

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕЛОКАЛЬНОМ СОПРОТИВЛЕНИИ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В УСЛОВИЯХ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

М.В.Буданцев, Г.М.Гусев, З.Д.Квон, А.Г.Погосов

Институт физики полупроводников СО РАН

630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 10 декабря 1993 г.

После переработки 26 октября 1994 г.

Экспериментально исследовано нелокальное сопротивление 2D-электронного газа в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ) в нелинейном режиме. Обнаружен пробой КЭХ в нелокальной геометрии, а также нелинейные особенности в поведении нелокального сопротивления в диссипативном режиме. Полученные результаты интерпретируются в рамках модели краевых токовых состояний, длина перемешивания которых с объемными состояниями определяется величиной и направлением тока через образец.

Модель краевых токовых состояний (КС), предложенная Бюттикером в 1988 г. [1], успешно применяется для описания механизмов протекания тока в двумерных системах в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). Особенно ярко роль краевых токовых состояний раскрывается при анализе нелокальных эффектов (см., например, [2]). Последние исследования показали, что эта модель остается справедливой и в случае, когда уровень Ландау в объеме образца находится на уровне Ферми, то есть ток переносится не только краевыми состояниями, но и объемом образца (диссипативный режим) [3]. Об этом однозначно свидетельствуют экспериментальные наблюдения нелокальных эффектов в диссипативном режиме [3–5]. В ряде экспериментальных работ, посвященных исследованию нелинейных эффектов, связанных с пробоем тянущим током режима КЭХ, делается попытка расширить применимость модели Бюттикера и на этот случай [6–8]. Однако в них рассматривается только локальное сопротивление, в то время как нелинейные эффекты в нелокальном сопротивлении остаются неизученными, равно как и роль краевых токовых состояний в режиме пробоя нелокального сопротивления.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования нелинейных эффектов как в локальном, так и в нелокальном сопротивлении в режиме КЭХ. Рассматриваются как диссипативный, так и недиссипативный случаи. Полученные результаты интерпретируются в рамках модели краевых токовых состояний.

Исследуемые образцы были изготовлены на основе двумерного электронного газа в гетероструктуре GaAs/AlGaAs ($N_s = 4,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 400000 \text{ см}^2/\text{Вс}$). Топология образцов представлена на вставке к рис. 1. Экспериментально исследовалось сопротивление образцов в зависимости от постоянного тянущего тока при различных магнитных полях до 7 Тл при температуре $T = 1,3 \text{ К}$. В работе измерялось дифференциальное сопротивление образца $R_{ijkl} = dV_{kl}/dI_{ij}$ в различных схемах включения путем пропускания постоянного тока \bar{I}_{ij} , модулированного переменной составляющей \tilde{I}_{ij} ($I_{ij} = \bar{I}_{ij} + \tilde{I}_{ij}$), через контакты i , j . При этом синхронным детектором измерялось напряжение V_{kl} на контактах k , l на частоте переменного тока ($f = 70 \text{ Гц}$) как функция постоянной

составляющей тока \bar{I}_{ij} . Амплитуда переменного тока \bar{I}_{ij} равнялась 0,02 мкА. Наблюдаемые особенности дифференциального сопротивления соответствовали в разных случаях величине постоянного тока в интервале 2–60 мкА, так что при этом соблюдалось условие $\Delta\bar{I}_{ij} \ll \bar{I}_{ij}$.

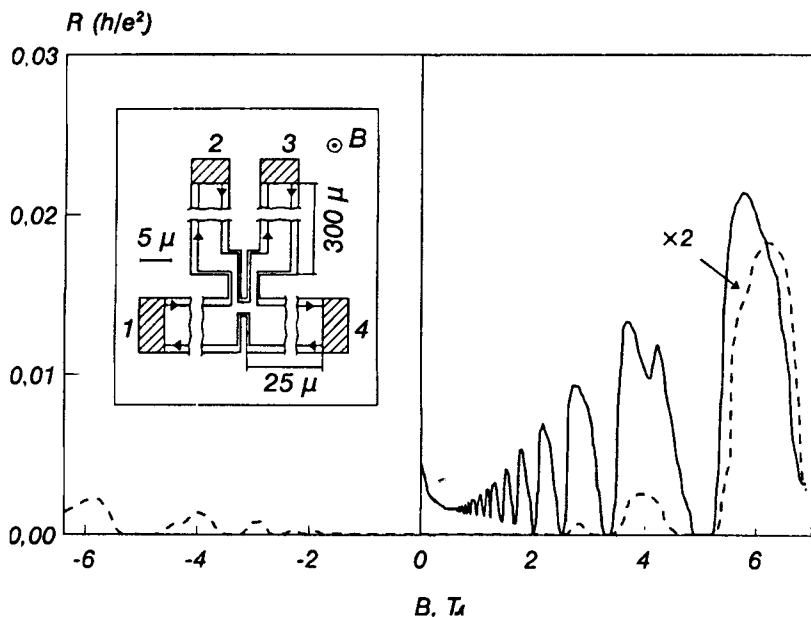


Рис.1. Зависимости локального, R_{1423} (сплошная линия), и нелокального, R_{1243} (штриховая линия), сопротивлений от магнитного поля. Локальное сопротивление R_{1423} не изменялось при изменении знака магнитного поля. На вставке – схема образца и краевых токов, соответствующих положительному направлению магнитного поля, указанному на рисунке

На рис.1 приведена зависимость сопротивления образца от магнитного поля в локальной, R_{1423} , и нелокальной, R_{1243} , схемах включения (положительный знак магнитного поля соответствует направлению, показанному на вставке к рисунку). Локальное сопротивление в сильных магнитных полях представляет собой осцилляции Шубникова–де Гааза. Причем его зануление при $B \approx 5$ Тл, соответствует фактору заполнения $\nu = 4$. Локальное сопротивление не изменялось при смене знака магнитного поля. Как видно из рис.1, нелокальное сопротивление образца в слабых магнитных полях до 2 Тл, а также при целых числах заполнения равнялось нулю. Максимумы нелокального сопротивления соответствуют полужелтым числам заполнения, то есть диссипативному режиму КЭХ. Из рисунка видно также, что нелокальное сопротивление резко несимметрично относительно оси $B = 0$, что связано с отсутствием симметрии в геометрии образца. В дальнейшем будут отдельно рассмотрены результаты, полученные при исследовании нелинейных эффектов в недиссипативном и диссипативном случаях.

Недиссипативный режим ($\nu = 4$)

Зависимости локального и нелокального сопротивлений от постоянного тянущего тока в недиссипативном режиме имели характер пробы (рис.2), выражавшегося в резком возрастании сопротивления от нуля до 1–4 кОм при

достижении критического значения тока I_c . Ток пробоя локального сопротивления составлял 1,8 мкА и не зависел от направления магнитного поля и тянущего тока. Аналогичное поведение наблюдалось при $B = 3,3$ Тл, что соответствует $\nu = 6$. Как видно из рис. 2, ток пробоя нелокального сопротивления также не зависел от направления тянущего тока, но сильно изменялся с изменением знака магнитного поля с 11 мкА при положительном направлении магнитного поля до 54 мкА при отрицательном. Отметим, что эти величины существенно превышают ток пробоя локального сопротивления.

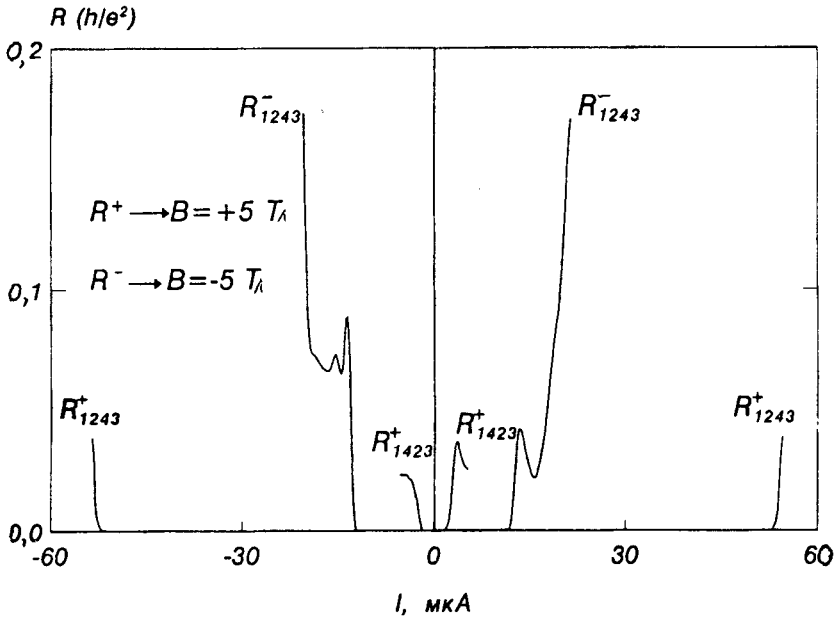


Рис.2. Пробойные характеристики локального сопротивления R_{1423}^+ , а также нелокального сопротивления R_{1243}^+ и R_{1243}^- для положительного и отрицательного направлений магнитного поля, соответственно

Мы полагаем, что описанное поведение объясняется моделью КС. В соответствии с этой моделью пробой КЭХ возникает в результате обратного рассеяния КС, стимулированного тянущим током [6,7]. При этом с увеличением тянущего тока сначала пробивается область локального плеча (между контактами 1 и 2). Пробой же нелокального сопротивления R_{1243} происходит при существенно больших токах (см. рис. 2). Для его возникновения необходимо, чтобы краевой ток, соединяющий контакты 3 и 4, обменивался электронами с объёмом образца. Последнее может произойти, если с увеличением тянущего тока пробойная область распространится через мостик и подойдет достаточно близко к этому КС. Мы считаем, что этот процесс в действительности происходит и связан с тем, что КС, входящее в мостик имеет электрохимический потенциал μ_e , не равный объёмному μ_b . Несмотря на то, что разность $|\mu_e - \mu_b|$ невелика, при достаточно сильном увеличении тянущего тока она растёт и приводит к распространению пробойной диссипативной области через мостик в нелокальное плечо.

Различие токов пробоя нелокального сопротивления для разных направлений магнитного поля связано с несимметричностью образца. При положи-

тельном направлении магнитного поля в мостик попадает КС, выходящее из контакта 2, а при отрицательном — из контакта 1. При этом КС из контакта 2 имеет более интенсивный обмен электронами с объёмом по сравнению с КС из контакта 1, так как проходит через более узкую область с более сильным холловским полем. Следовательно, разность электрохимических потенциалов КС, входящего в мостик, и объёма вблизи мостика для положительного направления магнитного поля будет существенно меньше, чем для отрицательного. Поскольку нелокальное сопротивление определяется этой разностью электрохимических потенциалов, критический ток пробоя при положительном направлении магнитного поля оказывается существенно выше, чем при отрицательном.

Диссипативный режим ($\nu \approx 4, 5$)

При магнитных полях $B = 5,95$ Тл и $B = -5,95$ Тл, соответствующих максимумам нелокального сопротивления, снимались зависимости нелокального сопротивления от постоянного тока. Они имели асимметричный вид (рис. 3а) как для положительного, так и для отрицательного знаков магнитного поля. При положительном направлении магнитного поля сопротивление имело один максимум $R_{1243}^+ = 471$ Ом при $I = 0,2$ мкА. Для обратного знака магнитного поля сопротивление имело два максимума при $I = -1,25$ мкА и $I = 1,1$ мкА, которые соответствовали $R_{1243}^- = 45$ Ом и $R_{1243}^- = 41$ Ом. В области высоких тянущих токов сопротивление резко уменьшалось.

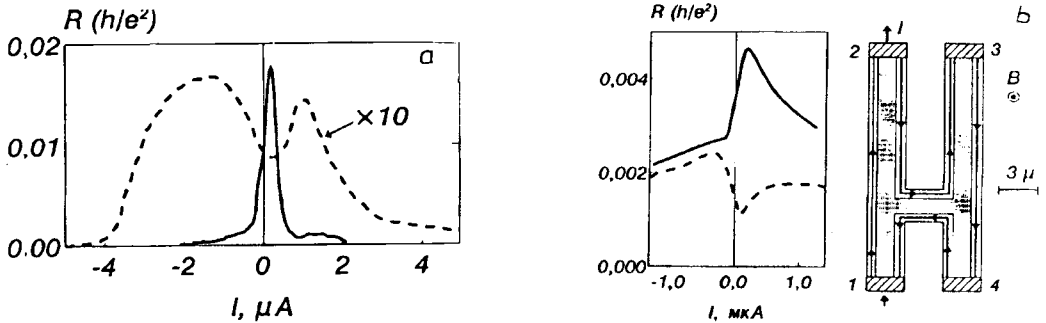


Рис.3 а — Экспериментальные зависимости нелокального сопротивления при положительном R_{1243}^+ (сплошная линия) и при отрицательном R_{1243}^- (штриховая линия) направлениях магнитного поля от тянущего тока. б — Численный расчёт R_{1243}^+ и R_{1243}^- как функций тянущего тока, а также геометрия Н-образного образца, топологически эквивалентного экспериментальному, со схемой краевых токов

Для анализа полученных результатов в рамках модели КС был проделан численный расчет нелокального сопротивления образца Н-образной формы, топологически эквивалентного экспериментальному (рис. 3б). По аналогии с [9] считалось, что проводимость объёма образца описывается тензором $(\sigma_{xx}, \sigma_{xy})$ (значение σ_{xy} слабо влияет на результат и для простоты принималось равным нулю), а обмен электронами между КС и объёмом определяется длиной L . Предполагалось, что L зависит от разности электрохимических потенциалов КС — μ_e и объёма — μ_b : $L = L_0 \exp(-|\mu_e - \mu_b + \Delta\mu|/t)$, где $L_0 = 100$ мкм, $t = 1$ мэВ, $\Delta\mu = 0,6$ мэВ — подгоночные параметры. Параметр $\Delta\mu$ приводит к несимметричной зависимости длины L от величины $(\mu_e - \mu_b)$, связанной

с несимметричной конфигурацией ограничивающего потенциала, а также с действием кулоновского расталкивания электронов на КС [8]. Эти эффекты существенны при малых значениях $(\mu_e - \mu_b)$ и приводят к тому, что длина L становится асимметричной по знаку тянущего тока, то есть различной на разных краях образца. В такой постановке задачу удалось численно решить для малых значений тянущих токов. Результаты расчета показаны на рис. 3б. Сравнение расчета с экспериментом (рис. 3а) показывает, что все основные особенности экспериментального поведения (несимметричность по направлению тянущего тока, наличие одного максимума в R_{1243}^+ и двух максимумов в R_{1243}^-) хорошо описываются предложенной моделью.

Таким образом, основные особенности нелинейного поведения нелокального сопротивления можно объяснить в рамках модели КС, сделав предположение о том, что характерная длина перемешивания краевых и объемных состояний L уменьшается с увеличением тянущего тока через образец и, кроме того, зависит от знака этого тока.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-15187).

-
1. M.Büttiker, Phys. Rev. B. **38**, 9375 (1988).
 2. A.Szafer, A.Douglas Stone, P.L.McEuen, and B.W.Alphenaar, in Granular Nanoelectronics, ed. by D.K.Ferry, J.R.Barker, and C.Jacoboni (Plenum Press, New York, 1990), p. 195.
 3. В.Т.Долгополов, А.А.Шашкин, Г.М.Гусев, Э.Д.Квон, Письма в ЖЭТФ **53**, 461 (1991).
 4. S.Takaoka, H.Kubota, K.Murase et al., Sol. St. Comm. **75**, 293 (1990).
 5. P.L.McEuen, A.Szafer, C.A.Richter et al., Phys. Rev. Lett. **64** 2062 (1990).
 6. P.C. van Son, G.H.Kruithof, and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. B **42**, 11 267 (1990).
 7. L.W.Molenkamp, M.J.P.Brugmans et al., Phys. Rev. B **43**, 12 118 (1990).
 8. P.Svoboda, P.Štréda et al., Phys. Rev. B **45**, 8763 (1992).
 9. V.T.Dolgoplov, G.V.Kravchenko, and A.A.Shashkin, Solid State Commun. **78**, 999 (1991).