

НЕЛОКАЛЬНОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ ПЛЕНОК ВИСМУТА ПОМЕЩЕННЫХ В НЕОДНОРОДНОЕ ПОЛЕ ВИХРЕЙ АБРИКОСОВА

А.К.Гейм

В поведении слаболокализационного магнетосопротивления наблюдались особенности, связанные с превышением длиной сбоя фазы L_φ размера области, в которую проникает магнитное поле.

Помещая образец в непосредственной близости от поверхности сверхпроводника (рис. 1а) можно реализовать в эксперименте ситуацию, когда размер, на котором изменяется магнитное поле (МП) в образце, становится существенно меньше одной из характерных длин, определяющих его свойства. Некоторые возможные явления в микроскопически неоднородном МП рассмотрены в работах ¹⁻³. В ^{1,3} показано, что периодически изменяющееся в пространстве МП может приводить при достаточно низких температурах к появлению мини-щелей в энергетическом спектре $2D$ -электронов с высокой подвижностью ("магнитная сверхрешетка"). В ² рассчитаны слаболокализационные поправки к проводимости в неоднородном МП.

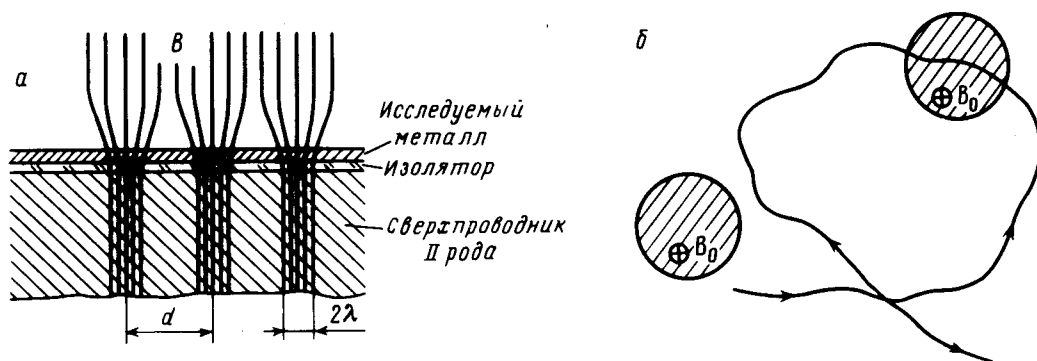


Рис. 1

В данной работе исследовано слаболокализационное магнетосопротивление (МС) тонких пленок Вi, помещенных в перпендикулярное МП у поверхности сверхпроводника второго рода. Магнитный поток проникает в такой сверхпроводник в виде квантов (вихрей Абрикосова), имеющих характерный размер $\approx 2\lambda$ (λ — глубина проникновения МП) и расположенных на расстояниях $d \approx (\phi_0/B)^{1/2} \approx 5\{B(\text{Гс})\}^{-1/2}$ (мкм) друг от друга. Неоднородность МП сохраняется на расстояниях d от поверхности сверхпроводника ². В эксперименте использовались монокристаллические пластины Nb–5%Mo размером $10 \times 10 \times 0,2 \text{ мм}^3$, со следующими параметрами: $\lambda \approx 850 \text{ \AA}$, $H_{c1} \approx 350 \text{ Э}$, $H_{c2} \approx 4,2 \text{ кЭ}$ при $T = 4,2 \text{ К}$; $T_c \approx 7,6 \text{ К}$. Сверхпроводник покрывался изолирующим анодным окислом толщиной $200 - 300 \text{ \AA}$, на поверхность которого напылялась пленка Вi (толщина $\approx 200 \text{ \AA}$, сопротивление $\rho \approx 400 \text{ Ом/}\square$).

На рис. 2 сплошными кривыми показано сопротивление в однородном МП контрольных пленок, напыленных на кварцевую подложку. Наблюдаемые зависимости связаны со слабой локализацией электронов при сильном спин-орбитальном рассеянии и описываются зависимостью

$$\Delta R / R = (1/2)(e^2/\pi h)\rho f_2(B/B_\varphi), \tag{1}$$

где $B_\varphi = \phi_0/4\pi L_\varphi^2$ ²; $L_\varphi \approx 0,12$ мкм при 4,2 К и $\approx 0,3$ мкм при 1,3 К. Полученные значения являются типичными для пленок Вi данной толщины.

Экспериментальное изучение МС в поле Абрикосовских вихрей существенно затрудняется из-за неоднородного в пространстве проникновения вихрей в сверхпроводник, связанного с пиннингом на дефектах ⁴: при изменении внешнего МП B_e появляется градиент концентрации вихрей $\partial n/\partial x \approx \mu_0 \phi_0^{-1} \Delta N J_c$, где J_c — критический ток, ΔN — отклонение размагничивающего фактора пластины от 1 ⁴. Несмотря на малую плотность критического тока в используемых образцах Nb—Mo ($J_c \approx 10^2$ А/см² в средних МП), пиннинг оказался достаточным, чтобы полностью экранировать МП в центральной части образцов вплоть до значений $B_e \approx 200$ Гс. Чтобы добиться равномерного распределения вихрей по всей пленке Вi, мы охлаждали образцы при каждом выбранном значении МП от $T > T_c$ до температуры измерений: 1,3 и 4,2 К. Равномерность распределения вихрей при такой процедуре введения МП подтверждается многократными прямыми наблюдениями вихревой структуры методом декорирования ферромагнитными частицами, в том числе и на использованных образцах Nb—Mo ^{5 1)}. О соответствии концентрации вихрей, пронизывающих пленку Вi, внешнему МП ($B = B_e$) свидетельствует также наблюдаемая линейная зависимость холловского сопротивления $\rho_{xy} = R_x B$ на исследуемой пленке от B_e во всем диапазоне МП.

Полученные значения МС пленки Вi в поле абрикосовских вихрей ΔR^* показаны точками на рис. 2. Общим в поведении МС для $T = 1,3$ и 4,2 К является линейная зависимость со-

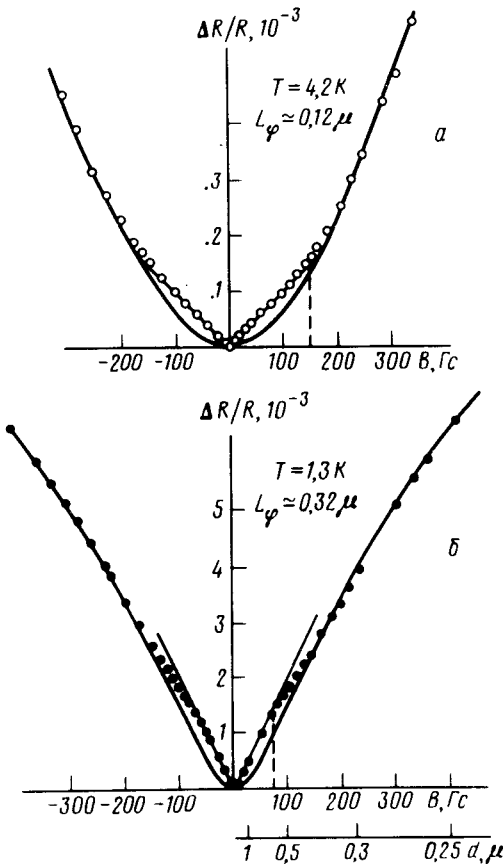


Рис. 2. Магнетосопротивление пленки висмута в однородном магнитном поле (сплошные кривые) и в микроскопически неоднородном поле, создаваемом абрикосовскими вихрями (точки)

1) Мы благодарим Л. Винникова и И. Григорьеву за предоставленные образцы.

противления $\Delta R^*(B)$ в слабых (< 50 Гс) полях и совпадение ΔR^* и сопротивления в однородном МП $\Delta R(B)$ при $B > 200$ Гс. Наблюдаемое линейное МС, очевидно, связано с независимостью действия отдельных вихрей на проводимость V_i при больших расстояниях между ними ($d \gg L_\phi, \lambda$): ΔR^* возрастает пропорционально концентрации вихрей. Уменьшение d приводит к перекрытию МП отдельных вихрей и уменьшению неоднородности МП в пленке V_i , вследствие чего МС выходит на зависимость $\Delta R(B)$.

Поведение ΔR^* при 4,2 К качественно согласуется с ожидаемым МС в неоднородном МП в локальном пределе: $L_\phi \ll \lambda^2$. В этом случае МП меняется в пространстве достаточно медленно, и МС описывается выражением (1) с учетом того, что МП есть функция координат. Если упрощенно рассматривать вихри как области МП с постоянной индукцией B_0 внутри, то ²

$$\Delta R^*(B) = (B/B_0)\Delta R(B_0). \quad (2)$$

Таким образом, в локальном пределе при $B \leq B_0$ МС должно зависеть линейно от B , а при $B \geq B_0$ -- выходить на зависимость (1). Учет реального $\approx K_0(r/\lambda)$ пространственного распределения МП в вихре ⁴ дает при малых B зависимость (2) с $B_0 \approx 0,5H_{c1}$. При увеличении B перекрытие полей отдельных вихрей приводит к увеличению суммарного МП в области каждого из них, и при расстояниях между вихрями $d^* \lesssim 2\lambda_{eff}$ ($\phi_0 = B_0\pi\lambda_{eff}^2$) должно возникать заметное отклонение МС от линейной зависимости в сторону увеличения (!) ΔR^* . Описанное поведение МС наблюдалось экспериментально при 4,2 К ($L_\phi \approx \lambda$), причем определенные из рис. 2, а величины $B_0 \approx 0,5H_{c1} \approx 150$ Гс и $\lambda_{eff} \approx 0,2$ мкм хорошо согласуются с H_{c1} и λ для Nb-5%Mo.

Охлаждение образцов от 4,2 К до 1,3 К приводит к сильному (в три раза) увеличению L_ϕ , при практически неизменных остальных параметрах как пленки V_i , так и Nb-Mo (в частности, λ уменьшается лишь на 5%, т. е. структура МП в пленке практически не меняется). Наблюдаемое при этом поведение МС (рис. 2б) качественно отличается от ожидаемого в локальном случае при 1,3 К: во-первых, в малых МП наклон прямой $\Delta R^*(B)$ превышает наклон в локальном пределе (формула (2)) и, более того, экстраполяция линейной зависимости в большие поля не пересекает кривую $\Delta R(B)$; во-вторых, отклонение от линейного МС направлено в сторону уменьшения ΔR^* , что также противоречит локальному поведению: в-третьих, внешнее МП, соответствующее заметному отклонению ΔR^* от линейной зависимости для $L_\phi \approx 0,3$ мкм примерно вдвое меньше, чем для $L_\phi \approx 0,1$ мкм (сравните с рис. 2а).

Указанные особенности в МС мы связываем с переходом к нелокальному случаю: $L_\phi \gg \lambda^2$ (реально в эксперименте $L_\phi \approx 4\lambda$), так что слаболокализационные поправки к проводимости формируются в существенно неоднородном МП. Соответствующий расчет проведен в ² для $d \gg L_\phi$, где показано, что линейное магнетосопротивление сильно возрастает по сравнению с локальным пределом:

$$\Delta R_{NL}^* / \Delta R_L^* \approx \frac{(B_0/B_\phi)}{\ln^2(B_0/B_\phi)} \quad (3)$$

— индексы NL и L относятся к нелокальному и локальному пределам соответственно. Возрастание МС объясняется тем, что МП вихрей приводит к сбою фазы на траекториях с самопересечением, проходящих не только внутри областей, где присутствует МП, но и вне их (рис. 1б). При этом влияние МП усиливается соответственно отношению площадей: $L_\phi^2/\lambda^2 \approx B_0/B_\phi$. Эта оценка с логарифмической точностью совпадает с (3). Нелокальное действие МП приводит также к тому, что области пленки V_i , испытывающие одновременное действие двух или нескольких вихрей, появляются в меньших МП B_e (и при больших d^*), чем перекрываются МП отдельных вихрей (рис. 1б). Соответствующее расстояние d^* , при котором за-

висимость ΔR_{NL}^* должна отклоняться от линейной, можно оценить как $d^* \approx 2\lambda_{eff} + L_\varphi$. Экспериментальные значения $d(4,2\text{ К}) \approx 0,4$ мкм и $d(1,3\text{ К}) \approx 0,6$ мкм, найденные из рис. 2 а, б, численно согласуются с этой формулой. Таким образом, в работе удалось экспериментально наблюдать нелокальное влияние МП на проводимость, которое свидетельствует о формировании слаболокализационных поправок на размерах порядка L_φ .

Автор выражает благодарность за обсуждение результатов Л.И.Глазману, И.Б.Левинсону и участникам семинара В.Ф.Гантмахера.

Литература

1. *Yoshioka D., Iye Y.* J. Phys. Soc. Japan, 1986, **56**, 448.
2. *Rammer J., Shelankov A.L.* Phys. Rev. B, 1987, **36**, 3135.
3. *Вильмс П.П., Энтин М.В.* ФТП, 1988, **22**, 1905.
4. *Huebener R.P.* Magnetic Flux Structures in Superconductors, Springer Series in Solid State Science, v. 6, 1979.
5. *Grigoryeva I.V., Vinnikov L.Ya.* J. Low-Temp. Phys., 1989, **74**, 81.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особоличистых материалов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 сентября 1989 г.