

ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЭКСИТОНОВ, ИНДУЦИРОВАННАЯ АНТИКРОССИНГОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ И КРОСС-РЕЛАКСАЦИЕЙ В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs ТИПА I

П.Г.Баранов, В.А.Ветров, Б.Р.Намозов, Н.Г.Романов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН

194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 20 марта 1995 г.

В сверхрешетках GaAs/AlAs типа I обнаружена оптическая ориентация экситонов в узкой области магнитных полей при нерезонансном возбуждении неполяризованным светом. Величина магнитного поля, в котором происходит оптическая ориентация, резко зависит от его направления по отношению к плоскости сверхрешетки. Эффект оптической ориентации, регистрируемый по циркулярной поляризации люминесценции, достигает 10% и объясняется антикроссингом энергетических уровней экситонов. Обнаружены дополнительные пики оптической ориентации, вызванные эффектом кросс-релаксации.

Возбуждение полупроводников циркулярно поляризованным светом часто приводит к ориентации спинов носителей и экситонов (см. обзор [1] и ссылки в нем). Этот эффект оптической ориентации оказался весьма плодотворным для изучения ряда параметров экситонов и носителей, таких как времена жизни и спин-решеточной релаксации. При оптической ориентации электронов в полупроводниках наблюдалась динамическая поляризация ядер решетки, которая в свою очередь воздействовала на спиновую поляризацию электронов. Эта своеобразная обратная связь между поляризациями электронной и ядерной подсистем позволила регистрировать ядерный магнитный резонанс по степени циркулярной поляризации люминесценции [2-3]. При этом оптическая ориентация осуществлялась циркулярно поляризованным светом и являлась результатом эффектов спиновой памяти в процессе возбуждения, так как время жизни возбужденного состояния τ было меньше времени спин-решеточной релаксации τ_s . Таким образом, возбужденная система находилась в неравновесном состоянии. Оптическая ориентация экситонов при возбуждении циркулярно поляризованным светом осуществлялась либо благодаря сохранению поляризации носителей при образовании экситона, либо непосредственно при резонансной накачке определенных уровней экситона.

Индикатором спиновой поляризации носителей и экситонов является степень циркулярной поляризации люминесценции $P = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$, где I_+ и I_- - интенсивности право-и лево-циркулярно поляризованных компонент, соответственно. P может быть представлена в виде $P = P_0(1 + \tau/\tau_s)^{-1}$, где P_0 - константа, пропорциональная среднему спину системы в момент оптического возбуждения, а τ_s - время спиновой релаксации электронов. Время спиновой релаксации дырок обычно чрезвычайно коротко (порядка пикосекунд) из-за сильного спин-орбитального взаимодействия.

Неравновесное состояние электронной подсистемы может быть создано также при возбуждении неполяризованным светом за счет эффектов антипересечения, или антикроссинга энергетических уровней (level-anticrossing) экситона в магнитном поле. В настоящей работе в сверхрешетках (СР) GaAs/AlAs типа I обнаружена оптическая ориентация экситонов в узкой области магнитных

полей при нерезонансном возбуждении неполяризованным светом, индуцированная эффектом антикроссинга уровней (АКУ). При определенных условиях на эффективность оптической ориентации оказывали также влияние эффекты кросс-релаксации.

Эффекты АКУ и кросс-релаксации для триплетных состояний впервые наблюдались по изменению фосфоресценции и органических материалах [4] и в ионных кристаллах (работа [5] и ссылки в ней). В полупроводниках такие эффекты изучались, например, в работах [6–9]. Предварительные результаты по исследованию эффектов антикроссинга энергетических уровней экситонов с тяжелой дыркой в СР типа I изложены в работах [10,11]. В СР GaAs/AlAs типа I экситон формируется из Г-электрона и Г-дырки, локализованных в одном слое GaAs, тогда как в СР типа II дырка локализована в слое GaAs, являющемся ямой (Г – максимум валентной зоны), а электрон – в слое AlAs, являющемся барьером (X – минимум зоны проводимости). Излучательное время жизни экситонов порядка наносекунд в СР типа I и микросекунд для СР типа II.

СР были выращены методом молекулярной пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке с буферным слоем GaAs *n*-типа толщиной 1500 нм. В настоящей работе исследовалась СР, имеющая 100 периодов, каждый из которых состоял из слоя GaAs (2,27 нм) и слоя AlAs (1,13 нм), сверху СР была покрыта слоем GaAs толщиной 5 нм.

Оптическая ориентация экситонов регистрировалась при температуре 1,6–4,2 К по циркулярной поляризации люминесценции, которая возбуждалась светом аргонового лазера (488 нм или 514,5 нм, 10–100 мВ/см²) и регистрировалась в направлении статического магнитного поля. Возбуждение и регистрация люминесценции осуществлялись обычно вдоль направления роста СР (ось *z*, или [001]), то есть перпендикулярном плоскости СР (001). В экспериментах по исследованию угловых зависимостей была предусмотрена возможность вращения образца вокруг вертикальной оси типа $\langle 110 \rangle$.

На рис.1а показаны линия люминесценции СР (на вставке) и зависимости циркулярной поляризации люминесценции от величины магнитного поля, зарегистрированные при разных углах θ между направлением магнитного поля и осью [001] СР. Видно, что кривая зависимости циркулярной поляризации люминесценции от магнитного поля имеет резонансную форму. Изменение степени циркулярной поляризации люминесценции в максимуме кривой достигает 10%, а наименьшая ширина кривой (0,3 Тл) наблюдается, когда магнитное поле параллельно оси [001] СР ($\theta = 0$). В этом случае оптическая ориентация осуществляется при минимальном магнитном поле (1,16 Тл). С увеличением угла θ магнитные поля, в которых осуществляется оптическая ориентация, а также ширины резонансного контура этой зависимости увеличиваются. Для угла $\theta = 68^\circ$ магнитное поле, соответствующее максимуму циркулярной поляризации люминесценции, равно 3,2 Тл, а ширина резонансного контура примерно в три раза больше по сравнению с $\theta = 0^\circ$.

Система энергетических уровней экситонов с учетом тяжелой и легкой дырок может быть описана единым спиновым гамильтонианом с угловым моментом дырки 3/2 и спином электрона 1/2. В короткопериодных СР расщепление между уровнями тяжелой дырки ($\pm 3/2$) и легкой дырки ($\pm 1/2$) достигает нескольких десятков мэВ, что много больше обменного расщепления экситонов, а также зеемановской энергии в используемых магнитных полях. При низких

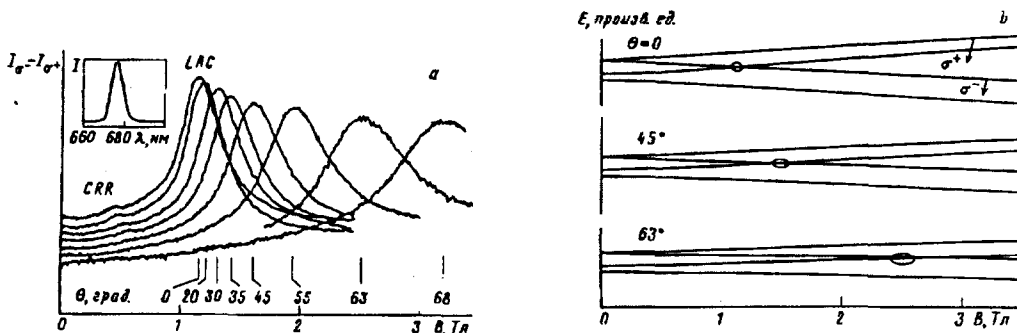


Рис.1. а - Зависимость сигнала циркулярной поляризации люминесценции от магнитного поля для сверхрешетки GaAs/AlAs типа I при различных углах θ между направлением магнитного поля и осью [001]. На вставке показана линия люминесценции CP; $T = 1,6\text{K}$, LAC и CRR - сигналы АКУ и КРР. б - Энергетические уровни экситона, рассчитанные для трех углов θ с использованием спинового гамильтониана (1)

температурах заселены только уровни тяжелой дырки, поэтому с хорошим приближением можно рассматривать энергетические уровни только экситонов с тяжелой дыркой (heavy-hole-exciton) и при этом использовать эффективный спин тяжелой дырки $S_h = 1/2$. Тогда спиновый гамильтониан экситона может быть представлен в следующем виде:

$$H = \beta B g_e S_e + \beta B g_h S_h + S_h c S_e, \quad (1)$$

где первые два члена - зеемановская энергия электрона и тяжелой дырки в магнитном поле, тензоры g_e и g_h характеризуют g -факторы электрона и дырки. Третий член описывает обменное взаимодействие между электронами тяжелой дырки. Третий член описывает обменное взаимодействие между электроном и тяжелой дыркой с тензорной величиной обменного взаимодействия c , β - магнетон Бора.

мы энергетических уровней экситона, которая представлена на рис.1б для трех углов θ : 0° , 45° , 68° . Энергетические уровни были рассчитаны путем прямой диагонализации спинового гамильтониана (1) с помощью программы В.Грачева "R-spectr". Использовались следующие параметры спинового гамильтониана: g -фактор электрона взят изотропным - $g_e = 0,4$; g -факторы дырки для параллельной ориентации магнитного поля $g_{h\parallel} = 2,45$ и для перпендикулярной - $g_{h\perp} = 0$. Обменные расщепления $c_x = -67\text{мэВ}$, $c_y = 67\text{мэВ}$, $c_z = -340\text{мэВ}$. В спектроскопии сверхрешеток обычно используют параметры обменного расщепления $\Delta = c_z/2$ и расщепления излучательных и безызлучательных уровней: $\delta_1 = (c_x - c_y)/2$ и $\delta_2 = (c_x + c_y)/2$, соответственно.

Параметры спинового гамильтониана определялись из измерений АКУ и дополнительных резонансов, вызванных кросс-релаксацией. Была использована также информация о g -факторе тяжелой дырки в CP типа II. Значение $g_{h\parallel}$ было получено из экспериментальной зависимости g -фактора тяжелых дырок от ширины слоя GaAs в CP типа II, $g_{h\perp} = 0$ [12-14]. Считается, что в CP типа I излучательные уровни экситонов не расщеплены, что является следствием симметрии экситонов D_{2h} . Поэтому расщепление излучательных уровней выбрано равным нулю ($\delta_1 = 0$).

В исследуемой СР наблюдались также слабые резонансы со стороны малых магнитных полей от сигнала АКУ (рис.1а). Их относительная интенсивность и ширина существенно зависели от мощности оптического возбуждения люминесценции. На рис.2 приведены зависимости циркулярной поляризации люминесценции от магнитного поля, зарегистрированные при $\theta = 0^\circ$ и разных уровнях мощности оптического возбуждения. Показан также результат разложения экспериментальной зависимости I на три лоренцевы линии. Ранее подобные дополнительные резонансы были обнаружены нами в сверхрешетках типа II [12, 11] и были приписаны кросс-релаксационным резонансам (КРР).

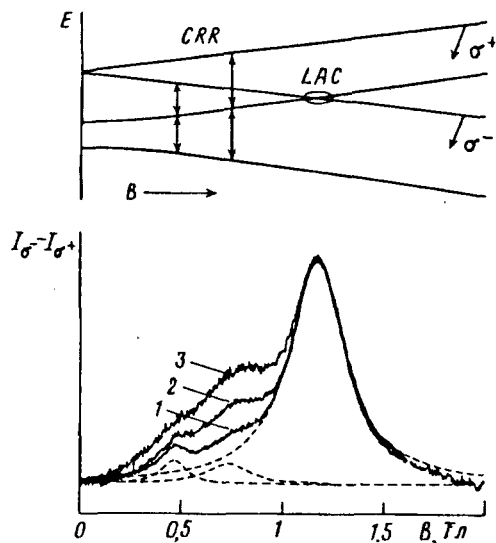


Рис.2

Рис.2. Нормированные зависимости сигнала циркулярной поляризации люминесценции от магнитного поля, зарегистрированные при разной мощности возбуждающего света: 3 мЭВ(1), 30 мЭВ(2) и 100 мЭВ(3). Для кривой 1 приведен результат разложения на 3 лоренцевы линии. В верхней части рисунка показана схема энергетических уровней экситона с отмеченными АКУ (LAC) и КРР (CRR) такие зависимости показаны светящимися точками и пунктирными линиями, соответственно

КРР могут возникать в определенных магнитных полях, в которых зеемановское расщепление уровней экситона совпадает с расщеплением уровней другого экситона, электрона или дырки. В этом случае происходит взаимный переворот спинов разных парамагнитных центров с совпадающими зеемановскими энергиями. В верхней части рис.2 показаны возможные переходы при КРР в случае взаимодействия двух одинаковых экситонов. Имеется принципиальное различие в индуцированных магнитным полем эффектах АКУ и КРР. В случае АКУ все эффекты связаны с внутренними свойствами отдельного парамагнитного центра (определенной системой энергетических уровней), тогда как в случае КРР необходимо участие второго партнера. Увеличение относительной интенсивности КРР при увеличении мощности оптического возбуждения объясняется увеличением концентрации экситонов и носителей и, следовательно, уменьшением расстояния между ними, что должно способствовать эффективности КРР.

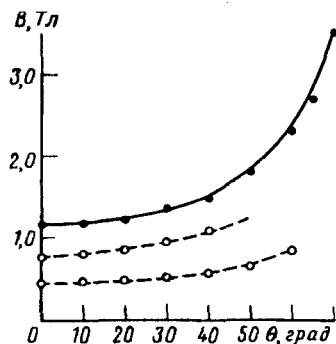


Рис.3 Экспериментальные (черные кружки) и теоретические (сплошная линия) угловые зависимости сигнала антикроссинга уровней. Для кроссрелаксационных резонансов такие зависимости показаны открытыми кружками и пунктирными линиями, соответственно

На рис.3 представлены экспериментальные угловые зависимости положения сигналов антикроссинга (черные точки) и показанных на рис.2 кросс-релаксационных резонансов (светлые точки) в магнитном поле. Результаты расчета с использованием спин-гамильтониана (1) показаны сплошной и штриховыми линиями для АКУ и КРР, соответственно. Видно хорошее совпадение результатов эксперимента и теории, что является основным аргументом в пользу правильности найденной системы энергетических уровней экситона.

Механизм создания неравновесной населенности энергетических уровней тонкой структуры, или оптической ориентации экситонов, при антикроссинге состоит в следующем. При нерезонансном оптическом возбуждении населенность уровней экситонов определяется процессом их аннигиляции: при условии, что $\tau < \tau_s$, излучательные уровни населены меньше безызлучательных. В области антикроссинга излучательных и безызлучательных энергетических уровней избыточная населенность безызлучательного состояния, или состояния "с узким горлом" ("bottleneck"), вызванная непрерывной оптической накачкой, может переноситься в излучательное состояние, приводя к увеличению интенсивности излучения. Фактически оптическое возбуждение в магнитном поле, соответствующем АКУ, эквивалентно резонансной накачке одного из уровней циркулярно поляризованным светом. В этом случае при стационарных условиях оптической накачки в магнитных полях, соответствующих АКУ, степень циркулярной поляризации люминесценции P может быть представлена в форме, приведенной выше для случая оптической ориентации циркулярно поляризованным светом. Величина индуцированного антикроссингом изменения циркулярной поляризации люминесценции свидетельствует о том, что τ_s сравнима с τ , то есть в СР типа I эта величина порядка наносекунд. Циркулярная поляризация люминесценции, индуцированная АКУ, ранее наблюдалась нами также в СР типа II, где время τ было порядка микросекунд и, судя по величине сигнала АКУ, время τ_s было того же порядка. Основным механизмом уменьшения τ_s в СР типа I по сравнению со СР типа II является, по-видимому, резкое увеличение обменного взаимодействия электрона и дырки в экситоне. Это взаимодействие в СР типа I существенно больше, чем в СР типа II [10].

Ранее было показано [7], что изменение циркулярной поляризации люминесценции в момент АКУ вызвано некоторым статическим взаимодействием, смешивающим состояния. Таким взаимодействием может быть сверхтонкое взаимодействие с ядрами матрицы Ga, Al и As, которое необходимо добавить к спиновому гамильтониану (1). Тривиальный случай появления АКУ из-за наличия поперечной компоненты постоянного магнитного поля при $\theta \neq 0$ непосредственно следует из решения спинового гамильтониана (1).

Мы полагаем, что узость резонансной линии, соответствующей АКУ, на рис.1а свидетельствует о высоком качестве СР. Ширина этой линии, имеющей лоренцеву форму, соответствует времени порядка 120 пс, что близко к времени жизни экситонов в СР типа I (0,3–1 нс).

В некоторых СР типа I сигналы АКУ были зарегистрированы нами по линейной поляризации люминесценции, что обусловлено, по-видимому, оптическим выстраиванием экситонов.

Спиновая поляризация электронов, индуцированная АКУ, в результате сверхтонкого взаимодействия может привести к ядерной поляризации. Таким образом, ядерный магнитный резонанс может быть зарегистрирован по цирку-

лярной поляризации люминесценции подобно тому, как это было сделано при оптической накачке циркулярно поляризованным светом [1-3]. В магнитном поле 1,16 Тл, соответствующем АКУ, показанном на рис.1а, ядерный магнитный резонанс должен наблюдаться на следующих частотах: 12,88 МГц (Al^{27}), 11,88 МГц (Ga^{69}), 15,10 МГц (Ga^{71}) и 8,49 МГц (As^{75}). Следует отметить, что имеется уникальная возможность простым изменением ориентации сверхрешетки в магнитном поле изменять магнитное поле АКУ, а следовательно, и частоты ядерного магнитного резонанса в широких пределах. Представляет также интерес исследование ядерного квадрупольного резонанса, который представляется особенно полезным для изучения ядер на интерфейсах, где имеются значительные градиенты электрических полей. В настоящее время подобные исследования проводятся в ФТИ им.А.Ф.Иоффе Российской Академии наук.

Авторы выражают глубокую благодарность Р.Планелю (R.Planel) за предоставление некоторых образцов СР и Б.П.Захарчене за полезные дискуссии. Работа частично была поддержана Фондом Фольксвагена (проект #1/68517) и Международным научным фондом (проект NU 1000).

-
1. Optical orientation, Eds.: F.Meier and B.P.Zakharchenya (Nort-Holland, Amsterdam 1984).
 2. A.I.Ekimov and V.I.Safarov, JETP Lett. **12**, 293 (1970).
 3. B.P.Zakharchenya, V.G.Fleisher, R.I.Dzhioev et al., JETP Lett. **13**, 37 (1971).
 4. W.S.Veeman and J.H.van der Waals, Chem. Phys. Lett. **7**, 65 (1970).
 5. P.G.Baranov, V.A.Vetrov, N.G.Romanov, and V.Topa, Phys. Stat. Sol. (b) **136**, 699 (1986); N.G.Romanov, Yu.P.Veshchunov, V.A.Vetrov, and P.G.Baranov, Sov. Phys. Solid. State **23**, 1692 (1981).
 6. K.M.Lee, Le Si Dang, G.D.Watkins, and W.J.Choyke, Phys. Rev. B **32**, 2273 (1985).
 7. W.M.Chen, M.Godlewski, B.Monemar, and J.M.Bergman, Phys. Rev. B **41**, 5746 (1990).
 8. K.Morigaki, P.Dawson, and B.C.Cavenett, Solid. State Comm. **28**, 829 (1978).
 9. P.G.Baranov, Yu.P.Veshchunov, and N.G.Romanov, Sov. Phys. Solid State **25**, 1901 (1983).
 10. P.G.Baranov and N.G.Romanov, Proc. of the 22nd Intern. Conf. on the Physics of Vancouver, Canada, 1994.
 11. N.G.Romanov, I.V.Mashkov, P.G.Baranov et al., Solid State Electronics **37**, 911 (1994).
 12. P.G.Baranov, P.Lavallard, R.Planel, and N.G.Romanov, Superlattices and Microstructures **12**, 327 (1992); P.G.Baranov, I.V.Mashkov, N.G.Romanov et al., Solid. State Comm. **87**, 649 (1993).