

## ЭФФЕКТ ХОЛЛА И МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ПРИ РАССЕЯНИИ НА КВАНТАХ МАГНИТНОГО ПОТОКА

А.К.Гейм, С.В.Дубонос, А.В.Хаецкий

Изучалась проводимость двумерного вырожденного электронного газа с большой длиной свободного пробега в микроскопически неоднородном магнитном поле вихрей Абрикосова. Обнаружено отличное от нуля классическое магнетосопротивление. При этом холловское сопротивление определяется средним значением магнитного поля.

В работе исследовались гальваномагнитные свойства двумерных электронов в гетероструктурах GaAs/GaAlAs, помещенных в микроскопически неоднородное магнитное поле. Неоднородность поля создавалась напылением на поверхность гетероструктуры пленки сверхпроводника 2-го рода<sup>1</sup>. Внешнее однородное магнитное поле  $B$ , приложенное перпендикулярно гетероструктуре, разбивается в сверхпроводнике и в непосредственной близости от его поверхности на отдельные кванты потока  $\Phi_0$  (вихри Абрикосова), имеющие характерный размер  $\approx 2\lambda$ , где  $\lambda$  ( $\approx 0,1$  мкм) – длина экранировки (рис. 1а). Концентрация вихрей линейно возрастает с ростом  $B$  и характерное расстояние между вихрями есть  $d \approx (\Phi_0/B)^{1/2} \approx \approx 5 \{B(\text{Гс})\}^{-1/2}$  (мкм). В то же время длина свободного пробега электронов  $L$  в гетероструктурах на основе GaAlAs может достигать нескольких микрон. Таким образом, в изучаемой системе удастся реализовать ситуацию, когда электрон испытывает действие поля только на малой части своей траектории, и вихри Абрикосова играют роль рассеивателей для электронов<sup>1)</sup> (см. рис. 1б). При этом вихрь является существенно квантовым рассеивателем, поскольку классический угол отклонения электрона, проходящего через область поля кванта потока всегда одного порядка с углом квантовомеханической дифракции (даже при  $\lambda_F \ll \lambda$ , где  $\lambda_F$  – длина волны электрона). Кроме того, из-за наличия векторного потенциала происходит рассеяние электронов вне области вихря. Можно ожидать, что рассеяние на вихрях приведет к появлению особенностей в поведении магнетосопротивления гетероструктур как функции  $B$ . Кроме того, для такой системы возникает вопрос о наличии эффекта Холла и о его величине.

Образцы изготавливались из гетероструктур GaAs/Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As с концентрацией электронов  $5-6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностями  $2,3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  ( $L = 2$  мкм) и  $3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  ( $L \approx \approx 0,3$  мкм). Расстояние от поверхности кристаллов до двумерного слоя составляло около 400 Å. На поверхности вытравливалась меза так, что на одном кристалле одновременно имелись два идентичных образца в холловской геометрии (см. вставку на рис. 1а). На один из них напылялась пленка сверхпроводника, второй служил тестовым – для сравнения результатов со случаем однородного распределения поля. В качестве сверхпроводника 2-го рода использовались пленки свинца толщиной 0,2 мкм с  $\lambda \approx 0,1$  мкм, которая оценивалась из величины  $H_{c2} \approx 1,0$  кГс с учетом того, что температура сверхпроводящего перехода в пленках совпадала с известным  $T_c = 7,2$  К для чистого свинца. Измерения сопротивления в поле вихрей проводились при охлаждении образцов в заданном магнитном поле от  $T > T_c$  до температуры эксперимента: 4,2 К<sup>1</sup>.

На рис. 2 показаны экспериментальные зависимости холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  в однородном поле (тестовая часть структуры) и в поле вихрей. Зависимости для обоих образцов с экспериментальной точностью ( $< 1\%$ ) совпадают, и  $\rho_{xy}$  линейно зависит от  $B$ . Необходи-

<sup>1)</sup> Идея о том, что вихри при  $L \gg \lambda$  можно рассматривать как дополнительные рассеиватели, была высказана И.Б.Левинсоном.

димо особо отметить, что с увеличением  $B$  при достижении условия  $d < 2\lambda$  поля отдельных вихрей начинают перекрываться, и уже при  $B = 200$  Гс модуляция поля не превышает нескольких процентов. Таким образом, в образце со сверхпроводником в полях больших 200 Гс реализуется случай однородного поля. Отсутствие каких-либо отклонений от линейности на кривой  $\rho_{xy}$  для этого образца в области перехода от случая неоднородного распределения поля к однородному является наиболее точным свидетельством того обстоятельства, что эффект Холла в поле вихрей подчиняется тому же закону, что и в однородном поле:  $\rho_{xy} = B/nec$ .

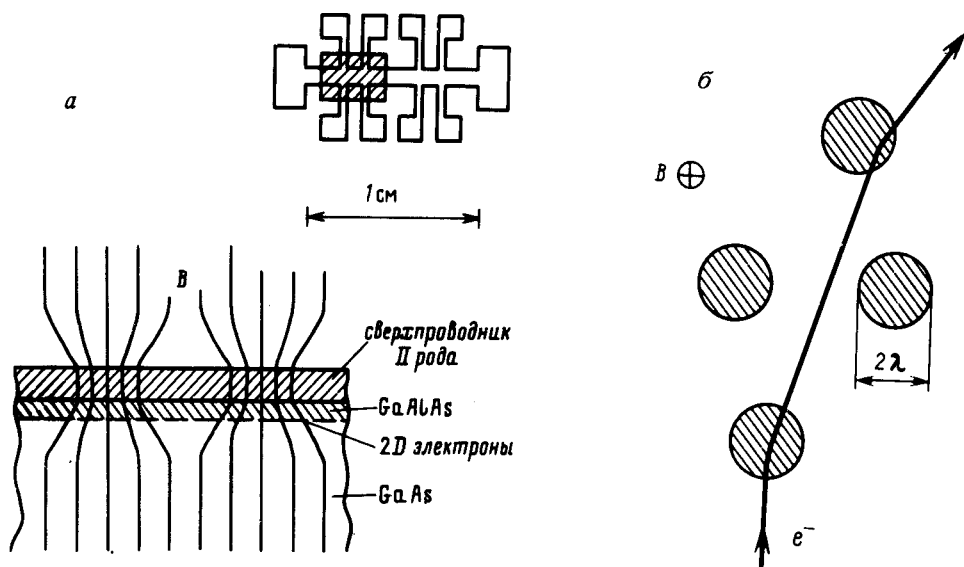


Рис. 1

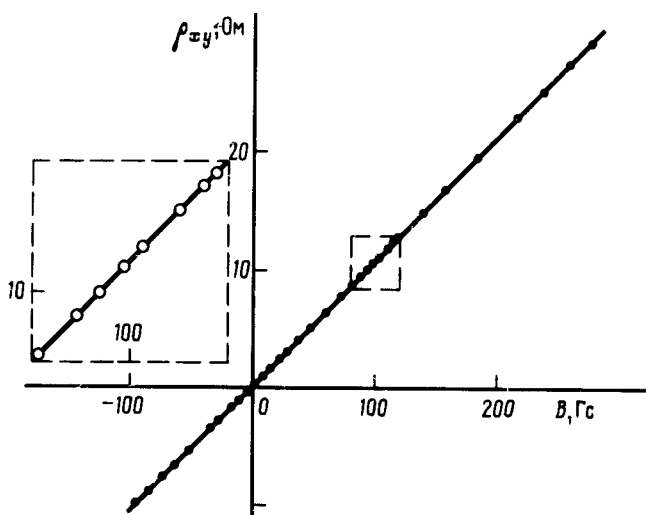


Рис. 2. Холловское сопротивление двумерных электронов в гетероструктуре в однородном магнитном поле (сплошная линия) и в поле абрикосовских вихрей (точки). На вставке масштаб увеличен в 4 раза

На рис. 3 показаны примеры экспериментальных зависимостей дополнительного сопротивления  $\Delta R(B)$ , возникающего в поле вихрей и вычисленного как разница между сопротивлениями  $\rho_{xx}(B)$  образцов со сверхпроводящим слоем и без него. Для гетероструктуры с  $L \approx \approx 2$  мкм в слабых полях наблюдается линейная зависимость  $\Delta R(B)$ , отвечающая линейному увеличению с  $B$  концентрации  $N = B/\Phi_0$  рассеивателей – вихрей. При дальнейшем увеличении  $B$  происходит, как указывалось выше, переход к почти однородному распределению поля в сверхпроводнике, и различие между исследуемым и тестовым образцами должно исчезать, что и наблюдается в эксперименте. Для гетероструктуры с  $L \approx 0,3$  мкм различий между указанными образцами при той же экспериментальной точности измерения  $\Delta R/R$  не обнаруживается (рис. 3). Следует подчеркнуть, что наблюдаемое положительное  $\Delta R$  не связано с изменением в поле вихрей отрицательного слаболокализационного магнетосопротивления. Слабая локализация в поле вихрей изучалась в <sup>1,2</sup> – она должна приводить к качественно иному поведению дополнительного сопротивления  $\Delta R$ , которое к тому же может наблюдаться только в полях  $B \leq \Phi_0/L_\varphi^2 \approx 1$  Гс ( $L_\varphi$  – длина сбоя фазы  $2D$ -электронов).

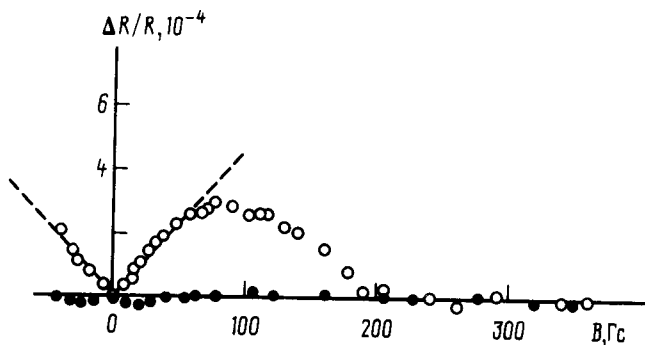


Рис. 3. Дополнительное магнетосопротивление, возникающее в поле вихрей:  $\circ$  – для образца с длиной свободного пробега электронов равной 2 мкм,  $\bullet$  –  $L \approx 0,3$  мкм

Для объяснения наблюдаемого поведения  $\rho_{xy}$  и  $\rho_{xx}$  в поле вихрей рассмотрим простую модель, в которой поле внутри вихря  $B_0$  не зависит от координат:  $B_0 = \Phi_0/\pi\lambda^2$  (рис. 1б). Длину свободного пробега и расстояние между вихрями считаем большими по сравнению с  $\lambda$ . Характерный угол, на который отклоняется электрон при прохождении через вихрь есть  $\theta_m = \omega_c^0 \tau_{пр} = \lambda_F/\pi\lambda \ll 1$ , где  $\omega_c^0$  – циклотронная частота в поле  $B_0$ ,  $\tau_{пр} = 2\lambda/v_F$  – пролетное время. В условиях эксперимента величина  $\theta_m \approx 0,07$ . Поскольку при последовательном прохождении через несколько вихрей электрон отклоняется в одну и ту же сторону, то это означает наличие средней силы со стороны вихрей, действующей в направлении, перпендикулярном движению электрона. Оценим величину этой силы  $F$  в полевом члене кинетического уравнения:  $\mathbf{F} \cdot \partial f / \partial \mathbf{p}$ . Очевидно,  $F \approx \Delta p / \tau^*$ , где  $1/\tau^* = 2\lambda N v_F$  – частота столкновений с вихрями,  $\Delta p \approx p_F \theta_m$  – изменение поперечной компоненты импульса электрона при прохождении сквозь один вихрь. Таким образом, получаем  $F \approx (e/c)v_F B$ , что совпадает с величиной силы Лоренца во внешнем однородном поле. Точный квантовомеханический расчет<sup>2)</sup> (при  $\lambda \gg \lambda_F$ ) дает для численного коэффициента в этой формуле величину равную единице. Поэтому для холловского сопротивления получается обычная формула:  $\rho_{xy} = B/nec$ . Кроме того, хаотическое расположение вихрей в пространстве даже в отсутствие какого-либо другого рассеяния приводит к конечному сопротивлению  $\rho_{xx} = m/ne^2 \tau_{tr}$ , где  $1/\tau_{tr} \approx (1/\tau^*)\theta_m^2 \propto B$ . Таким образом в вырожденной электронной системе с изотропным спектром появляется отличное от нуля классическое магнетосопротивление. Это магнетосопротивление линейно по  $B$  и обусловлено увеличением концентрации вихрей с ростом внешнего поля. Такое поведе-

<sup>2)</sup> Теория будет опубликована в другом месте.

ние магнетосопротивления хорошо согласуется с наблюдаемым в эксперименте. Однако, теоретическое значение  $\Delta R/R = L/v_F \tau_{tr}$ , для образца с  $L = 2$  мкм в поле 25 Гс соответствует  $\approx 10^{-3}$ , что примерно на порядок превышает соответствующее экспериментальное значение.

Мы благодарны Л.И.Глазману, М.И.Дьяконову, И.Б.Левинсону за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Гейм А.К. Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 359.
2. Rammer J., Shelankov A.L. Phys. Rev. B, 1987, 36, 3135.

Поступила в редакцию  
19 декабря 1989 г.