

## ИЕРАРХИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ВРЕМЕН ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЭКСИТОННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯРОНА В $(\text{CdMn})\text{Te}$

*И.А.Меркулов, Д.Р.Яковлев, К.В.Кавокин, Г.Маскх\*, W.Ossau\*,  
A.Waag\*, G.Landwehr\**

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

*\*Physikalisches Institut der Universitat Wurzburg  
97074 Wurzburg, Germany*

Поступила в редакцию 12 июля 1995 г.

Экспериментально и теоретически исследована циркулярная поляризация люминесценции экситонных магнитных поляронов в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , индуцированная внешним магнитным полем. Установлено, что время жизни магнитного полярона больше времени его формирования, но меньше времени релаксации магнитного момента полярона по направлению.

В полумагнитных полупроводниках сильное обменное взаимодействие между локализованными носителями заряда и магнитными ионами кристаллической решетки приводит к образованию магнитополяронных состояний [1]. Образование локализованного экситонного магнитного полярона во внешнем магнитном поле обусловлено тремя основными релаксационными процессами: 1) установлением и развитием корреляций между спинами носителей и магнитных ионов в радиусе локализации, 2) ориентацией магнитного момента поляронов во внешнем магнитном поле и 3) рекомбинацией экситона. Соотношения между значениями характерных времен этих процессов определяют динамику развития магнитного полярона и связь между его наблюдаемыми на эксперименте и квазиравновесными характеристиками.

Из проведенного в настоящей работе анализа люминесценции магнитополяронных состояний следует, что время жизни локализованного экситона лежит между характерными временами формирования магнитного полярона и релаксации направления его магнитного момента. Иными словами, за время жизни локализованного экситона магнитный момент взаимодействующих с ним ионов успевает отрелаксировать по величине к равновесному значению магнитного момента полярона, но практически не изменяет своего направления.

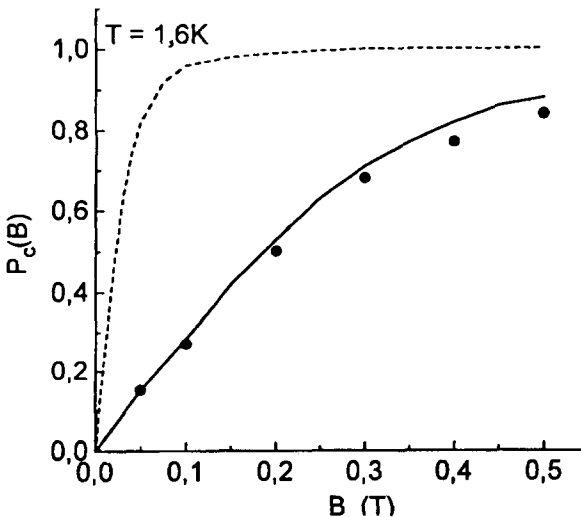
Исследовались эпитаксиальные слои  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках из  $\text{CdTe}$  с ориентацией (100). Толщины слоев составляли 2 мкм, содержание ионов  $\text{Mn}$   $x$  варьировалось от 0,15 до 0,35. Процессы спиновой релаксации фотоносителей, сопровождающие формирование экситонных магнитных поляронов, исследовались методами поляризованной люминесценции. Измерялась степень циркулярной поляризации низкотемпературной ( $T = 1,6$  К) фотолюминесценции, индуцированной внешним магнитным полем в геометрии Фарадея, при неполяризованном непрерывном возбуждении в спектр состояний свободных экситонов. Исследованная полоса люминесценции соответствовала излучательной рекомбинации локализованных экситонных магнитных поляронов. Зеемановские расщепления состояний свободного экситона, характеризующие обменное взаимодействие носителей с магнитными ионами, определялось из спектров возбуждения люминесценции

[2]. Формирование экситонных магнитных поляронов в этих структурах было детально исследовано методом спектроскопии с временным разрешением [3]. В слое  $\text{Cd}_{0,76}\text{Mn}_{0,24}\text{Te}$ , экспериментальные результаты для которого мы приводим в данной работе, энергия магнитного полярона составляет  $E_p = 23$  мэВ и остается практически постоянной в исследованном интервале магнитных полей до 0,5 Тл. Время формирования магнитного полярона равно 90 пс, что существенно короче времени его рекомбинации (350 пс). Таким образом, магнитный полярон за время жизни достигает своей равновесной энергии.

Для определения соотношения между временем жизни и временем релаксации магнитного момента полярона ( $M_p$ ) по направлению экспериментально измерялась зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции от внешнего магнитного поля  $P_c(B)$ , которая представлена точками на рисунке. Теоретический расчет этой зависимости для равновесного распределения  $M_p$  проводился по полученной в [4] формуле:

$$P_{c, \text{т.р.}}(b_1) = \frac{\exp(b_1)(b_1^2 - b_1) + \exp(-b_1)(b_1^2 + b_1)}{\exp(b_1)(b_1^2 - b_1 + 1) - \exp(-b_1)(b_1^2 + b_1 + 1)}, \quad (10)$$

где  $b_1 = M_p B / (k_B T) = B / B_1$  - внешнее магнитное поле, измеренное в единицах  $B_1 = (k_B T) / M_p$ ,  $k_B$  - постоянная Больцмана и  $T$  - температура. Используя величину магнитного момента в качестве подгоночного параметра, как это делалось в [4], удается хорошо совместить данные эксперимента с результатами теоретического расчета. Однако получаемое таким путем значение  $M_p$  в 8 раз меньше величины, полученной ниже непосредственным расчетом, основанным на экспериментально измеренных спиновых расщеплениях состояний свободной дырки<sup>1)</sup>.



Степень циркулярной поляризации люминесценции, индуцированной внешним магнитным полем в слое  $\text{Cd}_{0,76}\text{Mn}_{0,24}\text{Te}$ . Точки - эксперимент, штриховая линия - расчет по формуле (2) с  $M_p = 120 \mu_B$ , сплошная линия - расчет по формуле (6) с параметрами, указанными в тексте

Действительно, если экспериментально определить зависимость спинового расщепления  $E_z(B)$  состояний свободной дырки с проекциями  $\pm 3/2$  на внешнее магнитное поле, то магнитный момент полярона и характерное поле  $B_1$

<sup>1)</sup> Выделенность дырки связана с тем, что она примерно в 4 раза сильнее взаимодействует с магнитными ионами, чем электрон [2].

оцениваются как

$$M_p = \frac{E_p}{B_p} \approx \frac{1}{2} \left( \frac{dE_z}{dB} \right)_{B=0}, \quad B_1 = \frac{k_B T B_p}{E_p} \approx \frac{2k_B T}{\left( \frac{dE_z}{dB} \right)_{B=0}}. \quad (2)$$

Здесь  $E_p$  – обменная энергия магнитного полярона, а  $B_p$  – среднее обменное поле, создаваемое локализованной дыркой на магнитных ионах, расположенных внутри полярона. Величина этого поля определяется из условия  $E_p = E_z(B_p)/2 \approx B_p dE_z/2dB$ , в котором последнее приближенное равенство справедливо в меру линейности  $E_z(B)$ .

Зеemanовское расщепление экситонных состояний в  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  описывается модифицированной функцией Бриллюэна с эффективной температурой  $T_0$  и эффективным спином  $S_{eff}$  [2]. Для исследованного образца с  $x = 0,24$  эти параметры составили  $T_0 = 8,4$  К и  $xS_{eff} = 0,1$ . При этом линейное приближение удовлетворительно описывает зависимость  $E_z(B)$  вплоть до значений  $B = B_p \approx 3,2$  Тл. Эти экспериментально определенные значения параметров дают для величины магнитного момента полярона  $M_p = 120\mu_B$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора. Построенная для этого значения магнитного момента зависимость *равновесной* циркулярной поляризации локализованных магнитных поляронов от внешнего магнитного поля по формуле (1) представлена на рисунке штриховой линией. Видно, что она дает значительно большее значение  $P_c$ , чем это имеет место на эксперименте. Очевидно, что поляризация поляронов носит *неравновесный* характер.

Рассмотрим теперь второй предельный случай, когда время установления равновесного распределения магнитных моментов поляронов по направлению значительно больше времени жизни поляронов. Следуя [5, 6], рассмотрим модель, в которой магнитный момент полярона совпадает по направлению с полным магнитным моментом образующих его ионов в момент локализации носителей, то есть будем считать, что в момент локализации экситона спины носителей устанавливаются вдоль направления полного магнитного момента ионов  $Mn$  в радиусе локализации. После этого за время жизни экситона, магнитный момент полярона возрастает по величине, что сопровождается ростом обменной энергии магнитного полярона, но не успевает изменить своего первоначального направления.

Для теоретического расчета поляризации люминесценции в этой модели необходимо знать функцию распределения по направлению магнитного момента для флуктуаций намагниченности, которые после локализации экситона трансформируются в магнитные поляроны. В описанных выше экспериментах в силу малости прикладываемых внешних полей поляризация магнитных ионов далека от насыщения, так что для описания флуктуаций магнитного момента взаимодействующих с дыркой ионов можно воспользоваться гауссовой аппроксимацией его функции распределения [7]; см. также [1, 5, 6]):

$$\varphi(m, b) = \frac{1}{\pi^{3/2}} \exp\{-|m - b|^2\}; \quad b_2 = \frac{B}{B_2}, \quad (3)$$

где  $B_2 = 2kT/\sqrt{2\langle M^2 \rangle}$ ,  $m = M/\sqrt{2\langle M^2 \rangle}$  – величина магнитного момента флуктуации, измеренная в единицах  $\sqrt{2\langle M^2 \rangle}$ , а  $\langle M^2 \rangle$  – среднее значение квадрата проекции магнитного момента флуктуации на произвольное направление.

Распределение (3) позволяет легко получить хорошо известную [7] связь между  $\langle M^2 \rangle$  и магнитной восприимчивостью, из которой в рамках линейного приближения для  $M(B)$  находим:

$$\langle M^2 \rangle = k_B T \frac{d\langle M \rangle}{dB} = \frac{k_B T}{2B_p} \frac{dE_z}{dB} \approx \frac{k_B T}{E_p} \left( \frac{dE_z}{2dB} \right)^2. \quad (4)$$

Подставляя эту формулу в (3), получаем окончательное выражение для параметра  $B_2$ , связывающего величину внешнего магнитного поля  $B$  с безразмерным полем  $b_2$ :

$$B_2 = 2 \frac{\sqrt{2k_B T E_p}}{dE_z/dB} = B_1 \sqrt{\frac{2E_p}{k_B T}} = \sqrt{\frac{2kT}{E_p}} B_p. \quad (5)$$

Все входящие в эту формулу величины допускают непосредственное экспериментальное измерение, что позволяет воспользоваться распределением (3) для прямого расчета зависимости циркулярной поляризации люминесценции, определяемой равновесным распределением направлений магнитного момента флуктуаций, от величины магнитного поля:

$$P_{c,f}(b) = \frac{\int \int \int d^3m (I_+(\gamma) - I_-(\gamma)) \varphi(m, b)}{\int \int \int d^3m (I_+(\gamma) + I_-(\gamma)) \varphi(m, b)}, \quad (6)$$

где  $\gamma$  — угол между магнитным моментом флуктуации  $m$  и направлением магнитного поля  $b$ , а  $I_{\pm} \propto (1 \pm \cos \gamma)^2$  — вероятности испускания поляризованных по правому и левому кругу фотонов при рекомбинации магнитного полярона, магнитный момент которого ориентирован под углом  $\gamma$  к направлению наблюдения.

Сплошная кривая на рисунке построена по формуле (6) с использованием следующих экспериментально определенных значений параметров:  $dE_z/dB = 14,4$  мэВ/Тл,  $E_p = 23$  мэВ,  $T = 1,6$  К. Видно, что она хорошо описывает экспериментальную зависимость  $P_c(B)$ . В рамках данной модели нам удалось получить хорошее согласие с экспериментальными данными во всем исследованном интервале составов от  $x = 0,15$  до  $x = 0,35$ , что позволяет сделать заключение об адекватности флуктуационной модели реальной ситуации в исследованных кристаллах.

Обсудим теперь причину, по которой быстрая релаксация магнитного момента флуктуации к равновесному магнитному моменту полярона не сопровождается быстрой релаксацией распределения магнитных поляронов по направлению их магнитных моментов. Для объяснения этого различия обратим внимание на то, что на спины входящих в полярон магнитных ионов действует сумма внешнего магнитного поля  $B$  и обменного поля  $B_p$ , совпадающего по направлению с  $M$ . Предположим, что релаксация суммарного магнитного момента всех входящих в полярон ионов описывается простейшим уравнением:

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{1}{T_1} \left[ m - \left( b + b_p \frac{m}{m} \right) \right], \quad (7)$$

где  $b = B/B_2$ ,  $b_p = B_p/B_2$ , содержащим единственное время релаксации ( $T_1$ ), и учтем, что внешнее поле  $b \ll b_p$ . Тогда скорость изменения величины магнитного момента, определяющего значение магнитополяронной энергии и

скорость изменения его направления, дается уравнениями

$$\left(\frac{m}{m} \frac{dm}{dt}\right) = -\frac{1}{T_1} [m - b \cdot \cos \vartheta - b_p] \approx -\frac{1}{T_1} [m - b_p], \quad (8)$$

$$\frac{d \cos \vartheta}{dt} = \frac{b}{b} \frac{d}{dt} \left(\frac{m}{m}\right) = -\frac{1}{T_1} \frac{b}{m} (\cos \vartheta - 1), \quad (9)$$

где  $\vartheta$  – угол между магнитным моментом и внешним магнитным полем. В начальный момент, когда  $m \approx 1$ ,  $d \cos \vartheta / dt$  порядка  $b/T_1 < 1/T_1 < 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Однако система живет при таких значениях магнитного момента лишь короткое время порядка  $T_1/b_p$ , так что угол  $\vartheta$  практически не успевает измениться ( $\Delta \vartheta \approx b/b_p \ll 1$ ). Затем магнитный момент оказывается порядка  $b_p$  и скорость установления распределения по направлению уменьшается в  $b_p$  раз. Оценка величины безразмерного поляризованного поля при использованных выше параметрах дает  $b_p/b = B_p/B \geq 15$ . Получаемая таким образом оценка характерного времени релаксации магнитных моментов поляронов по направлению ( $2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ ) оказывается почти в пять раз больше времени жизни полярона ( $3,5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ ), что и объясняет наблюдаемую на эксперименте иерархию характерных времен релаксационных процессов образования магнитных поляронов.

В заключение авторы выражают благодарность В.П.Кочерешко, А.В.Кудинову и Ю.Г.Кусраеву за полезные обсуждения, Б.П.Захарчене за интерес к проведенным исследованиям. Работа получила частичную поддержку РФФИ (грант 93-02-2611). Volkswagen Foundation и NATO grant CRG 921121.

- 
1. P.A.Wolf, In: *Semiconductors and Semimetals*, Eds. by J.K.Furdyna and J.Kossut (Academic Press, London, 1988), vol.25, p.413.
  2. J.A.Gaj, R.Planel, and G.Fishman, *Solid State Commun.* **29**, 435 (1979).
  3. G.Mackh, W.Ossau, D.R.Yakovlev et al., *Phys. Rev.* **B49**, 10248 (1994).
  4. А.В.Кудинов, Ю.Г.Кусраев, В.Н.Якимович, *ФТТ* **37**, 660 (1995).
  5. D.Heiman, J.Warnock, P.A.Wolf et al., *Solid. State Commun.* **52**, 909 (1984).
  6. D.Scalbert, J.Cernogora, C.Benoit a la Guillaume, and M.Nawrocki, *Phys. Rev.* **B38**, 13246 (1988). 1976.
  7. Л.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Статистическая физика*, М.: Наука, 1976.