Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 7, с. 467 – 471 © 2014 г. 10 апреля

Особенности намагниченности двумерного разбавленного магнитного полупроводника с сильным спин-орбитальным взаимодействием

К. С. Денисов[1], *Н. С. Аверкиев*

Физико-технический институт им. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 7 марта 2014 г.

Теоретически изучены свойства связанных состояний магнитных примесей с локализованными носителями в двумерных полупроводниковых системах в условиях сильного спин-орбитального взаимодействия Рашбы. Особенности поведения состояний связанного электрона в такой системе приводят к зависимости основного состояния поляронов от величины внешнего магнитного поля. В результате в зависимости намагниченности от приложенного поля возникает скачок.

DOI: 10.7868/S0370274X14070091

В последнее время активно развивается новая область твердотельной физики – спинтроника. Ее предназначение состоит в использовании фундаментальных знаний в области спин-зависимых явлений для разработки устройств хранения и обработки информации, закодированной в спиновых степенях свободы частиц в веществе. Важным классом материалов для спинтроники являются разбавленные магнитные полупроводники (РМП). Они представляют собой раствор типа A2B6 или A3B5, содержащий высокую концентрацию (порядка одного атомного процента) магнитных примесей (обычно атомов марганца). В этих средах наблюдается ряд разнообразных эффектов [1–3], обусловленных наличием сильного обменного взаимодействия носителей заряда с электронами на внешней d-оболочке магнитных центров. Особый интерес представляют низкоразмерные РМП-системы [4]. Ранее были подробно изучены магнитные свойства лишь p-легированных структур, интерес к которым был определен более сильной обменной связью дырок с магнитными примесями, а также более сложной структурой валентной зоны. Недавно появилась возможность создания квантовых ям [5, 6], характеризующихся сильной асимметрией сверхструктурного потенциала (SIA), приводящей к большой величине спин-орбитального расщепления энергетических состояний (эффект Рашбы). В таких условиях поведение электрона зоны проводимости заметно модифицируется и может представлять интерес изучение влияния именно электронных состояний на магнитные эффекты РМП.

В представленной работе изучено поведение n-легированной двумерной РМП-системы (квантовая яма) в условиях сильного спин-орбитального взаимодействия Рашбы во внешнем магнитном поле при низких температурах. Показано, что учет обменного взаимодействия локализованных на донорах электронов с магнитными центрами приводит к появлению особенности в зависимости намагниченности среды от внешнего магнитного поля: при некотором значении $\mathbf{B}_*$ внешнего поля, определяемого параметрами самого материала, в зависимости $\mathbf{M}(\mathbf{B})$ вплоть до 1 K наблюдается скачок.

В отсутствии обменного взаимодействия система распадается на две невзаимодействующие и, вообще говоря, энергетически вырожденные подсистемы. Это ансамбль магнитных изовалентных примесей, вырожденный по направлениям магнитных моментов, и локализованный на доноре электрон, связанное состояние которого может обладать спиновым вырождением. Обменное взаимодействие носителей заряда с магнитными центрами является точечным и описывается добавкой к гамильтониану следующего вида:

$$\hat{V}_{ex} = -\alpha_e \sum_n \hat{\rho}(\mathbf{r}_n) \left(\hat{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{I}}_n\right), \qquad (1)$$

где α_e – константа обменного взаимодействия, $\hat{\rho}(\mathbf{r}_n) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n)$ – оператор плотности частицы в точке расположения n-го центра, $\hat{\mathbf{I}}_n$ – его оператор спина, $\hat{\mathbf{S}}$ – оператор спина электрона. Суммирование идет по всем магнитным примесям. Нахождение основного состояния системы с учетом (1) должно проводиться в рамках теории возмущений.

[1] e-mail: denisokonstantin@gmail.com

Согласно иерархии релаксационных времен [7] для систем, взаимодействующих по закону (1), в квазистационарном случае (на временах порядка времени жизни связанных состояний) направления спинов магнитных центров являются установившимися. Это позволяет заменить все операторы $\hat{\mathbf{I}}_n$ их классическими выражениями $\mathbf{I}_n$. Матрица оператора $\hat{V}_{ex}$ становится зависящей от набора классических векторов $\mathbf{I}_n$ и может быть выписана явно:

$$(V_{ex})_{i,k} = -\sum_n \mathbf{B}_{ex}^{i,k}\mathbf{M}_n, \tag{2}$$

где $\mathbf{B}_{ex}^{i,k}(\mathbf{r}) = \dfrac{\alpha_e}{\mu_0 g_{\mathrm{Mn}}}\langle\psi_i|\hat{\rho}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{S}}|\psi_k\rangle$ – обменное поле электрона, ψ_i – волновые функции электрона, $\mathbf{M}_n = \mu_0 g_{\mathrm{Mn}}\mathbf{I}_n$ – магнитный момент n-го центра, g_{Mn} – g-фактор атома марганца в кристалле.

При низких температурах можно считать все носители локализованными на донорах. Связанный электрон оказывает влияние лишь на магнитные примеси, расположенные внутри области локализации ($r < r_0$), число которых $N_{\mathrm{Mn}}r_0^2 \gg 1$ в РМП достаточно велико. Основное состояние системы отвечает наименьшему собственному значению матрицы (2) и характеризуется одновременно определенной волновой функцией ψ электрона и конкретным распределением направлений моментов $\mathbf{M}_n$, что можно отождествить с возникновением квазичастицы. Такое коллективное состояние называют магнитным поляроном.

Для изучения полярона не обязательно знать точный вид огибающих волновых функций ψ электрона. Поле дефекта V_d является незначительным почти во всей области локализации. Поэтому можно считать, что оно отлично от нуля лишь на расстояниях, сравнимых с межатомным масштабом a_0. Число магнитных центров вблизи дефекта ($r \sim a_0$) несравнимо меньше общего числа $N_{\mathrm{Mn}}r_0^2$ примесей в области локализации. Поэтому основной вклад в энергию (2) определяется поведением электрона на расстояниях $r \gg a_0$, где возмущение V_d отсутствует.

Для нахождения волновой функции в указанном приближении существует метод потенциала нулевого радиуса [8]. Он заключается в том, что в исходном уравнение Шредингера надо положить потенциал дефекта $V_d = 0$, а присутствие возмущения решетки учесть введением в правую часть $\delta(\mathbf{r})\xi_{\uparrow,\downarrow}$ дельта-функции и граничного условия в точке $r = 0$, определяющего энергию локализации E_c. Искомые асимптотики волновых функций находятся из следующего уравнения:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\hat{k}_x^2 + \hat{k}_y^2\right) + \hat{H}_{so} - E_c\right]\psi_{\uparrow,\downarrow} = \delta(\mathbf{r})\xi_{\uparrow,\downarrow}. \tag{3}$$

Здесь первый член отвечает кинетической энергии двумерного движения, $\hat{H}_{so} = \alpha_{so}\left(\sigma_x\hat{k}_y - \sigma_y\hat{k}_x\right)$ – оператор спин-орбитального взаимодействия Рашбы, перемешивающий верхний ($\xi_\uparrow$) и нижний ($\xi_\downarrow$) спиноры, α_{so} – константа спин-орбитального взаимодействия, σ_i – матрицы Паули, E_c – энергия локализации.

Два ортогональных решения уравнения (3):

$$\psi_\uparrow = \begin{pmatrix} a \\ ie^{i\varphi}b\end{pmatrix}, \qquad \psi_\downarrow = \begin{pmatrix} ie^{-i\varphi}b \\ a\end{pmatrix}, \tag{4}$$

$$a(r) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^\infty J_0(kr)\frac{\dfrac{\hbar^2k^2}{2m^*} - E_c}{\left(\dfrac{\hbar^2k^2}{2m^*} - E_c\right)^2 - \alpha_{so}^2k^2}k\,dk, \tag{5a}$$

$$b(r) = -\frac{\alpha_{so}}{2\pi}\int\limits_0^\infty J_1(kr)\frac{k^2}{\left(\dfrac{\hbar^2k^2}{2m^*} - E_c\right)^2 - \alpha_{so}^2k^2}dk \tag{5b}$$

(где J_0, J_1 – функции Бесселя нулевого и первого порядка соответственно, функции a, b зависят лишь от радиуса-вектора, φ – полярный угол в плоскости), описывают локализованное состояние электрона с энергией E_c. Вопрос взаимосвязи E_c с конкретным видом дефекта в двумерной системе со спин-орбитальным взаимодействием рассмотрен в работе [9]. Мы будем считать E_c параметром задачи.

Интегралы в (5) сходятся при $E_c < -m^*\alpha_{so}^2/2\hbar^2$, т.е. описывают локализованное состояние ($-m^*\alpha_{so}^2/2\hbar^2$ – наименьшее значение энергии свободного движения в условиях спин-орбитального взаимодействия Рашбы). Функции $\psi_{\uparrow,\downarrow}$ ортогональны в каждой точке и обладают одинаковой плотностью вероятности $|\psi_\uparrow|^2 = |\psi_\downarrow|^2 = a^2 + b^2$, не зависящей от полярного угла φ (задача изотропна в плоскости). Поэтому и любая их суперпозиция $\psi_\alpha = \psi_\uparrow\cos\alpha + \psi_\downarrow\sin\alpha$ характеризуется тем же значением плотности вероятности: $|\psi_\alpha|^2 = a^2 + b^2$. Удобно считать, что нормировочный коэффициент уже включен в определения (5) и $\int\left(a^2 + b^2\right)d^2\mathbf{r} = 1$.

Радиальные компоненты $a(r)$, $b(r)$ содержат осциллирующие функции Бесселя. Поэтому основное состояние электрона имеет узлы. В некотором диапазоне существующих значений параметров E_c, α_{so}

эта особенность волновых функций возникает уже в области локализации (рис. 1).

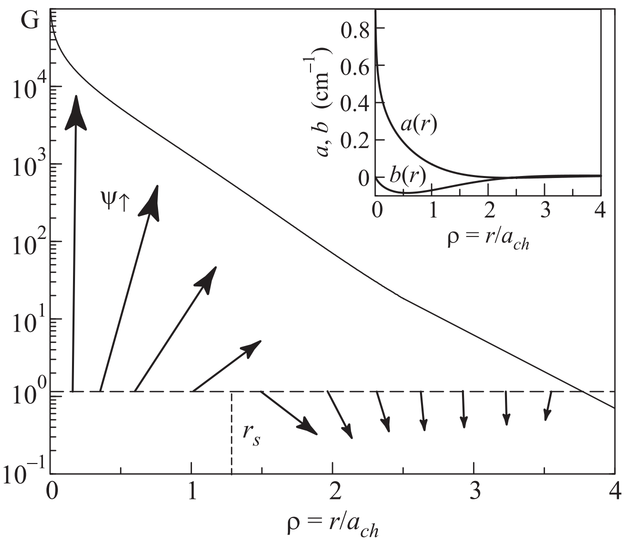

Рис. 1. Зависимость обменного поля электрона в состоянии $\psi_\uparrow$ от расстояния до дефекта ($a_{ch} = 7$ нм). Длины стрелок пропорциональны значению B_{ex} (монотонно убывающая кривая $B_{ex} = \alpha_e|\psi|^2/2g_{\mathrm{Mn}}\mu_0$), а углы наклонов определяются отношением $(\mathbf{B}_{ex})_z/B_{ex} \sim (b^2-a^2)/(a^2+b^2)$. На вставке приведена зависимость компонент волновых функций (5) от расстояния до донора. Параметры $m_* = 0.096m_0$, $E_c = -17$ мэВ, $\alpha_{so} = 1.2$ мэВ$\cdot$Å

Рассмотрим матрицу обменного поля $\mathbf{B}^{i,k}_{ex}(\mathbf{r})$, записанную в базисе состояний $\psi_{\uparrow,\downarrow}$. Обозначим ее диагональные элементы как $\mathbf{B}_{1,1}$ и $\mathbf{B}_{2,2}$, а недиагональные – как $\mathbf{B}_{1,2} = \mathbf{B}^*_{2,1}$. Элементарным вычислением можно показать, что в любой точке плоскости имеют место следующие соотношения:

$$\mathbf{B}_{1,1} = -\mathbf{B}_{2,2}, \tag{6a}$$

$$\mathbf{B}^*_{1,1}\cdot\mathbf{B}_{1,2} = 0, \tag{6b}$$

$$|\mathbf{B}_{1,1}|^2 = |\mathbf{B}_{1,2}|^2. \tag{6c}$$

Для нахождения основного состояния системы необходимо вычислить собственные числа матрицы V_{ex} в определенном ортогональном базисе функций электрона (например, в $\psi_{\uparrow,\downarrow}$) и затем минимизировать полученные значения по направлению векторов $\mathbf{M}_n$. Рассмотрим случай, когда в системе присутствует лишь один магнитный центр. Решение поставленной задачи с учетом свойств (6) приводит к следующим двум значениям энергии:

$$E_{1,2} = \pm|\mathbf{B}_{1,1}|\sqrt{(\mathbf{n}_{1,1}\mathbf{M})^2 + |\mathbf{n}_{1,2}\mathbf{M}|^2}, \tag{7}$$

где $\mathbf{n}_{1,1}$, $\mathbf{n}_{1,2}$ – единичные орты вдоль соответствующих векторов обменных полей. Для поиска основного состояния нужно взять отрицательный корень. Нетрудно убедиться в том, что если орт $\mathbf{n}_{1,2}$ – чисто вещественный, то энергия (7) минимальна ($E_{\min} = -B_{1,1}M_n$), когда вектор $\mathbf{M}_n$ полностью лежит в плоскости векторов $\mathbf{B}_{1,1}$ и $\mathbf{B}_{1,2}$. При этом энергия оказывается не зависящей от его конкретного направления в данной плоскости. Выбор определенной ориентации вектора $\mathbf{M}_n$ относительно $\mathbf{B}_{1,1}$, $\mathbf{B}_{1,2}$ зафиксирует соответствующую волновую функцию ψ_α электрона, а также ортогональную ей функцию, в базисе которых матрица V_{ex} является диагональной. Поскольку существует два ортогональных электронных состояния, основное состояние системы будет двукратно вырожденным.

В нашем случае орт $\mathbf{n}_{1,2}$ является комплексным. Поэтому анализ собственных значений (7) путем минимизации по направлению вектора $\mathbf{M}_n$ не будет иметь столь же наглядной интерпретации. Удобнее находить основное состояние способом, предложенным в [10]. Зафиксируем произвольную волновую функцию электрона ψ_α. Матричный элемент

$$\langle\psi_\alpha|\hat{V}_{ex}|\psi_\alpha\rangle = -\mathbf{B}^\alpha_{ex}\cdot\mathbf{M}_n \tag{8}$$

представляет собой обменную энергию взаимодействия электрона в состоянии ψ_α с магнитным центром. Для выбранной функции ψ_α эта энергия минимальна, когда момент $\mathbf{M}_n$ ориентирован вдоль обменного поля $\mathbf{B}^\alpha_{ex}$. Тогда основному состоянию системы отвечает такая функция ψ, для которой при условии ориентации $\mathbf{M}_n$ вдоль $\mathbf{B}_{ex}$ соответствующая энергия (8) минимальна. В работе [10] различные суперпозиции ψ были сформированы из ортогональных функций ψ_i, характеризующихся отличными выражениями для $|\psi_i|^2$ и значениями спина. Это приводило к зависимости величины обменного поля от конкретной их комбинации и существованию выделенного минимальной энергией (8) состояния. В изучаемой системе все линейные комбинации ψ_α функций $\psi_{\uparrow,\downarrow}$ характеризуются одинаковой плотностью вероятности и отвечают спину электрона $s = 1/2$. При условии ориентации $\mathbf{M}_n$ вдоль $\mathbf{B}_{ex}$ энергия (8) может быть вычислена явно:

$$E_{\min} = -B^\alpha_{ex}M_n = -\frac{1}{2}\alpha_e\left(a^2+b^2\right)I_n. \tag{9}$$

Стоит отметить, что предложенная процедура диагонализует матрицу V_{ex} в базисе ортогональных волновых функций, для одной из которых момент $\mathbf{M}_n$ ориентирован вдоль соответствующего ей обменного поля (и противонаправлен полю ортогонального состояния). При этом на диагонали располагаются наименьшее ($E_{\min} = -(1/2)\alpha_e|\psi|^2I_n$) и наибольшее

($E_{\max} = (1/2)\alpha_e|\psi|^2 I_n$) возможные значения энергии. Данное наблюдение можно считать обоснованием использования метода [10] в исследуемой системе.

Обобщая рассмотрение на ансамбль состоящий из большого числа магнитных центров, можно указать последовательный способ нахождения основного состояния полярона. Для фиксированной электронной волновой функции ψ_α нужно в качестве ориентации спина каждого магнитного центра выбрать направление обменного поля $\mathbf{B}^{\alpha}_{ex}(\mathbf{r}_n) = \dfrac{\alpha_e}{\mu_0 g_{\mathrm{Mn}}}\langle\psi_\alpha(\mathbf{r}_n)|\hat{\mathbf{S}}|\psi_\alpha(\mathbf{r}_n)\rangle$ в точке его расположения. Далее требуется выбрать комбинацию ψ_α, для которой выражение $E = -\sum B^{\alpha}_{ex}M_n = -(1/2)\alpha_e I N_{\mathrm{Mn}}$ имеет наименьшее возможное значение. Указанные свойства волновых функций (6) приводят к тому, что основное состояние полярона оказывается двукратно вырожденным, поскольку энергия не зависит от конкретной функции ψ_α.

Вырождение снимается при включении внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$. Двумерность исследуемой системы означает, что можно пренебречь распределением магнитных центров вдоль оси роста квантовой ямы, т.е. ее ширина достаточно мала. В такой структуре g-фактор электрона является малой величиной [11]. При описании отклика магнитного полярона это условие позволяет пренебречь влиянием слабого внешнего поля на электроны и учитывать только его воздействие на магнитные центры. В данном приближении можно считать, что $\mathbf{B}$ не изменяет волновые функции (4) и энергию E_c. Процедура нахождения основного состояния полярона в этом случае совершенно аналогична описанной выше. Фиксируется определенное электронное состояние ψ_α. При низких температурах моменты $\mathbf{M}_n$ ориентированы вдоль результирующего поля $\mathbf{B}+\mathbf{B}^{\alpha}_{ex}$ в точке их расположения. Энергия системы имеет вид

$$E_\alpha = -\sum_n |\mathbf{B} + \mathbf{B}^{\alpha}_{ex}|\mathrm{M}_n. \tag{10}$$

Это выражение минимизируется выбором правильной комбинации ψ_α.

В отсутствие обменного взаимодействия центров с электронами (при $T = 0$) включение внешнего поля привело бы к выстраиванию вдоль него всех моментов и величине намагниченности равной значению насыщения. Обменное взаимодействие препятствует ориентации $\mathbf{M}_n$ вдоль $\mathbf{B}$ уже при нулевой температуре. Полярон будет находиться в состоянии с наименьшей энергией (10), что соответствует несонаправленной с $\mathbf{B}$ ориентации моментов, а значит, и меньшей величине намагниченности, зависящей от внешнего поля.

Пусть внешнее поле направлено вдоль оси роста квантовой ямы. При фиксированном значении поля минимум энергии (10) достигается либо для волновой функции $\psi_\uparrow$, либо для волновой функции $\psi_\downarrow$. Особенностью системы является то, что для некоторых значений характеристик материала возможна ситуация, когда при некотором значении поля $B = B_*$ эти энергии совпадают. Из рис. 2 видно, что

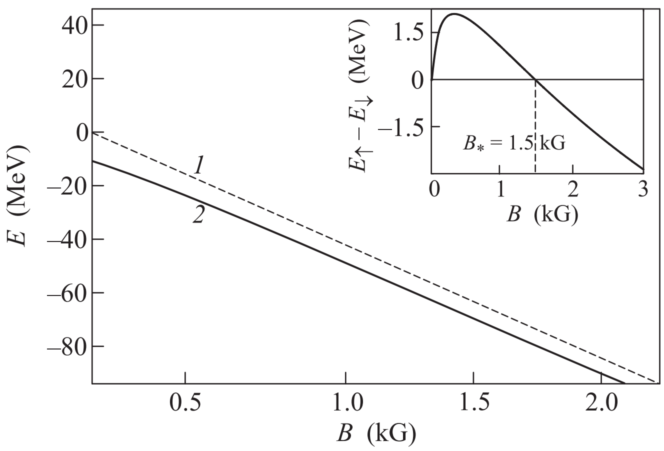

Рис. 2. Зависимость энергий системы $E_{\uparrow,\downarrow}$ от величины внешнего магнитного поля ($\mathbf{B}$ направлено вдоль оси z) без учета (линия *1*) и с учетом (*2*) обменного взаимодействия магнитных центров с электроном ($\alpha_e N_{\mathrm{Mn}} = 60$ мэВ). На вставке приведена разница $E_\uparrow - E_\downarrow$ энергий системы в электронных состояниях $\psi_{\uparrow,\downarrow}$. При величине внешнего поля B_* энергии двух состояний совпадают. Параметры $m_* = 0.096m_0$, $E_c = -17$ мэВ, $\alpha_{so} = 1.2$ мэВ · Å

при $B = B_*$ происходит пересечение энергий (10), а значит, и смена основного состояния квазичастицы.

Указанный эффект обусловлен специальным поведением обменного поля (рис. 1) полученных решений (4). В области локализации z-компонента обменного поля $\left(\mathbf{B}^{\uparrow,\downarrow}_{ex}\right)_z \sim \pm(b^2 - a^2)$ состояний $\psi_{\uparrow,\downarrow}$ меняет свой знак (при $r = r_s$). Вблизи дефекта значение $\left(\mathbf{B}_{ex}\right)_z$ очень велико. Поэтому в больших внешних полях $\mathbf{B}$ меньшей энергии системы будет отвечать состояние, в котором z-компонента $\mathbf{B}_{ex}$ вблизи дефекта ($r < r_s$) согласована знаком с $\mathbf{B}$ (при $B > 0$ это будет $\psi_\uparrow$-состояние). В малых внешних полях разница энергий для двух состояний определяется вкладом от магнитных центров, расположенных в области слабого обменного поля. Меньшей энергии отвечает состояние, в котором согласованным со знаком внешнего поля будет величина $(\mathbf{B}_{ex})_z$ в области $r > r_s$. Поскольку в точке r_s происходит смена знака, в малых полях основным состоянием будет другая функция, т.е. при $B > 0$ это будет $\psi_\downarrow$-состояние. В результате для некоторого промежуточного значения внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_*$ энергии поляронa в состояниях $\psi_{\uparrow,\downarrow}$ окажутся равными.

Намагниченность образца определяется вкладами от двух типов областей, условно разделенных величиной влияния обменного поля локализованных носителей на магнитные центры. При достаточно высокой концентрации доноров и при низких температурах нетривиальный вклад магнитных поляронов становится доминирующим. Поскольку основное состояние отдельных поляронов оказывается зависящим от величины внешнего поля, а значения магнитных моментов (при $T = 0$) $M_z^{\uparrow,\downarrow} = \sum_n M_n \left[\left(\mathbf{B} + \mathbf{B}_{ex}^{\uparrow,\downarrow}\right)_z / \left|\mathbf{B} + \mathbf{B}_{ex}^{\uparrow,\downarrow}\right|\right]_n$ для состояний $\psi_{\uparrow,\downarrow}$ в точке $B = B_*$, вообще говоря, различны, в наблюдаемой зависимости намагниченности материала от магнитного поля, приложенного вдоль оси роста, должен появиться скачок (рис. 3). Характерная разница энергий $E_{\uparrow,\downarrow}$ составляет несколько мэВ. Таким образом, эффект можно наблюдать вплоть до $T \sim 1$ K.

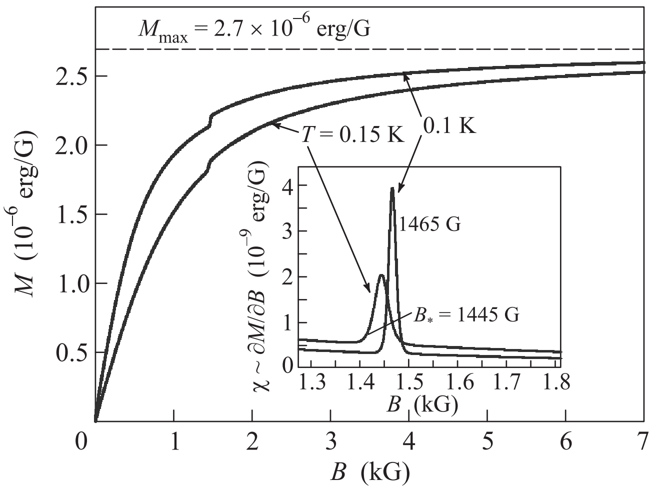

Рис. 3. Зависимость намагниченности системы от $\mathbf{B}$. Скачок при $B = B_*$ обусловлен сменой поляронного состояния с наименьшей энергией. На вставке приведена дифференциальная восприимчивость системы $\chi = \partial M/\partial B$ во внешнем поле, которая характеризуется наличием пика при $B = B_*$. Параметры $g_{\mathrm{Mn}} = 2$, $m_* = 0.096 m_0$, $E_c = -17$ мэВ, $\alpha_{so} = 1.2$ мэВ $\cdot$ Å, $\alpha_e N_{\mathrm{Mn}} = 60$ мэВ

Скачок намагниченности происходит в полях $B_* \sim 1$ кГс, когда сделанное предположение о малости магнитного воздействия на электронные состояния действительно справедливо: парамагнитный и диамагнитный вклады в энергию электрона в узкой квантовой яме оказываются гораздо меньше энергии локализации (0.1 против 10 мэВ). Особенность намагниченности не выходит за рамки применимости проделанного рассмотрения, а значит, может быть измерена экспериментально. Положение пика однозначно определяется параметрами материала, в частности значением энергии связанного состояния электрона и величиной константы спин-орбитального взаимодействия.

Работа поддержана некоммерческим фондом “Династия” и грантом Президента РФ НШ–1085.2014.2.

1. D. Heinman, P. A. Wolff, and J. Warnock, Phys. Rev. B **31**, 6579 (1985).
2. К. В. Кавокин, И. А. Меркулов, Д. Р. Яковлев, ФТТ **40**, 800 (1998).
3. A. Lemaitre, C. Testelin, C. Rigaux, T. Wojtowicz, and G. Karczewski, Phys. Rev. B **62**, 5059 (2000).
4. C. Betthausen, T. Dollinger, H. Saarikovsky, V. Kolkovsky, T. Wojtowicz, K. Richter, and D. Weiss, Science **337**, 324 (2012).
5. J. Shuqiang, W. Huizhen, and X. Tianning, Appl. Phys. Lett. **95**(13), 132105 (2009).
6. R. L. Kallaher, J. J. Heremans, N. Goel, S. J. Chung, and M. B. Santos, Phys. Rev. B **81**, 075303 (2010).
7. I. A. Merkulov, D. R. Yakovlev, K. V. Kavokin, G. Mackh, W. Ossau, A. Waag, and G. Landwehr, Письма в ЖЭТФ **62**(4), 313 (1995).
8. Ю. Н. Демков, В. Н. Островский, *Метод потенциала нулевого радиуса* (1975).
9. Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **81**(4), 198 (2005).
10. Yu. F. Berkovkaya, E. M. Vakhabova, B. L. Gel’mot, and I. A. Merkulov, Sov. Phys. JETP **67**(4), 750 (1998).
11. A. A. Kiselev, E. L. Ivchenko, A. A. Sirenko, T. Ruf, M. Cardona, D. R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, and G. Landwehr, J. Cryst. Growth **184**, 831 (1998).