

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(27 марта 2002 г.)

27 марта 2002 г. в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Меркулов И.А.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Спиновые системы квантовых точек*.

2. **Ведяев А.В.** (Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва). *Использование поляризованного по спину тока в спинтронике*.

3. **Ивченко Е.Л.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Циркулярный фотогальванический эффект вnanoструктурах*.

4. **Максимов А.А.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка). *Оптическая спектроскопия полупроводниковых квантовых точек*.

Краткое изложение первых трех докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 73.21.La, 78.67.Hc

Спиновые системы квантовых точек

И.А. Меркулов

1. Магнитные свойства твердых тел использовались задолго до разработки их физических моделей [1]. Понимание сути процессов, определяющих магнитные явления, их связи с наличием у электрона спина стало возможным лишь с развитием квантовой механики [2]. В настоящее время определяющая роль спиновых процессов в различных явлениях физики, химии и других естественных наук не вызывает сомнения (см., например, [3, 4]).

Спиновые явления в полупроводниках исследуются уже несколько десятилетий. Оптическая ориентация спинов электронов и их деполяризация в магнитном поле, выстраивание импульсов горячих фотоносителей при поглощении линейно поляризованного света позволили в стационарных условиях изучать быстрые релаксационные процессы и создать источники поляризованных электронов [5].

В последнее десятилетие центр тяжести исследований был перенесен на спиновые явления в квантоворазмер-

ных гетероструктурах, включая квантовые точки. Несмотря на различия в материале и технологии изготовления этих "искусственных атомов" [6–9] основные закономерности поведения их спиновых систем во многом близки и могут быть рассмотрены в рамках подходов, развитых для описания парамагнитных центров [3]. Эти системы в настоящее время вызывают особый интерес как возможные элементы устройств спинтроники (хранение и обработка информации, квантовые вычисления [10]).

2. Основными составляющими спиновой системы квантовой точки являются спины одного или нескольких локализованных в ней носителей и макроскопического числа ядер, образующих квантовую точку ионов. Для полумагнитных полупроводников добавляются спины электронов на d- и f-оболочках ионов переходных или редкоземельных металлов.

При описании взаимодействия между спинами квантовой точки обычно ограничиваются парными гамильтонианами. Это, во-первых, обменное взаимодействие между спинами носителей заряда [11], а также носителями и электронами, локализованными на d- и f-оболочках магнитных ионов [12, 13], и контактное сверхтонкое взаимодействие между спинами электронов и ядер кристаллической решетки [14] (гамильтонианы прямо пропорциональны скалярным произведениям спинов) и, во-вторых, дальнодействующее (электродипольное) обменное взаимодействие между электроном и дыркой [15–17] и магнитодипольное взаимодействие между ядерными спинами [14]. Магнитодипольным взаимодействием между спинами носителей и ядер обычно можно пренебречь.

3. Спин-орбитальное взаимодействие в зоне проводимости алмазоподобных полупроводников мало и рассматривается как возмущение. По этой же причине спин электронов слабо взаимодействует с колебаниями решетки [18]. Для электронов спин-орбитальное взаимодействие начинает играть заметную роль только, когда их кинетическая энергия становится сравнима с шириной запрещенной зоны. В широкозонных полупроводниках это достигается лишь в структурах, размер которых приближается к некоторым постоянным решетки [19]. (В узкозонных материалах требования на малость области локализации не столь жестки.) В этих условиях величина и направление среднего спина электрона изменяются от точки к точке [20, 21]. Подобная зависимость

может привести к образованию немагнитных (антиферромагнитных) магнитных поляронов, суммарный магнитный момент которых равен нулю, в то время как в каждой точке спины электрона и окружающих магнитных ионов отличны от нуля и скоррелированы [21].

В алмазоподобных полупроводниках спин дырки $J = 3/2$, эффективная масса зависит от спиральности, а спин-орбитальное взаимодействие описывается гамильтонианом Латтинжера [11]. Вне зависимости от размеров области локализации ни одна из компонент J , вообще говоря, не является "хорошим" квантовым числом [22] и квантовомеханическое среднее $\langle \mathbf{J} \rangle$ изменяется от точки к точке [23].

4. Роль короткодействующего и дальнодействующего обменного взаимодействия между локализованными в квантовой точке электроном и дыркой подробно исследована в работах [16, 17, 24–27]. Самое сильное короткодействующее обменное взаимодействие приводит к расщеплению многократно вырожденного основного состояния электронно-дырочной пары на два мультиплета — взаимодействующий с фотонами "светлый" экситон и невзаимодействующий "темный" экситон. Из-за дальнодействующего обменного взаимодействия для квантовых точек анизотропной формы в отсутствие внешнего магнитного поля эти мультиплеты расщепляются на синглетные немагнитные состояния. В результате на достаточно больших временах вносимая тем или иным способом спиновая поляризация электронно-дырочной пары полностью исчезает.

Люминесценция из таких состояний линейно поляризована. Их смешивание в присутствии внешнего магнитного поля (ван-флековский парамагнетизм) приводит к циркулярной поляризации равновесной люминесценции. В геометрии Фарадея, когда возбуждающий и детектируемый свет распространяются вдоль внешнего магнитного поля, возникает эффект конверсии. Возбуждение циркулярно поляризованным светом приводит к линейной поляризации люминесценции, и наоборот, линейная поляризация возбуждающего света — к циркулярной поляризации рекомбинационного излучения. По данным оптического эксперимента удается оценить анизотропию формы квантовых точек.

В условиях импульсного возбуждения циркулярно поляризованным светом, когда рекомбинационная люминесценция обусловлена когерентной суперпозицией переходов из начальных состояний с разной энергией Δ , в люминесценции должны наблюдаться биения поляризации на частоте Δ/\hbar . Такие биения действительно присутствовали в спектрах люминесценции квантовых точек, снятых в геометрии Фойхта с использованием техники временного разрешения [28]. В экспериментах [28] обменное взаимодействие не проявлялось, а частота биений соответствовала частоте ларморовой прецессии электронного спина в магнитном поле. Повидимому, это связано с быстрой спиновой релаксацией дырки, приводящей к подавлению обменного взаимодействия из-за эффекта динамического усреднения.

5. При описании спиновой релаксации локализованных в квантовой точке электрона или дырки удобно использовать подходы, развитые в теории парамагнитного резонанса [3]. Для электрона релаксация, связанная со взаимодействием с акустическими фононами, была рассмотрена в работах [18, 29]. Из-за малости спин-орбитального взаимодействия в зоне проводимости

этот процесс характеризуется большими временами ($\tau_S \geq 10^{-5}$ с), в то время как для дырки τ_J может составлять доли наносекунд [17]. Сверхтонкое взаимодействие практически не влияет на поляризацию дырок, в то время как для электронов и ядер квантовой точки оно может играть определяющую роль [30–32]. При низких значениях ядерной спиновой температуры, которые могут быть достигнуты методом оптического охлаждения, сверхтонкое взаимодействие приводит к образованию ядерного спинового полярона и сверхтонкий канал релаксации подавляется [33].

6. В сильных магнитных полях $B \gg B_L$ (B_L — локальное поле, действующее на ядерный спин со стороны соседей¹) неравновесная поляризация локализованных в квантовой точке электронов передается ядрам в процессе флип-флоп переходов точно так же, как это происходит в объемных образцах [34–36]:

$$\frac{\partial(\langle \mathbf{I} \rangle \mathbf{B})}{\partial t} \Big|_{f-f} = \frac{1}{T_e} [\mathcal{Q}(\langle \mathbf{S} \rangle \mathbf{B}) - (\langle \mathbf{I} \rangle \mathbf{B})]. \quad (1)$$

Здесь обратное время T_e^{-1} порядка произведения квадрата частоты прецессии ядерного спина в сверхтонком поле электрона (ω) на время когерентного движения электронного и ядерного спинов в создаваемых ими друг на друге сверхтонких полях (τ_c), а

$$\mathcal{Q} = \frac{\langle I^2 \rangle B^2 - \langle (IB)^2 \rangle}{\langle S^2 \rangle B^2 - \langle (SB)^2 \rangle} \approx 5.$$

В стационарных условиях $\langle I \rangle \approx \mathcal{Q} \langle S \rangle$.

В области слабых магнитных полей $B \leq B_L$ взаимодействие между спинами соседних ядер приводит к быстрой релаксации всех компонент ядерной поляризации [35] и

$$\langle \mathbf{I} \rangle \approx \mathcal{Q} \frac{(\mathbf{S}\mathbf{B})\mathbf{B}}{B^2 + \zeta B_L^2}, \quad (2)$$

где ζ — число порядка единицы. Характерное уменьшение ядерной поляризации в слабых магнитных полях наблюдалось во многих работах (см., например, [37]).

Развитую теорию динамической поляризации можно прямо использовать для описания ситуации, когда в квантовой точке находится один электрон. Однако случай квантовых точек, содержащих электронно-дырочные пары, требует дополнительного анализа. Немагнитный характер стационарных состояний, сильный ван-флековский парамагнетизм, возникающий как во внешнем магнитном поле, так и в среднем сверхтонком поле поляризованных ядер, приводят к количественным и даже качественным особенностям.

В анизотропных квантовых точках, толщина которых много меньше длины и ширины, время релаксации ядерной поляризации на электронах значительно возрастает [38]:

$$T_e \rightarrow T'_e \approx T_e \left(\frac{\delta_0}{\hbar} \right)^2 \tau_b \tau_d,$$

где δ_0 — расстояние между дублетами, а τ_b и τ_d — времена жизни светлых и темных экситонов. В процессе

¹ Для GaAs обусловленное магнитодипольным взаимодействием значение $B_L \approx 1,5$ Гс.

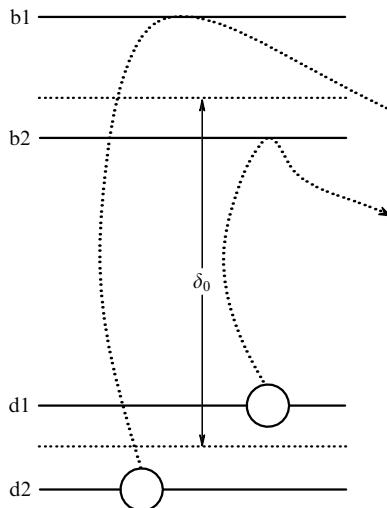


Рис. 1. Спиновые подуровни светлого ($b_1 = |1/2e, -3/2h\rangle$, $b_2 = |-1/2e, 3/2h\rangle$) и темного ($d_1 = |1/2e, 3/2h\rangle$, $d_2 = |-1/2e, -3/2h\rangle$) экситонов в тонкой, цилиндрической квантовой точке, расщепленные обменным взаимодействием (δ_0) и сверхтонким ядерным полем. Пунктир — разрешенная флип-флоп переходами излучательная рекомбинация темных экситонов. Расщепление уровней экситона в сверхтонком поле поляризованных ядер изменяет расстояние между парами спиновых подуровней, отвечающими за противоположные направления динамической поляризации.

флип-флоп переходов полная энергия электронно-ядерной спиновой системы изменяется на величину, практически равную δ_0 (рис. 1). Поэтому поляризация ядер ориентированными электронами может проходить лишь на фоне других процессов, связанных с поглощением или выделением достаточно больших порций энергии. Например, флип-флоп переход переводит темный экситон в светлый, который тут же рекомбинирует с испусканием фотона соответствующей энергии.

Из-за торможения динамической поляризации область "малых" значений внешнего магнитного поля, в которой средний спин динамически поляризованных ядер пренебрежимо мал, значительно увеличивается. Как показано в [38], и в этом случае ядерная поляризация описывается формулой (2), в которой, однако, $\xi \rightarrow \tilde{\xi} \approx 10^5$. Оказывается, что динамическая поляризация связана в основном с неравновесным спином электронов в долгоживущих состояниях темного экситона.

В теоретической модели работы [38] не учитывалось влияние на скорость динамической поляризации расщепления уровней светлого и темного экситонов в сверхтонком поле поляризованных ядер. Как легко понять из рис. 1, с учетом этой зависимости уравнение для скорости ядерной спиновой релаксации становится нелинейным:

$$\frac{d\langle I \rangle}{dt} = -\frac{1}{T'_e} \left[\frac{n_\uparrow(\langle I \rangle - Q/2)}{(1-aI)^2 + \gamma^2} + \frac{n_\downarrow(\langle I \rangle + Q/2)}{(1+aI)^2 + \gamma^2} + \langle I \rangle \frac{\tilde{\xi} B_L^2}{B^2} \right]. \quad (3)$$

Здесь n_\uparrow и n_\downarrow — заполнение уровней темного экситона с электронным спином вдоль и против оси Z , a — параметр сверхтонкого ядерного поля ($B_N = a\langle I \rangle$), γ — полусумма уширений уровней светлого и темного экситонов, измеренных в единицах δ_0 . (Без релаксационного

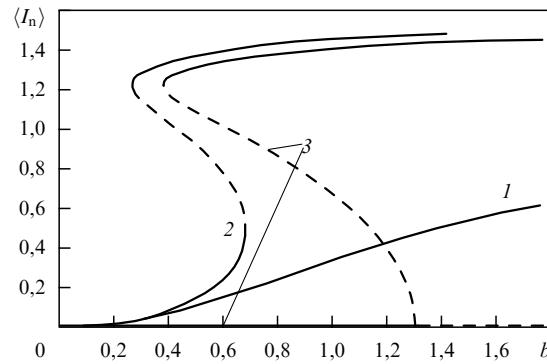


Рис. 2. Зависимость поляризации ядерной спиновой системы квантовой точки GaAs от внешнего магнитного поля $b = (B^2/\tilde{\xi} B_L^2)^{1/2}$ для случаев слабой $a = 0,1$ (1) и сильной $a = 0,8$ (2, 3) обратной связи через сверхтонкое ядерное поле. Кривые 1 и 2 построены для максимального значения среднего спина электрона $\langle S_z \rangle = 1/2$, кривая 3 — для $\langle S_z \rangle = 0$. Случаю слабой связи $\langle S_z \rangle = 0$ соответствует единственное тривиальное решение $\langle I_z \rangle = 0$. Для сильной обратной связи появляется дополнительное решение, соответствующее самополяризации ядер. Неустойчивые стационарные состояния показаны штриховыми линиями.

члена $-\langle I \rangle \tilde{\xi} B_L^2 / T_e B^2$ [38] уравнение (3) для ядерной поляризации в квантовой точке было получено в [39].) Анализ его стационарных решений (рис. 2) предсказывает возникновение бистабильности и динамической самополяризации [39, 40].

Работа поддержана грантами РФФИ 00-02-16991 и CRDF RP1-2252.

Список литературы

- Льющи М *История физики* (М.: Мир, 1970)
- Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971)
- Abragam A, Bleaney B *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions* (Oxford: Clarendon Press, 1970)
- Салихов К М *10 лекций по спиновой химии* (Казань: УНИПРЕСС, 2000)
- Оптическая ориентация* (Под ред. Б П Захарчени, Ф Майера) (Л.: Наука, 1989)
- "Semiconductor Quantum Dots" *MRS Bull.* **23** (2) (1998)
- Bimberg D, Grundmann M, Ledentsov N N *Quantum Dot Heterostructures* (Chichester: John Wiley, 1999)
- Bayer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1748 (1999)
- Hoffman D F et al. *Solid State Commun.* **114** 547 (2000)
- Loss D, DiVincenzo D P *Phys. Rev. A* **57** 120 (1998)
- Бир Г Л, Пикис Г Е *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М.: Наука, 1972)
- Diluted Magnetic Semiconductors* (Semiconductors and Semimetals, Vol. 25, Eds J K Furdyna, J Kossut) (London: Academic Press, 1988)
- Нагаев Э Л *Физика магнитных полупроводников* (М.: Наука, 1979)
- Abragam A *The Principles of Nuclear Magnetism* (Oxford: Clarendon Press, 1961)
- Ivchenko E L, Pikus G *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena* (Berlin: Springer-Verlag, 1995)
- Гупалов С В, Ивченко Е Л, Кавокин А В *ЖЭТФ* **113** 703 (1998)
- Takagahara T *Phys. Rev. B* **62** 16840 (2000)
- Khaetskii A V, Nazarov Yu V *Phys. Rev. B* **61** 12639 (2000)
- Сурис Р А *ФТП* **20** 2008 (1986)
- Merkulov I A et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1431 (1999)
- Меркулов И А *ФТТ* **42** 126 (2000)
- Гельмонт Б Л, Дьяконов М И *ЖЭТФ* **62** 713 (1972)
- Берковская Ю Ф и др. *ЖЭТФ* **94** 183 (1988)
- Ivchenko E L *Phys. Status Solidi A* **164** 487 (1997)
- Dzhioev R I et al. *Phys. Rev. B* **56** 13405 (1997)

26. Джииев Р И и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 766 (1997)
27. Paillard M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1634 (2001)
28. Kalevich V K et al. *ФТТ* **41** 871 (1999)
29. Erlingsson S I, Nazarov Yu V, Fal'ko V I *Phys. Rev. B* **64** 195306 (2001)
30. Merkulov I A, Efros Al L, Rosen M *Phys. Rev. B* **65** 205309 (2002); cond-mat/0202271
31. Lyanda-Geller Y B, Aleiner I L, Altshuler B L, cond-mat/0112013 (v1)
32. Kavokin K V *Phys. Rev. B* **64** 075305 (2001)
33. Меркулов И А *ФТТ* **40** 1018 (1998)
34. Lampel G *Phys. Rev. Lett.* **20** 491 (1968)
35. Дьяконов М И, Перель В И, в сб. *Оптическая ориентация* (Под ред. Б П Захарчени, Ф Майера) (Л.: Наука, 1989) с. 17
36. Меркулов И А, Флайшер В Г, в сб. *Оптическая ориентация* (Под ред. Б П Захарчени, Ф Майера) (Л.: Наука, 1989) с. 137
37. Berkovits V L et al. *Phys. Rev. B* **18** 1767 (1978)
38. Gammon D et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 5176 (2001)
39. Коренев В Л *Письма в ЖЭТФ* **70** 124 (1999)
40. Дьяконов М И, Перель В И *Письма в ЖЭТФ* **16** 563 (1972)

PACS numbers: 73.40.Gk, 73.40.Rw, **75.70.-i**, 85.30.Mn

Использование поляризованного по спину тока в спинтронике

А.В. Ведяев

Спинtronика — относительно новая ветвь обычной электроники, когда спин электрона наряду с его зарядом представляет собой активный элемент как для хранения, так и для передачи информации [1]. Устройства, в которых используется спин электрона, могут в значительной степени вытеснить или дополнить различные традиционные электронные устройства. Более того, спинtronика имеет хорошие перспективы для применения в новых областях, а именно, в квантовых вычислениях и для квантовой передачи информации [2].

Природа предоставила нам естественный источник поляризованных по спину электронов в виде ферромагнитных металлов 3d группы: Fe, Ni, Co и их сплавов. К настоящему времени происхождение ферромагнитного состояния этих металлов установлено с довольно большой точностью. Так, не вызывает сомнения, что возникновение спонтанной намагниченности обусловлено той частью межэлектронного кулоновского взаимодействия, которое меняется при перестановке двух идентичных ферми-частиц (электронов) и которая называется обменной энергией $E^{\text{обм}}$. Эта энергия минимальна, если спины электронов в металле параллельны. Правда, можно заметить, что в некоторых случаях минимум энергии реализуется для более сложной спиновой конфигурации, например для спиральной волны спиновой плотности. С другой стороны, кинетическая энергия электрона в металле в сочетании с принципом Паули стремится разрушить спиновый порядок. Подробные расчеты зонной структуры почти всех металлов из таблицы Менделеева, выполненные из первых принципов, показали, что для металлов 3d группы (Fe, Ni, Co) электронная плотность состояний $\rho(\epsilon_F)$ на уровне Ферми достаточно велика, для того чтобы выполнялся так называемый критерий Стонера $E^{\text{обм}}\rho(\epsilon_F) > 1$. Выполнение этого критерия обеспечивает возникновение спонтанной намагниченности, т.е. заселение подзон с различным направлением спина неэквивалентно и система обладает спонтанной намагниченностью. Следует отметить, что

основной вклад в намагниченность дают электроны d-симметрии, плотность состояний которых на уровне Ферми значительно превосходит плотность состояний электронов sp-симметрии.

Однако если перейти к изучению явлений электронного переноса, то приходится сделать вывод, что основной вклад в ток в ферромагнитных металлах дают подвижные sp-электроны, а не более тяжелые, но сильно намагниченные d-электроны. Тогда может возникнуть вопрос, будет ли ток в ферромагнитном d-металле поляризован по спину. Прямой ответ на этот вопрос был получен в результате открытия в 1988 г. [3] так называемого эффекта Гигантского магнетосопротивления (ГМС). Вообще, явление магнетосопротивления, т.е. изменение сопротивления немагнитного или ферромагнитного металла при наложении внешнего магнитного поля, известно давно. Однако для обычных образцов это изменение довольно мало: доли процента для немагнитных металлов и около 1 % для ферромагнитных. Гигантское же магнетосопротивление может достигать почти 100 % при низких температурах. Переходим к описанию этого явления.

Впервые оно наблюдалось в многослойной тонкопленочной структуре $[Fe/Cr]_n$, где Fe — тонкий, порядка нескольких ангстрем, слой железа и Cr — слой хрома, n — число повторений такого бислоя. Для данной системы существенно, что толщина слоя хрома равна примерно 12 Å. Как показали экспериментальные исследования, это обусловлено тем, что с изменением толщины слоя хрома взаимная ориентация намагниченостей соседних слоев железа меняется от параллельной к антипараллельной, причем она почти строго антипараллельна именно для толщины слоя Cr, равной 12 Å. Согласно теоретическим исследованиям этого явления намагниченности соседних слоев железа связаны косвенным обменным взаимодействием через электроны проводимости в хроме. Это взаимодействие осциллирует в пространстве, меняя свой знак с периодом, определяемым импульсом ферми-электрона в хроме и равным в случае хрома 12 Å. Таким образом, намагниченности соседних слоев оказываются связанными антиферромагнитно (антипараллельно) или ферромагнитно (параллельно) в зависимости от толщины прослойки Cr. Теперь, если в отсутствие внешнего магнитного поля намагниченности соседних слоев железа ориентированы антипараллельно, то при наложении достаточно сильного магнитного поля (в данном случае ~ 20 кЭ) эти намагниченности ориентируются параллельно друг другу и направлению поля. Измеряя сопротивление R системы при токе, протекающем в плоскости слоев (CIP), для параллельной (R^Π) и антипараллельной (R^{AP}) ориентаций намагниченостей, можно убедиться, что сопротивление R системы изменяется так, что $(R^{AP} - R^\Pi)/R^\Pi \approx 1,2$ при температуре 1,5 К в системе $[Fe(4,5 \text{ \AA})/Cr(12 \text{ \AA})]_{50}$ [4]. Еще больший эффект наблюдается в аналогичных системах при протекании тока перпендикулярно плоскости слоев. Отметим, что подобный эффект наблюдается также в значительно меньших внешних полях (~ 20 Э) для сэндвичевых структур $F_1|P|F_2$, где F_1 и F_2 — тонкие слои ферромагнитных металлов с различной коэрцитивностью (например, пермалloy и кобальт), P — немагнитный металл (например, медь). В этом случае в начальном состоянии намагниченности ферромагнитных слоев параллельны, и