

双能隙介观超导体的涡旋结构模拟*

史良马[†] 张世军 朱仁义

(巢湖学院电子工程与电气自动化学院, 巢湖 238000)

(2012年12月2日收到; 2013年3月6日收到修改稿)

本文运用了含时 Ginzburg-Landau 理论研究了双能带结构的介观超导体在外磁场作用下涡旋随时间的演化. 给出了实际温度在 s 波和 d 波的临界温度之间 s 波、d 波以及磁场的分布, 从理论上模拟得到涡旋进入和退出样品的磁场“过热”与“过冷”现象, 以及介观超导样品边界对涡旋结构分布的影响.

关键词: 涡旋结构, 双能带, 含时 Ginzburg-Landau 理论, 超导

PACS: 74.20.De, 74.78.-w, 74.70.Ad

DOI: 10.7498/aps.62.097401

1 引言

随着超导物理学的发展 MgB_2 这种金属化合物超导体的发现^[1], 激起了人们从理论上探讨这种新材料的理论模型. 和只有一个能隙的传统低温超导体与铜氧化合物的高温超导体不同, MgB_2 拥有两个不同的能隙结构^[2-4]. 一般的单分量的含时 Ginzburg-Landau 模型显然不能描述这种多能隙结构的超导体, 因而, 人们又提出了双分量的含时 Ginzburg-Landau 模型. 它是在单分量含时 Ginzburg-Landau 模型的基础上引入了两个超导序参量 (即双分量), 同时考虑了与两个不同能带带间的相互作用、相对应的两个不同超导序参量之间的耦合建立起来的^[5]. 目前, 双分量的含时 Ginzburg-Landau 模型作为研究多能隙超导体特性的唯象理论已被物理学界广泛使用^[6-10]. 一些文献^[7,11-13] 通过求解双分量 Ginzburg-Landau 方程, 给出了高温超导体混合态、 $s+id$ 波和 $d_{x^2-y^2}$ 波的涡旋结构, 但没研究涡旋的运动情况. 虽然文献^[14] 利用含时的 Ginzburg-Landau 方程研究了介观超导柱中涡旋的运动情况, 但是单分量的涡旋情况. 而本文则利用双分量含时的 Ginzburg-Landau 方程

来研究两个分量的涡旋运动情况.

含时 Ginzburg-Landau 方程是含有复超导序参量 (即超导波函数)、实向量磁势和实的数量电位势的一组非线性方程组. 不同的超导态就对应着不同的边界条件和初始条件下这组非线性方程组的解. 但目前这组非线性方程还不能精确地求解, 因此我们采用有限体积元的方法^[14,15] 进行模拟求解.

本文的目的就是研究在外磁场下涡旋进入样品后涡旋结构与磁场随时间的演化以及双分量的超导体中两个分量的涡旋结构分布. 我们的结果可以帮助了解的双分量超导体中涡旋分布结构, 和小样品的超导体边界对涡旋结构的影响.

2 模型与计算

在外磁场下含双分量超导体的自由能^[6,7] 为

$$G_{s,d} = \int_{\Omega} \left[2\alpha_s |\psi_s|^2 - \alpha_d |\psi_d|^2 + \frac{4}{3} |\psi_s|^4 + \frac{4}{3} |\psi_d|^4 + \frac{8}{3} |\psi_s|^2 |\psi_d|^2 + \frac{2}{3} (\psi_s^2 \psi_d^{*2} + \psi_s^{*2} \psi_d^2) + 2 \left| \prod \psi_s \right|^2 + \left| \prod \psi_d \right|^2 + |\nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{H}_c|^2 + \left(\prod_x \psi_s \prod_x^* \psi_d^* - \prod_y \psi_s \prod_y^* \psi_d^* \right) \right]$$

* 安徽省高校省级科学研究重点项目 (批准号: KJ2012A203) 和巢湖学院博士启动基金资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: slm428@shu.edu.cn

$$+ \prod_x^* \psi_s^* \prod_x \psi_d - \prod_y^* \psi_s^* \prod_y \psi_d \Big] d\Omega, \quad (1)$$

其中 $\Pi = i\nabla/\kappa + \mathbf{A}$ (i 虚数单位), κ 为 GL 参量 $\alpha_s = \alpha_{s0}/(1 - T/T_c)$, $\alpha_d = \ln(T_c/T)$, \mathbf{H}_e 为外磁场. 用 A, B 分别表示 \mathbf{A} 在 x, y 方向上的分量. 为了计算方便引入

$$W = e^{i\kappa \int^x A(\zeta, y) d\zeta}, \quad V = e^{i\kappa \int^y B(x, \zeta) d\zeta}. \quad (2)$$

由此, 就有

$$\begin{aligned} \prod_x \psi &= \left(\frac{i}{\kappa} \partial_x + A \right) \psi = \frac{iW}{\kappa} \partial_x (W^* \psi), \\ \prod_x^* \psi &= -\frac{iW^*}{\kappa} \partial_x (W \psi), \\ \prod_y \psi &= \left(\frac{i}{\kappa} \partial_y + B \right) \psi = \frac{iV}{\kappa} \partial_y (V^* \psi), \\ \prod_y^* \psi &= -\frac{iV^*}{\kappa} \partial_y (V \psi), \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\partial_x = \frac{\partial}{\partial x}$, $\partial_y = \frac{\partial}{\partial y}$. 选择直角坐标系对样品进行二重网格划分如图 1. L_x, L_y 为样品在 x, y 方向上的实际长度, 将其各自分为 N_x, N_y 等分, 则单元格步长分别为 $h_x = L_x/N_x$, $h_y = L_y/N_y$. $\psi_{i,j} = \psi(ih_x, jh_y)$ 控制的体积元所在单元格的面积记 Ω , 此面积元向 x 正向移动半个单元格为 $A_{i,j} = A((i+1/2)h_x, jh_y)$ 的控制体积元记为 Ω^\rightarrow . 向上移动半个单元格为 $B_{i,j} = B(ih_x, (j+1/2)h_y)$ 的控制体积元记为 Ω^\uparrow . 向右向上同时移动半个单元格, 此面积元记为 Ω^\nearrow . 其中 $i = 1, 2, \dots, N_x; j = 1, 2, \dots, N_y$.

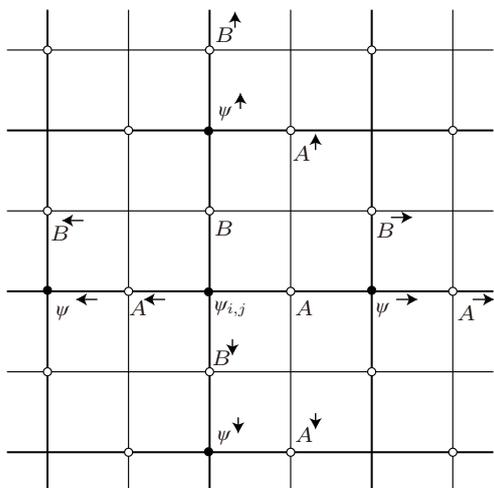


图 1 直角坐标系下二重网格点的划分

将 (1) 式化为先对每个网格单元积分, 再对所

有网格单元求和.

$$\begin{aligned} G(\psi_s, \psi_d, A, B) &= \sum_{i,j} \int_{\Omega_{i,j}} \left[2\alpha_s |\psi_s|^2 - \alpha_d |\psi_d|^2 + \frac{4}{3} |\psi_s|^4 + \frac{1}{2} |\psi_d|^4 \right. \\ &\quad \left. + \frac{8}{3} |\psi_s|^2 |\psi_d|^2 + \frac{2}{3} (\psi_s^2 \psi_d^{*2} + \psi_s^{*2} \psi_d^2) \right] dx dy \\ &\quad + \sum_{i,j} \int_{\Omega_{i,j}^\rightarrow} \left[2 \left| \frac{iW}{\kappa} \partial_x (W^* \psi_s) \right|^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\kappa^2} \partial_x (W^* \psi_s) \partial_x (W \psi_d) \right. \\ &\quad \left. + \left| \frac{iW}{\kappa} \partial_x (W^* \psi_d) \right|^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\kappa^2} \partial_x (W \psi_s) \partial_x (W^* \psi_d) \right] dx dy \\ &\quad + \sum_{i,j} \int_{\Omega_{i,j}^\uparrow} \left[2 \left| \frac{iV}{\kappa} \partial_y (V^* \psi_s) \right|^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\kappa^2} \partial_y (V^* \psi_s) \partial_y (V \psi_d) \right. \\ &\quad \left. + \left| \frac{iV}{\kappa} \partial_x (V^* \psi_d) \right|^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\kappa^2} \partial_y (W \psi_s) \partial_y (V^* \psi_d) \right] dx dy \\ &\quad + \sum_{i,j} \int_{\Omega_{i,j}^\nearrow} (\partial_x B - \partial_y A - H_e)^2 dx dy. \end{aligned} \quad (4)$$

积分用这个网格单元的中点函数值乘以这个网格单元的面积, 一阶导数用这个网格单元的中心差分来代替, 则 (4) 式就重写为

$$\begin{aligned} G(\psi_s, \psi_d, A, B) &= \sum_{\text{grid}} \left[2\alpha_s |\psi_s|^2 - \alpha_d |\psi_d|^2 + \frac{4}{3} |\psi_s|^4 + \frac{1}{2} |\psi_d|^4 \right. \\ &\quad \left. + \frac{8}{3} |\psi_s|^2 |\psi_d|^2 + \frac{2}{3} (\psi_s^2 \psi_d^{*2} + \psi_s^{*2} \psi_d^2) \right] h_x h_y \\ &\quad + \sum_{\text{grid}} \left[2 \left| \frac{i}{\kappa} \frac{\psi_s^\rightarrow - W \psi_s}{h_x} \right|^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{(\psi_s^\rightarrow - W \psi_s)(\psi_d^{\rightarrow*} - W^* \psi_d)}{h_x^2 \kappa^2} \right. \\ &\quad \left. + \left| \frac{i}{\kappa} \frac{\psi_d^\rightarrow - W \psi_d}{h_x} \right|^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{(\psi_s^{\rightarrow*} - W^* \psi_s^*)(\psi_d^\rightarrow - W \psi_d)}{h_x^2 \kappa^2} \right] h_x h_y \\ &\quad + \sum_{\text{grid}} \left[2 \left| \frac{i}{\kappa} \frac{\psi_s^\uparrow - V \psi_s}{h_y} \right|^2 \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{(\psi_s^\uparrow - V\psi_s)(\psi_d^{\uparrow*} - V^*\psi_d^*)}{h_y^2\kappa^2} \\
 & + \left| \frac{I}{\kappa} \frac{\psi_d^\uparrow - V\psi_d}{h_y} \right|^2 \\
 & + \frac{(\psi_s^{\uparrow*} - V^*\psi_s^*)(\psi_d^\uparrow - V\psi_d)}{h_y^2\kappa^2} \Big] h_x h_y \\
 & + \sum_{\text{grid}} \left| \frac{B^\rightarrow - B}{h_x} - \frac{A^\uparrow - A}{h_y} - H_e \right|^2 h_x h_y. \quad (5)
 \end{aligned}$$

含时的 Ginzburg-Landau 方程随时间变化趋向稳定时, 应该是静态 Ginzburg-Landau 方程的解. 那么变量 (ψ, A, B) 对时间变化就等于自由能对相应变量变分的负值, 即得到双分量含时的 Ginzburg-Landau 方程组

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \psi_s}{\partial t} &= -\frac{\partial G}{\partial \psi_s^*}, & \frac{\partial \psi_d}{\partial t} &= -\frac{\partial G}{\partial \psi_d^*}, \\
 \frac{\partial A}{\partial t} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial A G}{\partial A}, & \frac{\partial B}{\partial t} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial B}. \quad (6)
 \end{aligned}$$

超导波函数满足的边界方程^[7]为

$$\begin{aligned}
 & 2 \left(\frac{i}{\kappa} \nabla \psi_s + \mathbf{A} \psi_s \right) \cdot \mathbf{n} + \left(\frac{i}{\kappa} \nabla \psi_d + \mathbf{A} \psi_d \right) \cdot \mathbf{n}' \\
 & = 0, \\
 & 2 \left(\frac{i}{\kappa} \nabla \psi_d + \mathbf{A} \psi_d \right) \cdot \mathbf{n} + \left(\frac{i}{\kappa} \nabla \psi_s + \mathbf{A} \psi_s \right) \cdot \mathbf{n}' \\
 & = 0. \quad (7)
 \end{aligned}$$

其中 $\mathbf{n} = (n_1, n_2)$, 则 $\mathbf{n}' = (n_1, -n_2)$.

根据 (2) 和 (3) 式, 边界条件就可以写成

$$\begin{aligned}
 & (2\partial_x(W^*\psi_s) + \partial_x(W^*\psi_d))n_1 \\
 & + (2\partial_y(W^*\psi_s) - \partial_y(W^*\psi_d))n_2 = 0, \\
 & (\partial_x(W^*\psi_d) + \partial_x(W^*\psi_s))n_1 \\
 & + (\partial_y(W^*\psi_d) - \partial_y(W^*\psi_s))n_2 = 0. \quad (8)
 \end{aligned}$$

当 $n_1 = 1, n_2 = 0$ 时, (8) 式为右边界条件

$$\partial_x(W^*\psi_s) = 0, \quad \partial_x(W^*\psi_d) = 0. \quad (9)$$

即得

$$\psi_s = W^{\leftarrow} \psi_s^{\leftarrow}, \quad \psi_d = W^{\leftarrow} \psi_d^{\leftarrow}. \quad (10)$$

当 $n_1 = -1, n_2 = 0$ 时, (8) 式为左边界条件类似的可以得到

$$\psi_s = W \psi_s^{\rightarrow}, \quad \psi_d = W \psi_d^{\rightarrow}. \quad (11)$$

当 $n_1 = 0, n_2 = 1$ 时, (8) 式为下边界条件类似的可以得到

$$\psi_s = V \psi_s^\downarrow, \quad \psi_d = V \psi_d^\downarrow. \quad (12)$$

当 $n_1 = 0, n_2 = -1$ 时 (8) 式为下边界条件类似的可以得到

$$\psi_s = V \psi_s^\uparrow, \quad \psi_d = V \psi_d^\uparrow. \quad (13)$$

矢势满足的边界由 $\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{H}_e$ 可得

$$\partial_x B - \partial_y A = H_e. \quad (14)$$

则上边界

$$A = A^\downarrow - \left(H_e - \frac{B^\rightarrow - B^\downarrow}{h_y} \right) h_x. \quad (15)$$

下边界

$$A = A^\uparrow + \left(H_e - \frac{B^\rightarrow - B}{h_y} \right) h_x. \quad (16)$$

右边界

$$B = B^{\leftarrow} + \left(H_e + \frac{A^{\leftarrow} - A^{\leftarrow}}{h_x} \right) h_y. \quad (17)$$

左边界

$$B = B^\rightarrow - \left(H_e + \frac{A^\uparrow - A}{h_x} \right) h_y. \quad (18)$$

3 结果与讨论

首先我们计算了边长为 $10\lambda \times 10\lambda$, $\kappa = 5$ 的矩形, 在外磁场 $H = 0.34H_c$ 假设 S 波的临界温度为 $T_s = 37.0$, D 波的临界温度 $T_d = 38.0$, 实际温度 $T_c = 37.3$ 介于两者之间. 图 2、图 3 和图 4 分别为 D 波、S 波和导体内磁场随时间的演化等高线分布图. 由于实际温度在 S 波和 D 波的临界温度之间, 因此, 我们所给的初态, D 波为超导态、S 波为正常态. 其中红色代表超导电子密度高, 蓝色代表超导电子密度低. 显然在图 2 中我们可以看到随着时间推移涡旋从四个边界慢慢进入导体. 最后到达稳定的涡旋结构状态. 这种磁通涡旋运动的能量显然是来自于外磁场. 由于样品的温度高于 S 波的临界温度, S 波整体上处于正常态, 绝大部分区域的超导电子密度波幅处于零状态. 但随着 D 波涡旋进入超导体, 其正常态的背景中出现了密度较小的四叶形超导电子, 如图 3 所示. 对于超导态而言, S 波属于准粒子, D 波则整体上处超导状态, 在超导背景下随着磁场的进入在涡旋中心处出现正常态的电子态. 图 4 为磁场进入超导体的演化过程.

图 5 为 D 波、S 波超导序参量和导体内磁场最终稳定的三维等高图. 即在超导体内涡旋中心处有磁场穿过, D 波、S 波的超导序参量都为零. 而在其周围存在密度很小的四叶形 S 波的超导电子密度.

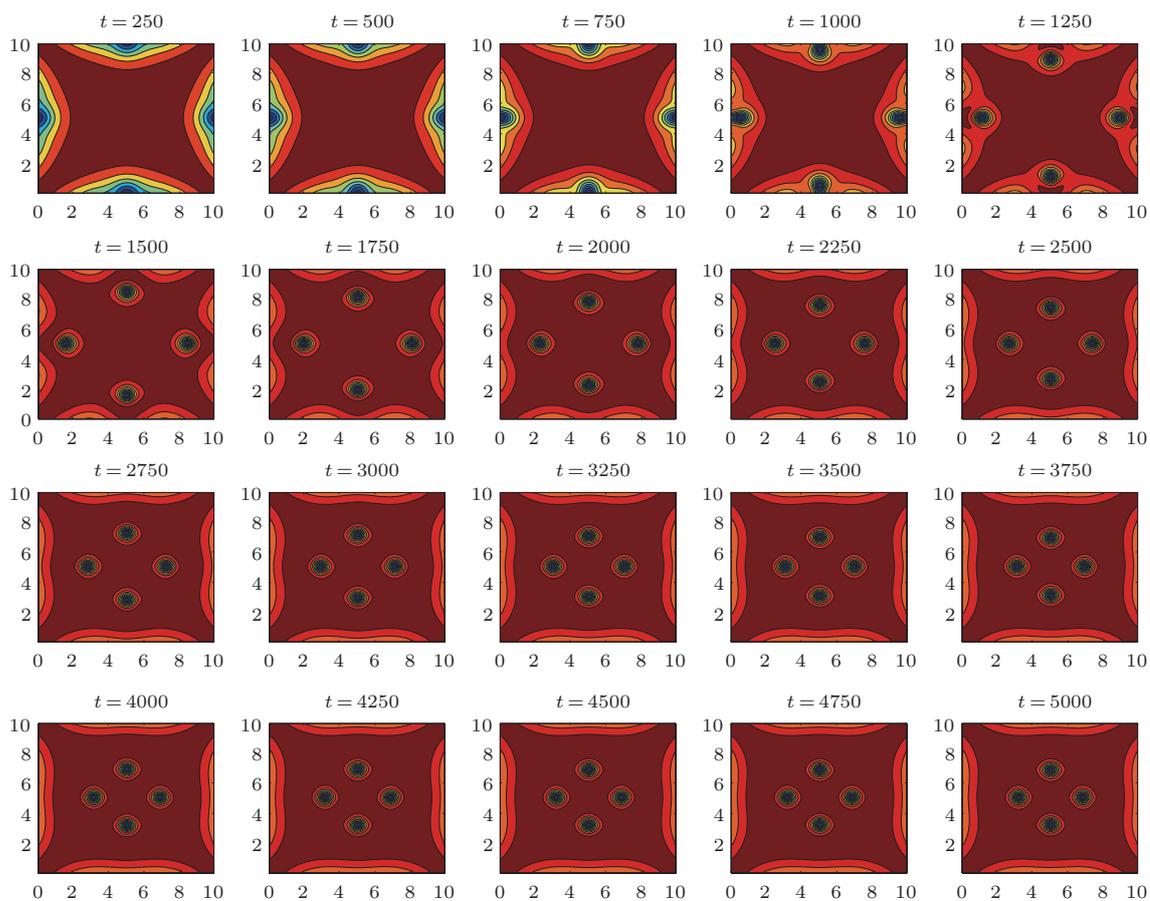


图2 在外磁场 $H = 0.34H_c$ 下边长 $10\lambda \times 10\lambda$, $\kappa = 4$ 的矩形, D 波随时间演化图

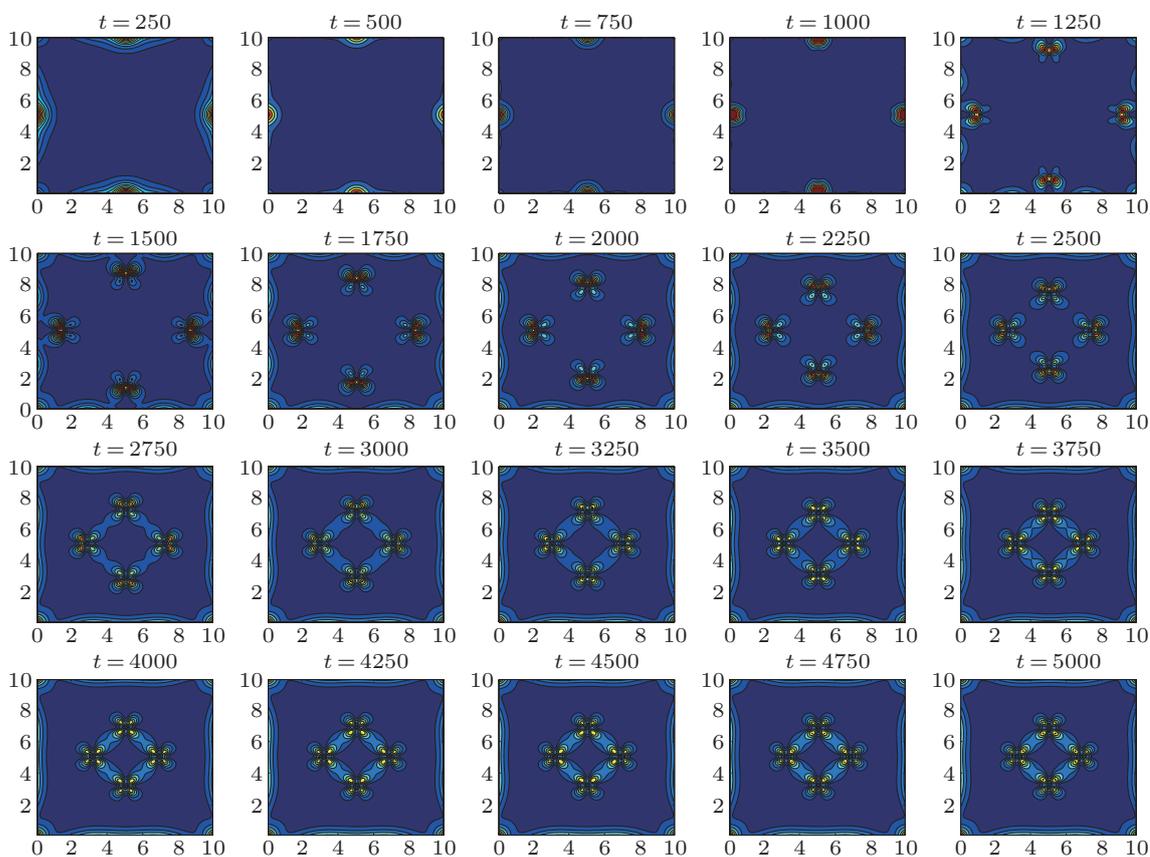


图3 在外磁场 $H = 0.34H_c$ 下边长 $10\lambda \times 10\lambda$, $\kappa = 4$ 的矩形, S 波随时间演化图

其次我们在同样条件下即外磁场都为 $0.34H_c$, 其样品的 GL 参量都取 $\kappa = 4$, S 波的临界温度为 $T_s = 37.0$, D 波的临界温度 $T_d = 38.0$, 实际温度 $T_c = 37.3$ 介于两者之间, 模拟了边长分别为 10λ , 12λ , 14λ 和 20λ 不同尺寸的样品, D 波、S 波与磁场随着时间的演化. 图 6 是涡旋进入超导体, 达到稳定状态的 D 波、S 波与磁场的等高线图. 其中 a, b, c 和 d 是四个样品的 S 波等高线图, e, f, g 和 h

是四个样品的 D 波等高线图, i, j, k 和 l 是四个样品的 D 波等高线图. 很显然在同样的条件下样品的尺寸越大, 能容纳的涡旋线就越多. 由于正方形四个边界具有很好的对称性, 所以我们模拟的超导样品得到的涡旋数总是 4 的倍数. 保持其他条件相同, 即外磁场为 $0.35H_c$, S 波的临界温度为 $T_s = 37.0$, D 波的临界温度 $T_d = 38.0$, 实际温度 $T_c = 37.3$ 介于两者之间, 我们模拟了不同的 GL 参量 $\kappa = 4.5, 8, 9$ 和

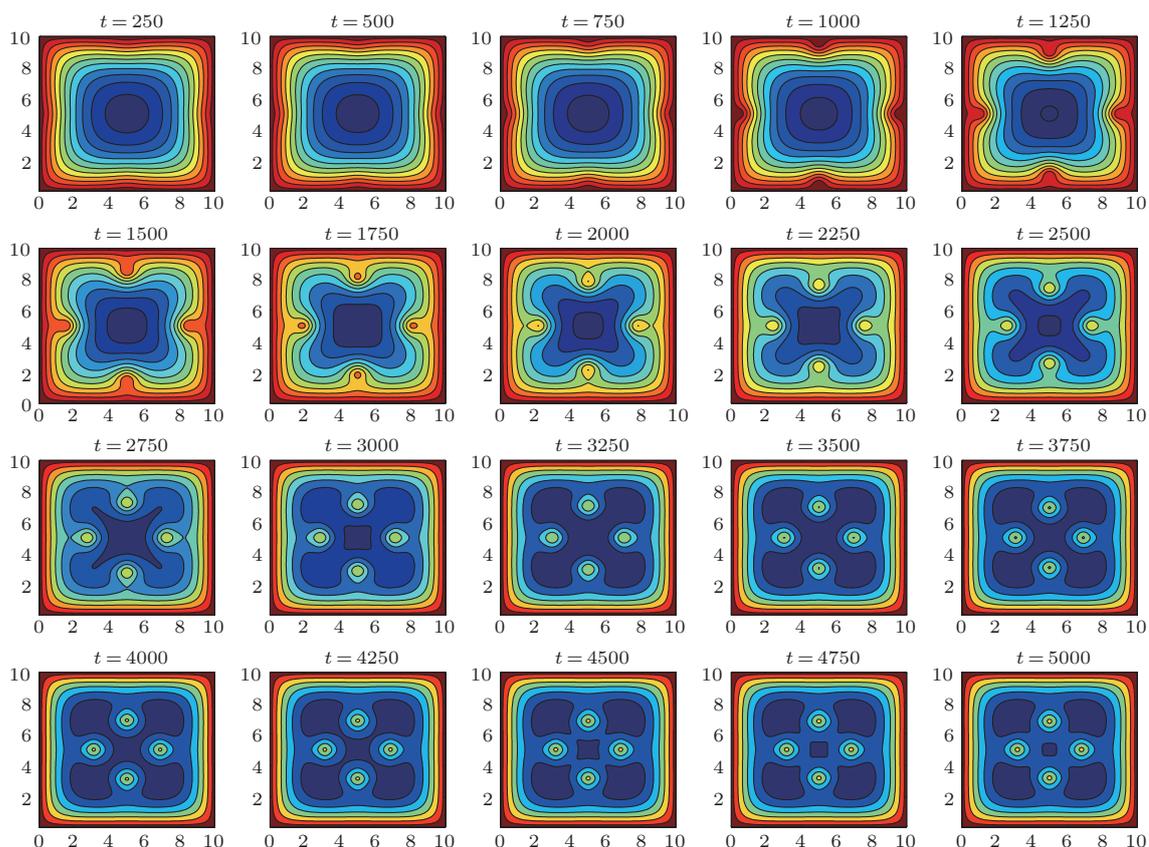


图 4 在外磁场 $H = 0.34H_c$ 下边长 $10\lambda \times 10\lambda$, $\kappa = 4$ 的矩形, 样品内磁场随时间演化图

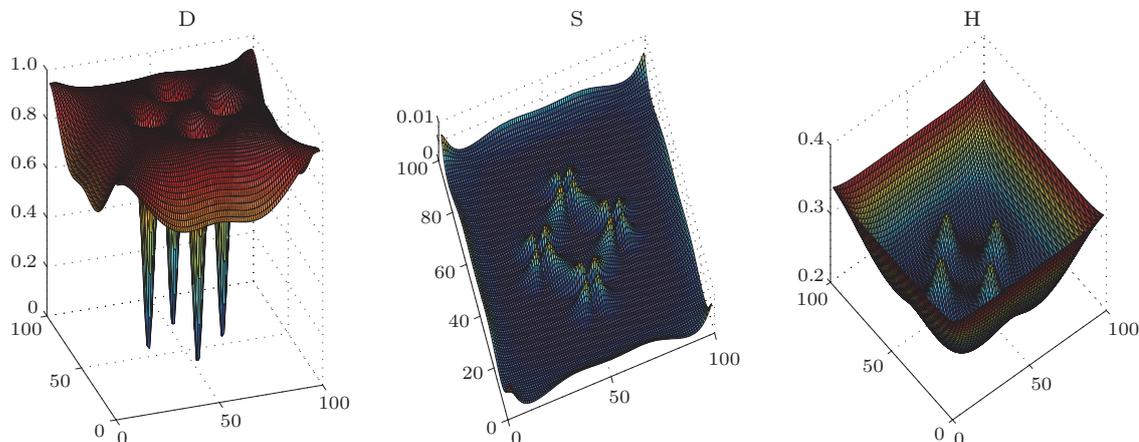


图 5 在外磁场 $H = 0.34H_c$ 下边长 $10\lambda \times 10\lambda$, $\kappa = 4$ 的矩形, D 波、S 波与磁场三维等高图

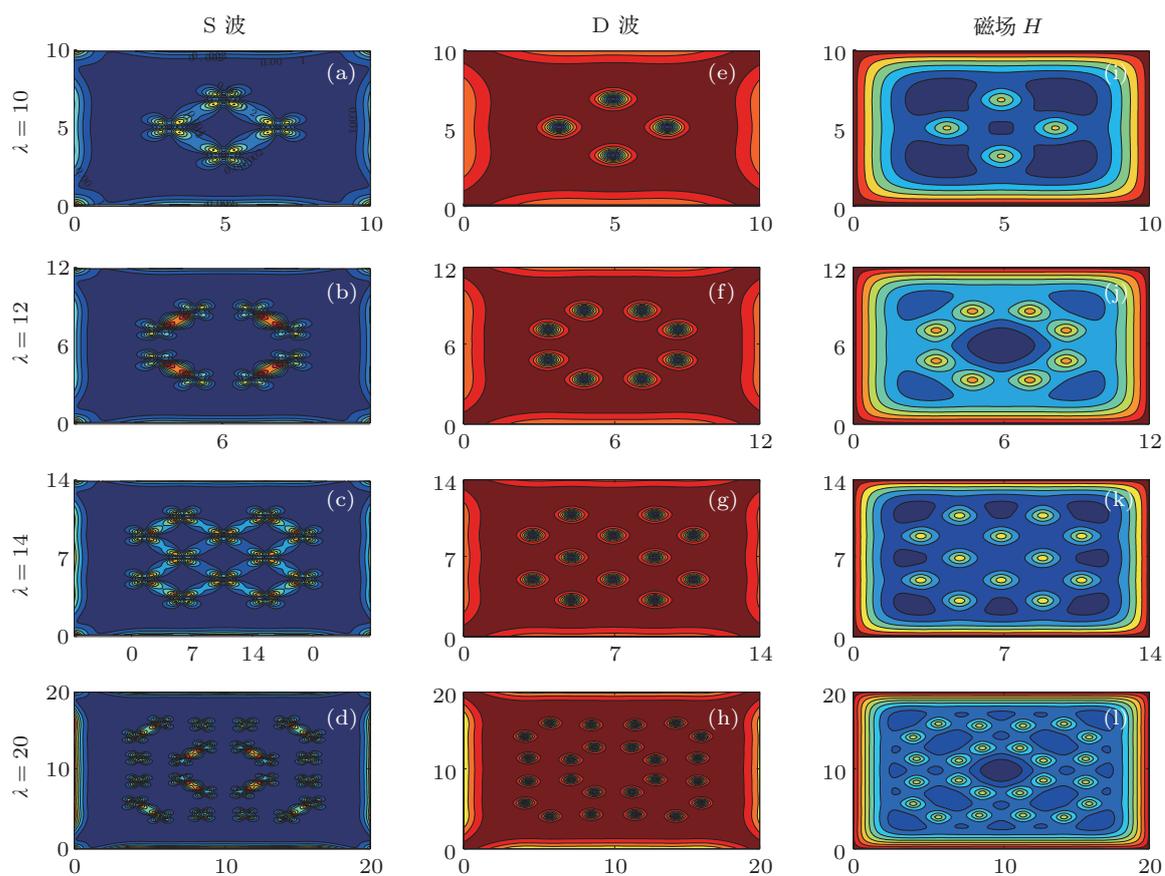


图6 相同条件下边长为 10λ , 12λ , 14λ 和 20λ 正方形的 S 波、D 波与磁场稳定分布

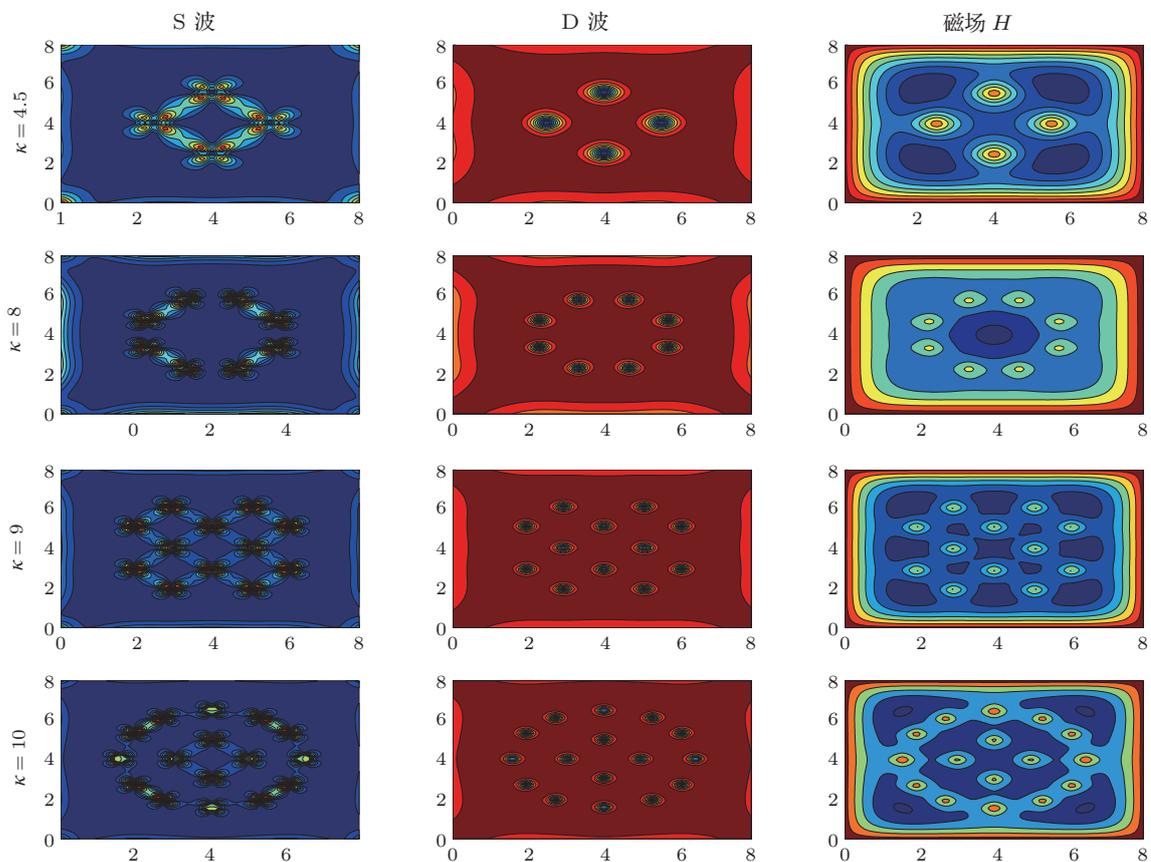


图7 边长 $8\lambda \times 8\lambda$ 正方形在相同条件下 $\kappa = 4.5, 8, 9$ 和 10 的 S 波、D 波与磁场稳定分布

10 的涡旋情况. 图 7 就是涡旋进入样品稳定后的 D 波、S 波与磁场的等高线图. 从图上可以看到 GL 参量 κ 越大, 样品容纳的涡旋数就越多. 因为 $\kappa = \frac{\lambda_0(T)}{\xi(T)}$, λ_0 表征磁场穿透的特征长度, $\xi(T)$ 表示超导序参量的特征长度. 当 κ 很大即意味着相对于磁场的穿透长度, 超导序参量的特征长度就很小, 即涡旋占的面积就小, 同样的样品在 κ 大的情况下就能容纳更多的涡旋. 我们看到在图 7 中 $\kappa = 9$ 边长为 $8\lambda \times 8\lambda$ 的正方形与图 6 中 $\kappa = 4$ 边长为 $14\lambda \times 14\lambda$ 的正方形的 S 波、D 波和磁场都十分相似.

接下来对边长 $10\lambda \times 10\lambda$ 正方形样品, 在外磁

场 $0.34H_c$, 其他条件和前面相同的情况下涡旋达到稳定后, 外磁场减小到 $0.1H_c$, 使之随着时间演化, 再次达到稳定. 图 8 为稳定后 S 波、D 波与磁场分布图, 其中 a, b 和 c 是三维等高图, d, e 和 f 是二维平面等高线图. 与图 6 中的 a, e 和 i 相比, 涡旋向外移动了一点, 其基本结构仍与原来相同. 而我们直接对样品加 $0.32H_c$ 的外磁场, 涡旋都不能进入样品. 这是因为表面势垒的作用, 阻止了涡旋的进入 [16]. 当涡旋进入后, 这样的样品内, 同样由于因为表面势垒的作用, 尽管外磁场变得较小, 涡旋仍保留在样品里. 这种现象磁场“过热”和“过冷”现象, 已经为实验所证实 [17].

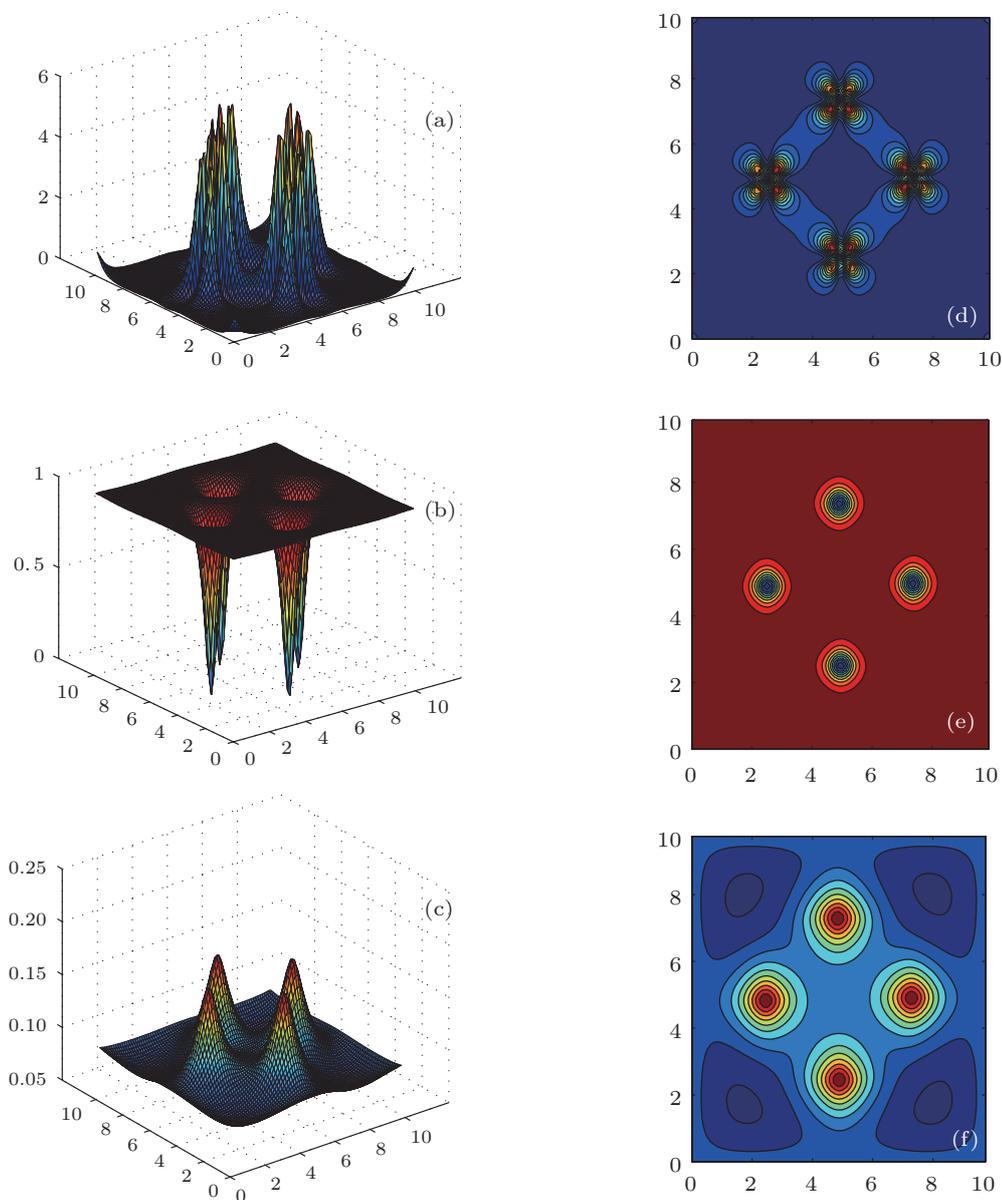


图 8 边长 $10\lambda \times 10\lambda$ 正方形磁场先 $0.34H_c$ 后为 $0.1H_c$ S 波、D 波与磁场稳定分布图

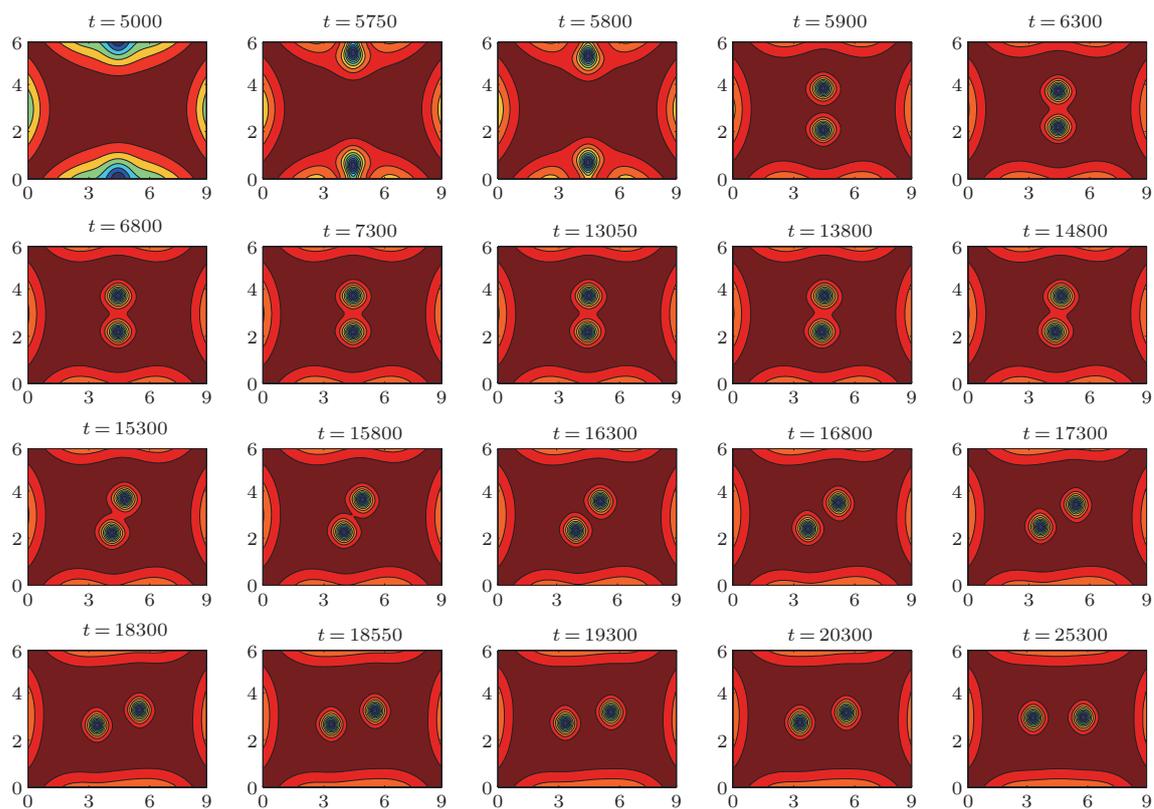


图9 边长 $6\lambda \times 9\lambda$ 正方形在外磁场 $0.38H_c$ 下 D 波随时间演化图

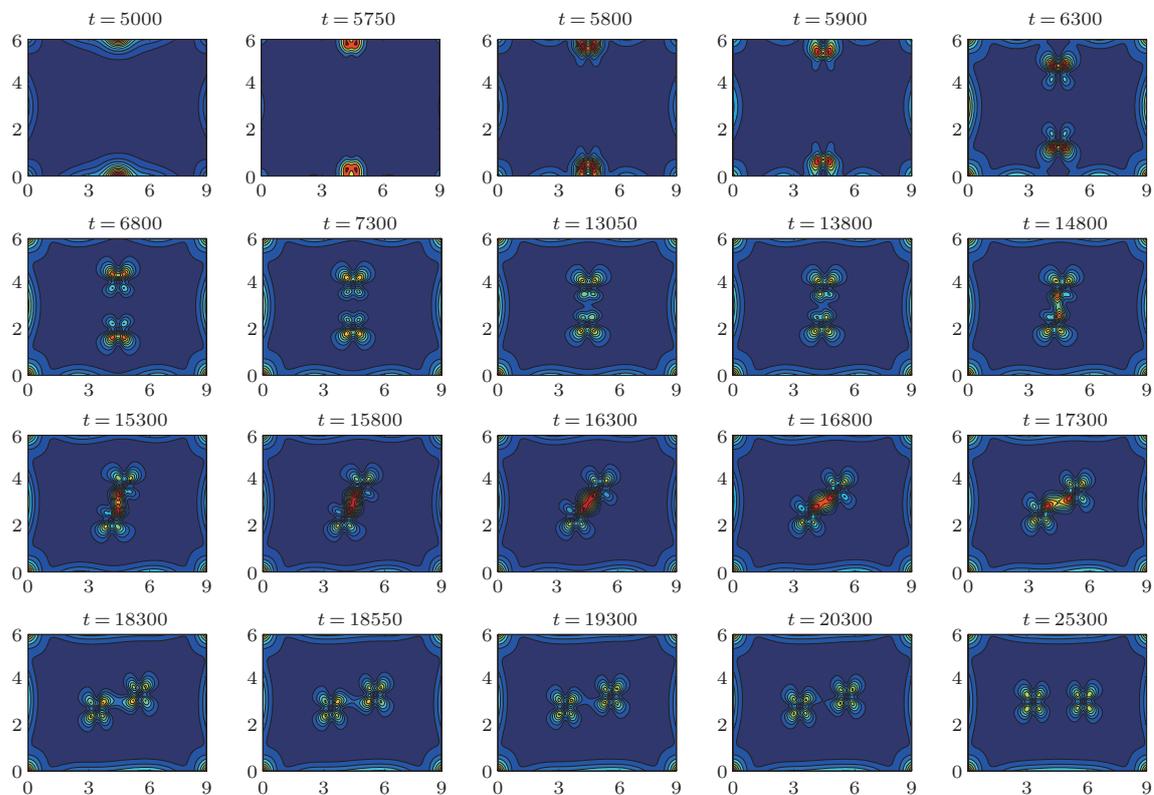


图10 边长 $6\lambda \times 9\lambda$ 正方形在外磁场 $0.38H_c$ 下 S 波随时间演化图

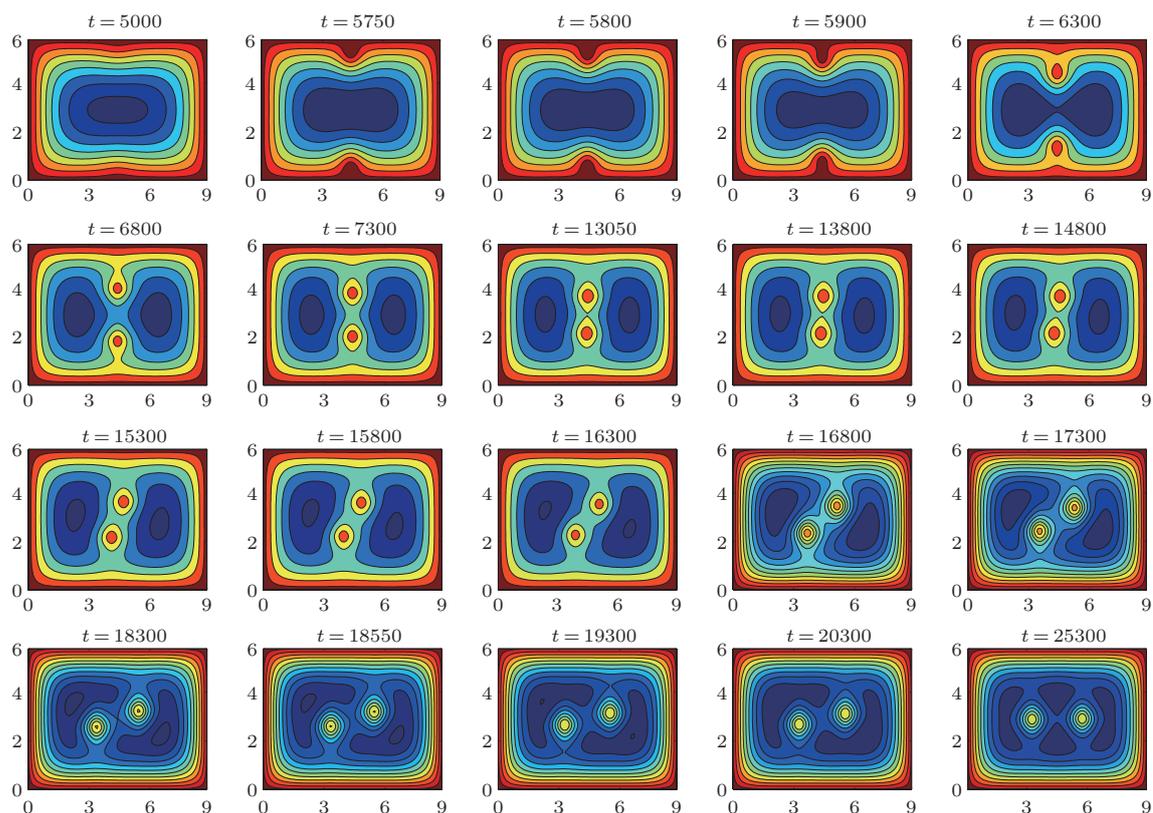


图 11 边长 $6\lambda \times 9\lambda$ 矩形在外磁场 $0.38H_c$ 下磁场随时间演化图

最后我们模拟了 $6\lambda \times 9\lambda$ 的矩形样品在外磁场为 $0.38H_c$ 下涡旋进入样品情况图 9, 图 10 和图 11 分别为 D 波 S 波与磁场随着时间的演化最后达到稳定状态的平面等高图. 从图中看出涡旋从边长较长的两边进入, 这是因为长边的表面势垒相对较低. 但样品边界的影响, 两个涡旋的分布显然是沿得长边的方向排列最稳定.

4 结论

我们运用了含时的 Ginzburg-Landau 理论研究

了双能带隙的矩形介观超导薄膜在外磁场作用下涡旋进入样品的情况. 当外磁场足够大时样品的实际温度介于 D 波与 S 波的临界温度之间, 磁场以涡旋的形式进入样品, D 波处于超导态, S 波则处超导准粒子态呈四叶形分布在涡旋的四周. 由于边界势垒的影响, 使涡旋进入和退出样品都存在磁场“过热”与“过冷”现象. 正方形四个边界具有对称性, 进入样品的涡旋数呈四的倍数. 而对于矩形的样品, 由于边界不对称的影响, 使涡旋进入样品后, 涡旋结构出现了重新分布的现象.

[1] Nagamatsu J, Nakagawa N, Muranaka T, Zenitani Y, Akimitsu J 2001 *Nature* **410** 63
 [2] Choi H J, Roundy D, Sun H, Cohen M L, Louie S G 2002 *Nature* **418** 758
 [3] Souma S, Machida Y, Sato T 2003 *Nature* **423** 65
 [4] Gurevich A, Vinokur V M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 047004
 [5] Ren Y, Xu J H, Ting C S 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3680
 [6] Xu J H, Ren Y, Ting C S 1996 *Phys. Rev. B* **53** R2991
 [7] Wang Q H, Wang Z D 1996 *Phys. Rev. B* **54** R15645
 [8] Li Q Q, Wang Z D 2002 *Phys. Rev. B* **66** 134518
 [9] Victor Moshchalkov, Mariela Menghini, Nishio T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 117001
 [10] Yu R P, Paganin D M, Morgan M J 2008 *Phys. Rev. B* **77** 134512
 [11] Niu J H, Zhou S P, Xu K X 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 0985 (in Chinese) [牛金海, 周世平, 徐克西 1998 物理学报 **47** 0985]
 [12] Qu H, Zhou S P 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 0352 (in Chinese) [瞿海, 周世平 1999 物理学报 **48** 0352]
 [13] Zhou S P, Qu H, Liao H Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2355 (in Chinese) [周世平, 瞿海, 廖红印 2002 物理学报 **51** 2355]
 [14] Sangbum Kim, Hu C R, Andrews M J 2004 *Phys. Rev. B* **69** 094521

[15] Qiang Du 2005 *J. Math. Phys.* **46** 095109

[16] Zhang Y H 2009 *Superconductivity Physics* (Vol. 3) (Hefei: Press of University of Science and Technology of China) p196 (in Chinese) [张

裕恒 2009 超导物理 (合肥: 中国科学技术大学出版社) 第 196 页]

[17] Seokwon Yoon, Dai H J, Liu J, Lieber C M 1994 *Science* **8** 215

Numerical simulation of vortex structure in mesoscopic two-gap superconductor*

Shi Liang-Ma[†] Zhang Shi-Jun Zhu Ren-Yi

(College of Electronic Engineering & Electrical Automation, Chaohu University, Chaohu 238000, China)

(Received 2 December 2012; revised manuscript received 6 March 2013)

Abstract

In this paper, the evolution of vortex configuration for mesoscopic two-gap superconductor is investigated by the time-dependent Ginzburg-Landau theory in the presence of an externally applied field. The vortex configurations of s-wave and d-wave, and the distribution of magnetic field are given when the temperature is between critical temperatures of s-wave and d-wave. In theory, the over-cold and the over-hot field, and the boundary effect on vortex are simulated when the magnetic flux penetrates the superconductor.

Keywords: vortex configuration, two energy gaps, the time-dependent Ginzburg-Landau theory, superconductivity

PACS: 74.20.De, 74.78.-w, 74.70.Ad

DOI: 10.7498/aps.62.097401

* Project supported by the Province Key Program of Science Research of Anhui high school (Grant No: KJ2012A203) and the Doctor Start-up Foundations by Chaohu college.

[†] Corresponding author. E-mail: slm428@shu.edu.cn