

超伝導電流における渦糸の運動と散逸過程

町田 昌彦A, 蕪木 英雄

(日本原子力研究所, 富士通外来研A)

319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根2の4

日本原子力研究所, 東海研究所

情報システムセンター

Tel: 0292-82-4540 Fax: 0292-82-6070

email: mac@sugar.tokai.jaeri.go.jp

1 序論

酸化物高温超伝導体が発見[1]されて以来、その高い臨界温度での超伝導転移メカニズムが大きな問題となってきた。しかし、工学的応用を考えれば、どれだけ多くの超伝導電流を散逸を最小限にして流せるか(抵抗ゼロで)という問題も重要である[2]。

その問題に対する理論的アプローチとして、一般には、超伝導転移メカニズムに依存しない(厳密な意味では正しくないが)現象論的な Ginzburg-Landau(G-L) 理論により、超伝導状態のマクロな性質が調べられてきた。

その結果、酸化物高温超伝導体は、その高い温度による無視できない熱的揺らぎと物質の層状構造によって、いままでの我々の理解を凌ぐ複雑な超伝導状態の様相を示すことがわかってきた(実験においてもそうした結果が数多く報告されている。)[3],[4],[5]。

G-L 理論に従うと、超伝導体はその物性を特徴づける Ginzburg-Landau パラメータ κ によって type I ($\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$) と type II ($\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$) の二つの超伝導体に分けられ、外部磁場に対する大きな性質の違いも説明される。その分類によれば、酸化物高温超伝導体は全て type II に属している。また実用上は、磁場に対する安定性から type II の超伝導体が重要であり、その外部磁場及び輸送電流下での超伝導状態の解明は重要な研究対象となっている。

type II 超伝導体においては、磁場は磁束量子として渦糸状に侵入し、バルクな超伝導体ではそれらは、お互いの反発力によって渦糸の三角格子を形成する[6]。一つの渦糸がもつ磁場は単一の磁束量子として量子化されており、超流動 He^4 で現れる渦糸と共通した性質を示す[7],[8]。これらの性質により type II 超伝導体の外部磁場下における物性は磁束量子(渦糸)の振舞いに支配される。

また、外部電流下での輸送特性においても、主に磁束量子(渦糸)の運動によって超伝導電流の散逸が起こるため[9],[10]、電流中での渦糸のダイナミクスの理解が最も重要である。

そこで、我々はこれらの量子化された渦糸のダイナミクスを数値シミュレーションの手法を用いて明らかにする。特に、磁束量子が実際の輸送電流中においてどのような運動を行ない、そしてその運動が輸送特性にどのような影響を与えるかを調べる[11]。

用いる方程式は時間依存のギンツブルク・ランダウ方程式とマクスウエル方程式であり、実際の実験条件を再現する境界条件下で数値シミュレーションを行なう。この結果、磁束渦糸の生成及び消滅や多くの渦糸が互いに相互作用しながら運動する複雑な散逸過程が明らかになった。

また、散逸により生じる電圧の時間変化などが測定され、それらの量の長時間平均より超伝導体の輸送特性を議論する上で最も重要な V-I 特性が得られる [11]。

数値シミュレーションの結果、外部磁場ゼロ近傍では電流が誘起する磁場によって反対符号の渦糸が各々超伝導体の相対する表面から侵入し中央部で衝突する様子が得られ、衝突時に大きな散逸が起こることが示された。また、強い外部磁場下では一方向の渦糸のみが片側の表面から侵入しローレンツ力により他の表面まで動き消滅する様子 (Flux Flow) が確かめられ渦糸の侵入及び消滅時に大きな散逸が起こることが示された [11]。さらに、実際の物質においては必ず存在する欠陥による渦糸のピンニング過程もシミュレーションされる [12]。このダイナミクスは超伝導体の応用においては非常に重要である。

以上、我々は超伝導電流中での渦糸運動とそれによる散逸を新しいタイプの大自由度散逸系 (ゲージ場との結合を厳密に取り入れ、外部磁場及び輸送電流下での数値シミュレーションを行ったのは我々が最初である。) とみてその特徴について議論する。

2 数値シミュレーション技法

2.1 方程式

超伝導体のマクロな性質を調べるため一般には、Ginzburg-Landau 理論から導かれる Ginzburg-Landau 方程式と Maxwell 方程式が用いられる。Ginzburg-Landau 理論から超伝導体の Ginzburg-Landau 自由エネルギー は次のように定義される [13]。

$$F_s = F_n + \int d\mathbf{r} \left\{ \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m} |(-i\hbar \nabla - 2e\mathbf{A}/c)\psi|^2 + \frac{1}{8\pi} (\nabla \times \mathbf{A})^2 \right\} \quad (1)$$

ここで、 F_s 、 F_n は超伝導状態、常伝導状態の自由エネルギー、 ψ は秩序パラメタであり超伝導電子数密度に比例している量である。 $\mathbf{A}$ はベクトルポテンシャル、 α 、 β は現象論的な展開係数である。これらの表式はミクロな BCS 理論からの基礎づけがなされている。

さて、我々は渦糸のダイナミクスを調べるため時間依存の理論および方程式を扱う必要がある。そこで、非平衡熱力学の一般的議論から次のように時間依存の表式が導かれる。

$$\gamma \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\delta F_s}{\delta \psi} \quad (2)$$

$$\frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{\delta F_s}{\delta \mathbf{A}} \quad (3)$$

これらの方程式のミクロな基礎付けは磁性不純物を含み超伝導ギャップがつぶれている超伝導体 [14] に対してのみなされているが、これらの方程式は十分、一般的な超伝導体の渦糸のダイナミクスをも定性的に記述するものと考えられる。また、定常状態においては十分現実的な状態が再現される。結局、時間成分に対してもゲージ不変性が求められ最終的に数値シミュレーションされる方程式は次のようになる [10]。

$$D^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial t} + i \frac{2e\varphi}{\hbar} \right) \psi + \xi^{-2} (|\Delta|^2 - 1) \psi + \left(\frac{\nabla}{i} - \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A} \right)^2 \psi = 0 \quad (4)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \left(-\nabla \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) + \text{Re} \left(\psi^* \left(\frac{\nabla}{i} - \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A} \right) \psi \right) \frac{\hbar c^2}{8\pi e \lambda^2}$$

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot rot } \mathbf{A} \quad (5)$$

ここで、 D 、 ξ 、 φ 、 λ は各々拡散係数、コヒーレンス長、スカラーポテンシャル、磁場侵入長である。

2.2 方程式の離散化

一般に偏微分方程式を数値シミュレーションする際、方程式の離散化手法は重要でありシミュレーションの成否を決定するものである。TDGL 方程式と Maxwell 方程式は離散化において、秩序パラメタは格子点上、ベクトルポテンシャルは次のリンク変数を用いることによって格子点を結ぶリンク上で定義される [15],[16],[17],[18]。

$$U_{ij} = \exp(iA_{ij}) \quad (i, j \text{ は隣接した格子点}) \quad (6)$$

これらの手法に従うと、離散化された式もまたゲージ不変性を満たすようになる。(格子ゲージ理論と同じ手法である [19]。) ここで、我々は簡単のためスカラーポテンシャルをゼロとするゲージ固定条件 ($\varphi = 0$) を採用する。次に実際の離散化の方法を以下に記す。

$$\left(\frac{\nabla_x}{i} - \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A}\right)^2 \psi \rightarrow \frac{U_{i,j}^* \psi_{i+1,j} + U_{i-1,j} \psi_{i-1,j} - 2\psi_{i,j}}{\delta x^2}, \quad (7)$$

$$\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A} \rightarrow -\frac{i}{\delta x \delta y} \{U_{i,j}^x U_{i,k}^y U_{k,l}^x * U_{l,i}^y *\}. \quad (8)$$

但し、 i, j, k, l は格子上の一つのプラケットを構成する格子点を示し、 $\delta x, \delta y$ は隣接格子間の距離を表している。また、熱的揺らぎも考慮する際は、次の関係式に従うランダムフォースを各方程式に付け加える必要がある [20]。

$$\langle f_\psi^*(\mathbf{r}', t') f_\psi(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{1}{12} \frac{1}{H_c(0)^2} k_B T \frac{1}{\xi(0)^3} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) \delta(t' - t) \quad (9)$$

$$\langle f_A(\mathbf{r}', t') f_A(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{1}{H_c(0)^2} k_B T \frac{1}{\xi(0)^3} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) \delta(t' - t) \quad (10)$$

但し、 $H_c(0), \xi(0)$ は各々絶対零度での熱力学的臨界磁場、コヒーレンス長である。しかし、この論文ではこれらの熱的揺らぎの効果は簡単化のため考慮しない。

2.3 シミュレーションする形状及び境界条件

まず、図1にシミュレーションする形状を示す。これは超伝導体が常伝導体に挟まれ、一方向から電流が流れ込む様子を表している [11]。また、図中に示されているように外部磁場も自由に超伝導体にかけることができるようにする。

次に、これらの条件下でシミュレーションを行なうために最も重要な境界条件の設定方法について述べる。TDGL 方程式 及び Maxwell 方程式はいずれも2階の偏微分方程式であることからノイマンの境界条件が果たされる。TDGL 方程式に対しては次のようなゲージ共変な秩序パラメタの一階微分の値が必要であり、すべての境界においてゼロととることにする。

$$\left(\frac{\nabla}{i} - \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A}\right)^2 \psi|_n = 0 \quad (11)$$

これは全ての境界にたいして垂直に流れ込む超伝導電流はゼロとすることに相当している。

Maxwell 方程式に対してはゲージ不変な局所磁場の値が必要となる。これはベクトルポテンシャルの rotation であり、電流が作る誘導磁場と外部磁場の和で表される。電流が作る誘導磁場はアンペールの法則より導かれる。ここでは2次元形状であることから次のようにとる [11]。

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_i \quad (12)$$

$$H_i = \frac{1}{2} \int_W i dx = I \quad (13)$$

H_a 、 H_i は外部磁場、及び電流が作る誘導磁場であり、 W は超伝導体の輸送電流の方向に垂直な面の幅になっている。

この境界条件を果たすことにより、電流を流す方向に対して垂直な全ての断面において、超伝導電流と常伝導電流の和で表される総電流は一定に保たれる。従って、磁場や温度を各々臨界点より上げると、全ての電流は常伝導電流に変化して流れるようになる。

3 結果

シミュレーション結果は、加える外部磁場の大きさによって渦糸のダイナミクスが変化することから、3.1では外部磁場ゼロ近傍でのシミュレーション結果を説明し、3.2では外部磁場下でのシミュレーション結果を説明する。また、欠陥によるピンニングの結果もまた3.3で示す。

3.1 外部磁場ゼロ近傍でのシミュレーション

ここでは、外部磁場がゼロ近傍でのシミュレーション結果を示す[11]。重要なパラメータは輸送電流の値のみであり、これによってサンプルの両側では反対方向の磁場が誘起される。従ってある臨界電流値を越えると一方の表面では vortex が反対側の表面では anti-vortex が侵入し始める。それらの結果を次に示す。図2 (a) は秩序パラメータの分布図であり、vortex 及び anti-vortex が各々相対する表面から侵入してくる様子がわかる。図2 (b) はその時の超伝導電流の分布図であり、向きの違う渦が各々、中央に向かって運動している様子がわかる。中央部ではそれらの衝突が起こり、対消滅によって秩序パラメータの値はゼロ近傍から平衡値へと回復する。図2 (c) は同時刻の常伝導電流の分布図であり、vortex が運動しているところで dipole moment 的な電場が発生していることがわかる。これは、Bardeen Stephen [9] 及び Hu [10] らによって示された理論的な結果を良く再現している。次に、同時刻における電位の分布図を図2 (d) に示す。電位の原点は輸送電流が流れこむ接合面にとってある。これにより、vortex の運動している位置で電場勾配が発生している様子がわかる。

以上の結果はある時刻での snapshot であり、つぎに vortex dynamics を特徴づける超伝導体両端の電位差の時間発展を次に示す。図3 (a),(b) は各々電流値 0.047、0.051 (電流値やその他の単位及びスケールは ref.11 を参照されたし。) の場合である。ここで二つの図に共通な様子は電位差の時間発展に大きなピークが出現していることである。ピークはそれが現れる時間で超伝導電流の散逸が大きいことを示しており、その原因を秩序パラメータ及び超伝導、常伝導電流の分布の時間変化を調べることによって明らかにする。その状況を端的に示した図を次に示す。図4 (a) は計算領域の中央で vortex と anti-vortex が衝突する様子をクローズアップして示した超伝導電流の分布図である。対をなす vortex と anti-vortex のペアが図の両端で二つずつ強く相互作用しており、中央には、他とあまり相互作用していない vortex が存在している。図4 (b) は、その時の常伝導電流の分布図であり、強く相互作用しているペアの所で大きな電場が発生していることがわかる。(中央に存在している vortex の所では電場は大きくない。) これは、vortex と anti-vortex の間に強い引力が働き vortex の運動する速度が大きくなっていることから理解される。こうした強い散逸は系の時間発展と共に度々起こり電位差の時間発展に強いピークとして現れることになる。また、電流値を大きくすると vortex と anti-vortex にかかるローレンツ力は大きくなるため、運動が速くなり、それらの衝突回数も大きくなる。従って、図3 (b) のように電流値が増加するとピーク間の間隔も狭くなることがわかる。次に図3のような電位差の時間揺らぎをフーリエ変換して振動数の解析を行なった結果を図5 (a),(b) に示す。図5 (a),(b) は各々電流値が 0.045, 0.051 の時の結果である。電流値が小さい時は、高い振動数成分が少なく電流値を上げるとそれらが励起されていく様子がわかる。

3.2 外部磁場下でのシミュレーション

ここでは、外部磁場下において外部電流を流した状態を数値シミュレーションした結果を示す[11]。図6 (a)、(b)、(c) は各々、秩序パラメタ、超伝導電流、常伝導電流の分布図である。このパラメータ領域（外部磁場の値は $0.2H_{c2}(T = 10K)$ 、電流値は 0.035、 H_{c2} 、測定温度は 10K ($T_c=20K$)、 H_{c2} は上部臨界磁場である。）では、vortex は片側の表面より侵入し、他方の表面へ向かって運動を行ない、消滅する。次に、電位差の時間発展を図7に示す。ここでも、前セクションと同様にピーク構造が現れることが示されている。この原因もまた、各々の量の分布の時間変化を調べることににより、強い散逸過程と vortex のダイナミクスが関係づけられる。電位差がピークを示している時は図6 (a) の秩序パラメタの分布図とその時の常伝導電流の分布図6 (b) より表面近くに位置している vortex 上で電場が大きくなっていることが分かる。この結果より、強い散逸は vortex が表面において超伝導体内部に侵入することと、vortex が他方の表面において消滅するときにおこることが分かった。特に、消滅過程は強い散逸を示すことが分かる。この原因は次のように説明される。vortex は表面での境界条件によって表面に相対する anti-vortex（鏡像 vortex）と相互作用することが分かる。従って、侵入過程においては、鏡像 vortex との相互作用は引力であり、これは電流から受けるローレンツ力との競合になり全体としてはあまり大きな力を受けないことが分かる。従って vortex の速度も速く加速されることが無く散逸もそれほど大きくはならない。しかし、表面付近を強く流れる、マイスナー電流からおおきなローレンツ力をうけるため、超伝導体の中央部で運動している vortex より速い運動をすることが分かる。一方、表面で消滅するプロセスにおいては、鏡像 vortex との相互作用はローレンツ力と同じ向きになり、非常に強い力が働くことが分かる。従って、電位差の時間発展において非常に大きな鋭いピーク構造をもたらすことになる。

3.3 欠陥によるピンニングのシミュレーション

通常、固体においては完全な結晶は存在せず、なんらかの欠陥が含まれているのが常である。超伝導体においてもそれは例外でなく、その存在は超伝導特性を悪くすることもあるが、これらの渦糸に対するピンニング効果によって電流を散逸なしで流すことのできる臨界電流値を増加させることもできる。これは、本来一様な超伝導領域に渦糸が侵入する際、超伝導を破壊することによって増加した渦糸の芯の部分のエネルギーが超伝導特性の悪い領域（即ち欠陥）に入ることによって、エネルギー利得を得るからである。従って、ピンニングされた渦糸状態は自由エネルギーのポテンシャル面において、局所的にミニマムな点に相当している。しかし、この準安定な状態は、熱的揺らぎや他の渦糸の運動などによって定常的に安定な状態ではないことが知られている。主に熱的揺らぎの効果は Flux Creep theory として良く知られているが、このシミュレーションにおいてはこの効果は無視している。むしろ、我々は、ピンニング及びデピンニングのダイナミクス、即ち、どのような条件下において準安定なピンニング状態が実現しそして、破壊されるのか、また散逸の全くない状態（渦糸が完全に止まっている状態）はどのような条件下で成立するのかを調べることにする。

シミュレーションを行なう形状は図8に示される[12]。サンプルの中央にはディスク状の欠陥が置かれる。欠陥は、周りの超伝導体の超伝導転移温度より低くする（周りの超伝導体の $T_c=20K$ 、欠陥の $T_c=6K$ ）。まず、欠陥の半径が $1.0\xi(0)$ で電流値 0.025 の時の結果（秩序パラメタの分布図）を図9 (a)に示す（但しここでの結果は全て、外部磁場を $H_a = 0.2H_{c2}(T = 10K)$ としている。）。中央にある秩序パラメタの減少しているディスク状の領域は欠陥の存在を示している。このシミュレーションでは渦糸は一系列をなして運動し、欠陥に侵入するような条件がとられている（全体のサイズや格子間隔を適当に選んである。）。図9 (b) は図9 (a) で示した系の時間発展した時の分布図である。一度中央の欠陥でトラップされた渦糸は後から来た渦糸に

より追い出されることが分かった。次に欠陥の半径を $1.5\xi(0)$ とした場合を図 10 に示す。図 10 状態はシミュレーション時間が許す限り安定であることがわかった。これらの欠陥の大きさによるダイナミクスの違いは次の両端の電位差の時間発展の図 11 によって明らかである。実線は $1.5\xi(0)$ のケースであり、破線は欠陥のないケースである。実線の振舞いより一定の時間以後全く散逸が起こっていない様子がわかる。次にこの長時間安定な状態を解析するため、超伝導電流の分布図を図 12 に示す。欠陥付近（図中央）での渦電流の広がり、止まっている渦糸の約 2 倍ほど大きく、従って二つの磁束量子が同一の欠陥にピンングされていることが分かる。これは、二つの磁束量子分の磁場を screening するため 2 倍の電流が流れていることによる。

以上、我々は理論的に予測されていた二つ以上の磁束が欠陥に同時にトラップされる様子をシミュレーションすることに成功し、強い安定性を示すことが分かった。また渦糸の動きを完全に止めて、散逸無しに超伝導電流を流す状態をはじめて数値シミュレーションにより再現した [12]。

4 考察

実験条件を再現するような様々な条件下で TDGL 方程式と Maxwell 方程式による非線形大自由度散逸系のダイナミクスを調べた。通常調べられている TDGL 方程式とは違って今回用いた TDGL 方程式系は複素数の秩序パラメータを持ち、ゲージ場と結合していることから自由度は大きく（ゲージ場もまた Maxwell 方程式により独自のダイナミクスを持っている。）複雑な振舞いをすると考えられるが、実際は対称性により、単一の渦度をもつ渦糸の運動にそのダイナミクスは帰せられることが分かる。散逸の複雑なダイナミクスは主に表面での渦糸の侵入および消滅によって起こるが、外部磁場がゼロ近傍では反対向きの渦糸の衝突が強い散逸をもたらす特殊性を示すことが分かった。これらの系では、渦糸の運動は粘性流体や超流動乱流のような複雑な振舞いは見られず、系に不均一性を与える表面の存在が唯一、ダイナミクスの複雑性を増していると考えられる。また、物質に必ず存在する、様々な欠陥もまた系の渦糸の運動を複雑にすると考えられる。

5 結論及び将来への展望

超伝導体における渦糸運動の特徴を数値シミュレーションにより調べたが結論及び将来への展望としてつぎの 2 点がまとめられる。

(1) 渦糸の大きさは量子化されており、同符合の渦糸はお互いに反発しあい絡まりを作ることはない。従って、個々の渦糸の運動の様子を調べることによって電流と散逸の関係が得られる。しかし、小さいサンプルなどでは表面での渦糸の生成／消滅によるダイナミクスは無視できないものとなる。

(2) 現実の超伝導体における散逸を調べるには、系の持つ不均一性（欠陥、層状構造）などの渦糸運動に対する影響を調べなくてはならない。また、高温での熱的揺らぎの影響もまた興味ある現象をもたらすと考えられる [20]。

6 謝辞

数値シミュレーション結果のグラフィクス及びアニメーション化に際し多大な援助を傾けていただいた加藤克海氏（現、メイテック社所属）に感謝します。

参考文献

- [1] J.G.Bednorz, K.A.Müller, Z.Phys.B64,189(1986).

- [2] B.Raveau, Physics Today, Oct.,53(1992).
- [3] D.J.Bishop, P.L.Gammel and A.Huse, Scientific American, Feb.,24 (1993).
- [4] B.G.Levi, Physics Today, Oct.,17(1992).
- [5] D.A.Huse, Matthew P.A.Fisher and Daniel S.Fisher, Nature 358,553(1992)
- [6] R.P.Huebener, "*Magnetic Flux Structures in Superconductors*", (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York 1979).
- [7] R.J.Donnely, *Quantized Vortices in Helium II*, (Cambridge University Press, Cambridge 1991)
- [8] D.J.Tilley and J.Tilley, *Superfluidity and Superconductivity*, (Adam Hilger ,Bristol and New York 1990).
- [9] J.Bardeen and M.J.Stephen, Phys.Rev.Vol.140, No4A, 1197(1965).
- [10] C.R.Hu and R.S.Thompson, Phys.Rev.B6, 110(1972).
- [11] M.Machida and H.Kaburaki, to be published Phys.Rev.Lett, Nov.(1993).
- [12] M.Machida and H.Kaburaki, to be submitted
- [13] 中嶋貞雄、超伝導入門 (培風館)
- [14] L.P.Gor'kov and G.M.Eliashberg, Zh.Eksperim.i Theor.Fiz.54,612 (1968). [Sov.Phys.JETP27, 328(1968)].
- [15] K.J.M.Moriarty, E.Myers and C.Rebbi, Phys.Lett.Vol.207 ,No4,411(1988)
- [16] F.Liu, M.Mondello, and N.Goldenfeld, Phys.Rev.Lett. 66,3071(1991)
- [17] H.Frahm, S.Ulah, and A.T.Dorsey, Phys.Rev.Lett. 66,3067(1991)
- [18] R.Kato, Y.Enomoto, and S.Maekawa, Phys.Rev.B47, No.13, 8016(1993)
- [19] J.B.Kogut, Rev.Mod.Phys. 51,659(1979)
- [20] M.Machida and H.Kaburaki, in preparation

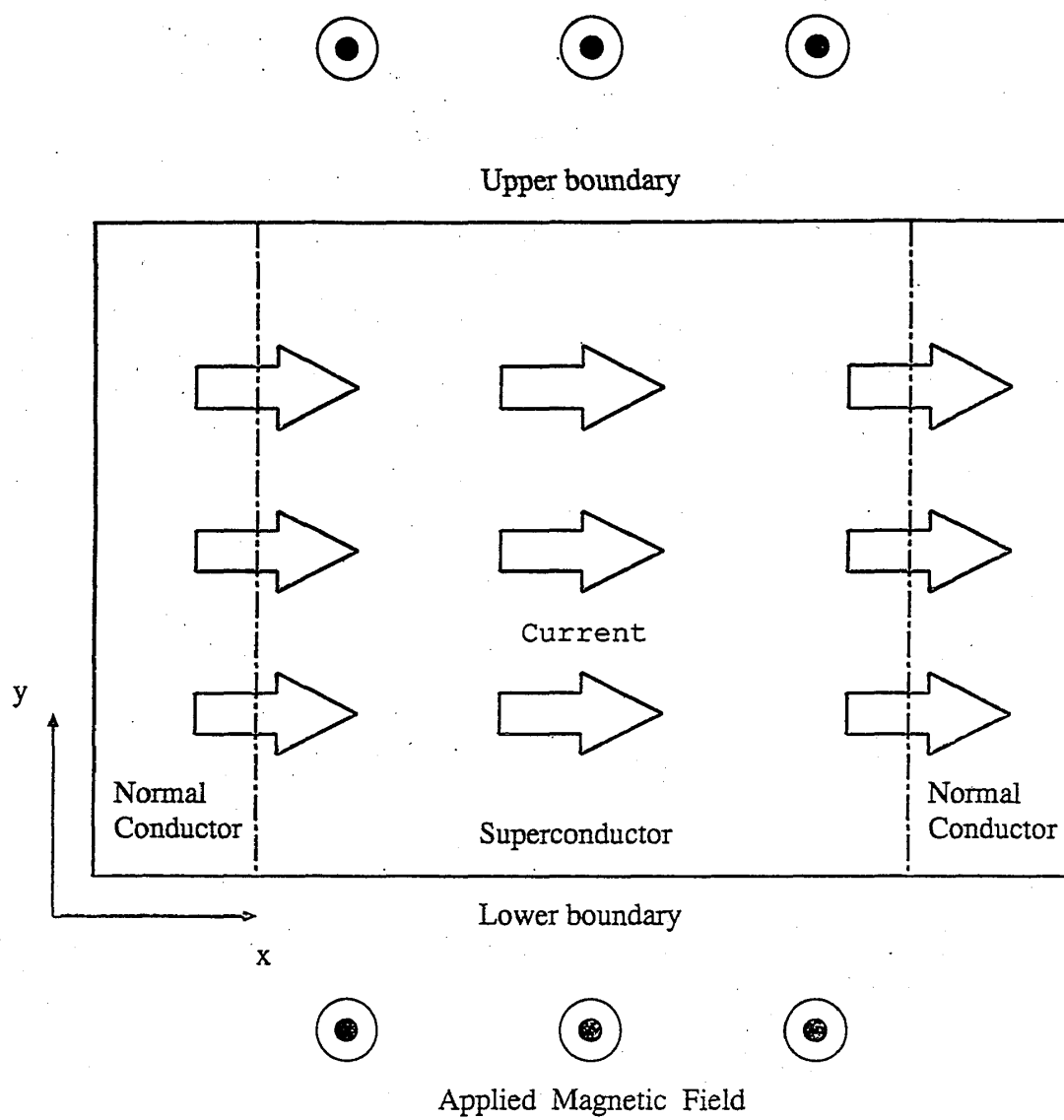


図 1 シミュレーションを行なう形状

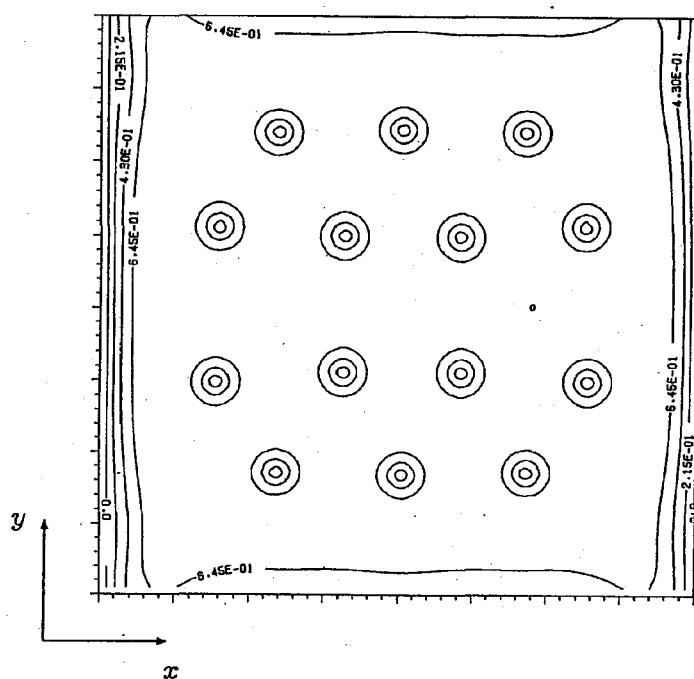


図 2 (a) 70,000 ステップでの秩序パラメタの分布図

(測定温度は $T = 10K$ ($T_c = 20K$), 輸送電流値は $J_t = 0.065$)

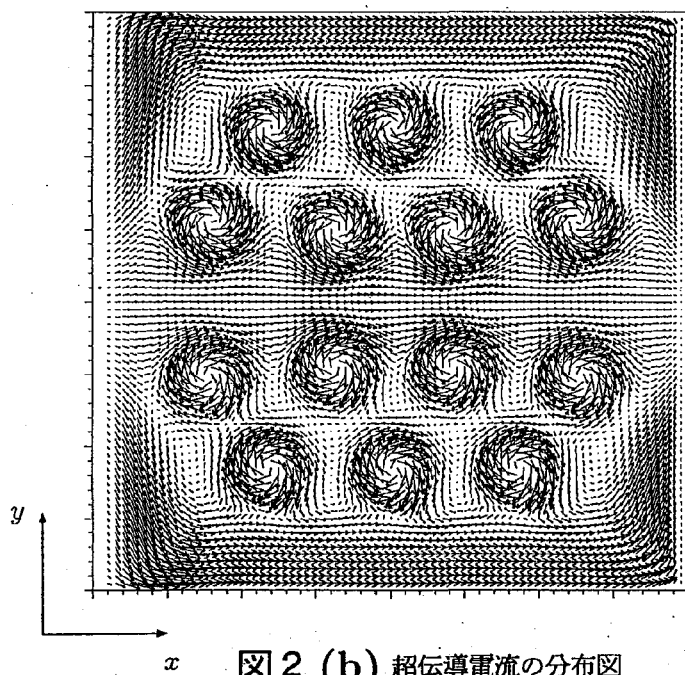


図 2 (b) 超伝導電流の分布図

(条件は図 2 (a) と同じ)

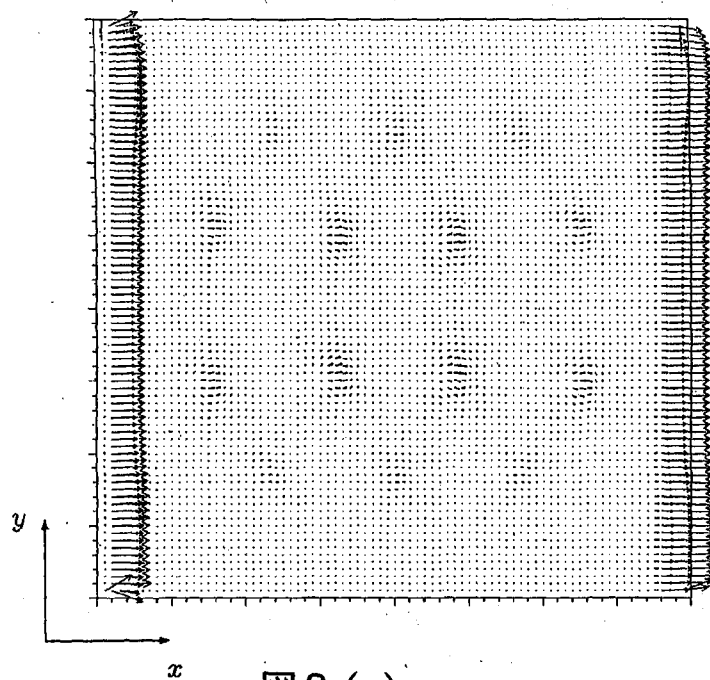


図 2 (c) 常伝導電流の分布図

(条件は図 2 (a) と同じ)

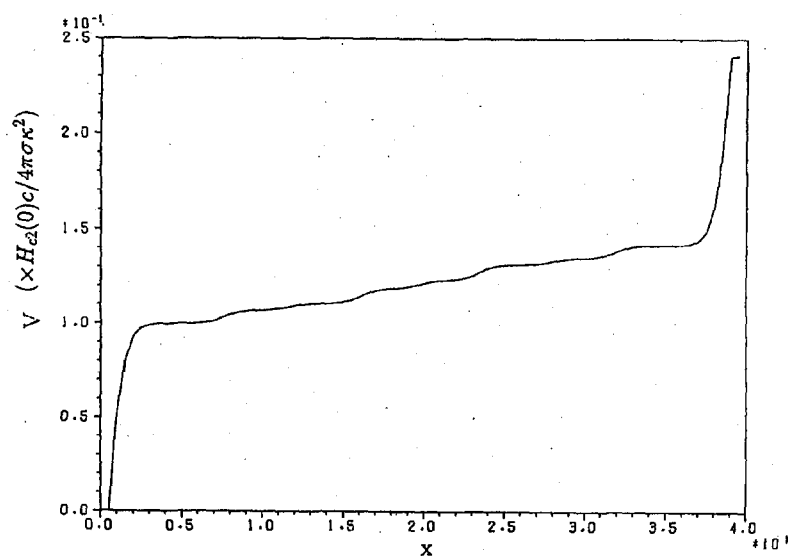


図 2 (d) 電位の分布図

(条件は図 2 (a) と同じ)

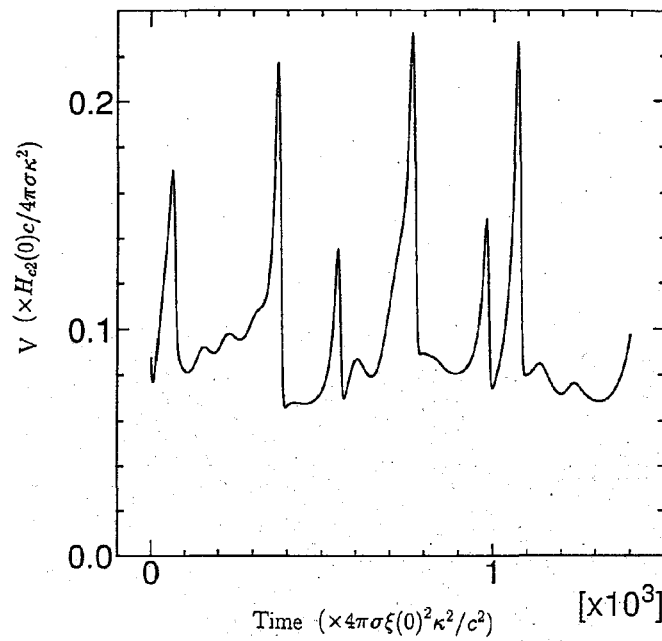


図 3 (a) 電位差の時間発展

(測定温度は $T = 10K$ ($T_c = 20K$), 輸送電流値は $J_t = 0.047$)

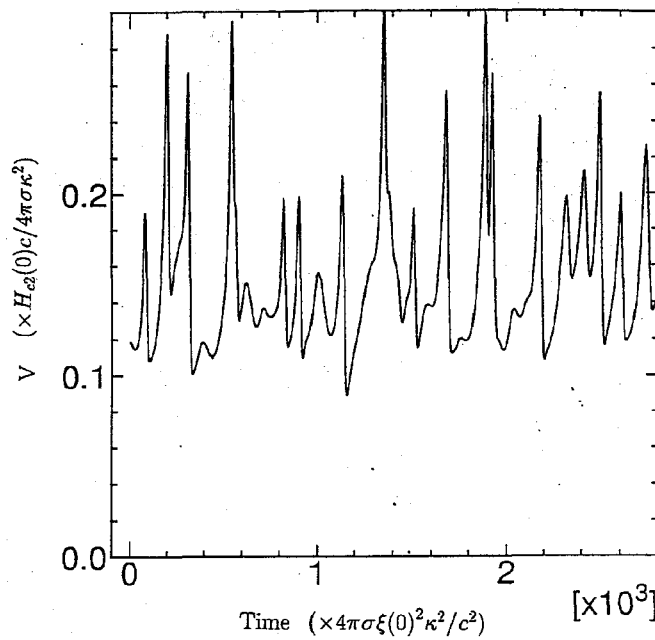


図 3 (b) 電位差の時間発展

(測定温度は $T = 10K$ ($T_c = 20K$), 輸送電流値は $J_t = 0.051$)

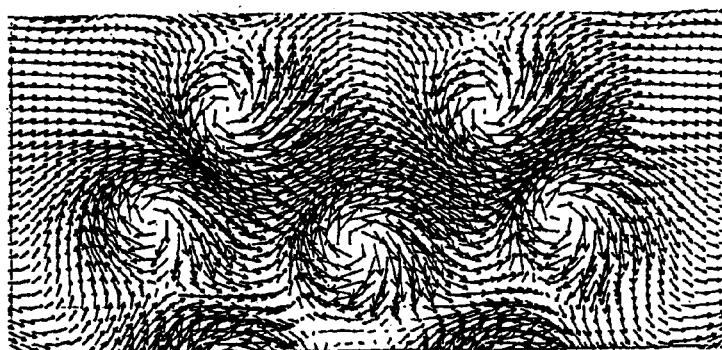


図 4 (a) 超伝導電流の分布図

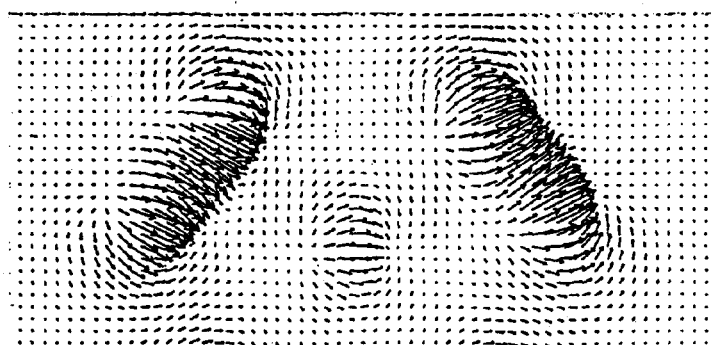


図 4 (b) 常伝導電流の分布図

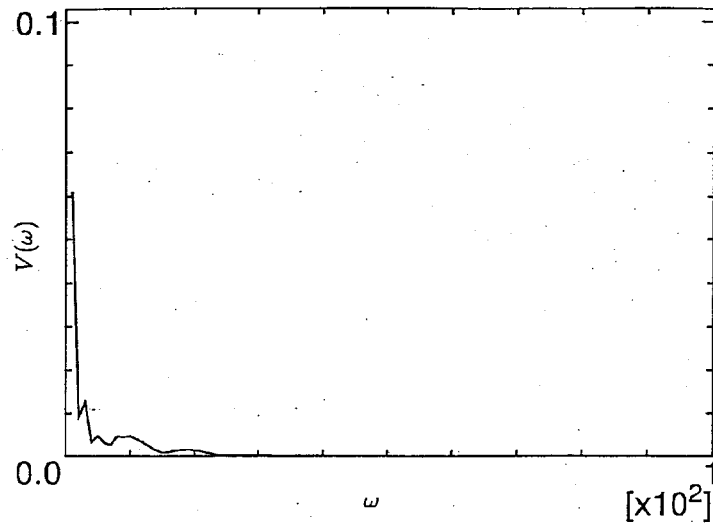


図5 (a) 電位差の時間発展に対する振動数スペクトル
(測定温度は $T = 10\text{K}$ ($T_c = 20\text{K}$), 輸送電流値は $J_t = 0.045$)

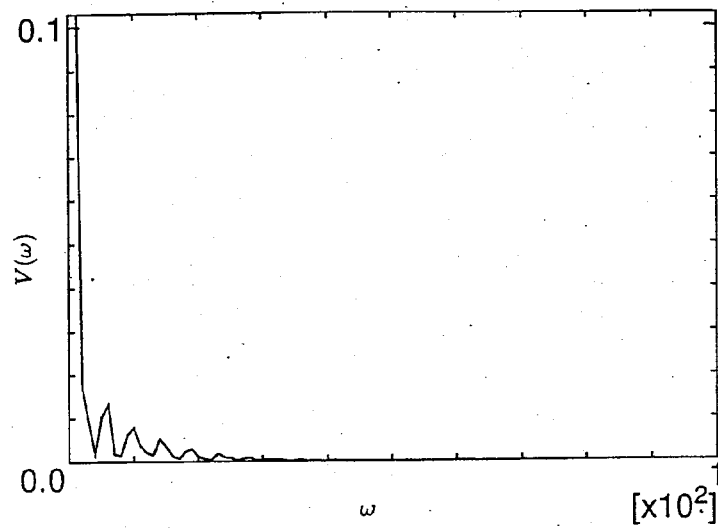


図5 (b) 電位差の時間発展に対する振動数スペクトル
(測定温度は $T = 10\text{K}$ ($T_c = 20\text{K}$), 輸送電流値は $J_t = 0.051$)

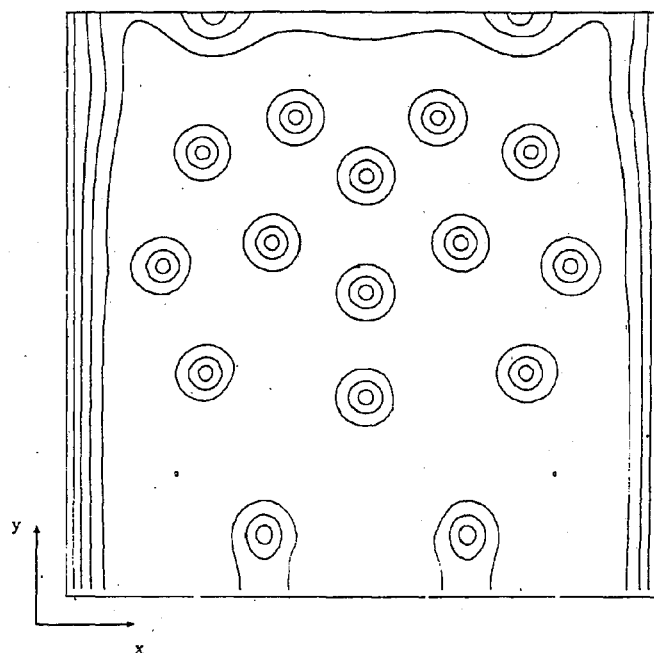


図 6 (a) 400,000 ステップでの秩序パラメタの分布図 (測定温度は $T = 10K$ ($T_c = 20K$), 外部 磁場 $H_o = 0.2H_{c2}(T = 10K)$, 輸送電流値は $J_t = 0.034$)

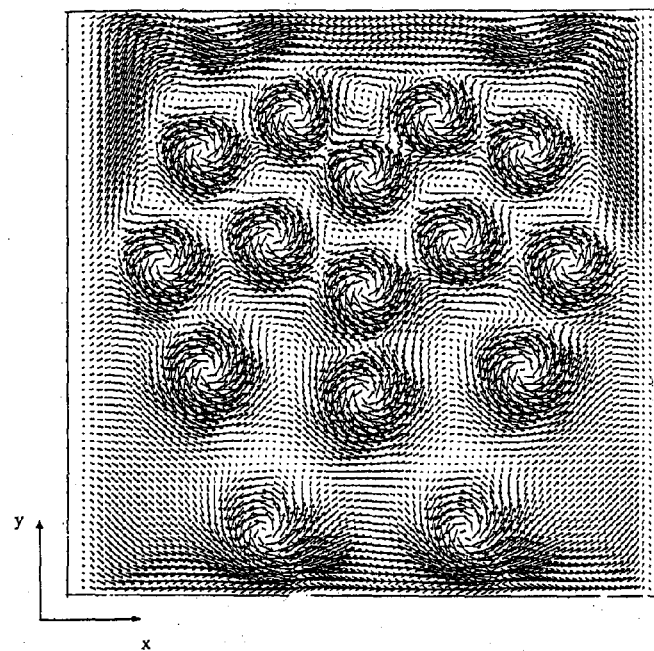


図 6 (b) 超伝導電流の分布図

(条件は図 6 (a) と同じ) .

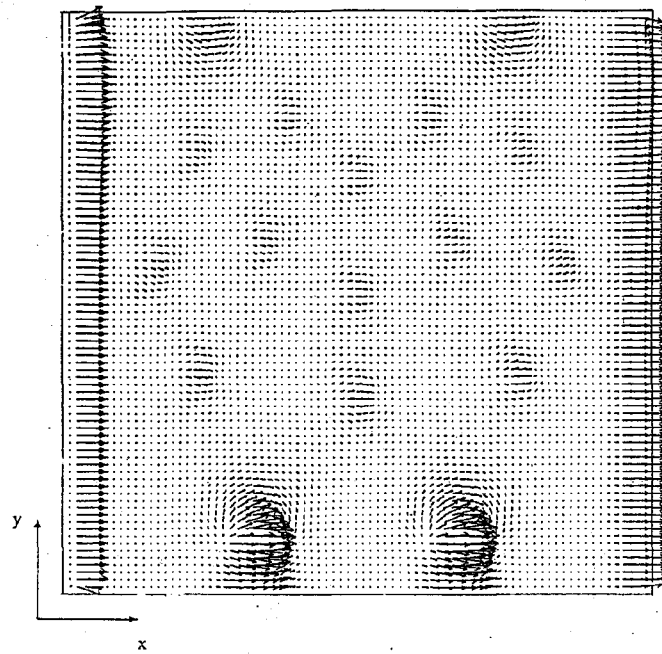


図 6 (c) 常伝導電流の分布図

(条件は図 6 (a) と同じ)

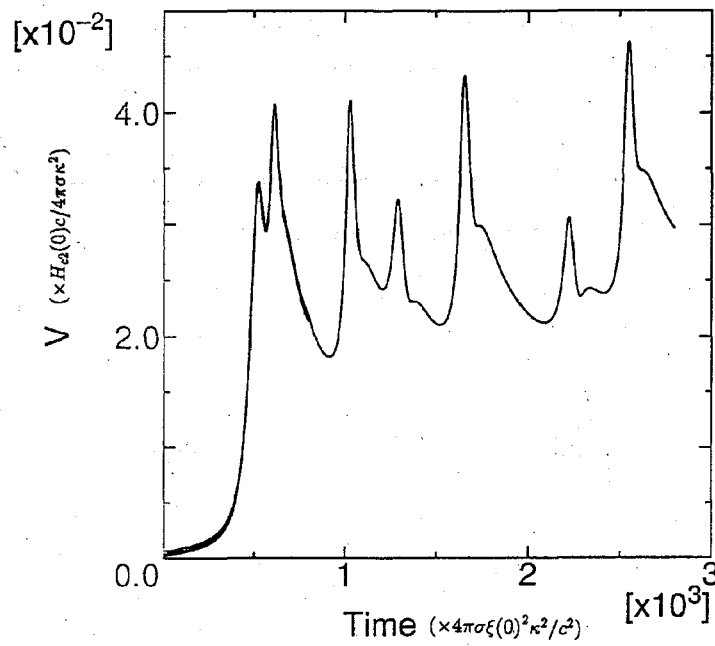


図 7 電位差の時間発展 (図 6 (a) で記した条件と同じ)

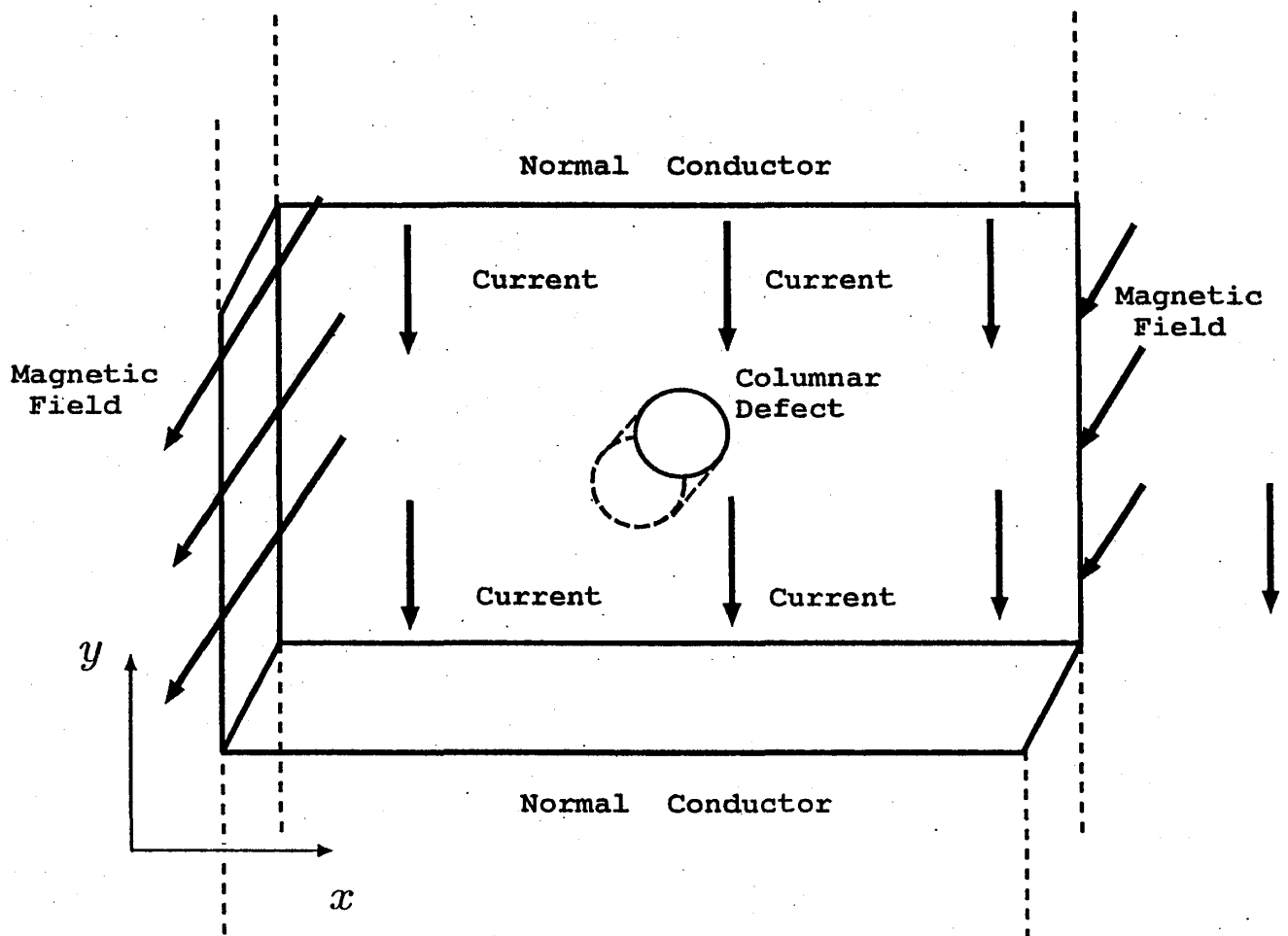


図8 シミュレーションを行なう形状

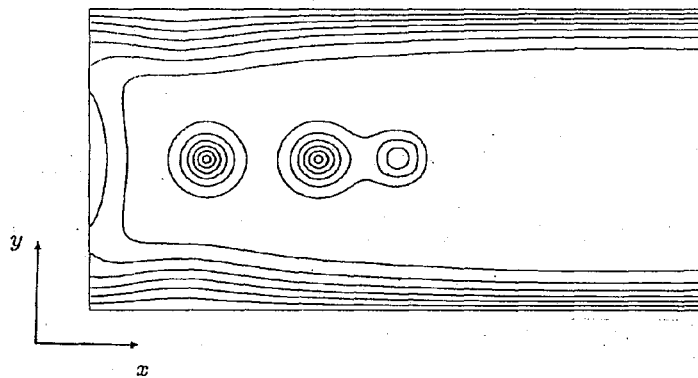


図 9 (a) 120,000 ステップでの秩序パラメタの分布図

(測定温度は $T = 10K$ ($T_c = 20K$), 外部磁場 $H_a = 0.2H_{c2}(T = 10K)$,
輸送電流値は $J_t = 0.025$, 欠陥の半径 $1.0\xi(0)$)

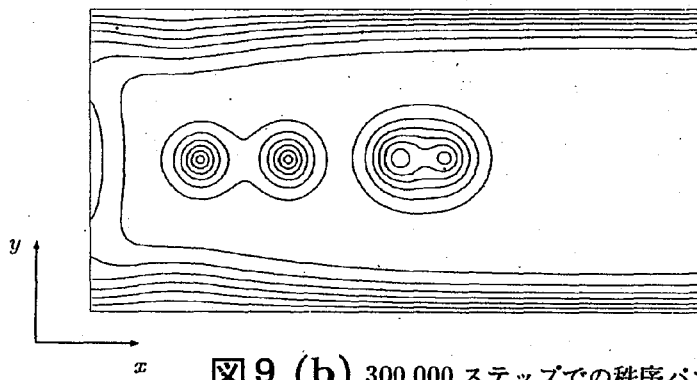


図 9 (b) 300,000 ステップでの秩序パラメタの分布図

(条件は図 9 (a) と同じ)

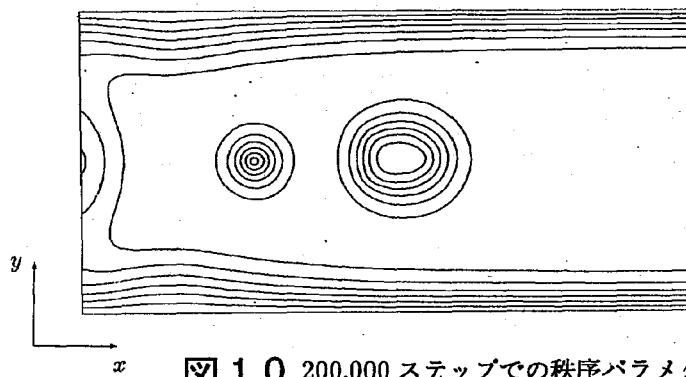


図 10 200,000 ステップでの秩序パラメタの分布図

(欠陥の半径 $1.5\xi(0)$ 、他の条件は図 9 (a) と同じ)

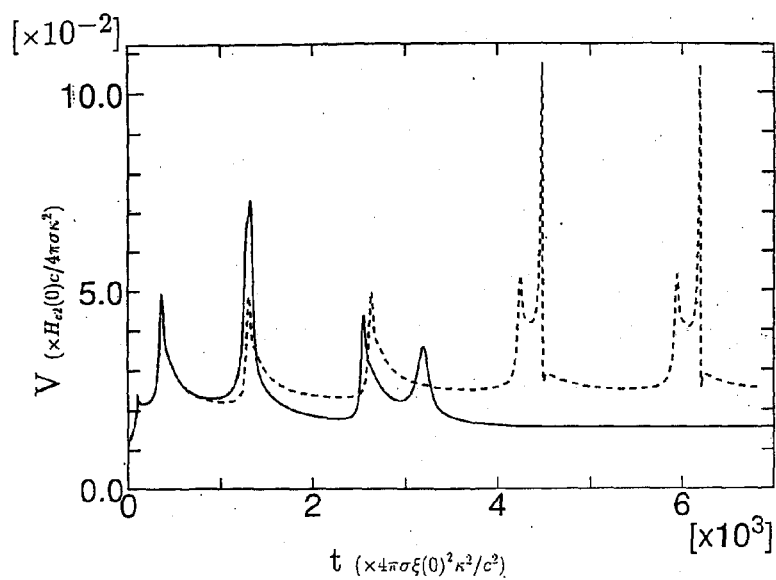


図 1.1 電位差の時間発展 (破線は欠陥無し、実線は欠陥 (半径 $1.5\xi(0)$))

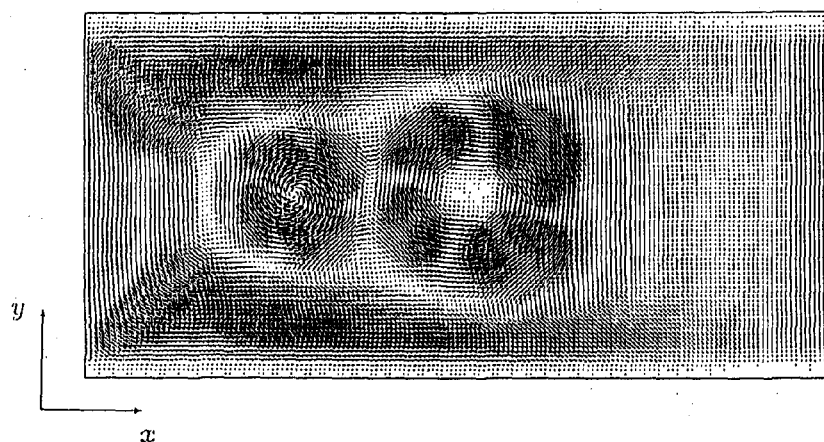


図 1.2 超伝導電流の分布図 (図 1.0 と同じ条件)