

磁通密度对第 II 类超导体磁通动力学的影响*

刘旭东 王 进 刘 楣

(东南大学物理系, 南京 210096)

邢定钰

(南京大学固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

(2001 年 5 月 13 日收到, 2001 年 10 月 13 日收到修改稿)

计算了二维无序钉扎系统中磁通运动的平均速度、微分电阻、纵向电压噪声和静态结构因子. 通过在不同磁通密度下的磁通运动形式, 给出了磁通运动的动力学相图. 研究表明, 磁通晶格存在钉扎相、塑性流相、近晶流相和运动玻璃相. 在运动玻璃相中, 随着驱动力的进一步增加, 横向玻璃态和运动 Bragg 玻璃态相继出现. 磁通密度增大有利于有序相的出现. 当磁通密度增大到一定程度时, 近晶流动相会消失. 磁通运动随着外加驱动电流增大发生从塑性流动相到运动玻璃相的转变.

关键词: II 类超导体, 磁通动力学, 运动玻璃

PACC: 7460G, 7450G

1. 引 言

近年来, 实验和理论工作者对 II 类超导体混合态中磁通运动图像的研究已取得了很大的进展^[1-11]. 对磁通系统的大量数值模拟工作表明, 在二维无序钉扎系统中, 增加电流能使磁通格子的运动逐渐形成有序. 磁通格子的运动从开始的塑性流动相, 到横向有序的近晶相, 最后到横向和纵向都有序的运动玻璃相. II 类超导体中磁通的动力学行为与材料中的杂质缺陷对磁通的钉扎作用、磁通间的相互作用以及热噪声等都有密切的关系. 首先, Koshchev 和 Vinokur^[1]用解析理论和数值模拟方法研究二维磁通格子在外电流作用下的运动, 提出了在无序钉扎系统中, 随着驱动力的增加, 磁通格子的运动存在着从塑性流动相到运动晶体的动力学相变. 随后, Moon 等人^[2]用数值模拟方法研究了二维无序磁通格子在不同钉扎强度下的动力学相图. 磁通在近晶相中横向序已可用计算静态结构因子来表示. 最近, Kolton 和 Dominguez^[3]以及 Olson^[4]的研究组也用模拟磁通运动的功率、静态结构因子等方法来研究磁通运动. 他们发现在磁通相互作用较小的软格子

中, 尽管驱动力增大, 但磁通格子始终在未耦合通道中运动. 在磁通之间相互作用较大的硬格子中, 随着驱动力增大, 磁通格子从近晶相变化到具有耦合通道的运动晶体相. 在实验上, Hellerqvist 等人^[5]通过对电压、电流的实验测量, 证实了磁通在低温、小电流作用下为塑性流动相, 在大电流作用下磁通形成有序相. Pardo 等^[6]通过用磁缀法观测高质量的 NbSe₂ 单晶样品在实空间, 以及傅里叶空间的磁通运动图像. 在傅里叶空间对称轴方向上出现两个尖峰表明磁通运动通道已形成横向有序的近晶相. 而傅里叶空间图像上出现六个峰表明磁通运动为运动晶体相. 在理论上, Doussal 和 Giamarchi^[7]用重整化群方法研究了二维和三维无序钉扎系统有限温度下磁通格子的运动玻璃理论, 并用以讨论高温超导体混合态异常的霍尔效应、横向临界电流等实验.

II 类超导体尤其是高温超导体混合态往往表现出复杂的动力学性质, 进一步弄清混合态中的动力学相变和细致研究在不同相中的磁通格子结构对于基础理论研究有十分重要的意义. 本文用 Monte-Carlo 模拟二维无序磁通格子的动力学方程, 采用计算纵向电流、微分电阻、电压噪声, 以及静态结构因子等方法, 研究磁通密度对运动格子动力学相变的

* 国家自然科学基金(批准号: 19874011)资助的课题.

影响,得到增加磁通密度将导致格子的硬化,造成运动布拉格(Bragg)玻璃相的产生.在磁通密度较小时,磁通运动存在着钉扎相,塑性流相,近晶流相和运动玻璃相.磁通密度增大到某一临界值时,近晶流相消失.在运动玻璃相中,随着驱动力的进一步增加,横向玻璃态和运动 Bragg 玻璃态相继出现.

2. 磁通运动方程

由于高温超导体的层状结构,我们构造了一个二维($x-y$ 平面)无序磁通格子系统,在平面上随机分布着 N_p 个钉扎中心,同时 N_v 个磁通初始时无序分布.当在系统的 x 轴方向施加外加驱动电流,其作用在磁通格点上的洛仑兹力 F_L 总是沿着 y 轴方向.我们列出第 i 个磁通格子的过阻尼运动方程为^[9]

$$\eta v_i = F_L + F_P(\mathbf{r}_i) + F_{vv}(\mathbf{r}_i) + F_{th}, \quad (1)$$

这里 η 表示黏滞系数, v_i 是第 i 个磁通的速度, \mathbf{r}_i 表示第 i 个磁通的位置.除洛仑兹力外,磁通的运动还受到无序分布的钉扎力 $F_P(\mathbf{r}_i)$ 、磁通间相互作用力 $F_{vv}(\mathbf{r}_i)$ 以及热涨落引起的布朗力 F_{th} 的作用.洛仑兹力 $F_L = J \times \Phi_0$, J 是外加的驱动电流, Φ_0 是磁通量子.我们用具有衰减因子 R_{Pm} 的高斯势阱来模拟 R_k 处的点钉扎势:

$$U_P^k(\mathbf{r}) = -A_P^k \exp(-|\mathbf{r} - \mathbf{R}_k|^2/R_{Pm}^2), \quad (2)$$

式中 A_P^k 是单位长度涡旋中心的有效凝聚能.作用在第 i 个磁通格子上的钉扎力

$$F_P(\mathbf{r}_i) = -\sum_{k=1}^{N_p} \nabla U_P^k(\mathbf{r}_i).$$

将(2)式代入得到

$$F_P(\mathbf{r}_i) = -f_0 \sum_{k=1}^{N_p} F_{P0}^k \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_k}{R_{Pm}} \exp\left(-\left|\frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_k}{R_{Pm}}\right|^2\right), \quad (3)$$

式中 \mathbf{R}_k 表示第 k 个钉扎中心位置, $F_{P0} = F_{P0}^k f_0 = 2A_P^k/R_{Pm}$ 代表钉扎力强度.取 $f_0 = \Phi_0^2/8\pi^2\lambda^3$ 作为单位力,其中 λ 为超导穿透深度.磁通间的相互作用采用具有对数形式的长程排斥作用,其相互作用力可表达为

$$F_{vv}(\mathbf{r}_i) = F_{v0} f_0 \sum_{i \neq j}^{N_v} \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \lambda}{|(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \lambda|^2}, \quad (4)$$

其中 $F_{v0} f_0$ 代表磁通间相互作用力的强度,这种长程作用力的作用范围取 4λ .为了与实际高温超导体更接近,我们还考虑了热涨落效应的影响.由高斯热

噪声产生的布朗力采用以下形式:

$$F_{th} = F_{th0} f_0 \sum_j \delta(t - t_j) \chi(t_j) \Theta(x) (p - q_j), \quad (5)$$

$F_{th0} f_0$ 代表热涨落力的强度,它正比于温度的方根. $\chi(t_j)$ 是具有平均值为 0、宽度为 1 的高斯分布随机数, t_j 表示第 j 个时间步长. p 是噪声项作用在给定磁通上的概率, q_j 取 0 到 1 之间均匀分布的随机数. $\Theta(x)$ 是单位阶梯函数,当 $x > 1$ 时, $\Theta(x) = 1$, 当 $x < 1$ 时, $\Theta(x) = 0$.

假定在模拟中所涉及到的长度都以 $a_0 = 1$ 为单位,所取的二维矩形系统的尺寸为 24×24 , 并采用周期性边界条件.方程中 $\eta = 1$, 为了形成一个无序的中等钉扎强度的磁通系统,我们调节参量为 $F_{P0} = 2.0$, $F_{v0} = 0.13$, $F_{th0} = 1.0$, $\lambda = 4.0$, $R_{Pm} = 0.2$, $p = 0.4$.

3. 磁通运动图像

为了研究二维无序钉扎磁通格子的运动图像,我们用 Monte-Carlo 方法计算非线性动力学方程(1),求出每个磁通 t 时刻在 y 方向的运动速度 $v_i(t)$.并用 Visual Basic 在计算机中画出磁通流动动态图像.我们发现当驱动电流较小时,所有磁通都被钉扎住.当驱动力略微增加,部分磁通开始脱钉扎,而其余磁通仍被钉扎住,钉扎的磁通和流动的磁通在系统中出现共存的局面.使得 y 方向平均速度不为零.这种流动方式称为塑性流.当驱动力进一步增加到所有磁通都已脱钉流动,并沿驱动力方向形成流线或通道(filamentary channels),此时由于磁通间的相互作用,通道之间距离逐渐调整相等,形成垂直于流动方向的横向准长程序,这种流动称为近晶流.如更进一步增大驱动力,磁通运动不但流线横向有序,而且流动通道中的格点纵向序也逐步形成,这种流动使磁通格子形成一个整体而流动,称为运动玻璃态.为了研究磁通动力学相变随磁通密度 N_v 变化的相图,需要判断各种相变点的确切位置.为此,我们首先计算磁通的平均速度 $v = v_i$ 、和微分电阻 dv/dF_L 随洛仑兹驱动力 F_L 的变化关系.以脱钉扎的临界力 F_L^c 来判断钉扎玻璃相到塑性流动相的分界线.由微分电阻 dv/dF_L 峰值处的驱动力 F_L^* 来判断^[5]塑性流动相到近晶流动相的分界线.因为微分电阻峰值表示磁通已全部脱钉,通道增加到最大数目,微分电阻开始减小,并开始调整磁通通道的横向周期性.因而,我们可以用微分电阻峰值处的驱动

力表示塑性流相到近晶流相的相变分界线。

我们用纵向电压噪声 S_0 减小到零 (< 0.1) 处的驱动力 F_L^m 来判断运动玻璃相的出现. 定义磁通运动纵向电压噪声 $S_0 = \int_{f_1}^{f_2} df \mathcal{S}(f)$,

$$\mathcal{S}(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T dt \mathcal{V}(t) e^{i2\pi ft} \right|^2, \quad (6)$$

式中 f 是频率, 取 $f_1 = 27/131072$, $f_2 = 54/131072$ 低中频值, $\mathcal{V}(t)$ 是 t 时刻所有磁通 y 方向的平均速度, 它表示纵向电压. (6) 式积分变量为时间 t , 积分从 1 到 131072 个有效 Monte-Carlo 步. 在计算时间积分之前, 10000 个 Monte-Carlo 步不进入计算. 纵向电压噪声 S_0 的值反映了磁通格点在 y 方向运动而产生的耗散. 在塑性流动相, 各个磁通的运动速度一般是不相同的, 因而磁通之间相对运动会产生内耗, 使得电压噪声逐步增加. 当磁通通道之间产生关联形成近晶相, 内耗逐步减少. 在高驱动力作用下, 磁通格子整体流动, 则磁通运动的内耗可忽略不计 ($S_0 < 0.1$). 我们以此驱动力 F_L^m 作为近晶流相到运动玻璃相相变分界线的判据.

最后, 我们用计算磁通格子的静态结构因子来检测相图中的近晶流相和运动玻璃相中磁通格子的有序度. 根据静态结构因子的定义

$$\mathcal{S}(k) = \left| \frac{1}{N_v} \sum \exp[ik \cdot r_i(t)] \right|^2, \quad (7)$$

这里的 k 为傅里叶空间波矢, r_i 为第 i 个磁通格子的位置, 式中 i 对所有空间格点求和并对时间求平均值. $\mathcal{S}(k)$ 反映了磁通格子在空间分布的有序度. 当磁通紊乱分布时, $\mathcal{S}(k)$ 仅在 $k=0$ 处有一峰值; 当磁通通道排列出现横向周期性, 在 k_x 轴上固定位置处 $\mathcal{S}(k)$ 出现对称的两个峰, 峰值大小用 S_i 表示. 当磁通分布横向和纵向都存在准长程序时, $\mathcal{S}(k)$ 在 k 平面上出现不对称的六个峰值, 峰值大小用 S_i 表示. 当驱动力增加某位置, S_i 和 S_j 可以从图像中分辨. 这临界驱动力就是判据出现运动横向玻璃和出现运动 Blagg 玻璃相的分界线.

4. 结果和讨论

为了研究二维无序钉扎系统中磁通密度 N_v 对磁通运动的影响, 我们首先计算磁通运动的平均速度 v , 微分电阻 dv/dF_L , 以及纵向电压噪声 S_0 相对于洛伦兹驱动力 F_L 的函数关系, 分别表示在图 1

(a)(b)(c) 中. 不同密度 $N_v = 40, 100, 200, 400, 600, 700, 800, 1000$ 时的曲线在图中从右至左排列. 计算中固定钉扎数 $N_p = 1000$. 从图 1(a) 中的磁通运动速度曲线可以看出, 对上述不同的磁通密度 N_v , 磁通脱钉扎的临界驱动力 F_L^c 由 1.0 逐渐减小到 0.2. 这说明 N_v 增加, 磁通相互作用力促使磁通格子的流动, 使磁通脱钉扎力逐渐减小. 从图 1(b) 中微分电阻 dv/dF_L 值可以看出, 当驱动电流增大到 F_L^l , 微分电阻增加到峰值, 近晶相开始出现. 当 $F_L < F_L^l$ 时, 速度曲线 v 斜率较陡, 这是塑性流动的表现; 当 $F_L > F_L^l$ 时, 速度曲线斜率趋向平缓, 并逐渐与驱动力呈线性关系. 对上述不同的磁通密度 N_v , F_L^l 值由 1.5 逐渐减小并稳定在 0.8. 从图 1(c) 中纵向电压噪声 S_0 曲线可以看出, 电压噪声的峰值与微分电阻的峰值略有不同. 在图 1(c) 中, 当驱动电流增大到 F_L^m , S_0 减小到零 (< 0.1). F_L^m 表示近晶流相与运动玻璃相的分界线. 对上述不同的磁通密度 N_v , F_L^m 由 2.8 开始减小. 值得注意的是, 当 $N_v = 800$ 时, 在磁通运动全部脱钉扎后已没有明显的噪声产生, F_L^l 与 F_L^m 重合, 近晶相消失. 以上讨论表明, 在磁通 N_v 密度很大, 相互作用较强的情况下, 磁通全部脱钉扎后的运动速度接近相同, 磁通格子以整体的速度运动. 此时形成的弹性格子运动速度与驱动力成线性关系, 且没有内部耗散, 磁通运动从塑性流动相直接到运动玻璃相.

总结上述数据, 我们在图 2 中画出了不同磁通密度的动力学相图. 图中三条分界线 ((a) F_L^c (b) F_L^l (c) F_L^m) 把相图分为四个区间. 其中有两种不同的退钉扎临界力: 部分退钉扎临界力 F_L^c 和完全退钉扎临界力 F_L^l . F_L^c 以下的区域是钉扎玻璃相, F_L^c 到 F_L^l 区域是塑性流相, F_L^l 到 F_L^m 区域是近晶流相. F_L^m 是运动固体相融化到类液相的分界线, F_L^m 以上为运动玻璃相. 可以看出, 随着磁通密度的增加, 磁通之间的关联相应增加, 表示格子之间有关联的运动固体相相变线呈下降趋势. 当 N_v 大于 800 时, 近晶相消失, 磁通运动发生从塑性流动相到运动玻璃相的转变.

近年来磁通动力学相图中出现近晶相已被理论^[7]和实验^[6]证实. 但近晶相很不稳定, 它和塑性流动相、运动玻璃相的界线很模糊. 我们用计算磁通格子的静态结构因子来检测相图中的近晶相和运动玻璃相的周期性结构. 图 3 给出了磁通密度 $N_v = 200$

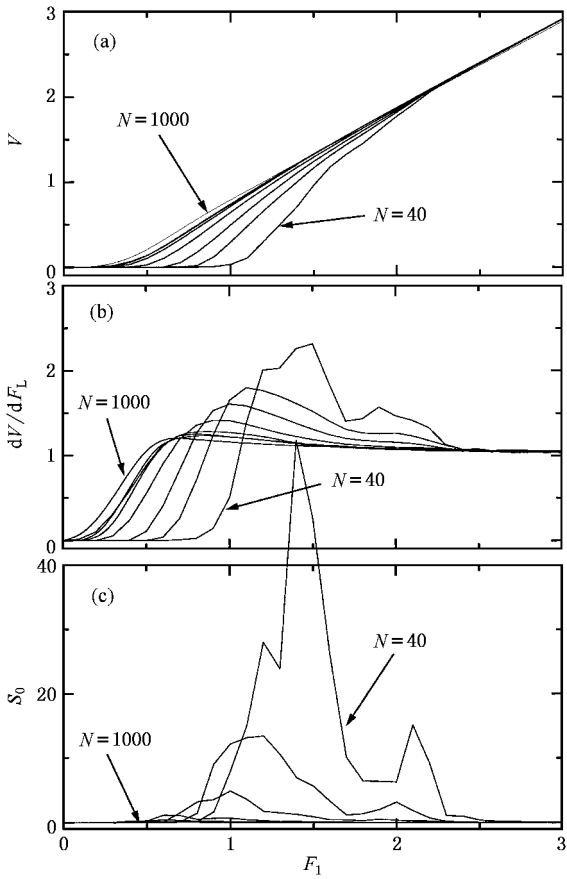


图 1 (a) 磁通运动的平均速度 v (b) 微分电阻 dv/dF_L (c) 电压噪声功率 S_0 与洛伦兹力 F_L 的关系

上并没出现两个小峰值,这说明刚开始进入近晶状态时磁通通道已形成,但通道的横向周期性尚未形成。(b) $F_L = 1.6$, $S(k)$ 在 k_x 轴上出现小峰值,说明在近晶相中,当驱动力增加时磁通通道间距逐步调整,横向有序是在近晶相内逐渐形成并趋向稳定的。在这个相内,静态结构因子很小并且不稳定,表现出类液相与短程序状态,因此我们称这个相为近晶流相。(c) $F_L = 2.4$, $S(k)$ 在 k_x 轴上的峰值增高,在 $k_y \neq 0$ 处同时出现峰值。(d) $F_L = 3.0$, $S(k)$ 在 k 平面上出现不对称的六个稳定峰。可以看出,当驱动力增大使磁通运动进入运动玻璃相后,在 k_x 轴上固定位置处出现两个稳定的峰(峰值 S_i 可以分辨),表明磁通通道间距存在准长程序,我们称为横向玻璃相。当 k 平面上出现不对称的六个稳定的峰(峰值 S_i, S_j 都可以分辨)表明磁通格子横向和纵向都存在准长程序,我们称之为运动 Bragg 玻璃相。在图 2 中,我们用虚线表示横向玻璃相的起始,用点线表示运动 Bragg 玻璃相与横向运动玻璃相的分界线。从相图中还可以看出当 $N_v < 400$, 横向玻璃相与运动 Bragg 玻璃相几乎与运动玻璃相同时出现,这是较强无序坚持的结果。当 $N_v > 400$, 横向玻璃相较先出现,仅比运动玻璃相略微推迟。当磁通速度进一步增大,运动 Bragg 玻璃相出现。

5. 结 论

综上所述,磁通晶格运动动力学相图中存在有两种不同的退钉扎临界力:部分退钉扎临界力 F_L^c 和完全退钉扎临界力 F_L^m 。而 F_L^m 是运动固体相融化到类液相的分界线。研究磁通格子在相图中的结构可以看出从近晶流相开始,随着外加驱动电流和磁通密度的增大,磁通格子的有序度开始增加。从近晶流相到横向运动玻璃相,最后到运动 Bragg 玻璃相。随着磁通速度和磁通密度的增大,磁通间相互作用力逐渐克服无序效应和热噪声引起的磁通蠕动,使磁通格子重新恢复周期性结构。磁通密度 N_v 的增大有利于有序相的出现。当 N_v 大到一定程度时,相对于增强的相互作用导致的脱钉扎作用,钉扎作用减弱,近晶流相会消失。磁通运动发生从塑性流动相到运动玻璃相的转变。可以推测,如果钉扎力足够弱,磁通格子从钉扎相到塑性流动相的一级融化相变甚至会转变为从钉扎相到流动玻璃相的连续相变^[2]。

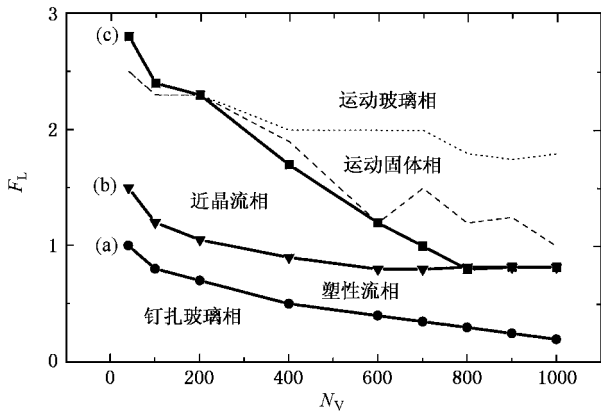


图 2 在不同磁通密度下磁通动力学相图 (a) F_L^c 表示磁通脱钉扎的临界驱动力 (b) F_L^l 表示塑性流相与近晶流相分界值; (c) F_L^m 表示近晶流相与运动玻璃相的分界值。虚线表示横向玻璃相的起始,点线表示运动 Bragg 玻璃相与横向玻璃相的分界线

时在不同驱动电流 F_L 作用下的结构因子 $S(k)$ 的图形。图 3(a) $F_L = 1.0$, $S(k)$ 除中心峰外无其他峰值。可以看出,当外驱动力等于 F_L^l 时, $S(k)$ 在 k_x 轴

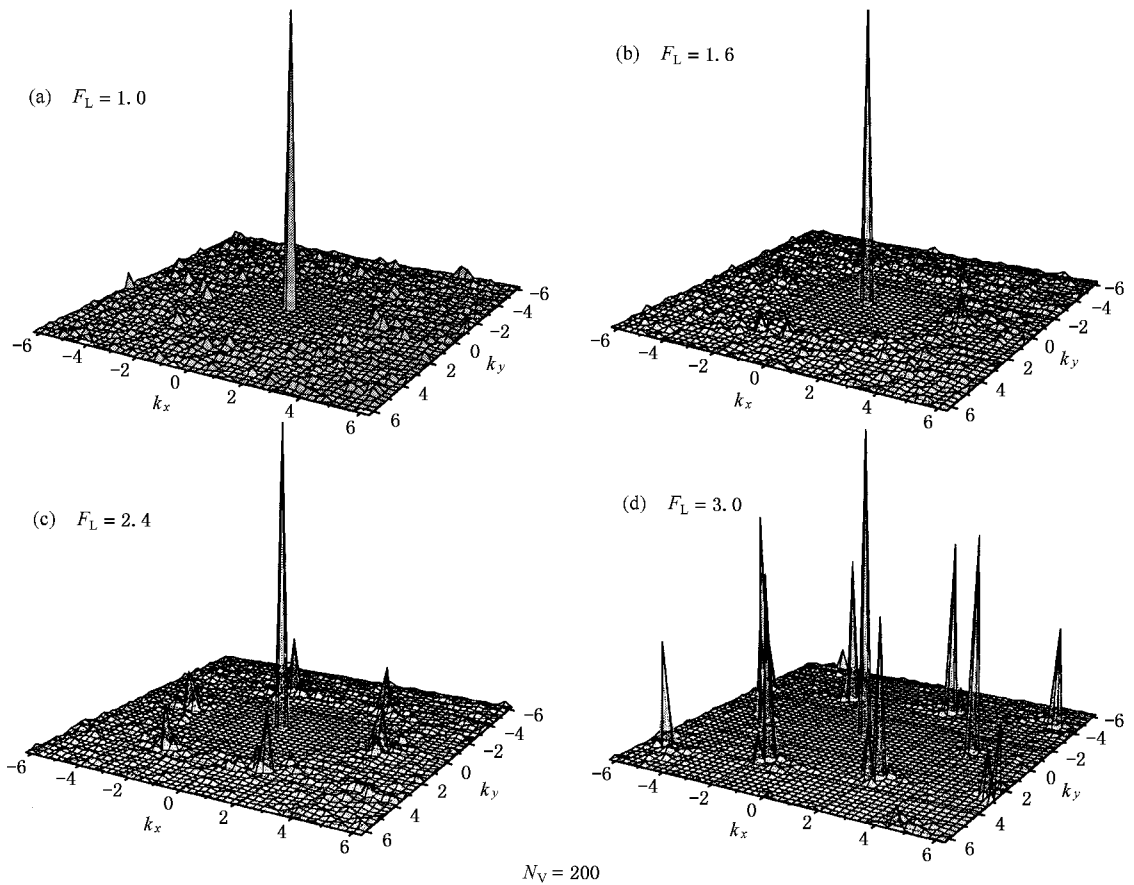


图3 磁通密度 $N_v = 200$ 的磁通格子,在不同的驱动电流值时结构因子峰值图 (a) $F_L = 1.0$ (b) $F_L = 1.6$ (c) $F_L = 2.4$ (d) $F_L = 3.0$

- [1] Koshchev A E and Vinokur V M 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3580
- [2] Moon K, Scalettar R T and Zimani G T 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2778
- [3] Kolton A B, Dominguez D and Niels Gronbech-Jensen 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3061
- [4] Olson C J, Reichhardt C and Nori Franco 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3757
- [5] Hellerqvist M C, Ephron D, White W R, Beasley M R and Kapit-ulnik A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4022
- [6] Pardo F, Cruz F de la, Gammel P L, Bucher E and Bishop D J 1998 *Nature* **396** 348
- [7] Doussal P L and Giamarchi T 1998 *Phys. Rev. B* **57** 11356
- Balents L, Marchetti M C and Radzihovsky L 1998 *Phys. Rev. B* **57** 7705
- Scheidl S and Vinokur V M 1998 *Phys. Rev. B* **57** 2574
- [8] Safar H, Gammel P L, Huse D A, Bishop D J, Lee W C, Giap-intzakis J and Ginsberg D M 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3800
- [9] Zhu B Y, Dong J M and Xing D Y 1998 *Phys. Rev. B* **57** 5063, 5075
- Chen L Y, Zhu B Y, Liu M, Dong J M and Xing D Y 1999 *Physica C* **314** 228
- [10] Cao Y G and Jiao Z K 2000 *Chin. Phys.* **9** 199
- [11] Nie H F, Liu Y F, Huang Y M and Yan S S 2000 *Chin. Phys.* **9** 141

Vortex density effects on the dynamic phase diagram in type II superconductors^{*}

Liu Xu-Dong Wang Jin Liu Mei

(*Department of Physics , Southeast University , Nanjing 210096 ,China*)

Xing Ding-Yu

(*National Laboratory of Solid State Microstructures , Nanjing University , Nanjing 210093 ,China*)

(Received 13 May 2001 ; revised manuscript received 13 October 2001)

Abstract

We have investigated the vortex density effects on the vortex motion in type II superconductors. By calculating the vortex velocity, differential resistance, longitudinal voltage noise and static structure factor in two-dimensional disorder pinning vortex lattices, a dynamical phase diagram has been obtained with varying vortex density. With the driving force increased, the five phases appear one after another: the pinning glass phase, plastic flow phase, smectic flow phase, and moving glass phase, and the last one including the moving transverse glass and Bragg glass phases. A higher vortex density is favorable to the formation of the ordered vortex lattice. With increasing vortex density, the smectic flow regime disappears gradually. As the vortex density is increased beyond a critical value, the smectic flow phase disappears, exhibiting a transition from the plastic flow phase to the moving glass phase.

Keywords : type II superconductors, vortex dynamics, moving glass phase

PACC : 7460G, 7450G

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.19874011).