

УЛЬТРАКВАНТОВЫЙ ПРЕДЕЛ ХОЛЛОВСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

*Н.П.Герасимов, С.В.Козырев, В.Н.Овсяк, С.В.Потапов,
Н.С.Славинская, П.А.Черемных, Ю.В.Шмарцев*

Экспериментально исследованы явления переноса в двумерном электронном газе в инверсионных каналах кремниевых МДП структур при температурах $2 \div 4,2$ К в ультраквантовом пределе по магнитному полю. Полученные результаты качественно согласуются с представлениями о локализации электронов на самом нижнем уровне Ландау.

Возможность использования квантового эффекта Холла ¹ в качестве независимого метода измерения постоянной тонкой структуры α , а так же и то, что исчерпывающего теоретического объяснения этого эффекта пока не найдено, делает целесообразным его дальнейшее изучение.

В данной работе сообщаются результаты экспериментального исследования проводимости и холловской проводимости двумерного электронного газа в инверсионном канале кремниевых МДП структур при температурах $2 - 4,2$ К в магнитных полях до 21 Тл.

Образцы были изготовлены на плоскости (100)p-Si и имели прямоугольную геометрию с двумя симметричными парами холловских контактов.

В зависимости от технологических условий максимальная подвижность электронов в канале μ_{max} при температурах эксперимента менялась от $4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (образец С-2) до $18000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (образец В-1). Техника измерений не отличалась от изложенной в ², величина измерительного тока составляла 2 мкА.

На рис.1 приведены зависимости сопротивления ρ_{xx} и холловского сопротивления ρ_{xy} от напряжения на затворе U_g , задающего концентрацию электронов в двумерном канале. Видно, что приведенные данные являются типичными для двумерного электронного газа в условиях квантового эффекта Холла ¹. В области напряжений U_g , где ρ_{xx} обращается в нуль, на зависимости $\rho_{xy}(U_g)$ наблюдается плато, на которых величина ρ_{xy} не зависит от свойств образца и хорошо совпадает с величиной h/e^2 .

Для приведенных на рис.1 данных относительная погрешность определялась регистрирующим устройством (двухкоординатный самописец Н306) и составляла 10^3

Как правило, ширина плато $\rho_{xy}(U_g)$ возрастает при повышении подвижности электронов в двумерном канале, что видно, например, на рис.1. Этот результат, по-видимому, не согласуется с моделью „поверхностного резервуара“, развиваемой в работе ³. Впрочем, вопрос о влиянии характеристик образца на ширину плато требует более детального изучения.

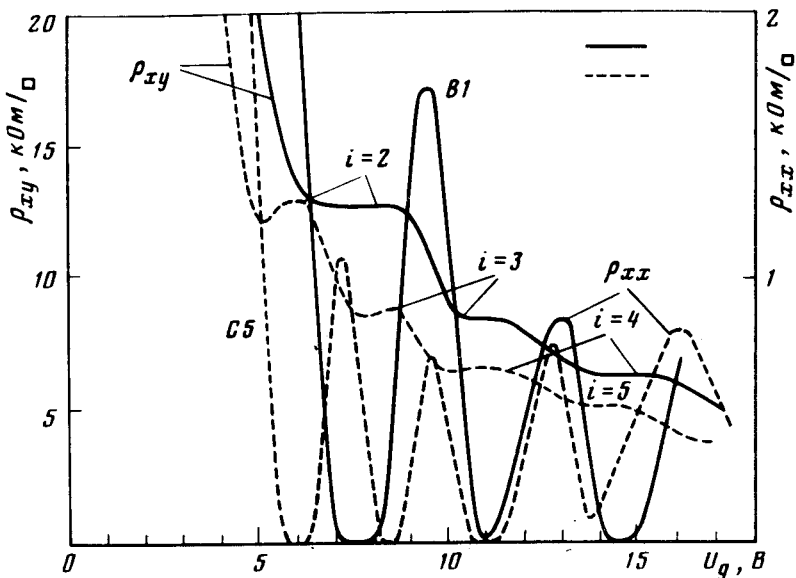


Рис.1. Зависимости $\rho_{xx}(U_g)$ и $\rho_{xy}(U_g)$ для двух образцов с различной подвижностью при $T = 2\text{ К}$ и $B = 20\text{ Тл}$

На образцах с более низкой подвижностью на краях плато со стороны меньших концентраций наблюдается особенность в виде немоногоного хода ρ_{xy} (пунктирная кривая на рис.1, образец C-5). Она наблюдалась также ранее ^{4,5}, и причина ее появления нуждается в выяснении, поскольку эта особенность может влиять на абсолютную величину холловского сопротивления на плато. Отметим, что немоногоный ход становится более выраженным при понижении температуры.

Когда магнитное поле настолько велико, что самый нижний уровень Ландау заполнен лишь частично (при заданной концентрации n), двумерный электронный газ оказывается в так называемом „ультраквантовом пределе“. Единственное исследование эффекта Холла и проводимости в ультраквантовом пределе ⁶, выполненное на гетеропереходе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ сразу привлекло внимание, так как были обнаружены особенности холловского сопротивления, соответствующие дробным квантовым числам $i = 1/3$ и $i = 2/3$. Этот факт был интерпретирован как проявление упорядочения электронов на самом нижнем уровне Ландау (вигнеровский кристалл или волна зарядовой плотности).

Для реализации ультраквантового предела в нашем эксперименте ($B_{\text{max}} = 21\text{ Тл}$) необходимо, чтобы подвижность электронов в инверсионном канале была достаточно велика при малых напряжениях в затворе U_g . Малые U_g в свою очередь необходимы, чтобы концентрация носителей в канале была меньше величины eB/h — числа состояний на уровне Ландау. Иными словами, фактор заполнения уровня Ландау $\nu = nh/eB \ll 1$. Например, для 10 Тл $\nu = 1$, $n = 2,42 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$. Таким требованиям удовлетворял лишь образец B-1, у которого $\mu = 11000\text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $U_g = 2,5\text{ В}$, что соответствует $n = 2,81 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$.

На рис.2 показаны экспериментальные зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} от магнитного поля B для образца B-1 при 2 К и $n = 2,8 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$ ($U_g = 1,98\text{ В}$). В минимумах ρ_{xx} , соответствующих $i = 1$ и 2, видна дополнительная структура, происхождение которой здесь обсуждать не будем. На рис.3 приведены зависимости σ_{xx} и σ_{xy} от величины $1/B$, полученные из данных рис.2. Видно, что экстраполяция холловской проводимости к значению $\sigma_{xy} = 0$ (штриховая прямая) дает отсечку в поле $B_1 = 27\text{ Тл}$ ($\nu_1 = 0,43$). Такое обращение σ_{xy} в ноль при конечных значениях B_1 противоречит классическому поведению холловской проводимости, но согласуется с представлением о локализации электронов на уровне Ландау ⁷

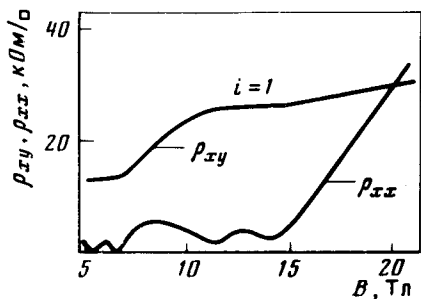


Рис.2

Рис.2. Ультраквантовый предел в зависимостях $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$.

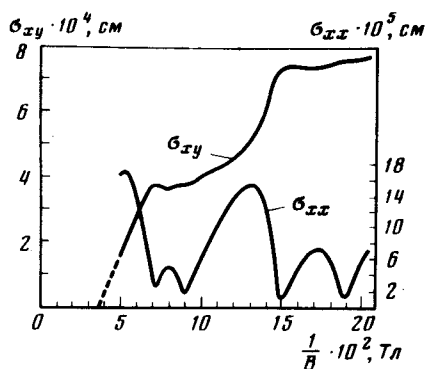


Рис.3

Рис.3. Ультраквантовый предел в зависимостях $\alpha_{xx}(1/B)$ и $\sigma_{xy}(1/B)$ ($[Cm]$) = $[Om^{-1}]$

Вместе с тем, фактор заполнения при полной локализации как полученный при нашей экстраполяции ($\nu_l = 0,43$), так и вычисленный в ⁸ ($\nu_l \cong 0,5$), представляется нам несколько завышенным, так как соответствует допущению, что локализованными являются состояния вблизи середины уровня Ландау ($\nu = 0,5$). Нельзя также отвергать возможность более плавного поведения $\sigma_{xy}(1/B)$, что требует в ультраквантовом пределе наличия определенного и достаточно сильного межэлектронного взаимодействия. Однако, граница раздела Si/SiO₂ отличается гораздо большей степенью разупорядоченности, чем граница гетероперевода Al_xGa_{1-x}As/GaAs. Возможно, что именно флуктуации потенциала на границе Si/SiO₂ уменьшают влияние кулоновского взаимодействия электронов и препятствуют образованию коллективного состояния в двумерной электронной системе. Это, по-видимому, одна из причин, обуславливающих различие между нашими данными и результатами, полученными в ⁶.

Авторы благодарны сотрудникам ИАЭ им. И.В.Курчатова А.Н.Кулязину, Е.Н.Лысенко за помощь при проведении измерений в сильных магнитных полях; О.В.Константинову и А.Л.Шеланкову за полезные обсуждения.

Литература

1. Klitzing K.v. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 494.
2. Козырев С.В. и др. Тезисы Всесоюзного совещания „Квантовая метрология и фундаментальные физические константы“, Ленинград, 1982, стр. 158.
3. Константинов О.В. и др. ФТП, 1983, 16, 1073.
4. Klitzing K.v. Festkörper probleme, 1981, 21, 1.
5. Верников М.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 8, 820.
6. Tsui D.C. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1559.
7. Aoki H. et al. Sol. State Comm., 1981, 38, 1079.
8. Ando T. Surface Science, 1982, 113, 182.