

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР В САМООРГАНИЗОВАННОМ АНСАМБЛЕ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ОСТРОВОВ InP/InGaP n -ТИПА

Р.И.Джиоев¹⁾, Б.П.Захарченя, В.Л.Коренев, П.Е.Пак, М.Н.Ткачук,
Д.А.Винокуров, И.С.Тарасов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 6 октября 1998 г.

Обнаружена динамическая поляризация ядер ^{31}P в самоорганизованной системе островов InP в матрице InGaP , выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Поляризованные ядра создают эффективное магнитное поле, воздействующее на поляризацию экситонного излучения. Осуществлено оптическое детектирование сигнала магнитного резонанса ядер ^{31}P кристаллической решетки наноразмерных островов InP .

PACS: 71.35.+z, 73.20.Dx, 76.70.Nb, 78.55.Cr

1. Основное состояние $e1-hh1$ ($1s$) экситона с тяжелой дыркой в квантовой яме с решеткой цинковой обманки четырехкратно вырождено и характеризуется проекцией углового момента $M = s + j = \pm 1, \pm 2$ на ось роста $z \parallel [001]$ структуры (спин электрона $s = \pm 1/2$ и угловой момент дырки $j = \pm 3/2$). Обменное взаимодействие расщепляет это состояние на радиационный дублет $|\pm 1\rangle$ и два близко лежащих оптически неактивных синглета, являющихся суперпозицией состояний $|\pm 2\rangle$. При локализации экситона на анизотропном острове симметрия системы понижается и радиационный дублет расщепляется на два подуровня, поляризованных линейно в двух ортогональных направлениях [1]. При возбуждении экситонов циркулярно поляризованным светом фотолюминесценция (ФЛ) в нулевом магнитном поле неполяризована вследствие анизотропного обменного взаимодействия, смешивающего излучательные состояния $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$. В магнитном поле в геометрии Фарадея ($B \parallel z$) эффект Зеемана разрывает связь между ними, и ФЛ оказывается поляризованной по кругу, то есть магнитное поле восстанавливает ориентацию оптически активных экситонов [2]. Аналогичным образом магнитное поле восстанавливает спиновую поляризацию оптически неактивных экситонов (состояния $|\pm 2\rangle$). Их поляризация проявляется в ФЛ островов InP n -типа в системе InP/InGaP вследствие образования D^0X – комплекса экситон на нейтральном доноре (или заряженного экситона – триона) [3]. При этом степень круговой поляризации ФЛ комплекса D^0X определяется как поляризацией экситонов, так и поляризацией электронов на донорах до его формирования.

Сверхтонкое взаимодействие электронов и ядер кристаллической решетки должно существенно повлиять на спиновое расщепление экситонных уровней и на поляризацию экситонов. Оптически ориентированные электроны в экситонах передают угловой момент в ядерную спин-систему (ЯСС) вследствие эффекта Оверхаузера. Поляризованные ядра, в свою очередь, создают эффективное магнитное поле B_N , которое изменяет спиновое расщепление уровней. О динамической поляризации ядер в

¹⁾ e-mail:orient@orient.ioffe.rssi.ru

квантовых ямах GaAs/AlGaAs сообщалось в работе [4], где было показано, что поляризация ядер обусловлена локализованными (на донорах или флуктуациях ширины ямы) электронами и экситонами. Этот вывод был подтвержден экспериментами [5] по спектроскопии ближнего поля, в которых удалось непосредственно наблюдать экситоны, локализованные на одиночных островковых флуктуациях ширины квантовой ямы.

Данная работа посвящена обнаружению динамической поляризации ядер в самоорганизованном ансамбле квантово-размерных островов InP в матрице InGaP, легированных донорами. Эффективное магнитное поле $B_N \sim 100$ Гс поляризованных ядер влияет на поляризацию оптически неактивных экситонов. Осуществлено оптическое детектирование сигнала ЯМР ядер ^{31}P . Показано, что характерные времена спиновой релаксации ЯСС $T_1 \gg 33$ мкс.

2. Структуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией $(100) \pm 30'$ и содержали последовательно: буферный слой $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ толщиной 500 нм, согласованный по параметру решетки с подложкой, слой наноразмерных островов InP с номинальной толщиной 3 или 5 монослоев и верхний слой $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ толщиной 50 нм. Слои содержали примеси доноров на уровне 10^{15} см^{-3} .

Исследуемые образцы погружались в криостат с жидким гелием и помещались в центр электромагнита. Фотовозбуждение осуществлялось лучом He-Ne-лазера ($h\nu = 1.96$ эВ) интенсивностью 10 Вт/см^2 , направленным вдоль оси роста структуры $z \parallel [001]$. Поляризация фотолюминесценции измерялась в магнитном поле в геометрии Фарадея в максимуме полосы рекомбинационного излучения InP островов ($\lambda = 723$ нм).

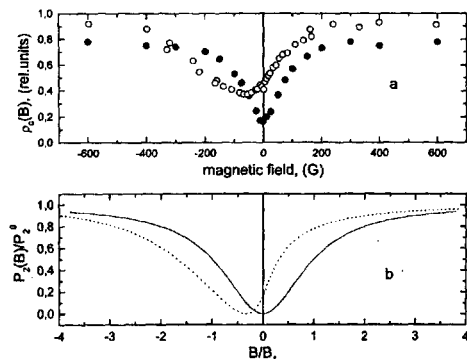


Рис.1. Восстановление оптической ориентации неактивных экситонов в магнитном поле в геометрии Фарадея. а) Экспериментальные точки измерены при: \bullet - возбуждении циркулярно-поляризованным светом, знак круговой поляризации которого изменялся с высокой частотой; \circ - возбуждении светом с постоянным знаком круговой поляризации. б) Сплошные кривые есть результат расчета по формулам (1), (2): $aP_d/B_1 = bP_d^0/B_1 = 0$ (сплошная кривая), $aP_d/B_1 = 0.33$, $bP_d^0/B_1 = 0.70$ (пунктирная кривая)

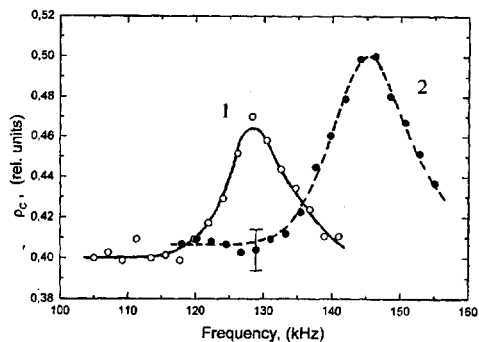


Рис.2. Сигнал ЯМР ядер ^{31}P , измеренный в поле $B = 80$ Гс (кривая 1) и $B = 90$ Гс (кривая 2)

Оптическая ориентация электронов и измерение степени круговой поляризации рекомбинационного излучения осуществлялись двумя способами.

1) Использовался режим, в котором знак круговой поляризации возбуждающего света менялся с высокой частотой (период модуляции кварцевого модулятора поляризации составлял 33 мкс), а поляризация люминесценции анализировалась с помощью четверть-волновой фазовой пластинки и линейного поляризатора. В этом случае ядерный спин не успевает следовать за поляризацией электронов и динамическая поляризация ядер отсутствует (время спиновой релаксации ядер $T_1 \sim (0.1 \div 1)$ с [6]). Измеряется эффективная степень круговой поляризации $\rho_c = (I_+^+ - I_+^-)/(I_+^+ + I_+^-)$, где I_+^+ , I_+^- – интенсивности σ^+ -компоненты люминесценции при σ^+ - и σ^- -возбуждении, соответственно. Черными кружками на рис. 1а показана зависимость $\rho_c(B)$, соответствующая рекомбинации D^0X комплекса, при возбуждении светом знакопеременной круговой поляризации. Она симметрична относительно смены знака магнитного поля и насыщается в полях $B \approx 300$ Гс. Эта зависимость отражает восстановление спиновой ориентации оптически неактивных экситонов в результате преодоления зеемановским расщеплением их обменного расщепления. При $B = 0$ экситоны неполяризованы, а отличное от нуля значение $\rho_c(B = 0)$ обусловлено не зависящей от магнитного поля спиновой поляризацией электронов на донорах [3].

2) Эффект Оверхаузера возникает при осуществлении второго способа – возбуждения светом, круговая поляризация которого не меняется во времени. При этом кварцевый модулятор служит анализатором поляризации люминесценции. Измеряется степень круговой поляризации $\rho_c = (I_+^+ - I_+^-)/(I_+^+ + I_+^-)$. В данных образцах эффекты циркулярного дихроизма отсутствуют, так что параметры ρ_c в двух геометриях эксперимента одинаковы и могут рассматриваться как обычный параметр Стокса, характеризующий циркулярную поляризацию люминесценции, обусловленную циркулярной поляризацией возбуждения. Белыми кружками на рис. 1а показана зависимость $\rho_c(B)$, измеренная при возбуждении светом постоянной круговой поляризации. Видно, что минимум $\rho_c(B)$ достигается в поле $B \approx -55$ Гс, а не при $B = 0$, как это было при возбуждении светом знакопеременной поляризации. Кроме того, зависимость не симметрична относительно положения минимума. Эти результаты указывают на динамическую поляризацию ядер. Действительно, в этом случае на экситоны действует суммарное поле $B + B_N$. Если поле B_N не зависит от величины внешнего поля B , то наличие ядерной поляризации должно привести лишь к сдвигу кривой $\rho_c(B)$ по оси абсцисс на величину ядерного поля. Наличие асимметрии относительно минимума $\rho_c(B)$ указывает на то, что поле B_N изменяется при изменении внешнего поля. Эти результаты можно объяснить, если учесть, что ядра в островах InP n -типа поляризуются как электронами на донорах, так и электронами в экситонах. Мы примем модель, согласно которой поле ядер B_N определяется суммой двух слагаемых: одно слагаемое $B_{Nd} = aP_d$ пропорционально не зависящей от магнитного поля поляризации электронов на донорах P_d ; другое – $B_{Nx} = bP_2(B)$ – определяется поляризацией электрона в оптически неактивном экситоне, то есть в конечном итоге поляризацией неактивных экситонов $P_2(B)$. Тогда

$$B_N = B_{Nd} + B_{Nx} = aP_d + bP_2(B). \quad (1)$$

Здесь феноменологические параметры a и b предполагаются не зависящими от магнитного поля и характеризуют эффективность поляризации ядер электронами на донорах и в экситонах, соответственно. Поле B_{Nd} приведет к сдвигу кривой $P_2(B)$, а B_{Nx} – к ее асимметрии относительно минимума. Поляризация экситонов $P_2(B)$ определяется конкуренцией между зеемановским расщеплением уровней

$\mu_B g(B + B_N)$ и анизотропным обменным расщеплением δ_1 оптически неактивных состояний:

$$P_2(B) = P_2^0 \frac{(B + B_N)^2}{(B + B_N)^2 + B_1^2}, \quad (2)$$

где $B_1 = \delta_1 / \mu_B g$, μ_B – магнетон Бора, g – g -фактор оптически неактивных экситонов, P_2^0 – начальная степень поляризации экситонов в момент их образования. Результаты совместного решения уравнений (1) и (2) показаны на рис.1б: сплошная кривая построена в отсутствие ядерной поляризации ($B_N = 0$); пунктирная кривая рассчитана при $aP_d/B_1 = 0.33$, $bP_2^0/B_1 = 0.70$. Сравнение рис.1а и рис. 1б показывает, что предлагаемая простая модель качественно согласуется с экспериментальными зависимостями при постоянной и переменной круговых поляризации возбуждающего света. Таким образом, наличие длинных времен спиновой релаксации и магнитопольевые зависимости $\rho_c(B)$ указывают на динамическую поляризацию ядер в системе островов InP.

Прямым доказательством эффекта Оверхаузера является наблюдение сигнала ЯМР. Детектирование сигнала ЯМР осуществлялось путем измерения разности $I_+^+ - I_-^+$ как функции частоты РЧ поля, поперечного к внешнему магнитному полю. Для улучшения отношения сигнал/шум применялось устройство накопления аналоговых сигналов АИ-1024. Спектр ЯМР ядер ^{31}P в полях 80 Гс и 90 Гс приведен на рис.2 (кривые 1 и 2).

В заключение отметим, что выше мы рассматривали влияние поля (как внешнего, так и ядерного) на поляризацию оптически неактивных экситонов. Оптически активные экситоны в полях < 1 кГц неполяризованы вследствие большой величины анизотропного обменного расщепления $\delta_2 \sim 100$ мкЭВ, смешивающего состояния $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$. Характерное поле, восстанавливающее их поляризацию, составляет ≈ 1 Тл [3].

Таким образом, в настоящей работе обнаружена динамическая поляризация ядер электронами на донорах и экситонами в квантово-размерных островах n -InP/InGaP. В островах InP реализуется нелинейная сильносвязанная экситонно-ядерная спин-система, в которой ядерный спин влияет на поляризацию экситонов (посредством ядерного поля) и, в свою очередь, сам от нее и зависит (вследствие эффекта Оверхаузера). Осуществлено оптическое детектирование сигнала ЯМР на ядрах ^{31}P .

Авторы глубоко признательны И.А.Меркулову за обсуждения. Работа Р.И.Д., Б.П.З., В.Л.К., М.Н.Т. частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проекты #96-02-16887а и #98-02-18213. Работа Д.А.В., И.С.Т. выполнена при поддержке проекта N96-2005 по МНТП "Физика твердотельных наноструктур".

-
1. E.L.Ivchenko and G.E.Pikus, *Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena*, Springer-Verlag, Berlin, 1995.
 2. R.I.Dzhioev, H.M.Gibbs, E.L.Ivchenko et al., *Phys. Rev.* **B56**, 13405 (1997); Р.И.Джиоев, Б.П.Захарченя, Е.Л.Ивченко и др., *Письма в ЖЭТФ* **65**, 766 (1997).
 3. Р.И.Джиоев, Б.П.Захарченя, В.Л.Коренев и др., *ФТТ* **40**, 1745 (1998).
 4. В.К.Калевич, В.Л.Коренев, О.М.Федорова, *Письма в ЖЭТФ* **52**, 964 (1990).
 5. S.W.Brown, T.A.Kennedy, D.Gammon, and E.S.Snow, *Phys. Rev.* **B54**, R17339 (1996); D.Gammon, S.W.Brown, E.S.Snow et al., *Science* **277**, 85 (1997).
 6. *Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах*, под ред. Б.П.Захарчени и Ф.Майера, Л.: Наука, 1989.