

Электронный спиновый резонанс в AlAs квантовой яме вблизи единичного фактора заполнения

А. В. Щепетильников⁺¹⁾, Д. Д. Фролов⁺, Ю. А. Нефёдов⁺, И. В. Кукушкин⁺, Л. Тиман^{*2)}, К. Райхл^{*2)},
В. Диче^{*2)}, В. Вегшайдер^{*2)}

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

^{*}Solid State Physics Laboratory, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 8093 Zurich, Switzerland

Поступила в редакцию 4 сентября 2018 г.

Явление спинового резонанса двумерных электронов, заключенных в 16 нм AlAs квантовую яму, было изучено в режиме квантового эффекта Холла вблизи единичного фактора заполнения. При температуре $T = 0.5$ К спиновый резонанс не наблюдался непосредственно в факторе заполнения $\nu = 1$, однако был обнаружен уже при небольшом отходе от него, а также при увеличении температуры образца. Измеренная зависимость амплитуды резонанса от фактора заполнения имела два максимума вблизи факторов заполнения, симметрично отстоящих от единичного $\nu \approx 0.9, 1.1$. Были исследованы температурные зависимости амплитуды спинового резонанса вблизи различных факторов заполнения. Оказалось, что непосредственно в единичном факторе заполнения амплитуда резонанса падает с уменьшением температуры T . При отходе от него характер температурной зависимости изменяется. Так, при $\nu \approx 0.9, 1.1$ амплитуда электронного парамагнитного резонанса растет с понижением T . Вблизи единичного фактора заполнения зависимость амплитуды от T с хорошей точностью пропорциональна производной продольного магнитосопротивления по T , измеренной при том же ν . Количественное же согласие, однако, нарушается при отходе от $\nu = 1$. Данные экспериментальные наблюдения указывают на то, что непосредственно в единичном факторе заполнения детектирование спинового резонанса основывается на чувствительности продольного магнетосопротивления к разогреву, обусловленному резонансным поглощением микроволнового излучения, однако данный механизм перестает работать при отходе от $\nu = 1$.

DOI: 10.1134/S0370274X18190116

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) является чрезвычайно мощным методом экспериментального изучения спиновых свойств разнообразных физических структур, в том числе и двумерных электронных систем в полупроводниковых гетероструктурах. Так, посредством ЭПР был измерен g-фактор электрона [1–5], оценено время спиновой релаксации электрона в режиме квантового эффекта Холла [6, 7], изучена спиновая динамика ядер в режиме целочисленного и дробного эффектов Холла [8–13]. Стандартная резонаторная методика детектирования ЭПР [14] плохо применима к двумерным электронным системам ввиду малого числа спинов в системе, однако в 1983 г. была предложена альтернативная методика детектирования ЭПР [1], основанная на чрезвычайной чувствительности продольного магнитосопротивления образца в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) к по-

глощению микроволнового излучения. Для правильной интерпретации огромного количества экспериментальных результатов необходимо понимание механизма такого детектирования ЭПР.

Механизм спинового резонанса двумерных электронов в условиях ЦКЭХ хорошо изучен как теоретически, так и экспериментально лишь в системах с относительно слабым влиянием электрон-электронного взаимодействия, а именно, с малым параметром $r_c = E_c/h\omega_c$. Здесь E_c – характерная Кулоновская энергия, а $h\omega_c$ – циклотронная щель между уровнями Ландау. Именно такой случай реализуется в стандартных GaAs/AlGaAs гетероструктурах. Однако в целом ряде чрезвычайно важных как с практической, так и с фундаментальной точки зрения полупроводниковых гетероструктур, а именно AlAs-квантовые ямы [15, 16], ZnO/MgZnO [17] и GaN/AlGaN гетеропереходы [18], реализуется обратный режим – режим больших r_c . Подобные структуры характеризуются большой эффективной массой электронов m^* , меньшей циклотронной це-

¹⁾e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

²⁾L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, W. Wegscheider.

лью между уровнями Ландау $h\omega_c \sim 1/m^*$ и, как следствие, значительно большей ролью эффектов электрон-электронного взаимодействия. Например, в широких квантовых ямах AlAs/AlGaAs циклотронная масса составляет $\approx 0.5m_0$ [19], что практически на порядок превышает массу электрона в GaAs-гетероструктурах. Основной целью данной работы было изучение эффекта электронного спинового резонанса в системе двумерных электронов с большой массой на примере широкой 16 нм AlAs квантовой ямы, выращенной вдоль направления [001] посредством методики молекулярно-лучевой эпитаксии. Низкотемпературные значения двумерной плотности и подвижности электронов составляли, соответственно, $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Vs}$. На образце была вытравлена меза в виде стандартного мостика Холла со стоком, истоком и потенциометрическими контактами. Образец помещался в криостат с откачкой паров ^3He , так что эксперименты проводились в температурном диапазоне $T = 0.5\text{--}1.5 \text{ K}$ в магнитных полях вплоть до 15 Т. Зависимость продольного сопротивления двумерной электронной системы от магнитного поля при $T = 0.5 \text{ K}$ представлена на рис. 1.

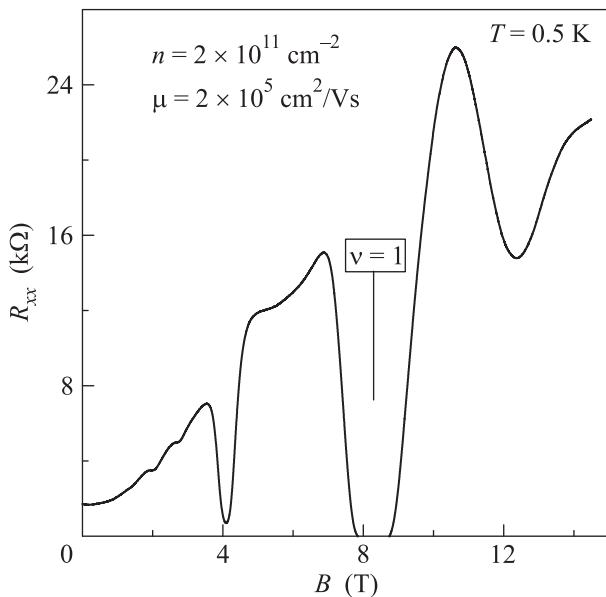


Рис. 1. Типичное магнитосопротивление образца, измеренное при температуре $T = 0.5 \text{ K}$. Низкотемпературные значения двумерной плотности и подвижности электронов составляли, соответственно, $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Vs}$

В рамках исследуемого экспериментального подхода ЭПР детектировался как пик в сопротивлении образца. Для улучшения соотношения сигнал/шум применялась методика двойного синхронного детек-

тирования. По образцу пропускался переменный ток с частотой $f_{ac} \sim 1.5 \text{ кГц}$ и амплитудой $I_{RMS} \sim 1 \text{ мкА}$. Микроволновое излучение, падающее на образец, амплитудно модулировалось на частоте $f_{mod} \sim 30 \text{ Гц}$. Первый синхронный детектор был настроен на частоту переменного тока и измерял сигнал, пропорциональный сопротивлению образца. Второй синхронный детектор брал сигнал с выхода первого, был настроен на частоту модуляции излучения, т.е. измерял добавку $\sim \delta R_{xx}$ к сопротивлению, вызванную поглощением микроволнового излучения.

При низжайшей доступной температуре $T = 0.5 \text{ K}$ пик ЭПР не наблюдался непосредственно в единичном факторе заполнения, однако появлялся уже при небольшом отходе от него. Зависимость амплитуды ЭПР от фактора заполнения приведена на рис. 2а.

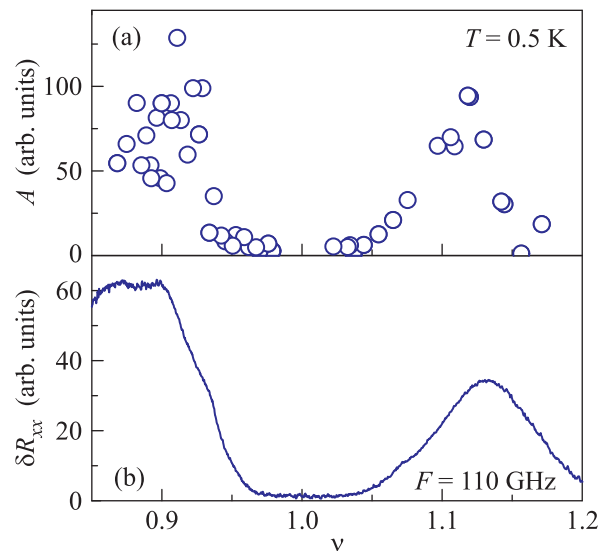


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Амплитуда спинового резонанса двумерных электронов, измеренная вблизи различных факторов заполнения системы. (б) – Зависимость вариации магнитосопротивления δR_{xx} , обусловленной нерезонансным поглощением микроволнового излучения с частотой $F = 110 \text{ ГГц}$

Максимальный сигнал ЭПР наблюдался вблизи факторов заполнения, симметрично отстоящих от единичного: $\nu \approx 0.9, 1.1$. По всей видимости, оба этих наблюдения связаны с механизмом детектирования ЭПР. Так, вид зависимости амплитуды от ν качественно совпадает с формой добавки продольного магнитосопротивления δR_{xx} (см. рис. 2б), обусловленной нерезонансным поглощением микроволнового излучения. Данный факт указывает на “разогревный” механизм детектирования ЭПР: рождаемые при поглощении микроволнового излучения спиновые возбуждения термализуются с системой электронов, при этом сопротивление двумерного канала

вблизи единичного фактора заполнения увеличивается. При этом амплитуда ЭПР в рамках такого механизма должна быть пропорциональна производной продольного магнитосопротивления по температуре. Именно такой механизм реализуется в GaAs/AlGaAs гетероструктурах вблизи единичного фактора заполнения [20]. Отметим, что никакой нормировки сигнала ЭПР на зависимость мощности микроволнового излучения от частоты не производилась, что обуславливает небольшие флуктуации амплитуды. При этом максимумы ЭПР вблизи $\nu \approx 0.9, 1.1$ не связаны с данным эффектом, поскольку воспроизводились и при других плотностях электронов.

Сделанное предположение о “разогревном” механизме детектирования ЭПР подтверждается и измеренными температурными зависимостями амплитуды ЭПР. Непосредственно в единичном факторе заполнения амплитуда ЭПР уменьшалась при понижении температуры. Типичные пики ЭПР, измеренные при $\nu = 0.99$ и различных температурах образца показаны на рис. 3b, а итоговая зависимость амплитуды от T приведена на панели (c) того же рисунка (пустые квадраты). Сопоставим получившуюся зависимость с производной R_{xx} по температуре, вычисленную по температурной зависимости продольного магнитосопротивления (см. рис. 3a). Для этого на том же рисунке построена величина, пропорциональная dR_{xx}/dT , нормированная так, чтобы при больших температурах она численно совпадала с амплитудой ЭПР. Хорошо видно, что полученная таким способом величина идеально совпадает с амплитудой ЭПР во всем исследованном диапазоне, что подтверждает предположение о “разогревном” механизме детектирования ЭПР непосредственно в единичном факторе заполнения. Однако такое идеальное количественное совпадение амплитуды спинового резонанса с величиной, пропорциональной dR_{xx}/dT , пропадает при отходе от $\nu = 1$, что продемонстрировано на рис. 3d, а значит, простой “разогревный” механизм перестает работать в таких условиях. Данное наблюдение подчеркивает необходимость в дальнейших экспериментальных и теоретических исследованиях.

В заключение, спиновый резонанс двумерных электронов, заключенных в 16 нм AlAs квантовую яму, был изучен в режиме квантового эффекта Холла вблизи единичного фактора заполнения. При температуре $T = 0.5$ К спиновый резонанс не наблюдался непосредственно в факторе заполнения $\nu = 1$, однако был обнаружен уже при небольшом отходе от него, а также при увеличении температуры образца. Зависимость амплитуды резонанса от фактора за-

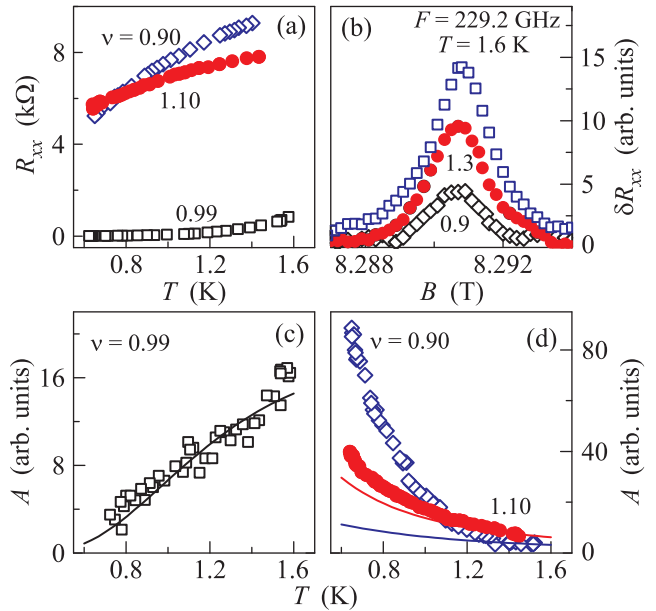


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость продольного магнитосопротивления R_{xx} от температуры вблизи различных факторов заполнения $\nu = 0.9, 1.0, 1.1$. (b) – Типичные контуры спинового резонанса, измеренные при различных температурах $T = 1.6, 1.3, 0.9$ К. Фактор заполнения составлял $\nu = 0.99$. Частота микроволнового излучения была зафиксирована $F = 229.2$ ГГц. (c) – Зависимость амплитуды спинового резонанса от температуры вблизи фактора заполнения $\nu = 0.99$ (пустые квадраты). Сплошная кривая представляет собой производную R_{xx} по температуре, вычисленную по данным из панели (a) и нормированную так, чтобы численно совпадать с величиной амплитуды ЭПР при больших температурах. (d) – Зависимость амплитуды спинового резонанса от температуры вблизи факторов заполнения, симметрично отстоящих от единичного: $\nu = 0.90$ (пустые ромбы) и $\nu = 1.10$ (заполненные круги). Сплошные кривые представляют собой производную R_{xx} по температуре, вычисленную по данным из панели (a) и нормированную так, чтобы численно совпадать с величиной амплитуды ЭПР при больших температурах

полнения имела два максимума вблизи факторов заполнения $\nu \approx 0.9, 1.1$. Оказалось, что непосредственно при $\nu = 1$ амплитуда резонанса падает с уменьшением температуры T . При отходе от него вид температурной зависимости изменяется: при $\nu \approx 0.9, 1.1$ амплитуда ЭПР растет с понижением T . Вблизи единичного фактора заполнения зависимость амплитуды от T с хорошей точностью пропорциональна величине dR_{xx}/dT , измеренной при том же ν . Количественное же согласие, однако, нарушается при отходе от $\nu = 1$. Данные экспериментальные наблюдения указывают на то, что непосредственно в единичном

факторе заполнения детектирование спинового резонанса основывается на чувствительности продольного магнетосопротивления к разогреву, обусловленному резонансным поглощением микроволнового излучения. Данный механизм перестает работать при отходе от $\nu = 1$.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 14-12-00693).

1. D. Stein, K. v. Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 130 (1983).
2. M. Dobers, K. v. Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. B* **38**, 5453 (1988).
3. R. Meisels, I. Kulac, F. Kuchar, and M. Kriechbaum, *Phys. Rev. B* **61**, 5637 (2000).
4. A. V. Shchepetilnikov, Y. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, and W. Dietsche, *J. Phys. Conf. Ser.* **456**, 012035 (2013).
5. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **92**, 161301(R) (2015).
6. Yu. A. Nefyodov, A. A. Fortunatov, A. V. Shchepetilnikov, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **91**, 357 (2010).
7. A. V. Shchepetilnikov, Y. A. Nefyodov, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **97**, 574 (2013).
8. M. Dobers, K. v. Klitzing, J. Schneider, G. Weimann, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1650 (1988).
9. A. Berg, M. Dobers, P. R. Gerhardt, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2563 (1990).
10. S. A. Vitkalov, C. R. Bowers, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. B* **61**, 5447 (2000).
11. C. Hillman and H. W. Jiang, *Phys. Rev. B* **64**, 201308(R) (2001).
12. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, D. S. Smirnov, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **94**, 241302(R) (2016).
13. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **96**, 161301(R) (2017).
14. N. Nestle, G. Denninger, M. Vidal, C. Weinzierl, K. Brunner, K. Eberl, and K. V. Klitzing, *Phys. Rev. B* **56**, R4359 (1997).
15. Y. J. Chung, K. W. Baldwin, K. W. West, D. Kamburov, M. Shayegan, and L. N. Pfeiffer, *Phys. Rev. Materials* **1**, 021002(R) (2017).
16. Y. J. Chung, K. A. Villegas Rosales, H. Deng, K. W. Baldwin, K. W. West, M. Shayegan, and L. N. Pfeiffer, *Phys. Rev. Materials* **2**, 071001(R) (2018).
17. A. Tsukazaki, A. Ohtomo, T. Kita, Y. Ohno, H. Ohno, and M. Kawasaki, *Science* **315**, 1388 (2007).
18. L. W. Wong, S. J. Cai, R. Li, K. Wang, H. W. Jiang, and M. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1391 (1998).
19. A. R. Khisameeva, A. V. Shchepetilnikov, V. M. Muravev, S. I. Gubarev, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, C. Reichl, L. Tiemann, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **97**, 115308 (2018).
20. E. Olshanetsky, J. D. Caldwell, M. Pilla, Sh.-Ch. Liu, C. R. Bowers, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. B* **67**, 165325 (2003).