でポテンシャル $V(r)$ が負に落ち込んでいるため、この解はその方向の揺らぎに対して不安定であることによる。このためこの固有値に対応した積分は係数が負のガウス積分となり、結果は虚数となる。この結果、 $Z_1(\beta)$ は K を適当な定数として、

$$Z_1(\beta) \cong i\hbar \beta K \exp(-S_B/\hbar) Z_0(\beta) \quad (9)$$

となり、これよりn個のバウンス解からの分配関数への寄与 $Z_n(\beta)$ は

$$Z_n(\beta) = \frac{1}{n!} (i\hbar \beta K \exp(-S_B/\hbar))^n Z_0(\beta) \quad (10)$$

となる。ここで、 $\frac{1}{n!}$ はn個バウンスがあるときそれらの入れ替えに対応した自由度を数えすぎているのを修正する因子であり、通常のボルツマン因子と同じである。また、 $Z_0(\beta)$ はバウンス解が存在しないときの分配関数への寄与であり、これは準安定点Aの回りの微小振動からの寄与であるため、通常の調和振動子の分配関数となる。(10)式で最後の $Z_0(\beta)$ がn乗されないのは一種の規格化の結果である。全分配関数はこれらの解からの寄与の和となり、

$$Z(\beta) = \sum_{n=0}^{\infty} Z_n(\beta) \xrightarrow{\beta \rightarrow \infty} \exp(-\beta E_0) \quad (11)$$

$$E_0 = \frac{\hbar \omega_0}{2} - i\hbar K \exp(-S_B/\hbar) \quad (12)$$

となる。ここで基底エネルギー E_0 に虚部が現れたことに注目頂きたい。Aにあった質点の波動関数の実時間での時間発展は $\Phi(t) = \Phi(0) \exp(-iE_0/\hbar)$ と表されるから、上の E_0 の虚部がこの状態の崩壊確率すなわちトンネル確率を与える。この虚部の振る舞いを支配するのは指数の肩にあるバウンス解の作用 S_B である。従って、トンネル確率を理論的に評価するには S_B を計算すればよいことになる。

4 電荷密度波の量子トンネル現象

さて、いよいよ電荷密度波の量子トンネル現象を調べよう。そのためにまず電荷密度波の運動を記述する適当な有効ハミルトニアンを考えよう。2節で述べたようにそのような有効ハミルトニアンとして、

CDWの位相によりその状態を記述する福山-Lee-Riceモデルがある[3,4]。このモデルのエネルギーは位相の時間微分の2乗に比例するCDWの運動エネルギー、空間微分の2乗に比例する弾性エネルギー、ランダムに分布した不純物ポテンシャルと電荷密度の相互作用の項、及び電場との相互作用の項からなる。最後の項は、電荷密度の重心座標が位相に比例するため、電場 E と位相の積に比例する。このモデルはランダムさがあるためそのまま扱ってトンネル確率を計算することは難しい。そこで、変わりに少し簡単なモデルとして、サイネーゴードンモデルを考える。その D 次元のモデルの虚数時間での作用は次のように表される。

$$S_{s.g.}(\{\phi(\vec{x})\}) = S_0 \int d^{D+1}x \left\{ \frac{K}{2} \left(\frac{d\phi(\vec{x})}{d\vec{x}} \right)^2 - V_0 \cos(\phi(\vec{x})) - \tilde{E} \phi(\vec{x}) \right\}. \quad (13)$$

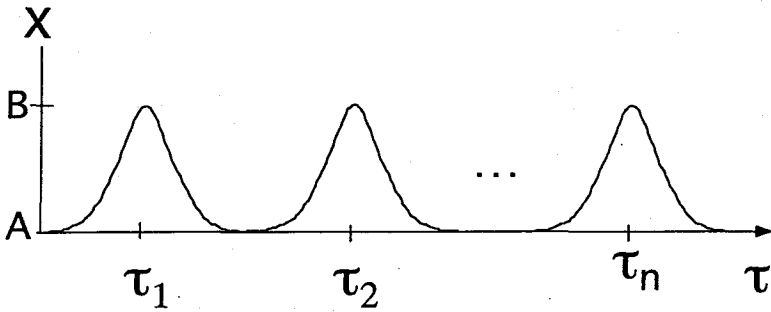


図3、 n バウンス解の模式図。一つ一つのバウンス解は安定点Aから出発しその等エネルギー点Bで反射し、またAに戻ってくる。

ここで S_0 は作用の次元を持った定数であり、時間空間の座標は適当にスケール変換し無次元化し $\vec{x}=(\vec{r}, \tau)$ とまとめて記し、さらに運動エネルギーと弾性エネルギーをあわせて第1項とした。 K, V_0, \tilde{E} は各々、無次元化された弾性定数、ピン止めポテンシャルの強さ、及び電場であり、積分は虚数時間も含めた $D+1$ 次元で行うものとする。このモデルはCDWの波長と結晶の格子間隔の比が有理数のとき(コモンシュレート)現れる格子によるピン止めのモデルであるが、不純物によるピン止めの場合の福山-Lee-Riceモデルから出発し適当な仮定の下で導くことも可能である。また、何次元のモデルが実際の実験を議論するのに適当かは、試料の大きさ等に依存する。このモデルで $\tilde{E} > 0$ のとき $\phi(\vec{x}) = 2\pi n$ (n は整数)は一つの準安定状態である。系は最初 $\phi(\vec{x}) = 0$ の状態にあるとし、この状態からのトンネルを表すバウンス解を考えよう。そのひとつは隣り合った準安定状態である $\phi(\vec{x}) = 2\pi$ とを結ぶキック(\vec{k})-アンチキック(\vec{k})対 $\vec{k}-\vec{k}$ である(図4)。これからなる $D+1$ 次元空間における半径 R のバウンス解の様子を図5に示す。時刻 $\tau = -R$ で $\vec{k}-\vec{k}$ が生成しそれが広がり、 $\tau = 0$ で反射点で反射し $\tau = R$ で消滅する。この解の作用 $S_{\vec{k}-\vec{k}}(R)$ は通常の1次相転移における核形成と同じように次のように評価される。

$$S_{\vec{k}-\vec{k}}(R) \sim S_0 \{ \Sigma_{D+1} \tilde{K} R^{D-2} - 2\pi \Omega_{D+1} \tilde{E} R^{D+1} \} \quad (14)$$

ここで Σ_D, Ω_D はそれぞれ D 次元の半径1の球の表面積と体積である。第1項は半径 R の壁の近傍で位相が $2\pi n$ からずれることによる運動、弾性及びピン止めエネルギーの増加分であり、これはこの壁の面積すなわち $(D+1)$ 次元球の表面積に比例する。また $\tilde{K} \sim \sqrt{KV_0}$ 。第2項は球の中で位相が 2π 進むこと

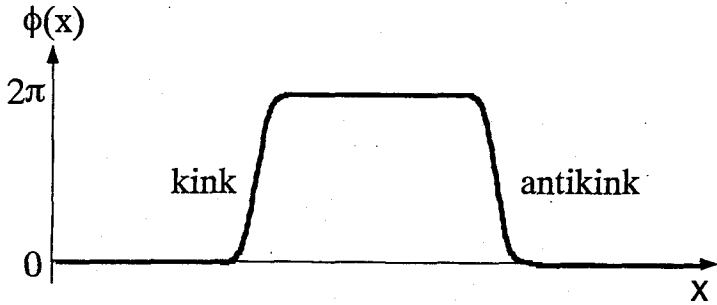


図4、キンク-アンチキンク対。

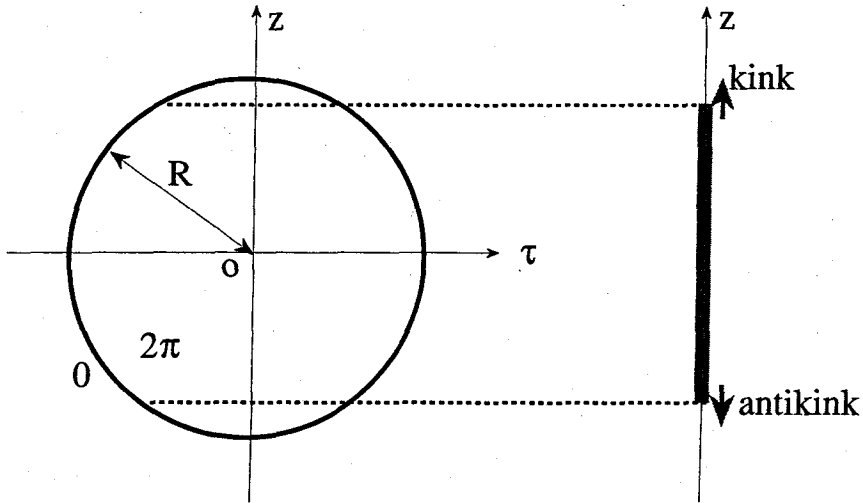


図5、キンク-アンチキンク対のD+1次元空間内での運動。 τ は虚時間軸。

による電場のエネルギーの得点であり、球の体積に比例する。これの極値を求めると、 $\delta S_{k\bar{k}}(R)/\delta R = 0$ より $R \sim \bar{K}/E$ となり、これより $S_{k\bar{k}} \sim S_0 (\bar{K}/E)^D$ を得る。従って、 $D=2$ と仮定すれば、実験結果を再現することになるが、この仮定は今の場合、現実的ではない。試料は1次元軸に垂直な面内では異方性は小さいからである。

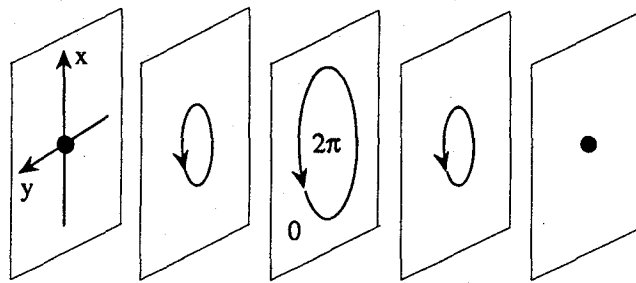
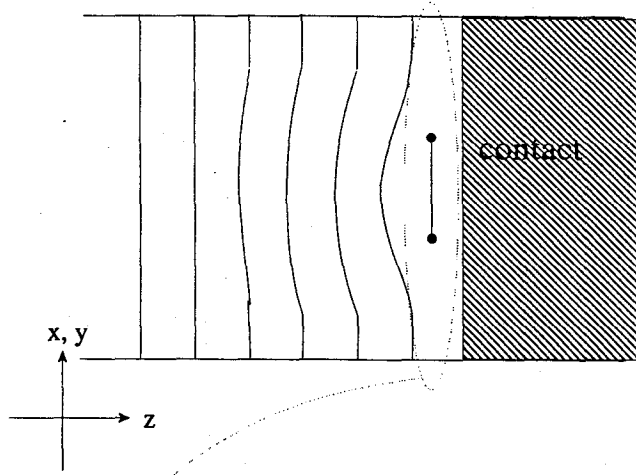
ここまでの話では無視してきたが、固体中の巨視的対象の量子トンネルの場合、多くの自由度が存在するため、注目する（トンネルする）自由度とそれ以外の自由度との相互作用が重要になる場合が多い。古典力学的にはこの相互作用が運動の際のエネルギー散逸、つまり動摩擦力の原因となる。この摩擦のある系の量子トンネル現象の問題は、CaldeiraとLeggettにより1981年に議論され、それ以来多くの研究が行われている[7]。この問題はまた、巨視的世界で量子力学的重ね合わせの原理が成り立たない原因としても考えられている。サイナーゴードン系の量子トンネルにおける散逸の問題はすでに飛田によってオーミックな散逸と呼ばれる場合については調べられ、そこでは散逸の効果はトンネル確率の電場依存性を変えることが示された[8]。しかし、このオーミックな散逸というのは伝導電子のほとんど存在しない低温におけるCDW系では現実的ではなく、そこでは、スーパーオーミックな散逸と呼ばれる散逸が主であろうと考えられる。そして、スーパーオーミックな散逸は、サイナーゴードン系のトンネル確率の電場依存性を変えない事がわかる[9, 10]。

これまで考えてきたのは試料中のCDWのバルクなトンネル過程である。定常状態で直流成分を持った電流が流れるためには、電極での電子の出入りが必要である。一方の電極（右の電極としよう）近傍では伝導電子が流れ込み、CDWを担う電子となり、次々と1波長分のCDWが作られ、それが左へ移動していきバルクな電流が流れ、逆に左の電極近傍では次々と1波長分のCDWが壊れCDW中の電子が伝導電子に変わり電極から出ていく。今、右の電極近傍に注目しよう。ここでCDWが作られるとき、一度に試料の断面積全体にわたって1波長分のCDWを作るのはエネルギー的に不利である。断面内のある一部に1波長分のCDWができたとしよう。できた場所ではCDWの位相が 2π 進み、できていない場所の位相とミスマッチが生じ、そのミスマッチが生じた場所でその回りを一周すると位相が 2π 変わるような位相のボルテックスが生まれる（図6）。このボルテックスは正にその性質のため試料の内部では端を持つことができない。そのため、断面積のある程度大きな試料では、ボルテックスはボルテックスリングを形作っていると考えられる[11]。そしてこのボルテックスリングが広がることによって、断面積全体にわたって1波長分のCDWができる。このボルテックスリングが量子トンネル効果で作られる確率を計算しよう。そのため、又、虚数時間での径路積分を使うことにすると、3次元空間のボルテックスリングは虚数時間まで含めた4次元空間内でボルテックスシェルとなるので、そのパウンス作用 S_V を計算すればよい。この球殻の半径を R とすると S_V はキンク-アンチキンク対の時と同様に球殻の表面積に比例した運動、弾性、ピン止めエネルギーの損分と体積に比例した得点がある。そして後者にもキンク-アンチキンク対の時と同様、電場との相互作用のエネルギーからの寄与があるが、今の場合、別の寄与もある。それは、弾性エネルギーからの寄与である[10, 12, 13]。いま、電極はCDWを強くピン止めし、ここが最も動きにくく、ここの運動が全体のCDWの運動の律速過程になっているとしよう（この仮定が正しいことは後でわかる）。そうすると、試料中のCDWは電場に引っ張られトンネルを繰り返しその重心は左にずれ、そのため右と左の電極の近傍では弾性エネルギーがたまっている。この弾性エネルギーを解放することからくる作用への負の寄与があるのである。これを評価するために、位相 ϕ をボルテックスからの寄与、 ϕ_V とそれ以外のバルクの部分 ϕ_B の和として表そう。するとボルテックスシェルからの弾性エネルギーへの寄与は

$$S_0 \int d^{p+1}x \left\{ \frac{K}{2} \left(\frac{d\phi_V(\vec{x})}{d(\vec{x})} \right)^2 + K \frac{d\phi_V(\vec{x})}{d(\vec{x})} \cdot \frac{d\phi_B(\vec{x})}{d(\vec{x})} \right\} \quad (15)$$

と表される。このうち第1項は上記の球殻の表面積に比例した項に含まれる。第2項において、 $d\phi_B(\vec{x})/d\vec{x}$ が考慮すべき大きさを持つのは1次元軸（ z -軸）方向だけである。よって、 $d\phi_V(\vec{x})/d\vec{x} \cdot d\phi_B(\vec{x})/d\vec{x} = d\phi_V(z)/dz \times d\phi_B(z)/dz$ 。 z -軸方向ではボルテックスリングは局在しており、その幅 \tilde{L} はCDWの波長の程度であろう。よって $d\phi_V(z)/dz$ は電極近傍においてのみ有限の値 $2\pi/\tilde{L}$ を持ち、従って $d\phi_B(z)/dz$ は電極でのその値 $(d\phi_B(z)/dz)_{z=0,L}$ で代表させる事ができ、結局第2項は、 $\pm \frac{1}{2} \pi R^3 \tilde{L} K (d\phi_B/dz)_{z=0,L} 2\pi/\tilde{L}$ と評価できる。ここで、 L は無次元化されたスケールでの電極間距離である。次にバルクのピン止め源を無視すると ϕ_B は $Kd^2\phi_B/dz^2 = -\tilde{E}$ という釣り合いの式を満たし、従って試料の両端の位相が強くピン止めされある値に固定され、その値が両端で同じ（これは試料の電気的中性の条件である）だとすると、 $(d\phi_B/dz)_{z=0,L} = \pm \tilde{E} L/K$ となる。これより、この体積に比例する弾性エネルギーを解放することからくる作用への負の寄与は $-\frac{1}{2} \pi^2 R^3 L \tilde{E}$ となり、電場に比例することがわかる。この項は電場との直

sampleの断面図



3D “vortex ring”

時間

3+1D “vortex shell”

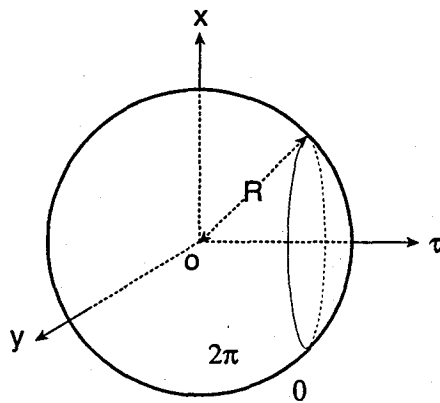


図6(上)、電極近傍での位相の様子。点はボルテックスリングの断面。(中)、虚時間軸に沿ってのボルテックスリングの運動。(下)、3+1次元空間でのボルテックスシェル。

接の相互作用の項からくる作用への負の寄与に比べて十分大きく、後者は無視できる。結局、半径 R のボルテックスシェルの作用は

$$S_V(R) \sim \Sigma_3 KR^2 - \frac{3}{2} \pi^2 R^3 L \bar{E} R^3 \quad (16)$$

となり、これより変分条件 $\delta S_V(R_c) / \delta R_c = 0$ より臨界半径 R_c を求め、これを上の式に代入すると、結局バウンスの作用としては、 $S_V \sim S_0 (K/L\bar{E})^2$ を得る。

次に何故、細い試料でしかここで議論してきた非線形電流は観測されないのかを考えよう[10,13]。実験で使われた試料の1次元軸に垂直方向の長さ l_1 は、同じ方向の位相相関長 l_ϕ より短くまた上で求めたボルテックスシェルの臨界半径 R_c より長いことがわかる。これより、CDWのトンネルのバルクな過程は1次元のサイノーゴードンモデルによって記述され、電極近傍での過程は3次元のボルテックスリングの生成によると考えられる。従って前者のトンネル確率は $\exp[-(S_0/\hbar)(\bar{K}/\bar{E})]$ であり、後者のそれは $\exp[-(S_0/\hbar)(K/L\bar{E})^2]$ である。これより後者の方が電場の逆べきが大きいため、今、問題にしている弱電場の領域ではボルテックスリングのトンネルによる生成過程が律速過程となることがわかる。従って、 $\exp[-(E_0/E)^2]$ に比例した電流が観測される。これは、ボルテックスリングの弾性エネルギーの評価の際に行った仮定と矛盾しない。では、今度は l_1 が大きくなり l_ϕ を越えたとしよう。するとバルクの過程は3次元のサイノーゴードンモデルによって記述される。(先に述べたように2次元ということも考えがたい。) すると、バルクのトンネル確率は $\exp[-(S_0/\hbar)(K/\bar{E})^3]$ となり、これが律速過程となる。しかし、この確率は問題としている弱電場領域では小さすぎ、実験的にはこれに比例した非線形電流は観測されないものと考えられる。

5 議論とまとめ

前節で、実験的に観測されているしきい電場以下での温度に依存しない非線形電流の $I_0 \exp[-(E_0/E)^2]$ という電場依存性は、電極におけるボルテックスリングの量子トンネル効果による生成過程が律速過程になっている、として説明されることを見てきた。しかし、理論的にトンネル過程の典型的な電場の大きさ E_0 を評価すると、実験値より2桁程小さくなってしまふ。この問題を議論しよう[10,13]。試料の中には十分強いピン止め源があり、そこではCDWは完全にピン止めてされているとしよう。このとき、直流成分を持ったCDW電流が流れるためには、その強いピン止め源の前後の一方でCDWが次々壊れ、他方で次々作られなければならない。この過程は丁度、前節で電極近傍で起こっていると考えたことと同じである。したがって、強いピン止め源の前後でもボルテックスリングの量子トンネル効果による生成があり、これが律速過程となり、非線形電流の電場依存性を決定していると考えられる。このとき、トンネル確率の式における電極間の距離 L は強いピン止め源の間の距離におきかわり、理論的に評価したトンネル過程の典型的電場 E_0 の大きさは小さくなり、実験値に近づく。実験では非線形電流は試料の長さに依存しない事が報告されており、このことも上の考えを支持する。

もう一つ考えられる原因は、 $k-\bar{k}$ の生成過程で考えたと同様なスーパーオーミックなエネルギー散逸の効果である。これを考慮に入れても、トンネル確率の電場依存性自体は変わらない。しかし、散逸のためトンネル自体は起こりにくくなり、その結果 E_0 の理論値は散逸を考えないときに比べて大きく

なり、実験値に近づく。

さて、この電荷密度波の運動は、摩擦現象の一種である[14]。すなわち、しきい電場が最大静摩擦力に対応し、動くときピン止め源から受ける力が動摩擦力である。そのような摩擦現象の一つに、降伏応力がある。いま固体に応力を加えた際、それが降伏応力以下だと、その固体は止まっているが、降伏応力を越えると固体は壊れ、2つに分かれ動き出す。従って、降伏応力は1つの固体内の最大静摩擦力である。この降伏応力を決めるのは転位の運動であるが、降伏応力以下でも、有限温度では熱雑音のため転位が動くことができ塑性変形が進む。当然、この変形の手速度は熱活性化型になるが、これが低温(数10 K以下)で温度に依存しなくなる。これも低温で転位の運動が量子力学的トンネル効果によって起こるためだと考えられている。この他にも、第2種超伝導体中の磁束ボルテックス、ジョセフソン接合での位相、磁性体中の磁区などの運動も、運動が何らかのしきい値以上の外場の下で現れるという摩擦現象の一種だと考えられるが、そこでも低温において量子力学的トンネル効果によると考えられる運動が観測される[1]。これらの研究で明らかになったことは、考える対象の運動全体の作用が大きくても、その運動に何か律速過程があり、その作用がそれほど大きくなければそこには大きな量子効果が現れ、結果として全体の運動が量子トンネル効果に支配される事があると言うことである。こう考えてくると、表面を接する2つの物質間に働くマクロな摩擦力にも、量子トンネル効果が現れると考えられる。残念ながらそのような報告は未だ無いようであるが、今後の実験的な研究に期待したい。

そのような様々な系の中でも、CDWは多くの準安定状態の存在など際立った特徴を持つ系である。この系での新しい量子効果の研究も今後、興味深いものとなるらう。

参考文献

- [1] 福山秀敏、固体物理 30 (1995), 1; 多々良源、数理物理 1996年1月号 66; 栗原進編、シリーズ物性物理の新展開「トンネル効果」、丸善(1994)。
- [2] 高山 一、岩波講座 現代の物理学 18中の'密度波'。
- [3] H. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn. **41** (1976) 513; H. Fukuyama and P. A. Lee, Phys. Rev. **B17** (1978), 535; P. Lee and T. M. Rice, Phys. Rev. **B19** (1979) 3970.
- [4] 松川 宏、固体物理 24 (1989), 201; H. Matsukawa and H. Takayama, J. Phys. Soc. Jpn. **56** (1987) 1507; H. Matsukawa, **56** (1987) 1522, **57** (1988) 3463, Synthetic Metals, **29** (1989) F343.
- [5] S. V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 605.
- [6] 崎田文二、吉川圭二、経路積分による多自由度系の量子力学、岩波書店 (1986)。
- [7] A. O. Caldeira and A. J. Leggett, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 211, Ann. Phys. **149** (1983) 374.
- [8] K. Hida, Z. Phys. **B61** (1985) 223.
- [9] H. Miyake and H. Matsukawa, in the Proceedings of the 5th International Symposium on the Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology (1995), to be published.

be published.

[10]三宅博之、1995年度大阪大学大学院理学研究科修士論文。

[11]Ji-Min Duan, Phys. Rev. **B48** (1993) 4860.

[12]K. Maki, Phys. Lett. **A202** (1995) 313.

[13]H. Matsukawa, in the Proceedings of the 5th International Symposium on the Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology (1995), to be published.

[14]松川 宏、パリティ 1994 年 8 月号18。