

Туннелирование Зинера между уровнями Ландау в двойной квантовой яме при больших факторах заполнения

А. А. Быков¹⁾

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 25 июля 2008 г.

Исследовано дифференциальное сопротивление r_{xx} в двойной GaAs квантовой яме с двумя заполненными подзонами размерного квантования при температуре 4.2 К в магнитных полях $B < 2$ Тл. Обнаружено, что в исследуемой электронной системе при больших факторах заполнения под действием постоянного тока I_{dc} возникают осцилляции r_{xx} , период которых в обратном магнитном поле определяется величиной I_{dc} . Установлено, что в максимумах этих осцилляций амплитуда магнето-междозонных осцилляций возрастает, а в минимумах происходит их инверсия. Показано, что обнаруженные осцилляции обусловлены зинеровским туннелированием электронов, возникающим между уровнями Ландау под действием холловского электрического поля. Полученные экспериментальные данные качественно объясняются влиянием междозонных переходов на компоненту электронной функции распределения, зависящую от I_{dc} .

PACS: 73.23.-b, 73.40.Gk

Заполнение второго уровня размерного квантования в квантовой яме приводит к нескольким общеизвестным магнетотранспортным эффектам. В такой квазидвумерной электронной системе процессы переноса заряда содержат вклады от двух подзон, а также имеется вклад от междозонного рассеяния. В диссипативном сопротивлении ρ_{xx} в сильных магнитных полях вклады от двух подзон проявляются в виде двух серий осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ). Холловское сопротивление ρ_{xy} в такой системе определяется суммарной концентрацией электронов в этих подзонах, $n_T = n_1 + n_2$. Наиболее ярким проявлением междозонного рассеяния в магнетотранспорте являются магнето-междозонные осцилляции диссипативного сопротивления [1–3]. Положение максимумов этих осцилляций в магнитном поле определяется условием $\Delta_{SAS}/\hbar = k\omega_c$, где $\Delta_{SAS} = E_2 - E_1$ – расщепление подуровней размерного квантования в квантовой яме, ω_c – циклотронная частота, а k – целое положительное число. То есть диссипативное сопротивление в этом случае является периодической функцией отношения ω_{SAS}/ω_c , где $\omega_{SAS} = (E_2 - E_1)/\hbar$. Осцилляции, период которых определяется отношением ω_{SAS}/ω_c , были недавно обнаружены в двойных GaAs квантовых ямах [4]. Было предположено, что в двойных квантовых ямах при больших факторах заполнения ω_{SAS}/ω_c -осцилляции сопротивления и проводимости обусловлены модуля-

цией рассеяния носителей заряда в импульсном пространстве [5].

Модуляция рассеяния в двумерной системе в области больших факторов заполнения связана с тем, что для наиболее вероятного перехода электрона между уровнями Ландау его импульс k_x должен изменяться на $2k_F$, где k_F – волновой вектор на уровне Ферми. Изменение k_x на $2k_F$ соответствует максимальной длине прыжка центра электронной орбиты на величину $\Delta y \sim 2R_c$, где R_c – циклотронный радиус электронной орбиты в магнитном поле B . В электронной системе с одной заполненной подзоной для таких прыжков требуется энергия, которая может быть получена от фононной подсистемы [5, 6] за счет поглощения микроволнового излучения [7–10] или за счет ускорения электрона в электрическом поле Холла [11, 12]. В двойной квантовой яме, когда под уровнем Ферми находятся два уровня размерного квантования (E_1 и E_2), в магнитном поле возникают точки пересечения уровней Ландау, относящихся к двум различным подзонам. В таких точках возможны изоэнергетические переходы [1, 2]. То есть в этом случае для реализации наиболее вероятного прыжка электрона в координатном пространстве на расстояние $2R_c$ изменение энергии не требуется, а изменение импульса на $2k_F$ может происходить при его рассеянии на короткодействующем потенциале. Недавно была построена строгая теория магнето-междозонных осцилляций в двойных квантовых ямах [13]. В рамках этой теории было показано, что проявление ω_{SAS}/ω_c -осцилляций в двойных

¹⁾e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

ямах при больших факторах заполнения может быть объяснено без привлечения модели модуляции рассеяния в импульсном пространстве.

В настоящей работе исследовано дифференциальное сопротивление в двойной квантовой яме с двумя заполненными уровнями размерного квантования. Методически, как это показано на вставке к рис.1а, дифференциальное сопротивление $r_{xx} = V_{ac}/I_{ac}$ изме-

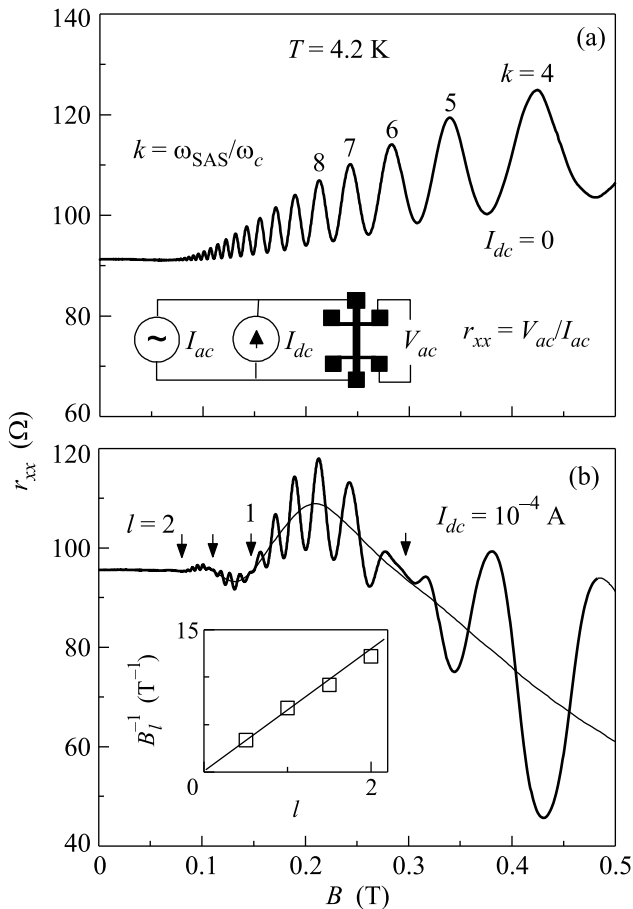


Рис.1. (а) Зависимость $r_{xx}(B)$ при $T = 4.2$ К для $I_{dc} = 0$. Цифрами обозначены максимумы магнето-межподзонных осцилляций. На вставке приведена схема измерения дифференциального сопротивления. (б) Зависимость $r_{xx}(B)$ при $T = 4.2$ К для $I_{dc} = 100$ мкА (жирная линия). Усредненная компонента зависимости $r_{xx}(B)$ – тонкая линия. Вставка демонстрирует $1/B$ -периодичность положения узлов B_l

ряется на переменном токе I_{ac} в присутствии постоянного возбуждающего тока I_{dc} . В условиях линейного отклика дифференциальное сопротивление равно полному сопротивлению $R_{xx} = V_{dc}/I_{dc}$, измеряемому на постоянном токе. В отличие от полного сопротивления, дифференциальное позволяет более детально изучать нелинейный магнетотранспорт при

больших факторах заполнения [11, 12, 14–16]. Обнаружено, что в исследуемой квазидвумерной системе при больших факторах заполнения под действием постоянного тока I_{dc} происходит периодическая инверсия магнето-межподзонных осцилляций дифференциального сопротивления в зависимости от величины обратного магнитного поля. Установлено, что период таких переверотов магнето-межподзонных осцилляций пропорционален I_{dc} . Полученные экспериментальные данные демонстрируют сосуществование магнето-межподзонных осцилляций с осцилляциями, обусловленными зинеровским туннелированием между уровнями Ландау под действием холловского электрического поля.

Исследуемые в работе гетероструктуры представляли собой симметрично легированные двойные GaAs квантовые ямы. Ширина туннельно-связанных ям d_W составляла 13 нм. В качестве боковых барьеров к GaAs квантовым ямам использовались AlAs/GaAs сверхрешетки, а в качестве туннельного барьера между ямами использовался слой AlGaAs толщиной $d_b = 2$ нм. Структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs подложках, отклонение у которых от плоскости (100) не превышало 0.02° . Исследования проводились при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях B до 2 Тл на мостиках Холла длиной $L = 450$ мкм и шириной $W = 50$ мкм. Обе туннельно-связанные квантовые ямы были зашунтированы омическими контактами. Зависимости $r_{xx}(B)$ измерялись на переменном электрическом токе I_{ac} величиной 1 мкА в диапазоне частот 0.1–1 кГц в присутствии постоянного возбуждающего тока I_{dc} величиной от 0 до 200 мкА. Общая концентрация электронов n_T в двойной квантовой яме вычислялась из холловского сопротивления ρ_{xy} в магнитном поле 0.5 Тл. Величина n_T составляла $8.2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Подвижность μ_x вычислялась из n_T и величины ρ_{xx} в нулевом магнитном поле. При $T = 4.2$ К она составляла $7.6 \cdot 10^5$ см 2 /Вс.

На рис.1 представлена типичная зависимость $r_{xx}(B)$ для исследуемой двойной GaAs квантовой ямы, измеренная на мостике Холла длиной 450 мкм и шириной 50 мкм на переменном токе $I_{ac} = 1$ мкА в отсутствии постоянного возбуждающего тока. Как следует из экспериментальной зависимости $r_{xx}(B)$, магнето-межподзонные осцилляции сопротивления в исследуемых двойных GaAs квантовых ямах при $T = 4.2$ К начинают проявляться в магнитных полях $B > 0.1$ Тл. Эти осцилляции периодичны в обратном магнитном поле, а положение их максимумов определяется условием $(E_2 - E_1)/\hbar = k\omega_c$. Вычисленная из периода этих осцилляций величина

расщепления подуровней размерного квантования $\Delta_{\text{SAS}} = E_2 - E_1$ составила 2.9 мэВ, что близко к расчетному значению в изучаемых двойных GaAs квантовых ямах. Такое энергетическое расщепление соответствует разности концентраций в подзонах $n_1 - n_2 = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Исходя из общей электронной концентрации, определенной из холловского сопротивления, можно вычислить электронные концентрации в подзонах, которые составили: $n_1 = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $n_2 = 3.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

На рис.1b приведена зависимость $r_{xx}(B)$, измеренная в присутствии постоянного электрического тока $I_{dc} = 100 \text{ мкА}$. Хорошо видно, что в зависимости $r_{xx}(B)$ под действием I_{dc} появилась осциллирующая в магнитном поле усредненная компонента. Анализ показал, что эта компонента периодична в обратном магнитном поле, а ее период зависит от I_{dc} . Кроме того, рисунок показывает, что магнито-межподзонные осцилляции существенно трансформировались под действием постоянного электрического тока. На зависимости появились “узлы”, в которых амплитуда $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций подавлена. Четыре таких узла отмечены на рисунке стрелками. Как демонстрирует вставка к рис.1b, положения узлов B_l в обратном магнитном поле в зависимости от значений индекса l ложатся на прямую линию. Сопоставление зависимостей на рис.1a и b показывает, что в этих узлах происходит переворот магнито-межподзонных осцилляций. При этом в максимумах усредненной компоненты амплитуда $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций возрастает, а в минимумах происходит их инверсия.

Подобная трансформация магнито-межподзонных осцилляций была обнаружена в двойных GaAs квантовых ямах под действием микроволнового излучения [4]. В этом случае периодическая в обратном магнитном поле инверсия $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций сопротивления и проводимости наблюдалась на фоне ω/ω_c -осцилляций, индуцированных микроволновым излучением, где ω – круговая частота микроволнового излучения. При этом инверсия магнито-межподзонных осцилляций под действием микроволнового поля происходила в минимумах ω/ω_c -осцилляций, расположенных около циклотронного резонанса и его гармоник. Инверсия $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций с увеличением тока I_{dc} в двойной GaAs квантовой яме с двумя заполненными энергетическими подзонами при больших факторах заполнения была обнаружена недавно в зависимостях $R_{xx}(B)$ [17]. Однако в полном сопротивлении R_{xx} из-за меньшей по сравнению с дифференциальным сопротивлением чувствительности не удалось пронаблюдать периодическую от обратно-

го магнитного поля зависимость инверсии $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций.

Известно, что в двумерной электронной системе, т.е. в системе с одной заполненной подзоной размерного квантования, постоянный электрический ток, также как и микроволновое излучение, приводит к периодическим осцилляциям диссипативного сопротивления в зависимости от обратного магнитного поля [11, 12]. Появление в зависимостях $r_{xx}(B)$ под действием I_{dc} осциллирующей усредненной компоненты, позволяет предположить, что она, как и в GaAs квантовых ямах с одной заполненной подзоной, обусловлена зинеровским туннелированием между уровнями Ландау. Это туннелирование обусловлено наклоном уровней Ландау в электрическом поле Холла $E_H = \rho_{xy} I_{dc}/W$. Туннелирование происходит между заполненными уровнями Ландау, лежащими ниже уровня Ферми и пустыми уровнями, находящимися над уровнем Ферми, разделенными дистанцией γR_c , где $\gamma \sim 2$ [11, 12].

Холловское поле приводит к осцилляциям, период которых определяется отношением ω_H/ω_c , где $\omega_H = \gamma R_c E_H (e/\hbar)$, то есть положения экстремумов этих осцилляций должны смещаться в магнитном поле при изменении величины постоянного возбуждающего тока по линейному закону. Рис.2 показывает,

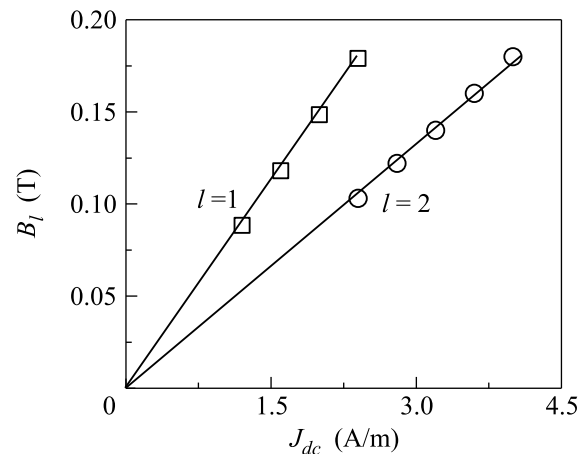


Рис.2. Зависимости положений узлов B_l для $l = 1$ и $l = 2$ от плотности постоянного электрического тока J_{dc} . Линии соответствуют соотношению $B_l \sim J_{dc}/l$

что положения узлов в магнитном поле B_l , обозначенных на рис.1b целочисленными значениями индекса l , смещаются в зависимости от плотности постоянного возбуждающего тока по закону $B_l \sim J_{dc}/l$, где $J_{dc} = I_{dc}/W$. В изучаемой системе электронные концентрации в подзонах приблизительно равны $n_T/2$, в этом случае $\omega_H \sim \gamma e^{-1} (\pi/n_T)^{1/2} J_{dc}$. Исходя

из соотношения $l = \omega_H/\omega_c$, константа γ в исследуемых образцах для $l = 1$ и 2 оказалась равной 1.7 и 1.9 , соответственно. Близкие к 2 значения константы γ в исследуемых двойных квантовых ямах подтверждают сделанное выше предположение.

Таким образом, полученные экспериментальные данные демонстрируют сосуществование магнито-межподзонных осцилляций с осцилляциями, обусловленными зинеровским туннелированием между уровнями Ландау под действием холловского электрического поля, и могут быть качественно объяснены влиянием межподзонных переходов на компоненту электронной функции распределения, зависящую от I_{dc} [18].

Автор благодарит А.В. Горана за конструктивные замечания к статье. Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 06-02-16869.

1. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
2. М. Е. Raikh and Т. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
3. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas et al., Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
4. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 563 (2008).
5. М. А. Zudov, I. V. Ponomarev, A. L. Efros et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3614 (2001).
6. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. К. Калагин и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 646 (2005).
7. М. А. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
8. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., Nature **420**, 646 (2002).
9. С. И. Дорожкин, Письма в ЖЭТФ **77**, 681 (2003).
10. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 466 (2006).
11. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
12. А. А. Bykov, Jing-qiao Zhang, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. B **72**, 245307 (2005).
13. N. C. Mamani, G. M. Gusev, T. E. Lamas et al., Phys. Rev. B **77**, 205327 (2008).
14. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov et al., Phys. Rev. B **75**, 081305(R) (2007).
15. А. А. Bykov, Jing-qiao Zhang, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 116801 (2007).
16. W. Zhang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 036805 (2008).
17. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **88**, 70 (2008).
18. M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **76**, 115331 (2007).