

КРИТИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ И ТОКИ ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ

С.Е.Бурков, В.Л.Покровский

Найдена зависимость критического тока в сверхпроводящей пленке с модулированной толщиной от поперечного магнитного поля. Указан аналогичный эффект — критическое продольное электрическое поле — для решетки электронов на поверхности гелия.

В последнее время достигнут значительный прогресс в изучении тонких сверхпроводящих пленок переменной толщины. В экспериментах Мартиноли и др. [1] исследовалась алюминиевая пленка с одномерной периодической гофрировкой, помещенная в магнитное поле, перпендикулярное ее поверхности. В гладкой пленке возникла бы треугольная решетка абрикосовских вихрей, период a которой задается полем, так

что на элементарную ячейку приходится квант потока Φ_0 . С другой стороны, вихрям выгодно располагаться в местах утоньшения пленки, так как энергия вихря пропорциональна его длине. В соизмеримой фазе (когда все вихри находятся в долинах) существует потенциальный барьер, препятствующий сдвигу решетки на период модуляции a_0 , и критический ток отличен от нуля. Данная система представляет собой редкий объект, в котором сила пиннинга может быть учтена точно, поскольку она вызывается регулярной модуляцией толщины пленки, параметры которой (глубина, форма, период) хорошо известны. Кроме того, такая пленка описывается теорией двумерных систем на периодической подложке, предложенной Покровским и Талаповым [2]. Гофрированная пленка является объектом, в котором ограничения этой теории наилучшим образом согласуются с экспериментальной ситуацией.

Существует еще одна система, очень похожая на вышеописанную: монослой электронов на поверхности жидкого гелия в поперечном электрическом поле. Электроны также образуют правильную треугольную решетку, период которой определяется полем. Такая решетка недавно была обнаружена в эксперименте Граймса и Адамса [3]. Можно создать также слабое переменное в пространстве электрическое поле с одномерной периодичностью, например, расположив под поверхностью гелия систему параллельных электродов. В этой системе должно существовать продольное критическое электрическое поле, аналогичное критическому току в сверхпроводнике. В определенных условиях существует полная аналогия между двумя системами. Поэтому мы ограничимся рассмотрением вихревой решетки, а в конце статьи укажем связь между двумя задачами.

Определим начальную несоизмеримость p как деформацию, приводящую к совпадению какого-либо вектора обратной решетки и $2\pi M/a_0$. Величина p связана с магнитным полем H соотношением (M, n, k — целые).

$$p = \frac{H - H_{Mnk}}{2H_{Mnk}}; \quad H_{Mnk} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\Phi_0}{a_0^2} \frac{M^2}{n^2 + k^2 + nk}, \quad (1)$$

где H_{Mnk} — значение поля, отвечающее точной соизмеримости. В работе [2] показано, что существует критическое значение p_{Mnk}^c величины p , которое разделяет области соизмеримой (C) и несоизмеримой (I) фаз. В I -фазе возникает солитонная сверхструктура: имеются длинные участки, в которых вихри расположены в долинах, они чередуются с узкими полосками (солитонами), в которых на N периодов подложки приходится $N \pm 1$ вихрь. Солитоны располагаются под углом 45° к гофрировке [2]. В I -фазе энергия системы не меняется при трансляции решетки вихрей на произвольное расстояние. Появление сколь угодно слабого тока вызовет движение солитонов, сопровождающееся диссипацией. Поэтому для I -фазы критический ток равен нулю. В C -фазе для сдвига решетки требуется конечный ток. Если пренебречь краевыми эффектами, то критический ток определяется условием равенства силы Лоренца $j\Phi_0 d/c$ и максимальной силы пиннинга. Однако, уже при меньших токах система становится неустойчивой по отношению к рождению солитонов на границах.

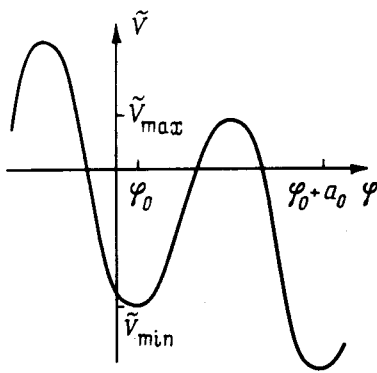


Рис.1

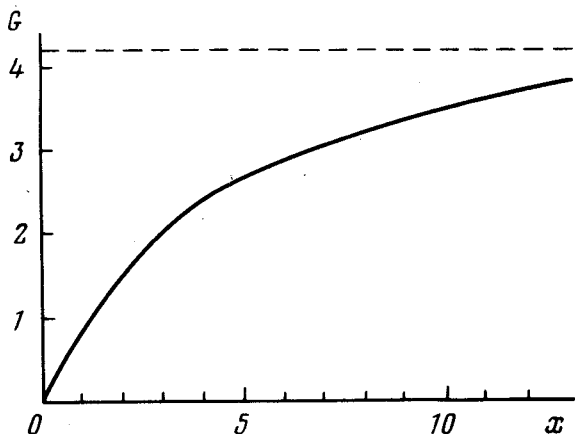


Рис.2

Система абрикосовских вихрей описывается гамильтонианом ($M = 1$):

$$\mathcal{H} = \int \left[\frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial y} - 2p \right)^2 + \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \tilde{V}(\phi) \right] dx dy \quad (2)$$

ϕ и w — компоненты смещений вихрей из положений равновесия в G -фазе по осям x и y соответственно [2]. (Ток j течет вдоль оси y). μ — модуль сдвига вихревой решетки. В лондоновском случае ($H \ll H_{c2}$) модуляция толщины пленки $d + \Delta d(\phi)$ и ток j приводят к потенциалу $\tilde{V}(\phi)$:

$$\tilde{V}(\phi) = V(\phi) - f\phi = \frac{1}{s_0} \left[\Delta d(\phi) \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L} \right)^2 \ln \frac{\min(a, \lambda_e)}{\xi} - \frac{j\Phi_0 d}{c} \phi \right], \quad (3)$$

где $s_0 = \Phi_0 / H$ — площадь ячейки, $\lambda_e = \lambda_L^2 / d$. Потенциал $\tilde{V}(\phi)$ показан на рис.1. Модуль сжатия для вихрей в тонкой пленке бесконечен, поэтому

$\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} = 0$. Соизмеримой фазе отвечает решение

$\phi \equiv \phi_0$; $w \equiv 0$, при котором все вихри расположены в минимумах потенциала $\tilde{V}(\phi)$. Однако, в узком слое вблизи границы образца вихри смещены из положений равновесия. Для достаточно плавной границы ϕ и w зависят только от координаты, нормальной к границе. Мы нашли решение задачи при заданных значениях $\phi = \phi(\Gamma)$ на граничной линии Γ . Энергия, соответствующая этому решению, имеет вид

$$U = \tilde{V}_{min} S + \oint \left[\int_{\phi_0}^{\phi(\Gamma)} \sqrt{2(\tilde{V}(\phi) - \tilde{V}_{min})} d\phi - h(\theta) \phi(\Gamma) \right] dl \frac{\sqrt{\mu}}{\sin \theta}, \quad (4)$$

где θ — угол между осью y и нормалью к границе Γ , а

$$h(\theta) = 2p \sqrt{\mu} \sin 2\theta. \quad (5)$$

Минимизация энергии (4) по ϕ (Γ) определяет смещения на границе:

$$\tilde{V}(\phi(\Gamma)) = \tilde{V}_{min} + \frac{1}{2} h^2(\theta). \quad (6)$$

$h(\theta)$ максимально при $\theta = \pi/4$. Поэтому при $\tilde{V}_{max} - \tilde{V}_{min} \leq \frac{1}{2} h^2(\pi/4)$ исчезает барьер, препятствующий рождению солитона на участке границы с $\theta = 45^\circ$. Ориентация рождающегося солитона совпадает с наиболее выгодной ориентацией солитонов в I -фазе [2]. Таким образом, критический ток определяется условием

$$\tilde{V}_{max} - \tilde{V}_{min} = 2\mu p^2. \quad (7)$$

Этот результат не зависит от формы границы. Формула (7) показывает, что значение критического тока, входящего в $\tilde{V}(\phi)$, существенно зависит от модуля сдвига μ . Он определяет также фазовую диаграмму системы (см. [2]) в переменных H, T . Мы вычислили модуль сдвига при $H \ll H_{c2}$:

$$\mu = \frac{H^2}{32\pi} \left[\frac{s_0}{2\pi\lambda_e'} - \sum' \frac{1 + 6q\lambda_e'}{q(1 + 2q\lambda_e')^3} \right] = \Phi_0^{1/2} H^{3/2} \frac{12^{1/4}}{2^7 \pi^2} G\left(\frac{a}{\lambda_e'}\right), \quad (8)$$

где $G(x)$ — безразмерная функция. При $a \gg \lambda_e'$, $G = 4,2$ (этот предел был получен в [5] иным способом), при $a \ll \lambda_e'$, $G = a/\lambda_e'$. На рис. 2 приведен график функции $G(x)$, полученный численным расчетом на ЭВМ. Подстановка (3) и (8) в (7) определяет зависимость критического тока j_c от начальной несоизмеримости p :

$$\left[\frac{\Delta d(\phi)}{a_0} \frac{\Phi_0}{8\pi\lambda_L^2} \ln \frac{\min(a, \lambda_e')}{\xi} - \frac{j_c d}{c} \phi \right]_{max} - \left[\frac{\Delta d(\phi)}{a_0} \frac{\Phi_0}{8\pi\lambda_L^2} \ln \frac{\min(a, \lambda_e')}{\xi} - \frac{j_c d}{c} \phi \right]_{min} = p^2 \frac{H}{16\pi} G\left(\frac{a}{\lambda_e'}\right). \quad (9)$$

График $j_c(H)$ для соизмеримой фазы $1:1$ ($M=1, n=1, k=0$) показан на рис. 3. Точка C — I перехода определяется соотношением [2]:

$$p_c^2 H G\left(\frac{a}{\lambda_e'}\right) = \frac{2\Phi_0}{a_0 \lambda_L^2} \ln \frac{\min(a, \lambda_e')}{\xi} \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sqrt{\Delta d(\phi) - \Delta d_{min}} d\phi \right)^2, \quad (10)$$

а максимально возможная несоизмеримость p_{c2} определяется из условия

$$p_{c2}^2 HG\left(\frac{a}{\lambda'_e}\right) = \frac{2\Phi_0}{a_0 \lambda_L^2} \ln \frac{\min(a, \lambda'_e)}{\xi} (\Delta d_{max} - \Delta d_{min}). \quad (11)$$

Очевидно, что всегда $p_c < p_{c2}$. При $p_c < p < p_{c2}$ C -фаза метастабильна. Так как для I -фазы $j_c = 0$, критический ток зависит от того в какой фазе система находилась первоначально, т.е. возможен гистерезис (см. рис.3). При значениях $M > 1$ эффективный периодический потенциал $V(\phi)$ уменьшается как $(\Delta d/d)^M$ [4].

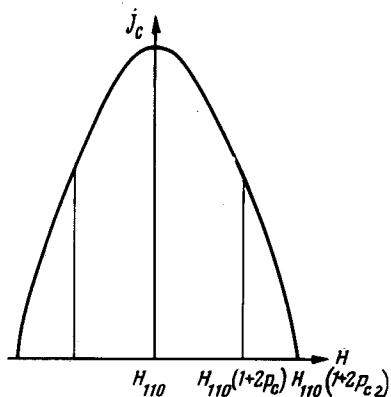


Рис.3

Перейдем теперь к вопросу об электронах на гелии. Их плотность n определяется электрическим полем, перпендикулярным поверхности: $E_{\perp} = 4\pi n e$. Взаимодействие электронов между собой — кулоновское. Но и вихри взаимодействуют по закону $(\Phi_0/2\pi)^2 r^{-1}$ при $a \gg \lambda'_e$. Наконец, тангенциальное электрическое поле E_{\parallel} создает постоянную силу eE_{\parallel} , действующую на электроны также, как сила Лоренца $j\Phi_0 d/c$ на вихри. В C -фазе должно существовать максимально возможное поле E_{\parallel}^c , являющееся аналогом критического тока сверхпроводника. Количественные результаты (диаграмма состояния, критическое поле) для электронов получаются из представленных в настоящей работе и [2] формул для вихревой решетки с помощью следующих "правил перевода":

$$\Phi_0 \rightarrow 2\pi e; \quad H \rightarrow \frac{1}{2} E_{\perp}; \quad j \rightarrow \frac{c E_{\parallel}}{2\pi d}; \quad \lambda'_e \rightarrow 0; \quad G\left(\frac{a}{\lambda'_e}\right) = 4,2. \quad (12)$$

Периодический потенциал V для этого случая зависит от конкретного осуществления модулирующего поля.

Институт теоретической физики
им. П.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 июня 1980 г.

Литература

- [1] O.Daldini, P.Martinoli, J.L.Olsen, G.Berner. Phys. Rev. Lett., 32, 218, 1974.

- [2] В.Л.Покровский, А.Л.Талапов. ЖЭТФ, 78, 269, 1980; Phys. Rev. Lett., 42, 85, 1979.
- [3] C.C.Grimes, G.Adams. Phys. Rev. Lett., 42, 795, 1979.
- [4] В.Л.Покровский, А.Л.Талапов. ЖЭТФ, 75, 1151, 1978.
- [5] К.В.Ефетов. ФТТ, 15, 647, 1973.
-