

Немагнитный (антиферромагнитный) магнитный полярон

© И.А. Меркулов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 5 августа 1999 г.)

Показано, что в узких и глубоких квантовых ямах на основе полумагнитных полупроводников, содержащих ионы Mn^{2+} , не только величина, но и знак обменного взаимодействия электронов в зоне проводимости и на d -оболочке магнитного иона существенно зависят от пространственного расположения последнего. В таких условиях открывается возможность для возникновения магнитных поляронов с нулевым магнитным моментом, в которых пространственное распределение индуцированной локализованным электроном поляризации окружающих его магнитных ионов носит антиферромагнитный характер. Обсуждаются возможности экспериментального обнаружения этого немагнитного магнитного полярона.

Работа частично поддержана грантами DFG (SFB 410) и РФФИ (грант № 96-15-96392).

1. Магнитный полярон представляет собой комплекс скореллированных обменным взаимодействием спинов локализованного носителя заряда и окружающих его магнитных ионов [1–3]. В полумагнитных полупроводниках $Cd_xMn_{1-x}Te$ такое образование имеет достаточно большой магнитный момент, порядка сотни магнетонов Бора (см., например, [4,5]). Столь большая величина обусловлена как сравнительно большим значением поля локализованного носителя на соседних магнитных ионах ($B_p \cong 1T$), так и большим ($\sim 10^3$) числом этих ионов.

Однако при подобной оценке неявно предполагается, что во всей области локализации обменное поле носителя $\mathbf{B}_p(\mathbf{r})$ имеет примерно одно и то же направление. Данное предположение справедливо для исследовавшихся до сих пор магнитных поляронов, образованных локализованным электроном или дыркой.¹ В настоящей работе будет показано, что в узких полумагнитных квантовых ямах с высокими барьерами величина и знак обменного взаимодействия электрона в зоне проводимости с электронами на d -оболочке иона Mn^{2+} существенно зависят от положения магнитного иона. При этом может реализоваться ситуация, когда корреляции между спином электрона и окружающих его ионов приводят к заметно-му понижению энергии носителя

$$E_p = - \int (\mathbf{M}(\mathbf{r})\mathbf{B}_p(\mathbf{r}))d^3r \approx - \frac{dM}{dB} \int B_p^2(\mathbf{r})d^3r > k_B T, \quad (1)$$

в то время как суммарный спин такого образования практически равен нулю

$$\mathbf{M}_p = \frac{dM}{dB} \int \mathbf{B}_p(\mathbf{r})d^3r \approx 0. \quad (2)$$

¹ В работе [6] обсуждалась ситуация магнитного полярона вокруг локализованной на акцепторе дырки, когда окружающие ее магнитные ионы расположены в тонком шаровом слое, находящемся на расстоянии, несколько превышающем боровский радиус. Оказалось, что низшему энергетическому состоянию системы соответствует нетривиальное распределение поляризации магнитных ионов, при котором в каждой точке указанной сферы она отлична от нуля, но средние по сфере значения обменного поля и поляризации обращаются в нуль.

Здесь $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ — плотность магнитного момента ионов Mn^{2+} в области локализации электрона, dM/dB — магнитная восприимчивость системы магнитных ионов, k_B — постоянная Больцмана, а T — температура.

Далее, в разделе 2, приведены качественные соображения, демонстрирующие принципиальную возможность зависимости величины и знака параметра обменного взаимодействия двумерного электрона и электронов на d -оболочке иона Mn^{2+} от положения иона в гетероструктуре нанометрового размера. В разделе 3 даны математические соотношения, описывающие пространственную зависимость параметра обменного взаимодействия в квантовой яме с прямоугольными стенками, формулы для зависимости магнитного момента и энергии магнитного полярона от ширины квантовой ямы и высоты ее стенок. Конкретные расчеты для полумагнитных гетероструктур $Cd_{1-x}Mn_xTe$, в которых магнитные поляроны уверенно детектируются оптическими методами [7], приведены в разделе 4. В разделе 5 обсуждаются возможности экспериментального наблюдения магнитного полярона с нулевым магнитным моментом.

2. Как было показано в работе [8], в гетероструктурах на основе полумагнитных полупроводников по мере уменьшения их размера (увеличения энергии размерного квантования) наблюдается огромное изменение параметра обменного взаимодействия электрона и магнитных ионов. Оно связано с тем, что по мере удаления от центра зоны Бриллюэна к блоховской амплитуде волновой функции электрона начинают подмешиваться функции вершины валентной зоны. В результате открывается новый канал обменного взаимодействия — кинетический обмен, который в точке Γ зоны проводимости запрещен симметрией [9]. Для твердых растворов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ параметр, характеризующий величину кинетического обменного взаимодействия, более чем в 5 раз превышает аналогичный параметр для потенциального обменного взаимодействия электронов в точке Γ и имеет противоположный знак [8–10]. Таким образом, по мере подмешивания к состоянию зоны проводимости состояний валентной зоны параметр обменного взаимодействия уменьшается и даже меняет знак.

Соответствующий расчет был выполнен в [8] в рамках модели Кейна. В этой работе анализировалось расщепление спиновых уровней электрона в обменном поле, создаваемом однородной в пространстве поляризацией магнитных ионов, индуцированной внешним магнитным полем. Для теоретического описания такой ситуации необходимо усредненное по объему значение параметра обменного взаимодействия, которое и было найдено в [8].

В то же время пространственное распределение обменной константы в состоянии, описываемом суперпозицией s - и p -функций, достаточно необычно. Дело в том, что разность фаз s - и p -частей стоячей плоской волны равна $\pi/2$. Поэтому в стоячей волне, описывающей состояния вблизи дна низшей 2D зоны в квантовой яме, s -функции соответствует огибающая $\cos qz$ (не меняющая знак при зеркальном отражении относительно центра ямы $z = 0$), а p -функции — $\sin qz$ (нечетная относительно операции зеркального отражения). Здесь q — нормальная к плоскости квантовой ямы компонента волнового вектора электрона, которая для ямы с бесконечно высокими стенками выражается через ее ширину L с помощью хорошо известной формулы $q = \pi/L$ [11,12]². Таким образом, s -компонента волновой функции велика вблизи центра квантовой ямы, а на ее стенке обращается в нуль, в то время как p -компонента велика вблизи стенки и равна нулю в центре ямы. Соответственно потенциальный обмен играет максимальную роль в середине квантовой ямы, а кинетический — вблизи ее стенки, и не только величина, но и знак параметра обменного взаимодействия между спинами электрона и иона Mn^{2+} оказываются зависящими от пространственного расположения магнитного иона в квантоворазмерной структуре.

3. Для расчета пространственной зависимости обменного взаимодействия 2D электрона и ионов Mn^{2+} выпишем явные выражения для волновой функции электрона на дне первой зоны размерного квантования. Внутри ямы ($-L/2 < z < L/2$)

$$\Psi_{\pm 1/2} = C_W$$

$$\times \frac{E(q)(E(q)+\Delta) \cos qzS|\pm 1/2\rangle - i \sin qz(P\hbar q/3m_0) \times \times [\Delta(X \pm iY)|\mp 1/2\rangle - (3E(q)+2\Delta)Z|\pm 1/2\rangle]}{[(E(q)(E(q)+\Delta))^2 + |P\hbar q/3m_0|^2(2\Delta^2 + (3E(q)+2\Delta)^2)]^{1/2}}, \quad (3)$$

где $E(q)$ — энергия электрона с волновым вектором q , отсчитанная от вершины валентной зоны и связанная с волновым вектором соотношением

$$\left| \frac{\hbar \langle s|p_z|Z\rangle}{m} \right|^2 q^2 = \frac{(E(q) - E_g)E(q)(E(q) + \Delta)}{(E(q) + \frac{2}{3}\Delta)}, \quad (4)$$

m_0 — масса свободного электрона, $\langle s|p_z|Z\rangle$ — матричный элемент импульса, вычисленный на функциях дна

² Эта оценка для q непосредственно вытекает из требования равенства нулю волновой функции электрона на бесконечно высокой стенке. Однако s - и p -компоненты волновой функции двумерного электрона не могут одновременно обратиться в нуль. Как следует [12], $q = \pi/L$, если одновременно с увеличением высоты барьера V в барьере увеличивается и ширина запрещенной зоны, причем в пределе $V \rightarrow \infty V/E_{B,g} \rightarrow 0$. В противном случае на первом уровне размерного квантования $qL < \pi$.

зоны проводимости и вершины валентной зоны, E_g — ширина запрещенной зоны, а Δ — расстояние между вершинами валентной зоны и подзоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием. Видно, что пучности s -волны отвечает узел p -функции, и наоборот.

В барьерах ($|z| > L/2$) пространственная зависимость всех компонент волновой функции электрона дается одной и той же туннельной экспонентой

$$\Psi_{\pm 1/2} = C_B$$

$$\begin{aligned} & \tilde{E}(Q)(\tilde{E}(Q)+\tilde{\Delta})S|\pm 1/2\rangle \mp i(P\hbar Q/3m_0) \times \\ & \times \left[\tilde{\Delta}(X \pm iY)|\mp 1/2\rangle - (3\tilde{E}(Q)+2\tilde{\Delta})Z|\pm 1/2\rangle \right] \\ & \times \frac{\times \left[\tilde{\Delta}(X \pm iY)|\mp 1/2\rangle - (3\tilde{E}(Q)+2\tilde{\Delta})Z|\pm 1/2\rangle \right]}{[(\tilde{E}(Q)(\tilde{E}(Q)+\tilde{\Delta}))^2 + |P\hbar Q/3m_0|^2(2\tilde{\Delta}^2 + (3\tilde{E}(Q)+2\tilde{\Delta})^2)]^{1/2}} \\ & \times \exp \left\{ Q \left(\frac{L}{2} \mp z \right) \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\left| \frac{\hbar P}{m_0} \right|^2 Q^2 = \frac{(\tilde{E}_g - \tilde{E}(Q))\tilde{E}(Q)(\tilde{E}(Q) + \tilde{\Delta})}{(\tilde{E}(Q) + 2/3\tilde{\Delta})}, \quad (6)$$

где знаком (\sim) отмечены значения параметров зонной структуры в материале барьера. Как показано в [11,12], на стенке квантовой ямы непрерывны огибающие s -волны и нормальной к стенке z -компоненты p -волны. Тогда

$$C_B = C_W$$

$$\begin{aligned} & E(q)(E(q)+\Delta) [(\tilde{E}(Q)(\tilde{E}(Q)+\tilde{\Delta}))^2 + \\ & + |P\hbar Q/3m_0|^2(2\tilde{\Delta}^2 + (3\tilde{E}(Q)+2\tilde{\Delta})^2)]^{1/2} \\ & \times \frac{E(q)(E(q)+\Delta) [(\tilde{E}(Q)(\tilde{E}(Q)+\tilde{\Delta}))^2 + |P\hbar Q/3m_0|^2(2\tilde{\Delta}^2 + (3\tilde{E}(Q)+2\tilde{\Delta})^2)]^{1/2}}{\tilde{E}(Q)(\tilde{E}(Q)+\tilde{\Delta}) [(E(q)(E(q)+\Delta))^2 + |P\hbar q/3m_0|^2(2\Delta^2 + (3E(q)+2\Delta)^2)]^{1/2}} \\ & \times \cos(qL/2), \quad (7) \end{aligned}$$

а положение уровня в квантовой яме задается уравнением

$$\frac{q}{Q} \operatorname{tg} \left(q \frac{L}{2} \right) = \frac{E(q)(E(q) + \Delta)(3\tilde{E}(Q) + 2\tilde{\Delta})}{\tilde{E}(Q)(\tilde{E}(Q) + \tilde{\Delta})(3E(q) + 2\Delta)}, \quad (8)$$

при решении которого вместе с (4), (6) следует иметь в виду, что $\tilde{E}(Q) = E(q) + V_B$, а V_B — высота барьера для дырки. Совместно с условием нормировки

$$\begin{aligned} & \frac{|C_W|^2}{2} \left[L + \frac{(E(q)(E(q)+\Delta))^2 - |P\hbar q/3m_0|^2(2\Delta^2 + (3E(q)+2\Delta)^2)}{(E(q)(E(q)+\Delta))^2 + |P\hbar q/3m_0|^2(2\Delta^2 + (3E(q)+2\Delta)^2)} \right. \\ & \left. \times \frac{\sin qL}{q} \right] + \frac{|C_B|^2}{Q} = 1 \quad (9) \end{aligned}$$

соотношения (7) и (8) определяют значения коэффициентов, входящих в общие выражения для волновой функции двумерного электрона (3) и (5). Воспользовавшись формулами (3), (5), запишем гамильтониан обменного взаимодействия двумерного электрона с ионом, находящимся в точке с координатами (z, \mathbf{R})

$$\hat{H}_{\text{ex}} = \left(\sum_{\eta} s_{\eta} \alpha_{\eta\eta}(z) J_{\eta} \right) \delta(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{R}), \quad (10)$$

где $\boldsymbol{\rho}$ — двумерный радиус-вектор, описывающий положение электрона в плоскости квантовой ямы. В (10)

параметр обменного взаимодействия в отличие от аналогичного параметра для объемного полупроводника кубической симметрии является тензором второго ранга и имеет иную размерность. Две главные оси этого тензора эквивалентны и лежат в плоскости квантовой ямы, третья — нормальна к этой плоскости, а собственные значения зависят от положения магнитного иона. Для ионов, расположенных внутри ямы ($|z| < L/2$),

$$\alpha_{ii}(z, E) = \alpha_{ii}^{(f)}(E) + \alpha_{ii}^{(af)}(E) \cos(2qz), \quad (11)$$

где амплитуды постоянной и переменной составляющих параметра $sp-d$ -обмена даются формулами

$$\begin{aligned} \alpha_{ii}^{(f)}(E) &= \alpha'_C(E) + \beta'_{ii,C}(E); \\ \alpha_{ii}^{(af)}(E) &= \alpha'_C(E) - \beta'_{ii,C}(E), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\alpha'_C(E) = \frac{\alpha_C(E(q)(E(q) + \Delta))^2 |C_W|^2}{2 \left[(E(q)(E(q) + \Delta))^2 + \left(\frac{p\hbar k}{3m_0} \right)^2 [(3E(q) + 2\Delta)^2 + 2\Delta^2] \right]}, \quad (13)$$

$$\beta'_{ZZ,C}(E) = \frac{[\beta_{\text{pot}} + \beta_{\text{kin}} \gamma(E_e)] \left(\frac{p\hbar q}{3m_0} \right)^2 [(3E(q) + 2\Delta)^2 - 2\Delta^2] |C_W|^2}{2 \left[(E(q)(E(q) + \Delta))^2 + \left(\frac{p\hbar k}{3m_0} \right)^2 [(3E(q) + 2\Delta)^2 + 2\Delta^2] \right]}, \quad (14)$$

$$\beta'_{XX,C}(E) = \beta'_{YY,C}(E)$$

$$= \frac{[\beta_{\text{pot}} + \beta_{\text{kin}} \gamma(E_e)] \left(\frac{p\hbar q}{3m_0} \right)^2 (3E(q) + 2\Delta)^2 |C_W|^2}{2 \left[(E(q)(E(q) + \Delta))^2 + \left(\frac{p\hbar k}{3m_0} \right)^2 [(3E(q) + 2\Delta)^2 + 2\Delta^2] \right]}, \quad (15)$$

зависящие от энергии электрона вклады в обменную константу, связанные с обменом через состояния дна зоны проводимости $\alpha'(E)$ и вершины валентной зоны $\beta'_C(E)$. α_C — параметр обменного взаимодействия электрона с магнитными ионами на дне зоны проводимости, β_{pot} и β_{kin} — потенциальная и кинетическая составляющие обменной константы дырки в вершине валентной зоны, а фактор

$$\gamma(E) = \frac{(E_v - \varepsilon^+)(\varepsilon^- - E_v)}{[(E_v + E_g + E) - \varepsilon^+][\varepsilon^- - (E_v + E_g + E)]} \quad (16)$$

описывает резонансную зависимость кинетического обмена от расстояния до акцепторного ε^- и донорного ε^+ уровней магнитного иона [8], т.е. от разности энергии электрона в зоне проводимости и на d -уровнях марганца с шестью или четырьмя электронами (см. рис. 1).

На рис. 2 представлены зависимости постоянной (ферромагнитной) и переменной (антиферромагнитной) составляющих параметра обменного взаимодействия от энергии размерного квантования электрона $E_{\text{kin}} = E(q) - E_g$. Расчет выполнен для полумагнитных растворов CdMnTe. Видно, что ферромагнитная составляющая обменного взаимодействия монотонно убывает по мере уменьшения E_{kin} , а антиферромагнитная — возрастает.

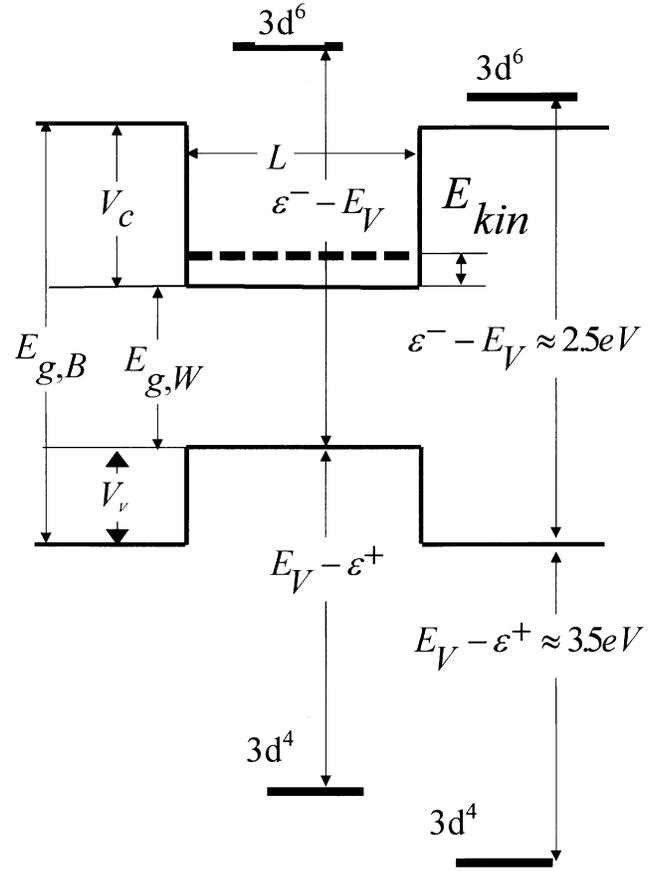


Рис. 1. Пространственное распределение потенциальной энергии носителей заряда, положения акцепторного и донорного уровней на d -оболочке марганца в квантовой яме и барьерах. Штриховой линией обозначен уровень размерного квантования электрона с энергией E ; ε^+ и ε^- — соответственно энергии донорного ($3d^4$) и акцепторного ($3d^6$) уровней марганца. Расстояния от этих уровней до вершины валентной зоны взяты из работ [8,10,13]. Виртуальный захват электрона на d -уровни отвечает за кинетическую составляющую обменного взаимодействия электрона проводимости и электронов на d -оболочке марганца.

В барьере ($|z| > L/2$)

$$\tilde{\alpha}_{ii}(\tilde{E}) = 2(\tilde{\alpha}'_C(\tilde{E}(Q)) + \tilde{\beta}'_{ii,C}(\tilde{E}(Q))), \quad (17)$$

где $\tilde{\alpha}'$ и $\tilde{\beta}'$ даются формулами (13)–(15), в которых параметры материала и амплитуду C_W в квантовой яме следует заменить на соответствующие значения в барьере.

Заметим, что вследствие малости отношения энергий спин-орбитального расщепления валентной зоны и ширины запрещенной зоны ($\Delta/E_g \leq 0.5$) анизотропия обменного взаимодействия в соединении CdMnTe оказывается крайне малой. Далее во всех формулах будем полагать, что $\Delta/E_g \approx 0$. Относительная ошибка такого приближения равна $\Delta/(3E_g) < 0.2$.

4. Используя (10)–(17), запишем явное выражение для обменного поля, создаваемого на окружающих магнит-

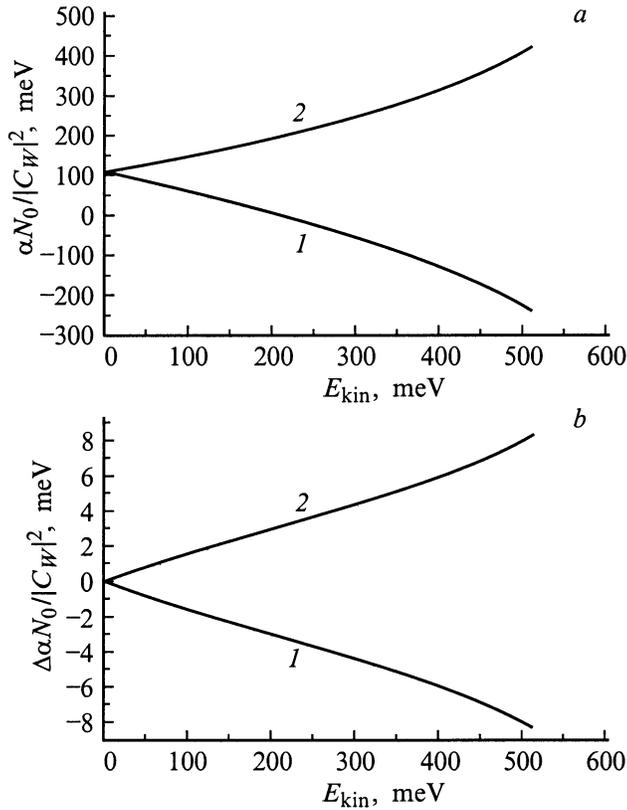


Рис. 2. Зависимость постоянной и переменной составляющих обменного взаимодействия 2D электрона (а) и их анизотропии в состоянии, описываемом стоячей волной (3), с электронами на d -оболочке марганца (б) от значения энергии размерного квантования. а — 1 — $\alpha_{ZZ}^f(E)N_0/|C_W|^2$, 2 — $\alpha_{ZZ}^{af}(E)N_0/|C_W|^2$; б — 1 — $(\alpha_{ZZ}^f(E) - \alpha_{XX}^f(E))N_0/|C_W|^2$, 2 — $(\alpha_{ZZ}^{af}(E) - \alpha_{XX}^{af}(E))N_0/|C_W|^2$. Расчет выполнен для твердого раствора $Cd_xMn_{1-x}Te$ с параметрами, соответствующими предельно малой концентрации магнитных ионов $x \rightarrow 0$. N_0 — концентрация позиций, которые может занимать магнитный ион в кристаллической решетке.

ных ионах локализованным двумерным электроном

$$\mathbf{B}_p(z, \boldsymbol{\rho}) = \begin{cases} \tilde{\alpha}(E) \frac{|\psi(\boldsymbol{\rho})|^2}{\mu g_{Mn}} \times \exp \left\{ -2Q \left(z - \frac{L}{2} \right) \right\} \langle s \rangle, & \frac{L}{2} < z, \\ \left[\alpha^{(f)}(E) + \alpha^{(af)}(E) \cos(2qz) \right] \times \frac{|\psi(\boldsymbol{\rho})|^2}{\mu g_{Mn}} \langle s \rangle, & -\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2}, \\ \tilde{\alpha}(E) \frac{|\psi(\boldsymbol{\rho})|^2}{\mu g_{Mn}} \times \exp \left\{ -2Q \left(z + \frac{L}{2} \right) \right\} \langle s \rangle, & z < -\frac{L}{2}, \end{cases} \quad (18)$$

где $\langle s \rangle$ — среднее значение спина локализованного электрона, а волновая функция $\psi(\boldsymbol{\rho})$ описывает локализацию носителя в плоскости ямы. Подставляя (18) в (1) и

(2), получаем окончательные формулы для магнитного момента и энергии полярона

$$\mathbf{M}_p = \frac{dM}{dB} \frac{[\alpha^{(f)}(E)L + \alpha^{(af)}(E) \sin(qL)/q] + \tilde{\alpha}(\tilde{E})/Q}{\mu g_{Mn}} \langle s \rangle, \quad (19)$$

$$E_p = \frac{(dM/dB)}{8(\mu g_{Mn})^2 \Omega} \left[L[2\alpha^{(f)2}(E) + \alpha^{(af)2}(E)] + \tilde{\alpha}(\tilde{E})/Q + \alpha^{(af)}(E) \sin(qL) \times (\alpha^{(f)}(E) + \alpha^{(af)}(E) \cos(qL))/q \right]. \quad (20)$$

Здесь $\Omega = (\int |\psi(\boldsymbol{\rho})|^4 d^2\rho)^{-1}$ — площадь локализации электрона в плоскости квантовой ямы. В качестве оценки для Ω далее будем использовать значение 10^{-12} cm^2 , что соответствует площади круга с радиусом, равным борновскому радиусу кулоновского донора. Для магнитной восприимчивости воспользуемся эмпирической формулой [14]

$$\frac{dM}{dB} = \frac{7J_0 x N_0 (\mu_B g_{Mn})^2}{6k_B(T + T_0)}. \quad (21)$$

При этом конкретные вычисления будут приведены для твердого раствора $Cd_{0.9}Mn_{0.1}Te$ и следующих значений параметров:

$$\begin{aligned} \beta_{pot} N_0 &= 0, \quad \alpha_c(0) N_0 = 220 \text{ meV}, \quad N_0 \approx 7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}, \\ \beta_{kin} N_0 &= -880 \text{ meV}, \quad E_g = (1.606 + 1.592x) \text{ eV} = 1.765 \text{ eV}, \\ P^2/m_0 &= 21 \text{ eV}, \quad T = 2 \text{ K}, \quad T_0 = 4.2 \text{ K}, \quad J_0 = 1.04. \end{aligned} \quad (22)$$

Также предполагалось, что высоты барьеров в зоне проводимости и валентной зоне связаны соотношением $3V_C = 7V_V$ [15,16].

На рис. 3 представлена зависимость магнитного момента и энергии образованного 2D электроном магнитного полярона от ширины квантовой ямы. Концентрации магнитных ионов в яме и барьере считались одинаковыми ($x = 0.1$). Зависимости построены для четырех значений высоты барьеров: $V_C = 500, 550, 600 \text{ meV}$ и бесконечно высокого барьера. Видно, что для квантовой ямы с бесконечно высокими стенками E_p монотонно нарастает по мере уменьшения L , в то время как у ям конечной глубины рост полярной энергии при достаточно малых ширинах сменяется уменьшением. Качественно и увеличение и уменьшение полярной энергии для предельно узких ям естественно связать с изменением размеров области локализации электрона. При больших ширинах квантовой ямы уменьшение L уменьшает объем области локализации и $E_p(L) \propto 1/L$. Наоборот, для предельно узких ям волновая функция электрона начинает все глубже проникать в барьер, и по мере уменьшения L объем области локализации увеличивается, а полярная энергия уменьшается.

Магнитный момент магнитного полярона также существенно зависит от ширины и глубины квантовой

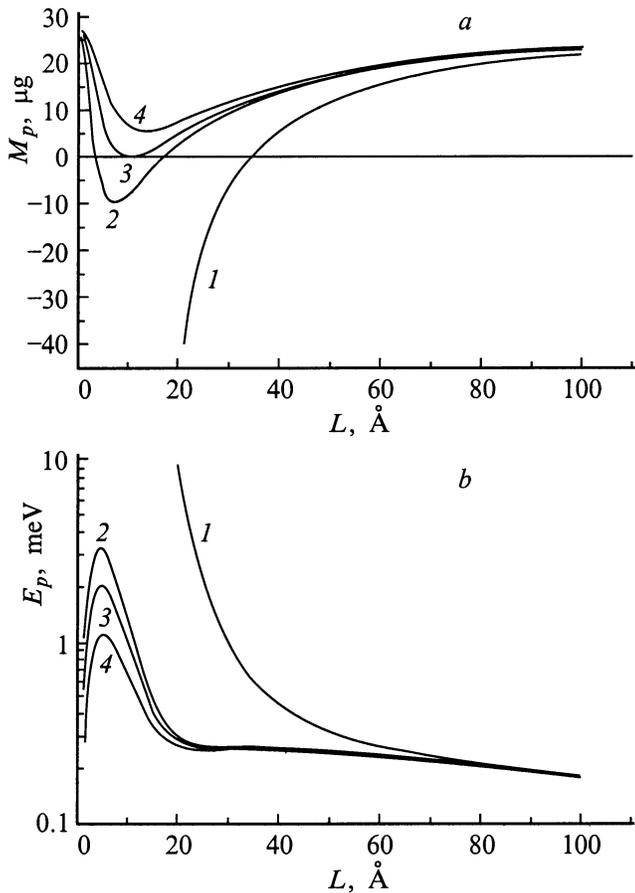


Рис. 3. Зависимость магнитного момента (а) и энергии магнитного полярона (b) от ширины квантовой ямы для полумангнитного полупроводника с одинаковой в яме и барьере концентрацией $Mn\ x = 0.1$. Остальные параметры приведены в тексте статьи. Кривые построены для следующих высот ограничивающих яму барьеров: 1 — $V_C = \infty$, 2 — $V_C = 600\text{ meV}$, 3 — $V_C = 555\text{ meV}$, 4 — $V_C = 500\text{ meV}$.

ямы. Из рис. 3,а видно, что для не слишком узких ям в соответствии с зависимостью от кинетической энергии электрона ферромагнитной составляющей обмена (рис. 2) уменьшение ширины ямы приводит к уменьшению M_p . При малых ширинах ямы, когда основную роль начинает играть обменное взаимодействие с магнитными ионами в барьере, зависимость магнитного момента полярона от ширины ямы меняется на противоположную — уменьшение L приводит к росту M_p .

По мере увеличения высоты барьеров минимальное значение магнитного момента полярона уменьшается и для $V_C > 555\text{ meV}$ оно становится отрицательным или, строго говоря, меняет знак коррелятор между спином электрона и окружающих его магнитных ионов. При этом нулевое значение магнитного момента полярона достигается при двух значениях ширины ямы. Большее из них увеличивается от 11 для $V_C \approx 555\text{ meV}$ до 34 \AA в пределе ямы с бесконечно высокими барьерами. Детали поведения магнитного момента в этой области требуют

специального исследования, так как при больших значениях V_C для некоторых ширин L энергия электронного уровня оказывается в резонансе с энергией акцепторного bd -уровня иона марганца, расположенного в барьере или (при еще больших значениях V_C) в квантовой яме.

На рис. 4 представлены зависимости распределения по ширине ямы плотности магнитного момента полярона с нулевым значением M_p для случаев $V_C \approx 555\text{ meV}$ и бесконечно высокого барьера. В первом случае (рис. 4,а) знак поляризации магнитных ионов изменяется при переходе из ямы в барьер. Смена знака обменной константы в барьере происходит раньше, чем в яме, так как расстояние между bd -уровнем марганца и вершиной валентной зоны для разных материалов примерно постоянно [10]. Таким образом, при фиксированной энергии электрона с понижением энергии вершины валентной

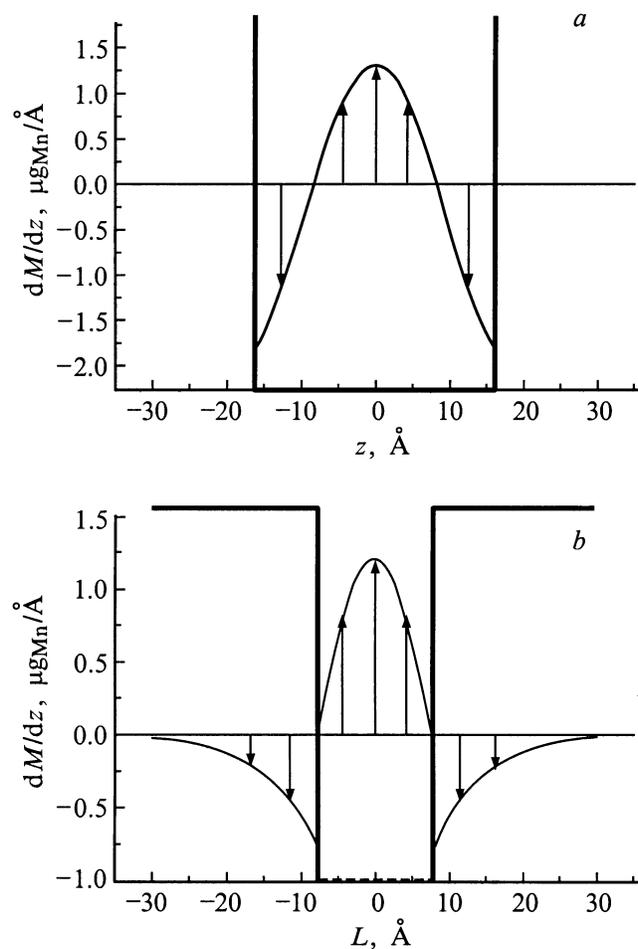


Рис. 4. Пространственное распределение плотности магнитного момента в немагнитном магнитном поляроне для (а) бесконечно высокого и (b) относительно невысокого (555 meV) барьеров. Для $V_C = 555\text{ meV}$ магнитные моменты ионов марганца в яме и барьере направлены противоположно и компенсируют друг друга. В случае бесконечно высокого барьера вероятность обнаружить электрон в барьере равна нулю. При этом немагнитному магнитному полярону соответствует антиферромагнитное упорядочение спинов магнитных ионов в яме.

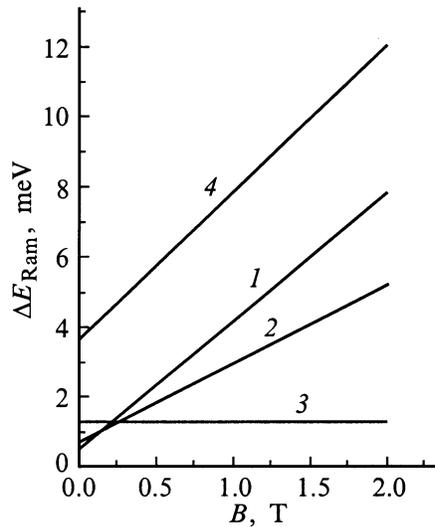


Рис. 5. Зависимость стоксова сдвига рамановского рассеяния с переворотом спина электрона в магнитополяронном состоянии от величины внешнего магнитного поля. Расчет выполнен для квантовой ямы с бесконечно высокими стенками, остальные параметры те же, что и для кривых рис. 3. Кривые рассчитаны для следующих значений ширины ямы: 1 — 60 Å, 2 — 45 Å, 3 — 34 Å, 4 — 25 Å.

зоны уменьшается и резонансный знаменатель в формуле для параметра кинетического обмена (16).

Для случая бесконечно высокого барьера электронная волновая функция не проникает в барьер и немагнитный (антиферромагнитный) магнитный полярон возникает, когда нулю равно среднее значение обменной константы.

5. Уменьшение ферромагнитной и рост антиферромагнитной составляющих обменного взаимодействия, резонансная зависимость кинетического обмена от разности энергий 2D электрона и шестого электрона на *d*-оболочке марганца приводят к довольно сложному характеру зависимости поляронной энергии от ширины квантовой ямы (кривые 1–3 на рис. 3, *a*). Однако, как легко увидеть, на этих зависимостях нет каких-либо характерных особенностей при $M_p = 0$. Таким образом, само по себе измерение магнитополяронной энергии не может использоваться для детектирования магнитного полярона с нулевым магнитным моментом.

Экспериментально обнаружить такой необычный немагнитный магнитный полярон можно было бы, например, в экспериментах по рамановскому рассеянию света с переворотом спина электрона [8,17]. Как несложно показать, для образцов, помещенных в не слишком сильное (много меньшее насыщающего) магнитное поле \mathbf{B} , рассеяния с переворотом спина электрона в магнитополяронном состоянии приводит к стоксову сдвигу

$$\hbar\Delta(B) \approx 2(E_p + M_p B). \quad (23)$$

Таким образом, стоксов сдвиг в нулевом поле дает удвоенное значение магнитополяронной энергии, а наклон

зависимости $\hbar\Delta(B)$ — удвоенное значение магнитного момента полярона. Для обычного магнитного полярона $E_p \propto M_p^2$ и быстро уменьшается по мере уменьшения наклона зависимости $\hbar\Delta(B)$. Наоборот, в рассматриваемом случае немагнитного (антиферромагнитного) полярона стоксов сдвиг имеет конечную величину при $B = 0$ и не зависит от величины внешнего магнитного поля.

На рис. 5 для примера представлены теоретические зависимости величины стоксова сдвига в эксперименте по рамановскому рассеянию с переворотом спина двумерного электрона в магнитном поляроне. Расчет выполнен для четырех значений ширины квантовой ямы с бесконечно высокими стенками: $L = 60, 45, 34$ и 25 Å. Видно, что по мере уменьшения ширины квантовой ямы наклон зависимости $\hbar\Delta(B)$ вначале уменьшается до нулевого значения, соответствующего $M_p = 0$, а затем снова увеличивается. В то же время стоксов сдвиг в нулевом магнитном поле монотонно увеличивается по мере уменьшения L .

6. Подведем итог проведенным исследованиям. Нами показано, что в полумагнитных квантово-размерных гетероструктурах нанометрового диапазона перестройка внутренней структуры блоховской амплитуды волновой функции электрона приводит к сильной пространственной зависимости параметра обменного взаимодействия между электроном и окружающими его магнитными ионами. В одних точках структуры существенным оказывается потенциальный обмен, характеризующийся положительной величиной параметра обменного взаимодействия, а в других — кинетический, для которого знак параметра обменного взаимодействия отрицателен. Знакопеременность обменного взаимодействия открывает возможность для возникновения магнитного полярона с нулевым магнитным моментом. В таком поляроне спины магнитных ионов упорядочены антиферромагнитным образом.

Автор благодарен Д.Р. Яковлеву, К.В. Кавокину, Б.П. Захарчене, В.И. Перелю, W. Ossau и G. Landwehr за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] P.G. de Gennes. Phys. Rev. **118**, 1, 141 (1960).
- [2] E.L. Nagaev. J. Magn. Mat. **110**, 1, 39 (1992).
- [3] P.A. Wolf. In: Semiconductors and Semimetals. Vol. 25 / Ed. by J.K. Furdyna, J. Kossut. Academic Press, London (1988). P. 413.
- [4] И.А. Меркулов, Д.Р. Яковлев, К.В. Кавокин, G. Mackh, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. Письма в ЖЭТФ **62**, 4, 313 (1995).
- [5] И.А. Меркулов, Д.Р. Яковлев, К.В. Кавокин, G. Mackh, B. Kuhn-Heinrich, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. ФТТ **39**, 11, 2079 (1997).
- [6] Ю.Ф. Берковская, Э.М. Вахабова, Б.Л. Гельмонт, И.А. Меркулов. ЖЭТФ **94**, 4, 183 (1988).
- [7] D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin. Comments Condens. Matter. Phys. **18**, 2, 51 (1996).

- [8] I.A. Merkulov, D.R. Yakovlev, A. Keller, W. Ossau, J. Geurts, G. Landwehr, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. *Phys. Rev. Let.* **83**, 1431 (1999).
- [9] A.K. Bhattacharjee, G. Fishman, B. Coqblin. *Physica* **117&118**, 449 (1983).
- [10] B.E. Larson, K.C. Hass, E. Ehrenreich, A.E. Carlsson. *Phys. Rev.* **B37**, 8, 4137 (1988).
- [11] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures*. Springer-Verlag, Berlin (1995).
- [12] P.A. Сурис. *ФТП* **20**, 11, 1258 (1986).
- [13] T. Dietl. In: *Diluted magnetic semiconductors* / Ed. by S. Mahajan. *Handbook of Semiconductors*. Vol. 3b. North-Holland, Amsterdam (1994). P. 1252.
- [14] J.A. Gay, R. Planel, G. Fishman. *Solid State Commun* **29**, 5, 435 (1979).
- [15] A. Wasiela, Y. Merle d'Aubigne, J.E. Nicholls, D.E. Ashenford, B. Lunn. *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 4, 571 (1992).
- [16] B. Kuhn-Heinrich, W. Ossau, T. Litz, A. Waag, G. Landwehr. *J. Appl. Phys.* **75**, 12, 8046 (1994).
- [17] A.K. Ramdas, S. Rodrigues. In: *Semiconductors and Semimetals*. Vol. 25 / Ed. by J.K. Furdyna, J. Kossut. Academic Press, London (1988) P. 345.