



缺陷调控临界温度梯度超导膜的 磁通整流反转效应*

何安¹⁾ 薛存^{2)†}

1) (长安大学理学院, 西安 710064)

2) (西北工业大学力学与土木建筑学院, 西安 710072)

(2021 年 6 月 20 日收到; 2021 年 9 月 17 日收到修改稿)

超导涡旋运动引起的棘齿效应可以广泛应用于磁通泵、整流器和超导开关等装置. 金兹堡-朗道理论是研究超导磁通涡旋问题强有力的工具和手段. 本文采用有限差分法数值求解时间相关的金兹堡-朗道方程, 利用快速傅里叶变换方法求解耦合的热传导方程, 数值模拟了临界温度梯度超导薄膜磁通涡旋动力学行为, 提出了一种新的调节超导整流效应的方式, 并研究了临界温度梯度大小和缺陷位置对超导整流电压反转现象的影响规律. 由于超导边界势垒和缺陷吸引势对磁通涡旋的共同作用, 当缺陷位置偏向临界温度较高的一侧或者临界温度梯度较小时有利于观察到整流电压随交流幅值增大发生的反转现象.

关键词: 超导薄膜, 整流电压, 临界温度梯度, 缺陷

PACS: 74.25.Ha, 74.25.F-, 74.25.Wx, 74.78.Fk

DOI: 10.7498/aps.71.20211157

1 引言

第二类超导体的输运性能由磁通涡旋运动决定, 涡旋-涡旋和涡旋-钉扎之间的相互作用会引起一系列的静态和动态的涡旋晶格相变. 国内外不少实验和理论都致力于分析和控制超导薄膜中涡旋的运动^[1-3], 控制磁通涡旋的运动对于探索超导新装置具有重要的科学意义^[4]. 纳米制备和加工技术在控制磁通涡旋领域的应用推动了新一代超导装置的快速发展, 因此产生了许多潜在的新应用, 例如量子计算、超导量子相干装置和单光子检测等^[5-9]. 特别地, 由于涡旋运动引起的棘齿效应可以移除不必要的磁通和减少样品和装置中的磁通密度^[10], 由此实现了磁通泵、整流器和超导开关等新型功能器件^[11,12].

超导磁通棘齿效应指的是在非对称势系统里涡旋在周期性驱动作用下总是沿着容易发生运动的方向流动. 过去几十年间, 大量的工作研究了涡旋运动引起的棘齿效应^[13-16], 随着微纳加工技术的发展, 各种各样的非对称钉扎势, 例如三角形孔洞^[17]、梯度排列的钉扎中心^[18]、保角形式排列的钉扎^[19]等, 引入到超导样品中用来打破涡旋运动的反向对称性. Gillijns 等^[20]还将线性梯度变化的铁磁点生长在超导样品上, 研究不同梯度变化区间对整流电压的影响. 另外, 超导样品设计成非对称的结构也可以引起涡旋整流现象^[21,22]. 不同于大多数静态的非对称钉扎势, 王永磊等^[23]提出了采用可调的自旋冰态重塑非对称钉扎势从而调控超导整流效应.

因为可以提高超导装置中输运性能和涡旋运动的可控性, 涡旋棘齿效应的反转现象显得尤为

* 国家自然科学基金 (批准号: 11702034, 11972298, 11702218)、中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 300102121201) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2019M663812) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xuecun@nwpu.edu.cn

重要. Villegas 等^[24]通过排布周期纳米结构磁点首次观测到了涡旋的整流反转现象. 随后, de Souza Silva 等^[25,26]通过增加磁通涡旋密度研究了涡旋整流的多重反转效应. 最近, 采用移动光点引起的动态非对称钉扎势, 我们研究了整流电压的反转现象^[27,28], 这些研究为超导整流效应的调控提供了更加便捷的途径.

另一方面, 研究者渴望进一步提升超导材料的临界性能, 中国科学院物理研究所通过不同掺杂配比已经制备了临界温度梯度膜, 其有利于观测超导性能的连续变化, 为提升超导材料的临界性能提供了一种新途径, 因此开展临界温度梯度膜电磁特性的研究对于超导的基础研究具有重要意义. 由于临界温度梯度膜存在非对称的钉扎势, 其整流效应至今还没有被报道, 本文采用时间相关的金兹堡-朗道理论研究含缺陷的临界温度梯度膜整流反转效应, 探讨了不同的临界温度梯度大小和缺陷位置对超导薄膜涡旋动力学及整流电压的影响规律. 本文按照以下三部分展开: 首先介绍用于模拟超导临界温度梯度膜的涡旋动力学的数值模型及方法; 其次分析讨论不同情形下整流电压的变化规律; 最后进行总结.

2 理论模型和方法

通过单晶生长在基底上制备的梯度超导薄膜如图 1 所示, 本文的模型为一个宽度为 w 的梯度超导膜 (厚度满足 $d_s \ll \xi, \lambda$, ξ 为工作温度下的相干长度, λ 为磁通穿透深度), 沿着 x 轴方向无限长, 温度梯度变化方向沿着 y 轴从 12 K 线性变小至 4.7 K, 超导膜含有一长为 c_l 宽为 c_w 的狭长缺陷, 缺陷中心距离薄膜底边的位置为 C_p . 为了考虑临界温度梯度大小的影响, 本文研究临界温度梯度变化区间为 $d_T = w$ 的超导膜 (图 1(a) 所示). 为了研究梯度超导薄膜的整流效应, 沿着 x 轴方向施加一个方形波的交流电 I_{ac} . 沿着交流电的加载方向测得直流电压 V_{dc} , 外加磁场 H_a 垂直超导薄膜的平面, 沿着 z 轴方向. 采用下式所示的时间相关的金兹堡-朗道 (GL) 方程来模拟梯度超导膜的磁通涡旋动力学行为^[29,30]:

$$\frac{u}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2}} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\gamma^2}{2} \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} \right) \psi = (\nabla - i\mathbf{A})^2 \psi + (f(t, \mathbf{r}) - |\psi|^2) \psi, \quad (1)$$

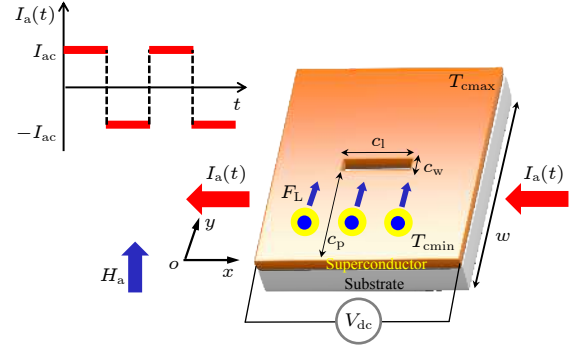


图 1 含长方形缺陷的临界温度梯度超导薄膜示意图, 临界温度沿着 y 轴从 T_{cmin} 线性增大到 T_{cmax} . 超导薄膜宽为 w , 沿着 x 轴无限长, 缺陷的长度和宽度分别为 c_l 和 c_w , 缺陷中心距离临界温度较低 T_{cmin} 的下边界为 C_p . 沿着 x 轴的一方形波交流电 $I_a(t)$ 和沿着 z 轴的垂直磁场加载于超导薄膜, 沿着电流加载方向计算直流电压 V_{dc} , 磁通涡旋沿着 y 轴方向运动.

Fig. 1. Schematic diagram of critical temperature gradient superconducting film with slit. The critical temperature increases linearly from T_{cmin} upward to T_{cmax} along the y axis. The superconducting film of width w is infinite along x axis. The slit length and width are c_l and c_w , respectively. The distance of defect center to sample upper boundary is C_p . Superconducting film is applied by a square-wave ac current $I_a(t)$ along x axis and a perpendicular magnetic field H_a along z axis, and the DC voltage V_{dc} is calculated along the direction of applied current. The direction of vortex motion is along y axis.

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \text{Re}[\psi^*(-i\nabla - \mathbf{A})\psi] - \kappa^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}, \quad (2)$$

其中 $f(t, \mathbf{r}) = (T_c(\mathbf{r}) - T)/T_c(\mathbf{r})$ 表征超导临界温度随空间位置变化的函数^[31], 方程中的归一化量如下: 距离用工作温度下的相干长度 ξ 无量纲化, 序参量 ψ 用无磁场和电流下的平衡值 ψ_0 无量纲化, 磁矢势 \mathbf{A} 用 $\Phi_0/(2\pi\xi(T))$ 无量纲化, 时间 t 用 $\tau_0 = \pi\hbar/[8k_B(T_c - T)u]$ 无量纲化, 磁场 H_a 用 $H_{c2} = \Phi_0/(2\pi\xi^2)$ 无量纲化, 电流密度用 $j_0 = \sigma_n\hbar/(2e\tau_0\xi)$ 无量纲化. 电压 V 用 $\varphi_0 = \hbar/(2e\tau_0)$ 无量纲化, 采用公式 $\int \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} dt$ 计算沿着 x 方向相距为 $3w/4$ 两点的电压. 直流电压 V_{dc} 表示在一个方波交流电周期内的平均电压. 参数 γ 表示超导样品内的非弹性散射. 参数 u 为微观理论中与弛豫时间有关的量, 对于大多数低温超导材料, $u = 5.79$ 是合适的数值. 根据大多数文献的报道, 采用参数 $\gamma = 20$, $\xi = 10$ nm, $\kappa = 20$ 和 $w = 400$ nm 来进行数值模拟^[32].

为了考虑样品电阻态时局部温度的变化, 将金兹堡-朗道方程 (1) 和 (2) 与热传导方程进行耦合:

$$\nu \frac{\partial T}{\partial t} = \zeta \nabla^2 T + \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right)^2 - \eta (T - T_0), \quad (3)$$

其中 $T_0 = 2$ K 为工作温度, $\nu_0 = 0.03$ 为比热系数, $\zeta_0 = 0.006$ 为热传导系数, $\eta_0 = 2 \times 10^{-3}$ 为热转换系数, 这些参数的取值范围可参考文献 [33]. 实际上比热系数 ν 、热传导系数 ζ 和热转换系数 η 均为温度 T 的函数, 即 $\nu = \nu_0 T^3$, $\zeta = \zeta_0 T^3$ 和 $\eta = \eta_0 T^3$ 耦合求解. 其中 GL 方程采用半隐式的 Crank-Nicholson 解法自洽求解, 沿着 x 轴方向采用周期边界条件, 在样品边界处采用纽曼边界条件. 热传导方程采用快速傅里叶变换方法进行求解. 通过磁矢势的边界条件 $\text{rot} \mathbf{A}|_z(y=0, w) = H_a \pm H_I$ 施加输运电流, 其中电流 I_a 引起的磁场为 $H_I = 2\pi I_a / c$ [32].

3 结果分析与讨论

首先研究临界温度梯度变化区间为 $d_T = w$ 和缺陷处于超导薄膜中心位置 $C_p = w/2$ 时不同磁场下超导薄膜的电流-电压特征曲线的变化规律. 如图 2(a) 所示, 实线表示正电流下的电压值, 虚线表示负电流下的电压值, 彩色插图表示电流-电压特征曲线上某点对应的超导电子密度 $n_s = |\psi|^2$. 上排表示正方向加载电流时的超导电子密度, 下排表示反方向加载电流的情况, 黑色箭头表示涡旋在洛伦兹力作用下的运动方向. 以 $H_a = 0.16$ 为例, 当输运电流从零开始增加到 $I_{ac} < 0.002$ 时, 涡旋从静止状态过渡到以磁通涡旋晶格的形式缓慢运动 (见图 2(a) 插图 1 和插图 4), 由此引起的电压相对很小, 随着电流增大到某个临界值 I_c , 电压发生突然跳跃现象, 电压的跳跃是由于涡旋运动形成的相滑移线 (相滑移线指的是涡旋快速运动形成的通道, 此通道上涡旋被拉长超导电性受到很大抑制), 从图 2(a) 插图 2 可以看出有两条相滑移线形成, 然而图 2(a) 插图 5 中超导涡旋以磁通线形式缓慢运动, 因此正电流下的电压发生跳跃而负电流下的电压并未跳跃. 继续增大电流值, 正方向加载的电流导致超导出现了 3 条相滑移线 (见图 2(a) 插图 3), 电压值进一步升高, 此时反方向加载电流出现了一条相滑移线 (见图 2(a) 插图 6), 即反方向加载电流时电压发生第一次跳跃.

由于上下边界的势垒不同, 超导临界温度越低 (超导体的下边界), 边界势垒越弱, 涡旋容易进

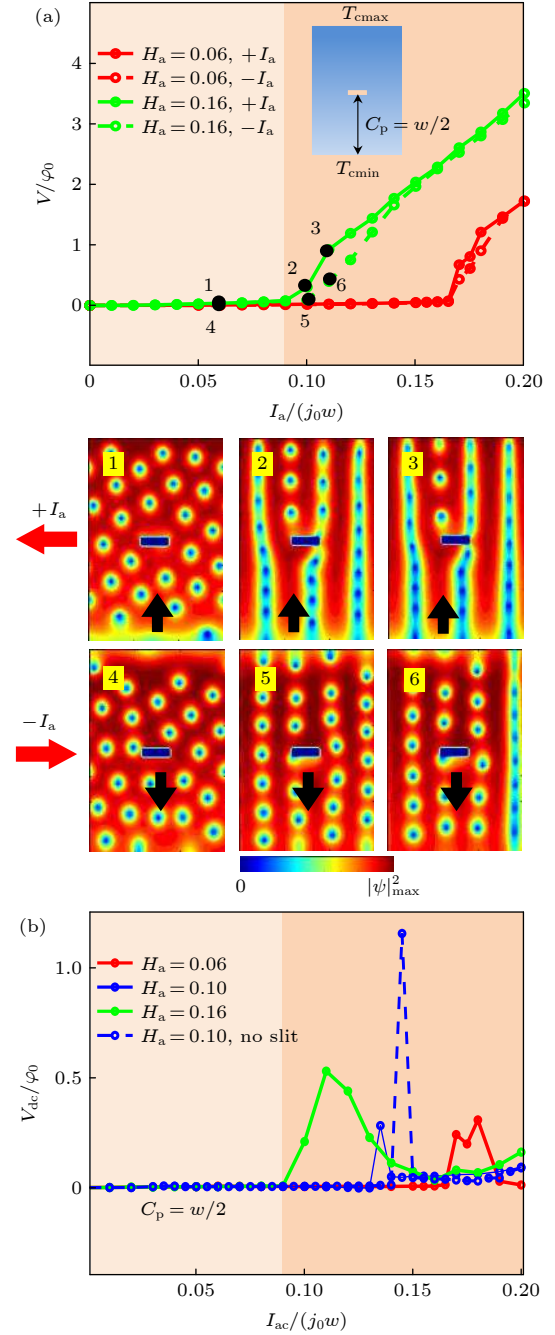


图 2 (a) 不同磁场和正反电流下电流-电压 (I - V) 特征曲线, 插图 1—插图 6 表示 I - V 曲线上对应点的超导电子密度. 红色箭头表示输运电流的加载方向, 黑色箭头代表涡旋的运动方向. (b) 缺陷位于样品中心 $C_p = w/2$ 时整流电压随交流幅值的变化规律. 超导样品上下边界的临界温度分别为 $T_{cmax} = 12$ K 和 $T_{cmin} = 4.7$ K (见多媒体动画 A1)

Fig. 2. (a) Characteristic curves of current-voltage (I - V) at several magnetic fields for $+I_a$ and $-I_a$. Snapshots 1-6 indicate the corresponding cooper-pair density shown in the I - V curves; (b) variations of rectified voltage as a function of ac amplitude for slit located at the middle of the sample $C_p = w/2$. The critical temperature of superconducting film at the top and bottom boundary are $T_{cmax} = 12$ K and $T_{cmin} = 4.7$ K, respectively (multimedia view A1 of the supplementary materials).

入超导体, 然而临界温度越高 (超导体的上边界), 边界势垒越强, 涡旋越不容易穿透进超导体, 因此涡旋总是易于从超导薄膜下边界向上运动, 即涡旋向上运动引起的电压大于涡旋向下运动的电压. 由此可以看出, 相同磁场下沿着正方向加载电流和反方向加载电流时电压跳跃对应的临界电流不相同, 即正电流下电压先发生跳跃, 并且相同电流值下实线表示的电压数值大于虚线表示的电压数值, 因此在一个交流电周期内, 梯度超导薄膜会产生正的整流电压. 图 2(b) 给出了不同磁场下整流电压随交流幅值的变化规律, 可以看出, 在缺陷处于超导薄膜中心位置时整流电压始终保持正的数值, 其峰值随磁场的增加向左移动. 为了突出长方形缺陷对样品的整流效应的影响, 计算了不含缺陷的梯度膜的整流电压的变化规律, 如图 2(b) 中的虚线所示. 可以看出, 不含缺陷的超导梯度膜的整流电压随着电流幅值的变化始终保持为正的数值, 没有反转现象.

为了研究不同缺陷位置对超导薄膜整流电压的变化规律的影响, 图 3 给出了不同磁场下整流电压 V_{dc} 随外加电流的变化情况. 图 3(a) 给出了缺陷接近下边缘 (临界温度较低 T_{cmin} 的边界), 即 $C_p = w/3$ 时的情况, 从图 3(a) 可知整流电压大体上保持正的数值, 没有发生反转现象. 由于缺陷吸引势的存在, 促进涡旋从下边界往上运动. 因此正方向电流引起的电压大于负方向的数值, 在一个交流电周期内, 整流电压的数值总是正的. 随着缺陷位置向上移动, 直到样品中心 (如图 2(b) 所示), 边界壁垒势占主导, 缺陷吸引势起促进作用, 所以正的整流电压状态一直保持着.

然而当缺陷靠近上边缘, 即 $C_p = 2w/3$ 时整流电压的变化规律与上面的情况截然不同, 通过对比可以看出, 整流电压首先达到负的峰值, 随着电流幅值的增加出现正的峰值, 整流电压发生了明显的反转现象. 这是由缺陷引起的吸引势与上边界较强势垒的竞争作用引起的. 以 $H_a = 0.1$ 为例, 在电流较小 ($I_{ac} < 0.12$) 时涡旋从上、下边界进出超导体均以磁通晶格的形式运动, 整流电压几乎为 0. 当电流增大 ($0.12 < I_{ac} < 0.1375$) 时, 缺陷的存在打破了磁通晶格的排列形式, 使得涡旋容易从上边界以相滑移线的形式进入超导体 (见补充材料动画), 此时缺陷的吸引势占主导, 因此负方向电流引起的电压数值大于正方向的数值. 当电流继续增大时 ($I_{ac} > 0.1375$), 正反方向涡旋的运动都很快, 缺陷

对涡旋的影响很弱 [34]. 边界势垒起主要作用, 下边界的势垒弱, 因此涡旋又更容易从下边界穿透超导体 (见补充材料动画), 因此发生反转变成正的整流电压.

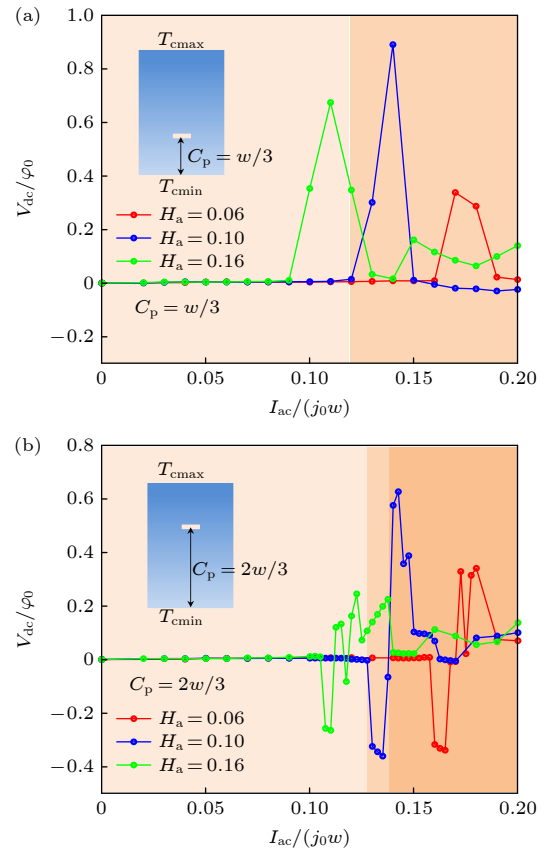


图 3 不同磁场下 (a) 缺陷靠近样品下边界 $C_p = w/3$ 和 (b) 缺陷靠近样品上边界 $C_p = 2w/3$ 时整流电压随交流幅值的变化规律. 超导样品上下边界的临界温度分别为 $T_{cmax} = 12$ K 和 $T_{cmin} = 4.7$ K (见补充材料动画 A2 和 A3)

Fig. 3. Variations of rectified voltage as a function of ac amplitude for several magnetic fields with defect located at (a) $C_p = w/3$ and (b) $C_p = 2w/3$. The critical temperature of superconducting film at the top and bottom boundary are $T_{cmax} = 12$ K and $T_{cmin} = 4.7$ K, respectively (multimedia view A2 and A3 of the supplementary materials).

为了清楚地理解整流电压的反转现象, 绘制了 $H_a = 0.1$, 缺陷靠近上边界时超导平衡状态下电压随时间的周期振荡曲线. 如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 在电流幅值为 $I_{ac} = 0.13$ 时, 对于正电流, 涡旋以磁通晶格的形式向上运动 (见图 4(a) 的插图 1 和插图 2), 对于负电流, 涡旋除了向下慢速运动外还形成了一条快速运动的通道, 即相滑移线 (见图 4(a) 的插图 3 和插图 4), 相滑移线的出现导致负电流时的电压数值大于正电流时的电压, 因此在一个交

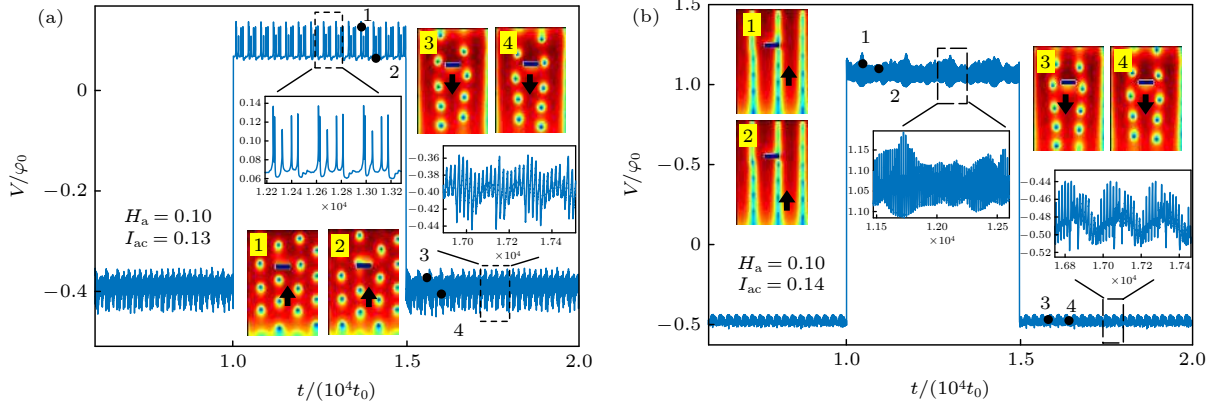


图 4 缺陷靠近样品上边界 ($C_p = 2w/3$) 和磁场 $H_a = 0.1$ 时超导处于平衡状态下, 当电流幅值 (a) $I_{ac} = 0.13$ 和 (b) $I_{ac} = 0.14$ 时电压随时间的周期振荡曲线. 插图表示 $V-t$ 曲线上对应点的超导电子密度云图, 黑色箭头代表涡旋的运动方向. 超导样品上下边界的临界温度分别为 $T_{cmax} = 12$ K 和 $T_{cmin} = 4.7$ K

Fig. 4. Variations of equilibrated voltage as a function of ac amplitude time with magnetic field $H_a = 0.1$ and slit location $C_p = 2w/3$ for (a) $I_{ac} = 0.13$ and (b) $I_{ac} = 0.14$. Snapshots indicate the corresponding Cooper-pair density shown in the $V-t$ curves. The black arrows indicate the direction of vortex motion. The critical temperature of superconducting film at the top and bottom boundary are $T_{cmax} = 12$ K and $T_{cmin} = 4.7$ K, respectively.

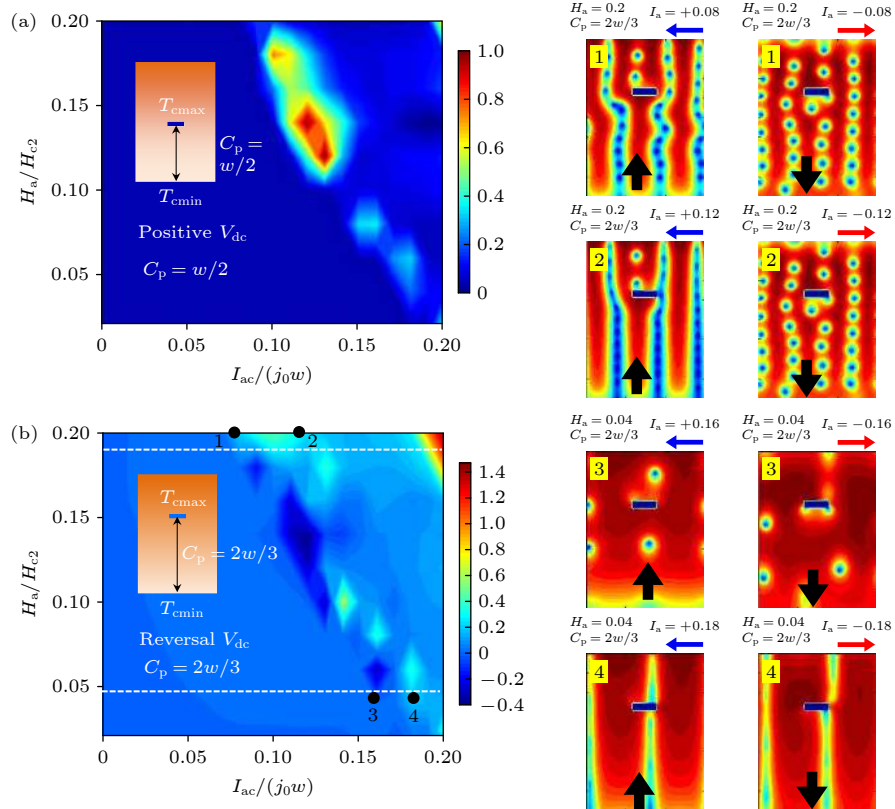


图 5 缺陷位置为 (a) $C_p = w/2$ 和 (b) $C_p = 2w/3$ 时整流电压随磁场和电流变化的相图. 白色虚线代表整流电压发生反转的区域. 插图表示缺陷位置 $C_p = 2w/3$ 时不同磁场下和电流下的超导电子密度, 左栏表示正方向加载电流的情形, 右栏表示负方向加载电流的情形, 黑色箭头表示涡旋的运动方向. 超导样品上下边界的临界温度分别为 $T_{cmax} = 12$ K 和 $T_{cmin} = 4.7$ K

Fig. 5. Contour plot of V_{dc} as a function of magnetic field and current amplitude with slit location (a) $C_p = w/2$ and (b) $C_p = 2w/3$. The white dotted lines represent the area of reversal rectified voltage. Snapshots show the superconducting Cooper-pair density at the defect location $C_p = 2w/3$ under different magnetic fields and currents. The left column represents the condition of applied current along the positive direction, and the right column represents that of applied current along the negative direction. The black arrows represent the direction of vortex motion. The critical temperature of superconducting film at the top and bottom boundary are $T_{cmax} = 12$ K and $T_{cmin} = 4.7$ K, respectively.

流电周期内, 整流电压是负的. 然而当电流幅值为 $I_{ac} = 0.14$ 时, 正电流时涡旋快速运动形成了 3 条相滑移线 (见图 4(b) 的插图 1 和插图 2), 而负电流时只出现了 1 条相滑移线 (见图 4(b) 的插图 3 和插图 4), 相滑移线上涡旋运动速度比磁通蠕动时涡旋速度大很多, 因此, 尽管磁通蠕动也会导致超导产生耗散, 但是其引起的电压与相滑移线引起的电压相比很小, 当出现相滑移线时, 相滑移线引起的电压占主要部分. 一般情况下, 相滑移线数目越多, 电压越大. 3 条相滑移线引起的电压数值大于 1 条相滑移线的电压值, 此时在一个交流电周期内整流电压变为正的.

图 5(a) 和图 5(b) 给出了缺陷位置为 $C_p = w/2$ 和 $C_p = 2w/3$ 时整流电压随磁场和电流的等高线图, 可以看出, 缺陷位于样品中心时, 超导整流电压在不同磁场下均为正的数值, 在磁场为 $0.12 \leq H_a \leq 0.16$ 和电流为 $0.11 \leq I_{ac} \leq 0.135$ 时整流效应最强. 缺陷偏向 T_{cmax} 所在边界, 即 $C_p = 2w/3$ 时, 在磁场为 $0.04 < H_a \leq 0.18$ 时整流电压发生反转现象, 随着电流的增大, 整流电压从负的数值转变为正的数值. 然而当磁场 $H_a > 0.18$ 或者 $H_a \leq 0.04$ 时, 整流电压没有发生反转现象, 始终保持正的数值. 通过数值模拟在高磁场和小磁场下的磁通涡旋动力学过程, 我们发现在任何电流下都不会出现磁通涡旋首先从上往下产生相滑移线, 所以也就没有整流反转现象. 此外, 从图 5(b) 可以进一步看到, 随着磁场的升高, 整流现象会在更小的电流下观测到. 如图 5 中插图 1 和插图 2 的超导电子密度图所示, 高磁场下, 涡旋在电流作用下运动普遍较快, 缺陷对涡旋的影响很弱, 上下边界势垒对磁通涡旋的运动占主导, 由于下边界势垒较弱, 磁通涡旋从超导下边界往上运动更容易, 所以整流电压没有发生逆转现象; 当磁场很小时, 如图 5 中插图 3 和插图 4 的超导电子密度图所示, 正反方向加载电流涡旋均以磁通蠕动的形式运动, 缺陷削弱了边界势垒的作用, 当电压发生跳跃时, 涡旋以相滑移线形式运动, 缺陷对涡旋运动的影响很弱, 此时边界势垒占主导, 所以只观测到正的整流电压.

接着通过改变上边界 T_{cmax} 的数值, 研究临界温度梯度 $(T_{cmax} - T_{cmin})/w$ 对超导梯度膜的整流效应的影响. 图 6(a) 给出了最低临界温度 $T_{cmin} = 4.7$ K, 最高临界温度分别为 6, 8, 10 和 12 K 时整流电压的变化规律. 从图 6(a) 可以看出,

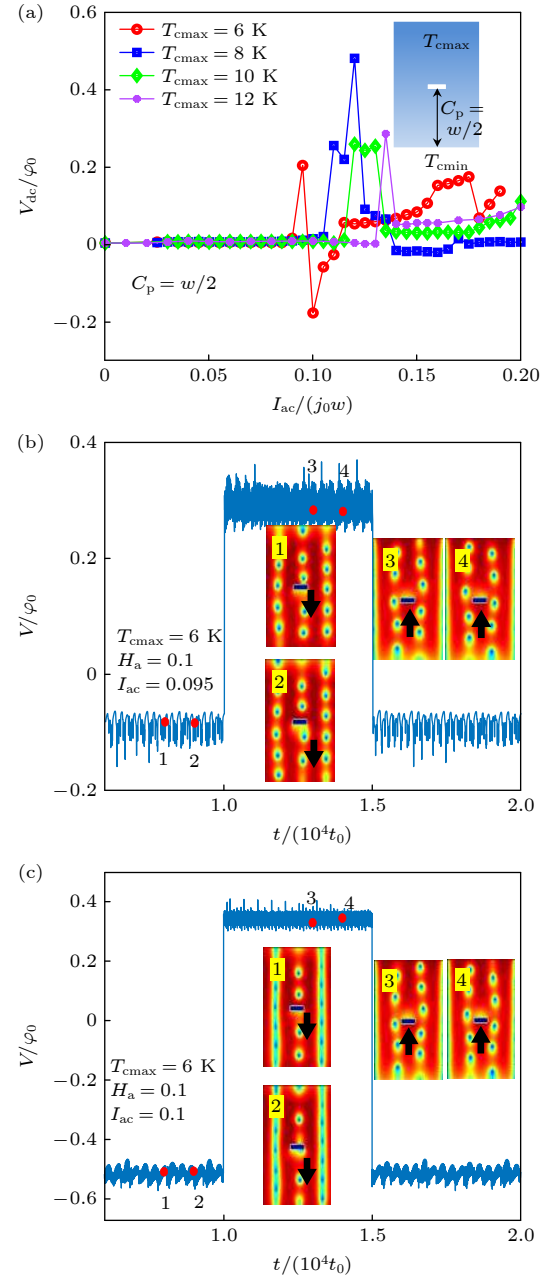


图 6 (a) 缺陷处于样品中心 ($C_p = w/2$)、最低临界温度 $T_{cmin} = 4.7$ K 和磁场 $H_a = 0.1$, 超导样品上边界的最高临界温度分别为 $T_{cmax} = 6, 8, 10$ 和 12 K 时整流电压随交流幅值的变化规律; (b) $I_{ac} = 0.095$ 和 (c) $I_{ac} = 0.1$ 超导处于平衡状态时电压随时间的周期振荡曲线. 插图表示 $V-t$ 曲线上对应点的超导电子密度, 黑色箭头代表涡旋的运动方向 (见补充材料多媒体动画 A4 和 A5)

Fig. 6. (a) Variations of rectified voltage as a function of ac amplitude with slit location $C_p = w/2$, $T_{cmin} = 4.7$ K and magnetic field $H_a = 0.1$ for several maximum critical temperature $T_{cmax} = 6, 8, 10$ and 12 K. Dependencies of equilibrated voltage versus time for (b) $I_{ac} = 0.095$ and (c) $I_{ac} = 0.1$. Snapshots indicate the corresponding cooper-pair density shown in the $V-t$ curves. The black arrows indicate the direction of vortex motion (multimedia view A4 and A5 of supplementary materials).

整流电压的峰值随着 T_{cmax} 的减少而向左移动. 值得注意的是, 当 $T_{\text{cmax}} \leq 8 \text{ K}$ 时, 即使缺陷处于样品中心, 整流电压随交流幅值的增加会从正的数值变为负的, 发生这种反转现象的原因是临界温度梯度对涡旋动力学行为造成了影响. 为了理解由于临界温度梯度大小导致的反转现象, 绘制了 $T_{\text{cmax}} = 6 \text{ K}$ 的超导梯度膜电压随时间的周期振荡曲线. 如图 6(b) 所示, 当交流幅值为 $I_{\text{ac}} = 0.095$ 时, 对于正电流, 涡旋以磁通晶格慢速运动和相滑移线快速运动的共存态向上运动, 由于边界势垒的作用, 缺陷更容易钉扎住涡旋, 涡旋经过缺陷时只能绕着缺陷向上运动 (见图 6(b) 中的插图 3 和插图 4), 这决定了电流增大时磁通涡旋线的形成和运动轨迹 (见补充材料动画). 然而对于负电流, 涡旋以磁通晶格的形式慢速运动, 涡旋经过缺陷并且脱离钉扎继续向下运动 (见图 6(b) 中的插图 1 和插图 2), 因此正电流下的电压数值大于负电流的数值, 在一个交流电周期内得到正的整流电压.

当电流幅值增加到 $I_{\text{ac}} = 0.1$ 时 (如图 6(c) 所示), 对于正电流, 涡旋仍然以磁通晶格形式向上运动 (见图 6(c) 中的插图 3 和插图 4), 然而对于负电流, 由于临界温度梯度变化的影响, 涡旋在缺陷两侧形成相滑移线 (见图 6(c) 中的插图 1 和插图 2), 这导致负电流下的电压值大于正电流的情形, 因此在一个交流电周期内整流电压是负的. 由此可以总结出超导膜沿着梯度方向临界温度变化率对整流效应的影响为: 在小电流时, 边界势垒起主要作用, 涡旋容易从 T_{cmin} 所在边界往 T_{cmax} 边界运动; 大电流时, 临界温度梯度对超导涡旋运动行为产生明显影响, T_{c} 变化越小越会抑制涡旋从下往上运动, 导致涡旋容易从 T_{cmax} 所在边界往 T_{cmin} 边界运动.

4 结 论

本文采用时间相关的金兹堡-朗道理论研究超导梯度膜的整流效应, 考虑临界温度梯度大小和缺陷位置对超导整流效应的影响, 得到以下主要结论.

首先研究缺陷位置对超导整流效应的影响, 当缺陷靠近临界温度较低一侧至样品中心位置时, 整流电压随交流幅值的增加始终保持为正的数值; 当缺陷靠近临界温度较高的一侧时, 在小电流时整流电压为负值, 这是由于上下边界的势垒和缺陷的吸引势相互作用而产生的, 在小电流时缺陷的吸引势

起主要作用, 涡旋容易从临界温度较高的一侧向下运动, 随着交流幅值的增加, 超导上下边界的势垒起主要作用, 由于上下边界势垒不同, 涡旋易于从临界温度较低的一侧向上运动, 因此整流电压变为正的数值, 发生反转现象.

其次研究了临界温度梯度对超导整流效应的影响. 在小电流时, 势垒起主要作用, 整流电压仍为正值, 但是随着电流的增大, T_{c} 梯度变化对整流电压变化产生明显影响, 变化较小时抑制涡旋从临界温度低一侧向临界温度高一侧的运动趋势, 使得涡旋容易从临界温度高的一侧向临界温度低的一侧运动, 由此导致整流电压变为负的, 发生反转现象.

本文的研究工作对超导梯度膜电磁特性的探究具有重要的科学意义, 通过改变梯度膜的属性 (缺陷位置、临界温度梯度大小等) 可以实现超导电磁特性的调控, 这对于超导磁通泵、整流器和超导开关的应用具有理论指导意义. 本文研究的超导梯度膜未考虑样品内部的点/面缺陷、空洞等钉扎类型, 而实际应用的超导样品在制备过程中含有复杂的钉扎形貌是不可避免的^[35]. 对于大尺寸三维超导样品的磁通动力学行为, 需要采用大规模数值并行计算技术^[31] 模拟其内部复杂的钉扎形貌, 在今后的工作中有望采用这种并行计算技术研究和表征大尺寸超导样品新的电磁特性.

参考文献

- [1] Silhanek A V, van Look L, Raedts S, Jonckheere R, Moshchalkov V V 2003 *Phys. Rev. B* **68** 214504
- [2] Silhanek A V, Gillijns W, Moshchalkov V V, Metlushko V, Ilic B 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 182505
- [3] Milošević M V, Gillijns W, Silhanek A V, Libál A, Peeters F M, Moshchalkov V V 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 032503
- [4] Hänggi P, Marchesoni F 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 387
- [5] Ooi S, Savel'ev S, Gaifullin M B, Mochiku T, Hirata K, Nori F 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 207003
- [6] Marrocco N, Pepe G P, Capretti A, Parlato L, Pagliarulo V, Peluso G, Barone A, Cristiano R, Ejrnaes M, Casaburi A, Kashiwazaki N, Taino T, Myoren H, Sobolewski R 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 092504
- [7] Kremen A, Wissberg S, Haham N, Persky E, Frenkel Y, Kalisky B 2016 *Nano Lett.* **16** 1626
- [8] Semenov A, Charaev I, Lusche R, Ilin K, Siegel M, Hübers H W, Bralović N, Dopf K, Vodolazov D Y 2015 *Phys. Rev. B* **92** 174518
- [9] Berdiyrov G R, Milošević M V, Peeters F M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 262603
- [10] Lee C S, Jankó B, Derényi I, Barabási A L 1999 *Nature* **400** 337
- [11] Zhu B Y, Marchesoni F, Nori F 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 180602

- [12] Olson C J, Reichhardt C, Janko B, Nori F 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 177002
- [13] van de Vondel J, Gladilin V N, Silhanek A V, Gillijns W, Tempere J, Devreese J T, Moshchalkov V V 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 137003
- [14] Lu Q M, Olson Reichhardt C J, Reichhardt C 2007 *Phys. Rev. B* **75** 054502
- [15] Berdiyorov G R, Milošević M V, Covaci L, Peeters F M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 177008
- [16] He A, Xue C, Zhou Y H 2018 *Chin. Phys. B* **27** 057402
- [17] Ooi S, Mochikua T, Hirata K 2008 *Physica C* **468** 1291
- [18] Wu T C, Horng L, Wu J C, Cao R, Koláček J, Yang T J 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 033918
- [19] Reichhardt C, Ray D, Olson Reichhardt C J 2015 *Phys. Rev. B* **91** 184502
- [20] Gillijns W, Silhanek A V, Moshchalkov V V, Olson Reichhardt C J, Reichhardt C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 247002
- [21] Adami O A, Cerbu D, Cabosart D, Motta M, Cuppens J, Ortiz W A, Moshchalkov V V, Hackens B, Delamare R, Van de Vondel J, Silhanek A V 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 052603
- [22] Ji J D, Yuan J, He G, Jin B H, Zhu B Y, Kong X D, Jia X Q, Kang L, Jin K, Wu P H 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 242601
- [23] Wang Y L, Ma X Y, Xu J, Xiao Z L, Snezhko A, Divan R, Ocola L E, Pearson J E, Janko B Wai K K 2018 *Nat. Nanotechnol.* **13** 560
- [24] Villegas J E, Savel'ev S, Nori F, Gonzalez E M, Anguita J V, Garcia R, Vicent J L 2003 *Science* **302** 1188
- [25] de Souza Silva C C, van de Vondel J, Morelle M, Moshchalkov V V 2006 *Nature* **440** 651
- [26] de Souza Silva C C, Silhanek A V, van de Vondel J, Gillijns W, Metlushko V, Ilic B, Moshchalkov V V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 117005
- [27] He A, Xue C, Zhou Y H 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 032602
- [28] He A, Xue C 2020 *Chin. Phys. B* **29** 127401
- [29] Kramer L, Watts-Tobin R J 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 1041
- [30] Berdiyorov G, Harrabi K, Oktasendra F, Gasmi K, Mansour A I, Maneval J P, Peeters F M 2014 *Phys. Rev. B* **90** 054506
- [31] Sadvoskyya I A, Kosheleva A E, Phillipsb C L, Karpeyevc D A, Glatz A 2015 *J. Comput. Phys.* **294** 639
- [32] Berdiyorov G R, Milošević M V, Latimer M L, Xiao Z L, Kwok W K, Peeters F M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 057004
- [33] Vodolazov D Y, Peeters F M, Morelle M, Moshchalkov V V 2005 *Phys. Rev. B* **71** 184502
- [34] Adami O A, Jelić Ž L, Xue C, Abdel-Hafiez M, Hackens B, Moshchalkov V V, Milošević M V, Van de Vondel J, Silhanek A V 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134506
- [35] Sadvoskyy I A, Koshelev A E, Glatz A, Ortalan V, Rupich M W, Leroux M 2016 *Phys. Rev. Appl.* **5** 014011

Tunable reversal rectification in T_c -gradient superconducting film by slit*

He An¹⁾ Xue Cun^{2)†}

1) (College of Science, Chang'an University, Xi'an 710064, China)

2) (School of Mechanics, Civil Engineering and Architecture, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 20 June 2021; revised manuscript received 17 September 2021)

Abstract

The ratchet effect caused by superconducting vortex motion can be widely used in flux pumps, rectifiers and superconducting switches. Ginzburg-Landau theory provides a powerful tool to investigate superconducting vortex matter. In this paper, the finite difference method is used to numerically solve the time-dependent Ginzburg-Landau equation, and the fast Fourier transform method is used to solve the coupled heat conduction equation. The vortex dynamic behavior of the superconducting thin film with a linear change of critical temperature is simulated numerically, and a new way to regulate the superconducting rectification effect is proposed. The effect of critical temperature gradient and slit location on the reversal phenomenon of rectified voltage are studied. Because of the influence of edge barrier and the defect attraction potential on vortex motion, it is beneficial to observing the reversal rectified voltage with increasing AC amplitude that the defect location is near to the side of the higher critical temperature or the gradient of the critical temperature is small.

Keywords: superconducting film, rectified voltage, critical temperature gradient, slit

PACS: 74.25.Ha, 74.25.F–, 74.25.Wx, 74.78.Fk

DOI: 10.7498/aps.71.20211157

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11702034, 11972298, 11702218), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 300102121201), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2019M663812).

† Corresponding author. E-mail: xuecun@nwpu.edu.cn