

"СКИН"-ЭФФЕКТ И НАБЛЮДЕНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В МДП-СТРУКТУРАХ

С.И.Дорожкин, А.А.Шашкин, Н.Б.Житенев, В.Т.Долгополов

Предложен метод исследования пространственного распределения проводимости σ_{xx} слоя двумерного электронного газа в полевых транзисторах. В режиме квантового эффекта Холла обнаружены пространственно неоднородные распределения σ_{xx} . Показано, что при наличии транспортного тока I в нелинейных условиях возникает управляемое электрическим полем распределение проводимости, приводящее к появлению шнура холловского тока.

Предлагаемый ниже метод исследования структур металл – диэлектрик – полупроводник (МДП) основан на измерении реактивной и активной составляющих тока, возникающего при приложении переменного напряжения между затвором полевого транзистора и слоем двумерных электронов (рис. 1). Метод позволяет проводить измерения локальных значений проводимости и исследовать ее пространственное распределение. Наличие распределенной емкости между затвором и слоем электронов приводит (см. ¹⁾ к тому, что даже при независимой от координат проводимости σ_{xx} переменный ток оказывается сосредоточенным на характерном масштабе $\lambda = (2\sigma_{xx} \omega^{-1} C^{-1})^{1/2}$ ("скин"-эффект). Здесь C – емкость единицы площади МДП-структуры. Для образцов геометрии Корбино (рис. 1) в условиях квантового эффекта Холла легко удовлетворить неравенству $\lambda \ll r_2 - r_1$. Зависимость разности по-

тенциалов между затвором и слоем от радиуса r в условиях, когда к внутреннему контакту приложено переменное напряжение при $I = 0$, определяется формулой

$$U(r) = V_g + U_0 \exp[-(1+i)(r-r_1)\lambda^{-1} + i\omega t]. \quad (1)$$

Величина переменного тока при наличии магнитного поля определяется диагональной компонентой тензора проводимости σ_{xx} :

$$I_\omega = U_0 \pi r_1 \omega G(1+i)\lambda(\omega). \quad (2)$$

Если σ_{xx} является функцией координат, то, измеряя зависимости обеих компонент тока от частоты, можно судить о пространственном распределении проводимости.

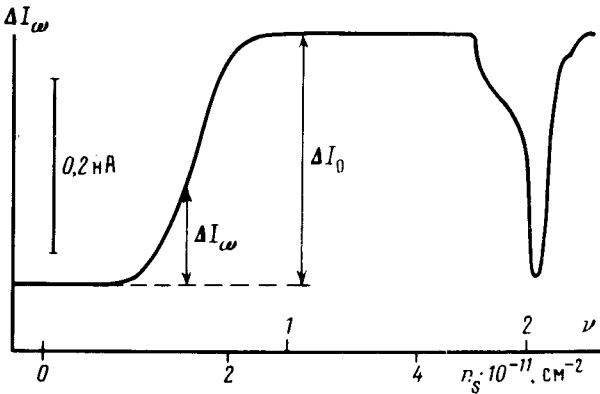
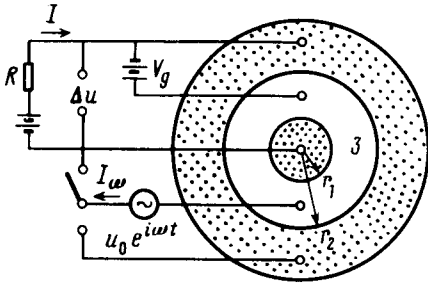


Рис. 1

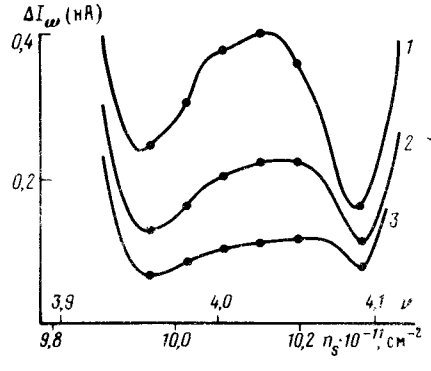


Рис. 2

Рис. 1. Схема эксперимента и зависимость реактивной составляющей тока ΔI_ω через внутренний контакт от концентрации электронов в слое n_s . $\nu = n_s / (eH/hc)$ – фактор заполнения уровней Ландау. Выделены контакты к слою, 3 – затвор. $r_1 = 0,11$ мм, $r_2 = 0,34$ мм, $U_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ В, $\omega/2\pi = 920$ Гц. Образец № 1

Рис. 2. Зависимости реактивной составляющей тока ΔI_ω через внешний контакт от ν вблизи $\nu = 4$. 1 – $\omega/2\pi = 15,6$ кГц; 2 – $\omega/2\pi = 7,6$ кГц; 3 – $\omega/2\pi = 3,5$ кГц. Точками представлены результаты численных расчетов для указанных в тексте распределений проводимости. Образец № 1

Измерения выполнены на двух полевых транзисторах в геометрии Корбино с электронным инверсионным слоем у поверхности (100) кремния. Средняя по образцу концентрация электронов n_s задавалась, как обычно, постоянным напряжением на затворе V_g и определялась по положению квантовых осцилляций проводимости. Подвижность электронов в максимуме составляла при 4,2 К $\mu_{max} = 2 \cdot 10^4$ см²/В·с. Толщина слоя окисла кремния $d = 1,4 \cdot 10^{-5}$ см, $C = 2,4 \cdot 10^{-10}$ Ф/мм². Измерения проведены в магнитном поле $H = 10,6$ Т при температуре 1,6 К. Общий вид зависимости реактивной составляющей переменного тока от n_s показан на рис. 1. Указанный выбор начала отсчета величины тока позволяет исключить все паразитные емкости. Ток ΔI_0 соответствует полной емкости образца. Провалы на зависимости $\Delta I_\omega(\nu)$, появляющиеся вблизи целых значений $\nu \geq 2$, обусловлены зависимостью величины U от расстояния $r - r_1$, т. е. "скин"-эффектом.

На основании анализа частотных зависимостей мнимой и действительной составляющих переменного тока, полученных на обоих образцах, в линейном режиме, было обнаружено, что распределение проводимости при концентрациях n_s вблизи целочисленных значений фактора заполнения является неоднородным и зависит от предыстории образца. В качестве примера приведем полученное в результате анализа кривых рис. 2 распределение проводимости у внешнего контакта образца № 1 при различных значениях среднего по образцу фактора заполнения. На этом образце при $3,96 \leq \nu \leq 4,04$ к контакту примыкает область сравнительно высокой проводимости $\sigma_{xx1} \geq 4 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}^{-1}$, ограниченная областью с $\sigma_{xx2} \leq 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1}$. Существенно, что площадь области высокой проводимости плавно изменялась от $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ мм}^2$ при $\nu = 3,96$ до $3,2 \cdot 10^{-2} \text{ мм}^2$ при $\nu = 4,04$. В предположении аксиальной симметрии это соответствует изменению ширины области от 7 до 15 мкм. При $\nu \approx 4,1$ (правый минимум на рис. 2) проводимость оказалась однородной на масштабе 20 мкм ($\sigma_{xx} = 1,3 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}^{-1}$). Совокупность полученных результатов несомненно противоречит модели краевых токов². Появление неоднородного распределения вблизи целочисленных факторов заполнения ν и изменение геометрии неоднородности по мере изменения ν , по-видимому, является свидетельством усиления результирующего потенциального рельефа в образце в режиме квантового эффекта Холла из-за ухудшения экранирования.

Неоднородное распределение проводимости по координате может быть создано искусственно при протекании по образцу транспортного тока достаточной величины³⁻⁵. Одновременно с неоднородным распределением σ_{xx} возникает шнур холловского тока. Действительно, предположим для начала, что в отсутствие транспортного тока проводимость σ_{xx} от координат не зависит. Тогда для геометрии Корбино связь транспортного тока I и разности потенциалов между затвором и двумерным слоем U имеет вид (затвор эквипотенциален):

$$\frac{I}{2\pi r} = -\sigma_{xx}(U) \frac{dU}{dr}, \quad U(r_2) = V_g. \quad (3)$$

Проводимость σ_{xx} является функцией электронной концентрации или, что то же, разности потенциалов U ⁶:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 e^{-(\Delta/2kT) \text{ch} \frac{U - V_g^0}{v_0 T}}, \quad v_0 = keD/C. \quad (4)$$

Здесь V_g^0 — напряжение, соответствующее целочисленному фактору заполнения, Δ — расстояние по энергии между порогами подвижности на соседних уровнях Ландау, $D = \text{const}$ — плотность состояний в середине между двумя уровнями Ландау.

Из формул (3), (4) легко получить выражения для $\sigma_{xx}(r, I)$ и плотности холловского тока $j_\varphi(r, I)$:

$$\sigma_{xx}(r, I) = \sigma_0 e^{-(\Delta/2kT)} \left[1 + \left(\text{sh} \frac{V_g - V_g^0}{v_0 T} - \delta \ln \frac{r}{r_2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$j_\varphi(r, I) = \frac{I}{2\pi r} \sigma_{xy} \sigma_{xx}^{-1}(r, I); \quad \delta = \frac{I e^{(\Delta/2kT)}}{2\pi \sigma_0 v_0 T}. \quad (6)$$

Поскольку $\sigma_{xx}(r)$ имеет минимум в точке $r = r_{min} = r_2 \exp\left(\delta^{-1} \text{sh} \left[\frac{V_g - V_g^0}{v_0 T} \right]\right)$ ($r_1 \leq r_{min} \leq r_2$), то в области $|r - r_{min}| \approx \delta^{-1} r_{min}$ возникает шнур текущего по окружности холловского тока j_φ , перемещающийся по образцу при изменении напряжения V_g . Координата r_{min} при $r_1 < r_{min} < r_2$ соответствует той точке образца, в которой локальное значение фактора заполнения является целочисленным. Рассматриваемый эффект существенно нелинеен, поэтому при больших токах I неоднородное распределение $\sigma_{xx}(r)$ возникает независимо от того, каким было начальное распределение проводимости. (Аналогичный эффект в геометрии холловского транзистора с длинным затвором рассмотрен в⁴).

Изложенный выше метод позволяет прямо фиксировать моменты, когда шнур холловского тока находится около одного из контактов. В этом случае переменный ток I_{ω} имеет минимум, соответствующий минимуму σ_{xx} . На рис. 3 представлены результаты измерений активной составляющей переменного тока через внешний и внутренний контакты. Отметим,

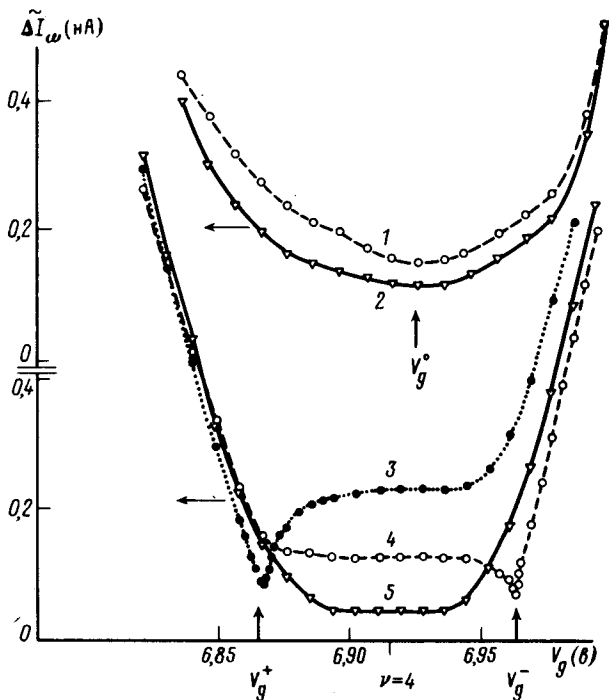


Рис. 3. Зависимости активной составляющей тока $\Delta \tilde{I}_{\omega}$ через внешний (1, 2) и внутренний (3-5) контакты от напряжения V_g . $\omega/2\pi = 80$ кГц; $U_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ В. 2, 5 - $I = 0$; 1, 4 - $I = -5 \cdot 10^{-10}$ А; 3 - $I = 5 \cdot 10^{-10}$ А. Образец № 2

что ввиду малости переменного напряжения $U_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ В переменный ток не приводит к заметным изменениям в распределении $\sigma_{xx}(r)$. Шнур холловского тока при $I > 0$ возникает около внутреннего контакта ($V_g = V_g^+$, кривая 3 рис. 3) и приходит к внешнему при $V_g = V_g^0$. При изменении полярности тока происходит перемещение шнура от внешнего ($V_g = V_g^0$) к внутреннему ($V_g = V_g^-$) контакту (кривые 1, 4 рис. 3). Эти результаты полностью согласуются с предсказаниями формулы (5) и являются прямым свидетельством эффекта шнурования холловского тока.

Авторы выражают глубокую благодарность С.Г.Семенчинскому за ознакомление с текстом статьи ⁵ до ее опубликования, Э.И.Рашба и В.Б.Тимофееву за полезные обсуждения.

Литература

1. Долгополов В.Т., Дорожкин С.И. Поверхность, 1985, № 2, 5.
2. Halperin V.I. Phys. Rev., 1982, В25, 2185.
3. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 188.
4. Шашкин А.А., Долгополов В.Т., Дорожкин С.И. ЖЭТФ, 1986, 91, вып 11.
5. Семенчинский С.Г. ЖЭТФ, 1986, 91, вып. 11.
6. Гаврилов М.Г., Кукушкин И.В. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 79.