Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 12, с. 856 – 859 © 2016 г. 25 декабря

# Исследование динамики ядерных спинов в AlAs-квантовой яме посредством ЭПР

*А. В. Щепетильников*[+ 1)], *Д. Д. Фролов*[+], *Ю. А. Нефедов*[+], *И. В. Кукушкин*[+], *Л. Тиман*[* 2)], *К. Райхл*[* 2)], *В. Диче*[* 2)], *В. Вегшайдер*[* 2)]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Solid State Physics Laboratory, 8093 Zurich, Switzerland*

Поступила в редакцию 17 октября 2016 г.

После переработки 24 октября 2016 г.

Спиновая динамика ядер в асимметрично легированной 16 нм AlAs-квантовой яме, выращенной вдоль направления [001], была исследована экспериментально по затуханию сдвига Оверхаузера парамагнитного резонанса электронов проводимости с течением времени. Ненулевая спиновая поляризация ядер, обуславливающая начальный наблюдаемый сдвиг Оверхаузера, образовывалась при релаксации неравновесной спиновой поляризации электронов вблизи парамагнитного резонанса в ядерную подсистему за счет сверхтонкого взаимодействия. Измеренное время релаксации ядер вблизи единичного фактора заполнения составило $\tau = 530 \pm 30$ мин при температуре $T = 0.5$ K. Указанное значение более чем на порядок превышает характерные времена релаксации ядер в GaAs/AlGaAs гетероструктурах. Данный факт свидетельствует об уменьшении силы сверхтонкого взаимодействия в AlAs-квантовой яме в сравнении с GaAs/AlGaAs гетероструктурами.

DOI: 10.7868/S0370274X16240048

Спиновая динамика ядер в различных полупроводниковых гетероструктурах является одной из актуальных тем современной физики полупроводников. В отличие от электронов проводимости, ядерная подсистема сохраняет неравновесную спиновую поляризацию в течение значительного промежутка времени, а значит, она может быть использована для хранения информации [1, 2] в спиновой электронике [3–7]. Так, время релаксации ядерных спинов в гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs достигает нескольких десятков минут [8].

В режиме квантового эффекта Холла один из основных каналов спиновой релаксации ядер обусловлен передачей избыточных спинов электронам проводимости [8], а значит, наличие низкоэнергетических спиновых возбуждений в электронной подсистеме приводит к ускорению спиновой динамики. Так, например, уменьшение времени релаксации ядерных спинов вблизи единичного фактора заполнения в сравнении с фактором $\nu = 3$ объяснялось существованием спин-текстурных возбуждений, обладающих малой энергией возбуждения, в электронной подсистеме вблизи $\nu = 1$ и их отсутствием около $\nu = 3$ [9]. Таким образом, изучение спиновой динамики ядер вблизи двумерной электронной системы представляет также и фундаментальный интерес.

В рамках данной работы впервые методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) была изучена спиновая динамика ядер при температуре $T = 0.5$ K вблизи единичного фактора заполнения в двумерной системе сильно коррелированных электронов, формирующейся в широкой [001] AlAs-квантовой яме. Уникальность таких структур заключается в следующем. В них электроны заселяют обе плоскостные долины [10], лежащие в X-точках зоны Бриллюэна вдоль осей [100] и [010]. Каждая из этих долин характеризуется большим фактором Ланде $g^* \approx 1.98$ [11, 12] и анизотропными эффективными массами [13]: $m_t = 0.2m_0$ и $m_l = 1.1m_0$. Такие большие эффективные массы (в несколько раз больше, чем в типичных GaAs/AlGaAs гетероструктурах) обуславливают доминирование характерной кулоновской энергии над энергией Ферми и, как следствие, приводят к значительной роли многочастичных эффектов.

В качестве основной методики измерений времени спиновой релаксации ядер вблизи двумерной электронной системы был выбран экспериментальный подход, впервые примененный для исследования GaAs/AlGaAs гетероструктур [8, 14]. При этом спиновая динамика ядер изучалась эксперименталь-

1) e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

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

но по затуханию сдвига Оверхаузера [15] парамагнитного резонанса электронов проводимости с течением времени. Рассмотрим детально происхождение сдвига Оверхаузера ЭПР. Следуя работе [14] запишем спиновую часть гамильтониана для одиночного электрона в [001] квантовой яме в виде:

$$H = g\mu_b B S_z + A\mathbf{IS}, \tag{1}$$

где $g$ – эффективный фактор Ланде электрона, $\mu_B$ – магнетон Бора, $B$ – магнитное поле ориентированное вдоль оси $Oz \parallel [001]$, $\mathbf{S}$ – спин электрона, $\mathbf{I}$ – полный момент ядра, $A$ – константа сверхтонкого взаимодействия. После усреднения по всем ядрам, спиновое расщепление $\Delta E$ электрона можно записать в виде:

$$\Delta E = g^* \mu_b S_z (B + \Delta B). \tag{2}$$

Добавка $\Delta B = \frac{A\langle I \rangle}{g^* \mu_B}$ описывает сдвиг Оверхаузера. В равновесном состоянии при температуре эксперимента $T = 0.5\,\text{K}$ средняя спиновая поляризация $\langle I \rangle$ равна нулю. Ненулевую спиновую поляризацию ядер можно создать за счет релаксации неравновесных спинов электронов, образующихся при поглощении микроволнового излучения вблизи парамагнитного резонанса, в ядерную подсистему с помощью сверхтонкого взаимодействия. Поскольку сдвиг Оверхаузера прямо пропорционален среднему спину ядер вблизи электронной системы, то, анализируя затухание сдвига Оверхаузера с течением времени, можно измерить время спиновой релаксации неравновесных ядерных спинов.

В качестве объекта исследования была выбрана 16 нм AlAs-квантовая яма, выращенная вдоль направления [001] посредством методики молекулярнолучевой эпитаксии. Низкотемпературные значения двумерной плотности и подвижности электронов составляли, соответственно, $1.5 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ и $2 \times 10^5\,\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. На образце была сформирована меза в виде стандартного мостика Холла со стоком, истоком и потенциометрическими контактами. Образец помещался в криостат с откачкой паров $^3$He, так что эксперименты проводились при температуре $T = 0.5\,\text{K}$ в магнитных полях вплоть до 13 Тл. Зависимости продольного сопротивления двумерной электронной системы от магнитного поля при $T = 0.5\,\text{K}$ представлена на рис. 1. Минимум, отвечающий состоянию $\nu = 2/3$ дробного квантового эффекта Холла, отчетливо виден, но при этом разрешаются лишь первые три-четыре минимума, отвечающие целочисленным факторам заполнения, что еще раз подчеркивает огромную роль эффектов электрон-электронного взаимодействия.

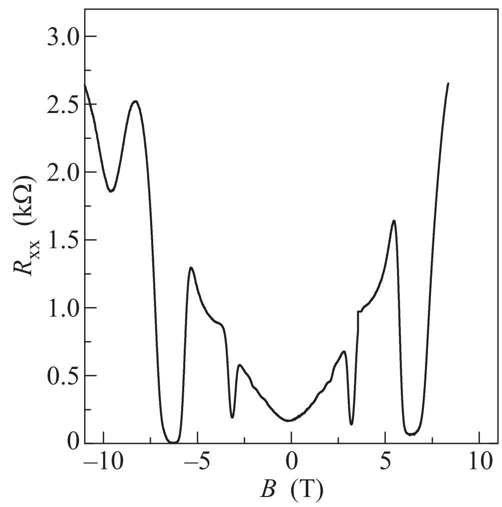


Рис. 1. Магнитополевая зависимость продольного сопротивления двумерной электронной системы в AlAs-квантовой яме. Плотность электронов составляет $1.5 \times 10^{11}\,\text{см}^{-2}$. Температура измерения 0.5 K

Электронный парамагнитный резонанс детектировался непрямым методом, основанным на чрезвычайно сильной чувствительности продольного магнетосопротивления $R_{xx}$ двумерной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла к поглощению микроволнового излучения [16]. Образец облучался электромагнитным излучением миллиметрового диапазона, доставляемым по сверхразмерному волноводу. Источником микроволнового излучения служила лампа обратной волны. При фиксированной частоте излучения в магнитополевой зависимости $R_{xx}(B)$ наблюдался резкий пик, отвечающий ЭПР. На рис. 2 показан пример пика ЭПР, измеренного на частоте $F = 165\,\text{ГГц}$. На том же рисунке приведен ход $R_{xx}$ в отсутствие излучения.

Создание начальной неравновесной поляризации спинов ядер осуществлялось следующим образом. Частота микроволнового излучения фиксировалась, а магнитное поле устанавливалось точно в положение парамагнитного резонанса электронов. Часть возбуждаемой микроволновым излучением неравновесной спиновой заселенности двумерной электронной системы релаксировала за счет сверхтонкого взаимодействия с ядерными спиновыми моментами, среднее значение ядерных спинов $\langle I \rangle$ росло, а резонансное положение ЭПР в полном соответствии с формулой (2) постепенно смещалось в область меньших магнитных полей. Магнитное поле плавно подстраивалось в смещенное положение резонанса, т.е. в локальный максимум магнитосопротивления. Процесс накопления ядерной поляризации протекал мед-

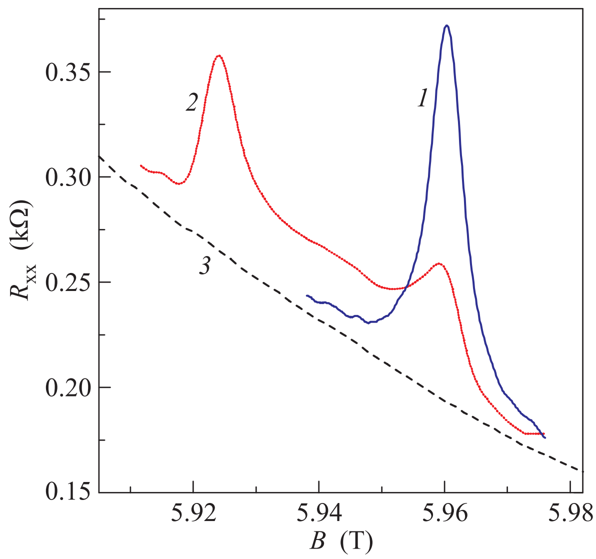


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость продольного магнетосопротивления $R_{xx}$ двумерной электронной системы в AlAs-квантовой яме вблизи ЭПР: *1* – типичный пик ЭПР на частоте $F = 165$ ГГц (синяя линия), *2* – пик ЭПР после поляризации ядер (красная линия), *3* – ход $R_{xx}$ в отсутствие микроволнового излучения (черная линия). Температура составляла 0.5 К

ленно, занимая типично несколько часов, а максимально достигнутые сдвиги Оверхаузера составляли несколько десятков мТл.

Примеры пиков ЭПР на частоте $F = 165$ ГГц до *1* и после *2* описанной процедуры показаны на рис. 2. Сдвиг Оверхаузера отчетливо виден и составляет около 40 мТл, что в несколько раз больше ширины линии ЭПР. При этом пик ЭПР не просто сдвинулся в область меньших магнитных полей, как это происходит при поляризации ядер в типичных GaAs/AlGaAs гетероструктурах, но и расщепился на два пика, один из которых совпадает по положению с исходным пиком ЭПР, а другой испытывает сдвиг Оверхаузера. Описанная особенность на данном этапе не имеет теоретического обоснования.

Изучение процесса релаксации неравновесной спиновой поляризации, созданной в ядерной подсистеме, осуществлялось следующим способом. Магнитное поле разворачивалось последовательно вверх и вниз в широкой окрестности ЭПР, при каждом проходе измерялся сдвиг Оверхаузера, при этом электроны находились в парамагнитном резонансе лишь крайне ограниченное время, так что дополнительным намагничиванием ядер во время измерения можно было пренебречь. Вдали от парамагнитного резонанса двумерных электронов передачи спинового момента ядерной подсистеме не происходит, а неравновесная спиновая поляризация ядер постепенно релаксирует с некоторым временем $\tau$, что проявляется в постепенном уменьшении сдвига Оверхаузера. Типичные пики ЭПР (с вычтенным $R_{xx}$ в отсутствие микроволнового излучения) для двух моментов времени показаны на вставке к рис. 3.

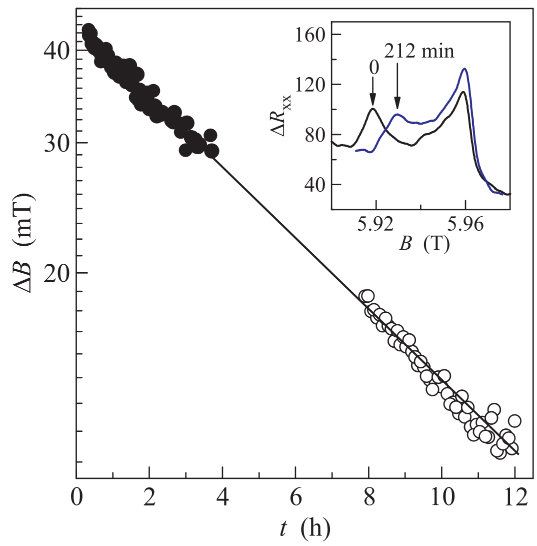


Рис. 3. (Цветной онлайн) Затухание сдвига Оверхаузера электронного парамагнитного резонанса от времени для двух различных начальных сдвигов в 40 и 20 мТл. Экспериментальные данные, измеренные в ходе второй серии экспериментов, смещены по оси времени для наглядности. Времена спиновой релаксации ядер, оцененные по каждому из массивов данных, совпадают и составляют $530 \pm 30$ мин при температуре измерений 0.5 К. На вставке: примеры пиков ЭПР (с вычтенным ходом $R_{xx}$ в отсутствие СВЧ-излучения), полученные в разные моменты времени (0 и 212 минут) в ходе процесса затухания сдвига Оверхаузера

Релаксация спинов ядер в AlAs-квантовой яме также оказалась долгим процессом с характерным временем $\tau$, превышающим время испарения жидкого $^3$He из камеры с образцом. После полного испарения $^3$He температура образца начинает резко повышаться, что не позволяет продолжать эксперимент. Данное экспериментальное ограничение не дает возможности измерить в широких пределах зависимость сдвига Оверхаузера от времени в течение одного эксперимента, так что данная зависимость была измерена в рамках двух серий экспериментов с различной начальной степенью поляризации ядер, т.е. с различным начальным сдвигом Оверхаузера. Зависимости сдвига Оверхаузера от времени для обеих серий с начальным сдвигом в 40 и 20 мТл показаны на рис. 3. Экспериментальные данные, измеренные в ходе второй серии, смещены по оси времени для наглядности. Времена спиновой релаксации ядер, оцененные для каждой из серий экспериментов в предположении экспоненциальной зависимости сдвига Оверхаузера от времени, совпадают и составляют $530 \pm 30$ мин. Отметим, что данное время более чем на порядок превышает характерные времена спиновой релаксации ядер в типичных GaAs/AlGaAs гетеросистемах. Поскольку основной канал релаксации ядерных спинов [8] основывается на сверхтонком взаимодействии, то полученные результаты свидетельствуют об уменьшении силы сверхтонкого взаимодействия, а также о возможном изменении основного канала спиновой релаксации ядер в AlAs-квантовых ямах.

В заключение: спиновая релаксация ядер в асимметрично легированной 16 нм AlAs-квантовой яме, выращенной вдоль направления [001], была исследована по затуханию сдвига Оверхаузера парамагнитного резонанса электронов проводимости с течением времени. Начальная неравновесная поляризация спинов ядер формировалась при передачи части неравновесной спиновой поляризации электронов вблизи ЭПР в ядерную подсистему за счет сверхтонкого взаимодействия. Измеренное время релаксации ядер вблизи единичного фактора заполнения составило $\tau = 530 \pm 30$ мин при температуре $T = 0.5$ K. Указанное значение более чем на порядок превышает характерные времена релаксации ядер в GaAs/AlGaAs гетероструктурах [8, 9, 17], что делает AlAs-квантовые ямы более пригодными для хранения информации в приборах спиновой электроники. Полученные результаты также свидетельствуют об уменьшении силы сверхтонкого взаимодействия, а также о возможном изменении основного канала релаксации спина ядер в AlAs-квантовых ямах в сравнении с GaAs/AlGaAs-гетероструктурами.

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

1. V. Privman, D. Mozyrsky, and I. D. Vagner, Comp. Phys. Commun. **146**, 331 (2002).
2. J. H. Smet, R. A. Deutschmann, F. Ertl, W. Wegscheider, G. Abstreiter and K. von Klitzing, Nature **415**, 281 (2002).
3. S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
4. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnär, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, Science **294**, 1488 (2001).
5. D. D. Awschalom, M. E. Flatte, and N. Samarth, *Spintronics*, Scientific American (2002).
6. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
7. S. D. Bader and S. S. P. Parkin, Ann. Rev. Cond. Matt. Phys. **1**, 71 (2010).
8. A. Berg, M. Dobers, P. R. Gerhardts, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **64**, 2563 (1990).
9. T. D. Rhone, L. Tiemann, and K. Muraki, Phys. Rev. B **92**, 041301(R) (2015).
10. M. Shayegan, E. P. De Poortere, O. Gunawan, Y. P. Shkolnikov, E. Tutuc, and K. Vakili, Phys. Stat. Sol. (b) **243**, 3629 (2006).
11. M. Schulte, J. G. S. Lok, G. Denninger, and W. Dietsche, Phys. Rev. Lett. **94**, 137601 (2005).
12. 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).
13. V. M. Muravev, A. R. Khisameeva, V. N. Belyanin, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **92**, 041303(R) (2015).
14. M. Dobers, K. von Klitzing, J. Schneider, G. Weimann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **61**, 1650 (1988).
15. A. W. Overhauser, Phys. Rev. **92**, 411 (1953).
16. D. Stein, K. von Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983).
17. R. Tycko, S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Science **268**, 1460 (1995).