

ДИНАМИЧЕСКАЯ САМОПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

В.Л.Коренев¹⁾

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

Поступила в редакцию 21 июня 1999 г.

Рассматривается механизм динамической самополяризации ядер, который слабо зависит от температуры и эффективен в низкоразмерных системах (квантовые ямы, квантовые точки). Он обусловлен сверхтонким взаимодействием ядер с экситонами, спиновая поляризация которых искусственно поддерживается равной нулю (вследствие освещения неполяризованным светом), однако имеет место неравновесное выстраивание экситонов. Ядерная самополяризация возникает в результате преобразования выстраивания экситонов в ядерную ориентацию в эффективном магнитном поле поляризованных ядер.

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

Эффект динамической самополяризации ядер (ДСЯ) в твердых телах был предсказан в работах Дьяконова и Переля [1, 2]. ДСЯ должна возникать в системе ядерных спинов, взаимодействующих с электронами, спины которых искусственно разупорядочены (например, освещением неполяризованным светом). Тогда при температуре ниже критической, T_c , неупорядоченное состояние ядер неустойчиво. Устойчивым оказывается состояние с практически полной поляризацией спинов ядер, которое поддерживается благодаря эффекту Оверхаузера. Оценка для GaAs показывает, что $T_c = 1.3$ К [3]. Это накладывает жесткие ограничения на интенсивность света. С одной стороны, она должна быть достаточно высока для эффективной релаксации ядерных спинов на фотоэлектронах, а с другой, не слишком большой, чтобы избежать эффектов перегрева решетки. Вероятно, поэтому эффект ДСЯ к настоящему времени не обнаружен.

В настоящей работе рассматривается другой механизм ДСЯ, который слабо зависит от температуры и эффективен в низкоразмерных системах (квантовые ямы, квантовые точки). Он обусловлен сверхтонким взаимодействием ядер с экситонами, спиновая поляризация которых искусственно поддерживается равной нулю, вследствие освещения неполяризованным светом. При этом, как и в [1, 2], ДСЯ есть результат сверхтонкого взаимодействия ядер с электронами (взаимодействие ядер с дырками пренебрежимо мало). Однако существенная особенность данного механизма заключается в наличии сильной корреляции спинов электрона и дырки в экситоне, приводящей к выстраиванию экситонов (основное состояние экситона в квантовых ямах содержит четыре спиновых подуровня). Оно возникает в результате различия времен жизни оптически активных и неактивных экситонов, сравнительно слабо зависит от температуры, причем степень выстраивания может быть близка к единице. В отсутствие магнитного поля неравновесное выстраивание экситонов не приводит к поляризации ядер. Во внешнем магнитном поле симметрия понижается и выстраивание может преобразовываться в ориентацию (поляризацию) [4]. В данном случае

¹⁾ e-mail: korennev@orient.ioffe.rssi.ru

роль магнитного поля выполняет эффективное магнитное поле самих ядер: поляризованные ядра создают эффективное поле, в котором происходит преобразование (конверсия) неравновесного выстраивания экситонов в ядерную поляризацию, затравочная поляризация ядер увеличивается, и неупорядоченное состояние спинов ядер оказывается неустойчивым.

Отметим, что эффект преобразования неравновесного выстраивания экситонов в ориентацию ядер может оказаться перспективным для получения больших значений степени ядерной поляризации в наноструктурах.

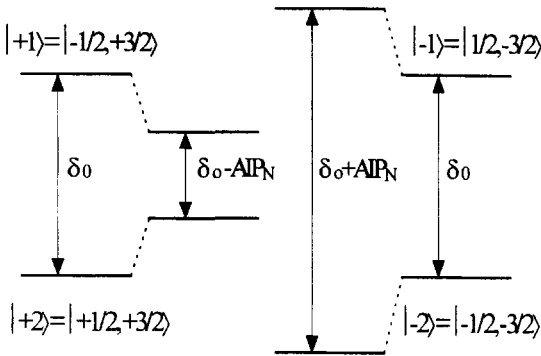


Схема энергетических уровней основного состояния экситона в квантовой поляризации

Рассмотрим более подробно сущность эффекта самополяризации ядер, взаимодействующих с экситонами. Основное состояние $el-h\hbar 1(1s)$ экситона с тяжелой дыркой, локализованного 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 нерадиационный дублет $|\pm 2\rangle$ (мы пренебрегаем сравнительно небольшими расщеплениями дублетов, вызванными низкой симметрией наноструктуры) [5]. На рисунке показана схема энергетических уровней экситонов в квантоворазмерных структурах типа GaAs (δ_0 – обменное расщепление в экситоне). Если в результате флуктуаций возникла малая поляризация ядер, $P_N > 0$, то электрон в экситоне испытывает зеемановское расщепление: $E_z = sAIP_N$ (A – постоянная сверхтонкой структуры, I – спин ядра). При этом энергия экситонных уровней, у которых спин электрона направлен вверх, повышается (состояния $|+2\rangle$ и $|-1\rangle$), тогда как энергия состояний с электронным спином вниз (состояния $|-2\rangle$ и $|+1\rangle$) понижается (см. рисунок). Предположим, что имеются лишь оптически неактивные экситоны $|\pm 2\rangle$, причем числа экситонов в состояниях $|+2\rangle$ и $|-2\rangle$ равны. Иными словами, имеет место выстраивание экситонов, однако их поляризация равна нулю. При этом температуру решетки T мы полагаем достаточно большой, так что тепловая энергия гораздо больше характерных спиновых расщеплений, и механизм самополяризации ядер Дьяконова – Переля [1, 2] роли не играет. Сверхтонкое взаимодействие индуцирует переходы экситонов из состояния $|+2\rangle$ в состояние $|+1\rangle$ (при этом ядро увеличивает проекцию момента на единицу) с вероятностью W_+ , а также из состояния $|-2\rangle$ в состояние $|-1\rangle$ (проекция момента ядра уменьшается на единицу) с вероятностью W_- . В первом случае затравочная поляризация ядер

увеличивается, тогда как во втором уменьшается. ДСЯ возникает вследствие зависимости времени поляризации ядер от величины расщепления спиновых уровней электрона: электроны поляризуют ядра тем быстрее, чем меньше расщепление [3]. Тогда нетрудно видеть, что $W_+ > W_-$. Таким образом, затравочная флуктуация увеличивается, расщепление электрона уменьшится еще сильнее и т.д. В результате устанавливается стационарное состояние, в котором $AIP_N \approx \delta_0$. Поскольку в квантовых ямах типа I на основе GaAs $\delta_0 \approx 100$ мкэВ [5], $AI \approx 100$ мкэВ [3], то поляризация ядер P_N близка к единице. При этом за динамическую поляризацию отвечают локализованные экситоны (на островковых флуктуациях ширины квантовой ямы, либо экситон в квантовой точке), поскольку время динамической поляризации ядер свободными экситонами велико [6], как и в случае объемных полупроводников [3]. Поляризованные ядра должны расщепить спиновые уровни оптически активных экситонов $|\pm 1\rangle$, что может быть обнаружено, например, в экспериментах по оптической спектроскопии в ближнем поле [7].

Определим теперь величину ядерной поляризации, предполагая, что $W_+ \neq W_-$. Сверхтонкое взаимодействие сохраняет полный спин системы ядро – электрон в экситоне, поэтому уравнения баланса для стационарных заселенностей N_μ спиновых подуровней ядер со спином I имеют вид

$$W_{\mu,\mu-1}^+ N_\mu n_1 + W_{\mu,\mu-1}^- N_\mu n_{-2} = W_{\mu-1,\mu}^+ N_{\mu-1} n_2 + W_{\mu-1,\mu}^- N_{\mu-1} n_{-1}, \quad (1)$$

где n_1, n_2, n_{-1}, n_{-2} – числа экситонов с проекцией момента $+1, +2, -1, -2$, соответственно; μ – проекция момента ядерного спина на ось z . Вероятность $W_{\mu,\mu-1}^+$ в первом слагаемом в левой части уравнения (1) описывает переход ядра из состояния $|\mu\rangle$ в $|\mu-1\rangle$ и электрона (из $|s = -1/2\rangle$ в $|s = +1/2\rangle$), который образует экситон с дыркой с $j = +3/2$ (см. рисунок). Вероятность обратного перехода $W_{\mu-1,\mu}^+$ связана с вероятностью прямого перехода термодинамическим соотношением: $W_{\mu,\mu-1}^+ = \exp(\epsilon/T) W_{\mu-1,\mu}^+$ (где ϵ есть разница энергий состояний $|\mu, s = -1/2, j = +3/2\rangle$ и $|\mu-1, s = +1/2, j = +3/2\rangle$). При высоких температурах $W_{\mu,\mu-1}^+ = W_{\mu-1,\mu}^+ \equiv W_+$. Аналогичный смысл имеют вероятности $W_{\mu,\mu-1}^- = W_{\mu-1,\mu}^- \equiv W_-$ переворотов спинов ядра и электрона, который образует экситон с дыркой с $j = -3/2$. Из уравнения (1) находим:

$$\frac{N_\mu}{N_{\mu-1}} = \frac{W_+ n_r + W_- n_{nr}}{W_+ n_{nr} + W_- n_r} = \frac{1 - w P_{12}}{1 + w P_{12}}, \quad (2)$$

где $n_r = n_1 + n_{-1}$ и $n_{nr} = n_2 + n_{-2}$ – числа оптически активных и неактивных экситонов, соответственно; параметр $P_{12} = (n_{nr} - n_r)/(n_{nr} + n_r)$ есть степень выстраивания экситонов, тогда как параметр $w = (W_+ - W_-)/(W_+ + W_-)$ характеризует отличие скоростей поляризации ядер электронами, образующими экситон с дыркой с $j = +3/2$ (скорость W_+) и с $j = -3/2$ (W_-). Степень поляризации ядер P_N можно выразить через функцию Бриллюэна:

$$P_N = B_I(Ix), \quad x = \ln \left(\frac{1 + w P_{12}}{1 - w P_{12}} \right). \quad (3)$$

Это уравнение позволяет определить стационарное значение ядерной поляризации при известных P_{12} и w . Величина P_{12} определяется кинетикой рождения, релаксации и рекомбинации экситонов и предполагается не зависящей от ядерной поляризации. Однако величина w существенно зависит от P_N вследствие зависимости

скоростей поляризации ядер от величины расщепления спиновых уровней ΔE электронов. Действительно, скорость поляризации ядер локализованными электронами имеет вид [3]

$$W \propto \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\Delta E)^2}, \quad (4)$$

где параметр $\Gamma = \hbar/\tau_c$ обратно пропорционален времени корреляции τ_c случайного поля, создаваемого электронами на ядрах и индуцирующего переходы между спиновыми подуровнями ядер. Пользуясь формулой (4), можно получить следующее соотношение между скоростями поляризации ядер:

$$\frac{W_+}{W_-} = \frac{\Gamma^2 + (E_{-1} - E_{-2})^2}{\Gamma^2 + (E_1 - E_2)^2}. \quad (5)$$

Здесь расщепление спиновых уровней электрона, образующего экситон с дыркой с $j = -3/2$, есть, по-существу, расщепление экситонных состояний $|-2\rangle$ и $|-1\rangle$, то есть $\Delta E = E_{-1} - E_{-2} = \delta_0 + AIP_N$ (рисунок). Аналогично, для электрона, образующего экситон с дыркой с $j = +3/2$, расщепление $\Delta E = E_1 - E_2 = \delta_0 - AIP_N$. В первом случае расщепление увеличивается в эффективном магнитном поле ядер, тогда как во втором уменьшается. С учетом этих соотношений получим выражение для

$$w = \frac{2\delta_0 AIP_N}{(AIP_N)^2 + \delta_0^2 + \Gamma^2}. \quad (6)$$

Уравнения (3) и (6) дают решение задачи о динамической самополяризации ядер, взаимодействующих с локализованными экситонами. Они могут быть решены численно. Однако если поляризация ядер не слишком велика, то можно получить аналитическое решение. Для этого разложим функцию Бриллюэна в ряд ограничиваясь первым членом. Тогда с учетом (6) имеем:

$$P_N = qP_N \frac{1}{1 + \gamma^2 + (\alpha P_N)^2}, \quad (7)$$

где параметры

$$q = \frac{4AI(I+1)}{3\delta_0} P_{12}, \quad \gamma = \frac{\Gamma}{\delta_0}, \quad \alpha = \frac{AI}{\delta_0}.$$

Уравнение (7) всегда имеет решение при $P_N = 0$. Однако при $q > 1 + \gamma^2$ имеются еще два решения, отвечающие ненулевой поляризации ядер:

$$P_N = \pm \sqrt{q - 1 - \gamma^2}/\alpha. \quad (8)$$

Границу устойчивости состояния с $P_N = 0$ можно получить с помощью динамического уравнения, описывающего процесс релаксации ядер с характерным временем T_1 к стационарному значению (7) вблизи $P_N = 0$:

$$\frac{dP_N}{dt} = -\frac{1}{T_1} \left(P_N - qP_N \frac{1}{1 + \gamma^2} \right) = -\frac{P_N}{T_1} \left(1 - \frac{q}{1 + \gamma^2} \right). \quad (9)$$

Как следует из (9), при $q > 1 + \gamma^2$ состояние с нулевой поляризацией ядер неустойчиво.

Поляризованные ядра создают эффективное магнитное поле, расщепляющее состояния $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$ оптически активных экситонов (рисунок) на величину

$$|E_1 - E_{-1}| = |AIP_N| = \begin{cases} \delta_0 \sqrt{q - 1 - \gamma^2}, & q > 1 + \gamma^2 \\ 0, & q < 1 + \gamma^2 \end{cases}. \quad (10)$$

Проведем оценку этого расщепления для экситонов, локализованных в квантовых ямах типа I на основе GaAs. Типичная величина обменного расщепления $\delta_0 \approx \approx 100$ мкэВ [5], параметр $AI(I+1)/3 \approx 100$ мкэВ [3]. Если числа неактивных и активных экситонов относятся как 2:1, то $P_{12} = 1/3$ и параметр $q \approx 1.3$. Для определения параметра $\gamma = \hbar/\delta_0\tau_c$ необходимо знать время корреляции электронного поля. Для локализованных экситонов оно определяется кратчайшим из времен спиновой релаксации электронов τ_{se} и временем их жизни $\tau \sim 0.1$ нс. Эксперименты по оптической ориентации и выстраиванию экситонов показывают [5], что времена спиновой релаксации электронов и дырок для случая локализованных экситонов порядка времени их жизни. Поэтому мы примем для оценок $\tau_c = \tau = 0.1$ нс. Тогда параметр $\gamma^2 \approx 0.01$ пренебрежимо мал. Таким образом, в данном случае $q > 1 + \gamma^2$ и устойчиво состояние с ненулевой поляризацией ядер $P_N \approx 60\%$, а расщепление состояний $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$ равно $AIP_N = 60$ мкэВ. Это расщепление можно обнаружить экспериментально, например с помощью оптической спектроскопии ближнего поля [7]. При оценке величины параметра P_{12} мы полагали, что число неактивных экситонов превышает число активных. Эта ситуация может реализоваться при нерезонансном возбуждении электронно-дырочных пар, которые затем связываются в экситоны. В отсутствие спиновой релаксации активные экситоны рекомбинируют как излучательно, так и безызлучательно, тогда как неактивные экситоны лишь безызлучательно. Если температура не слишком высока, то нерадикационные каналы вымораживаются, и будет происходить накопление неактивных экситонов, так что P_{12} близко к единице. Это наиболее благоприятные условия для ДСЯ. При резонансном возбуждении экситонов ситуация обратная. В этом случае $P_{12} < 0$, $q < 0 < 1 + \gamma^2$ и устойчивым является неполяризованное состояние ядер.

Выше мы рассматривали ДСЯ в отсутствие внешнего магнитного поля. Однако для того, чтобы ядерная поляризация не пропала в результате спин-спиновых взаимодействий ядер, необходимо приложить вдоль оси z стабилизирующее поле B , превышающее локальное поле ядер $B_L \approx 10$ Гц [2]. В случае низкоразмерных систем имеется еще одна причина. При локализации экситона на анизотропном острове в квантовой яме или в квантовой точке имеется дополнительное расщепление излучательных и безызлучательных экситонных состояний [5]. При этом состояние $|+1\rangle$, смешивается с $|-1\rangle$, а $|+2\rangle$ с $|-2\rangle$. Например, для наноструктур типа I на основе GaAs расщепление активных состояний $\delta_2 \sim 10$ мкэВ [7]. Расщепление неактивных состояний, как правило, меньше [8]. Несмотря на то, что анизотропная часть обменного взаимодействия меньше изотропной ($\delta_2 \sim 10$ мкэВ), она будет препятствовать ДСЯ. Поэтому необходимо приложить внешнее магнитное поле B (вдоль оси z) такой величины, чтобы зеемановское расщепление экситонов $\mu g B$ было больше δ_2 . При g -факторе экситонов, $g = 1$, поле $B \geq 2$ кГц.

Таким образом, динамическую самополяризацию ядер можно осуществить при нерезонансном возбуждении экситонов неполяризованным светом в квантовых ямах типа GaAs/AlGaAs, помещенных в магнитное поле в геометрии Фарадея.

Автор глубоко признателен Б.П.Захарчене за постоянный интерес к работе, Р.И.Джиоеву и И.А.Меркулову за плодотворные обсуждения. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект 98-02-18213, грантом поддержки научных школ, 96-15-96393, и Фондом межотраслевых научно-технических программ по программе "Физика твердотельных наноструктур".

-
1. М.И.Дьяконов, В.И.Перель, Письма в ЖЭТФ **16**, 563 (1972).
 2. М.И.Дьяконов, ЖЭТФ **67**, 1500 (1974).
 3. *Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах*, под ред. Б.П.Захарчени и Ф.Майера, Л.: Наука, 1989.
 4. R.I.Dzhioev, H.M.Gibbs, E.L.Ivchenko et al., Phys. Rev. **B56**, 13405 (1997); Л.С.Власенко, М.П.Власенко, В.Н.Ломасов и др., ЖЭТФ **91**, 1037 (1986).
 5. E.L.Ivchenko and G.E.Pikus, *Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena*, Springer-Verlag, Berlin, 1995.
 6. В.К.Калевич, В.Л.Коренев, О.М.Федорова, Письма в ЖЭТФ **52**, 964 (1990).
 7. S.W.Brown, T.A.Kennedy, D.Gammon et al., Phys. Rev. **B54**, R17339 (1996); D.Gammon, S.W.Brown et al., Science **277**, 85 (1997).
 8. H.W. van Kesteren, E.C.Cosman, W.A.J.A. van der Poel et al., Phys. Rev. **B41**, 5283 (1990).