

Переходы Мотта в сильно легированных магнитных полупроводниках

© Э.Л. Нагаев

Институт физики высоких давлений Российской академии наук,
142092 Троицк, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 4 января 1997 г.
В окончательной редакции 11 сентября 1997 г.)

Предложено обобщение критерия Мотта для перехода сильно легированного полупроводника из изолирующего в высокопроводящее состояние, которое применимо для магнитных полупроводников. На основе этого обобщения исследованы переходы изолятор–металл в ферромагнитном полупроводнике, происходящие при изменении температуры, и переходы изолятор–металл в антиферромагнитном полупроводнике, происходящие под действием магнитного поля. Результаты представляют самостоятельный интерес и для невырожденных полупроводников, поскольку дают температурную и полевою зависимости радиусов примесных состояний, энергий и намагнитченностей неионизованных доноров или акцепторов.

Многие сильно легированные магнитные полупроводники при изменении типа магнитного упорядочения или при разрушении его переходят из высокопроводящего в изолирующее состояние. Например, ферромагнитный полупроводник EuO в определенном интервале донорных примесей при повышении температуры обнаруживает переход из высокопроводящего состояния в изолирующее, причем скачок сопротивления достигает рекордной величины 19 порядков [1]. При дальнейшем повышении температуры образцы с большим содержанием примеси, пройдя пик сопротивления в районе точки Кюри T_C , возвращаются в высокопроводящее состояние, образцы же с меньшим ее содержанием так и остаются в изолирующем состоянии вплоть до самых высоких температур. Аналогичные, хотя и более слабо выраженные особенности сопротивления обнаруживают и манганиты ($\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ и т.д.) (см. обзор [2]).

В некоторых манагнитных наблюдается переход из изолирующего состояния в высокопроводящее под действием магнитного поля. Он происходит одновременно со скачкообразным переходом из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние, например, в $\text{Pt}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с $0.3 \leq x \leq 0.5$ [2].

Природа переходов изолятор–металл при изменении температуры такова [3]. Радиус орбиты электрона на доноре в ферромагнитном полупроводнике при конечных температурах меньше, чем при $T = 0$, из-за увеличенной намагнитченности в окрестности донора, которая устанавливается благодаря косвенному обмену между d -спинами через электрон донора. Разность между средней по кристаллу намагнитченностью и локальной намагнитченностью в окрестности донора максимальна при температурах, близких к T_C . Следовательно, если при $T = 0$ критерий Мотта (1) выполнен, он может перестать выполняться в окрестности T_C , и при росте температуры должен происходить переход из металлического в изолирующее состояние.

Можно было бы предположить, что должен произойти обратный переход при очень высоких температурах,

поскольку корреляции между спинами отсутствуют повсюду, включая окрестность доноров или акцепторов. Но далее будет показано, что в действительности низкотемпературный радиус превышает высокотемпературный, так что система может остаться в изолирующем состоянии вплоть до самых высоких температур.

Простейший вариант теории переходов изолятор–металл, индуцированных магнитным полем, состоит в следующем. Как впервые было указано в [4], при антиферромагнитном упорядочении в зоне проводимости появляется щель. При ее половинном заполнении нижняя подзона целиком заполнена и отделена щелью от верхней подзоны, т.е. система находится в изолирующем состоянии. При установлении ферромагнитного упорядочения щель исчезает, и кристалл становится высокопроводящим. Однако такая простая теория явно неадекватна для рассматриваемых систем, где заполнение зоны проводимости заведомо не достигает половинного.

В настоящей работе дается также теоретическая интерпретация таких переходов в условиях, когда заполнение зоны проводимости далеко от половинного. Предложен их механизм, основанный на возникновении локальной намагнитченности в окрестности дефекта и выравнивании намагнитченности по кристаллу во внешнем магнитном поле. Этот механизм родствен описанному выше и работает в условиях, когда концентрация примеси близка к тому критическому значению, при котором осуществляется переход Мотта. Он позволяет объяснить переходы Мотта как при изменении температуры, так и в магнитном поле.

Следует указать, что впервые на появление намагнитченности в окрестности донора и связанное с ней уменьшение радиуса орбиты было обращено внимание при исследовании антиферромагнитного полупроводника в [5], а через некоторое время появилась публикация [6], в которой было указано на рост локальной намагнитченности вблизи донора в ферромагнитном полупроводнике при конечных температурах. Вопрос о радиусе орбиты там исследован не был.

1. Косвенный обмен через локализованный электрон

Переход Мотта в отличие от перехода Андерсона связан только с электронными корреляциями, а не с неупорядоченностью в расположении примесных атомов. Как хорошо известно, даже в периодической системе удаленных друг от друга атомов, если расстояние между ними достаточно велико, электроны остаются локализованными каждый на своем атоме. Их делокализация происходит, когда расстояние между атомами $n^{-1/3}$ становится сравнимым с их атомным радиусом a_A . Мотт предложил в качестве критерия делокализации в немагнитных полупроводниках неравенство [7]

$$n^{1/3}a_A > 0.25, \quad (1)$$

где a_A совпадает с борновским радиусом $a_B = \epsilon_0/me^2$ ($\hbar = 1$). Критерий Мотта получается из условия существования дискретного уровня в экранированном кулоновском потенциале вырожденного полупроводника, т. е. из условия абсолютной нестабильности металлического состояния. Однако такой подход вряд ли можно считать последовательным, поскольку число потенциальных ям в кристалле совпадает с числом атомов и возникновение дискретного уровня в отдаленной яме отнюдь не исключает образования энергетической зоны из этих уровней. Коль скоро соотношение Мотта хорошо согласуется с экспериментом, его имеет смысл рассматривать скорее как эмпирическое.

Встает вопрос, как распространить это соотношение на магнитные полупроводники, электрические свойства которых влияют на магнитные и наоборот. Можно попытаться сделать это, взяв в качестве исходного либо металлическое, либо изолирующее состояние. Первый подход, предложенный в [8], как и подход самого Мотта, основан на условии появления дискретного уровня в суммарном потенциале, включающем в себя экранированные кулоновский и обменный потенциалы. В результате в атомном радиусе a_A , входящем в (1), вместо истинной диэлектрической проницаемости ϵ_0 появляется эффективная диэлектрическая проницаемость вырожденного полупроводника, учитывающая обменное взаимодействие электронов проводимости с намагниченностью.

Кроме уже отмеченного выше факта, что появление отдельного дискретного уровня не тождественно переходу изолятор–металл, недостатком такого подхода является то обстоятельство, что во всех работах эффективная диэлектрическая проницаемость вычисляется для сильно вырожденного полупроводника, т. е. в предположении, что волновые функции электронов проводимости соответствуют плоским волнам, что вблизи границы перехода вряд ли верно. Впрочем конкретного рассмотрения перехода изолятор–металл на основе такого обобщения критерия Мотта не проводилось.

В настоящей работе проведен анализ перехода изолятор–металл с изолирующим состоянием в качестве

базисного. В этом случае в качестве атомного радиуса a_A в (1) выбирается реальный радиус в невырожденном полупроводнике, и именно он сравнивается со средним расстоянием между примесями. Такой анализ представляется более физичным. Кроме информации о переходе изолятор–металл он дает информацию и о свойствах невырожденных магнитных полупроводников, имеющую самостоятельную ценность.

В основе рассмотрения лежит одноэлектронный гамильтониан $s-d$ -модели с добавленной к нему энергией кулоновского взаимодействия между электроном и донором. В координатном представлении он имеет вид

$$H = H_e + H_{sd} + H_{dd}, \quad H_e = -\frac{\Delta}{2m} - \frac{e^2}{\epsilon_0 r}, \quad (\hbar = 1), \quad (2)$$

$$H_{sd} = -A \sum_{\mathbf{g}} (\mathbf{S}_{\mathbf{g}} \mathbf{s}) D(\mathbf{r} - \mathbf{g}),$$

$$H_{dd} = -\frac{I}{2} \sum (\mathbf{S}_{\mathbf{g}} \mathbf{S}_{\mathbf{g}+\Delta}) - \sum (\mathbf{S}_{\mathbf{g}} \mathbf{H}),$$

где $D(\mathbf{r} - \mathbf{g})$ равна единице внутри элементарной ячейки \mathbf{g} и нулю вне ее, $\mathbf{S}_{\mathbf{g}}$ и \mathbf{s} — спины атома \mathbf{g} и электрона проводимости соответственно. Взаимодействие s -электрона с внешним магнитным полем можно не выписывать, так как оно при $A > 0$ и заданной величине поля является константой.

Далее будет считаться выполненным неравенство $AS \ll W \sim 1/ma^2$, где a — постоянная решетки, S — величина спина магнитного атома. Это условие заведомо выполнено в халькогенидах европия [2]. Кроме того, оно, возможно, выполняется и в таких материалах, как манганиты, привлекающих к себе сейчас большое внимание из-за своего колоссального магнитосопротивления. Хотя в течение долгого времени было принято считать, что дырки в них движутся по ионам Mn, и потому в них осуществляется двойной обмен ($W \ll AS$), недавно появившиеся экспериментальные данные [9] свидетельствуют о том, что они, скорее, движутся по ионам кислорода, что соответствует противоположному неравенству.

Начнем рассмотрение с далекой парамагнитной области. Для нахождения основного состояния электрона на доноре, будет использована вариационная процедура.

Поскольку система d -спинов может рассматриваться как медленная по сравнению с s -электронной подсистемой, представляется естественным использование адиабатического приближения, предполагающего, что состояние магнитной подсистемы зависит от усредненных характеристик магнитной подсистемы. Условиями для этого служат неравенства $AS/W \ll 1$, $IS/A \ll 1$. Пробная волновая функция соответственно ищется в виде

$$\Psi(\mathbf{r}, S^z) = \psi(\mathbf{r}) \Phi\{S^z\}, \quad (3)$$

где Φ — нормированная магнитная волновая функция, которая будет конкретизирована далее как функционал от электронной волновой функции ψ . После построения волнового уравнения с гамильтонианом (2) и волновой

функцией (3), умножения его слева на ψ и интеграции по координатам получается волновое уравнение для магнитной подсистемы

$$H_\psi \Phi = (E - E_e) \Phi, \quad E_e = \int \psi^* H_e \psi d\mathbf{r},$$

$$H_\psi = -A \sum w(\mathbf{g})(\mathbf{S}_g \mathbf{s}), \quad w(\mathbf{g}) = |\psi(\mathbf{g})|^2 a^3. \quad (4)$$

Магнитная волновая функция ищется в виде

$$\Phi\{S^z\} = \varphi\{S^z\} \delta(\sigma, 1/2) + \chi\{S^z\} \delta(\sigma, -1/2); \quad (5)$$

где $\delta(\sigma, \pm 1/2)$ — s -электронная спиновая волновая функция, (φ, χ) — двухкомпонентная волновая функция d -спинов, $\{S^z\}$ — совокупность ее переменных. Пользуясь (4), (5), имеем

$$\begin{aligned} \frac{AL^+}{2} \varphi + \left(E - \frac{AL^z}{2}\right) \chi &= 0, \\ \left(E + \frac{AL^z}{2}\right) \varphi + \frac{AL^-}{2} \chi &= 0, \\ \mathbf{L} &= \sum_{\mathbf{g}} w(\mathbf{g}) \mathbf{S}_g, \end{aligned} \quad (6)$$

где $L^\pm = L^x \pm iL^y$.

Решение системы уравнений (6) с точностью $1/(2SN_A)$, где N_A — число магнитных атомов, по которым размазан электрон на локальном уровне, приводит к следующему выражению для эффективного магнитного гамильтониана H_{me} , имеющего те же самые собственные значения, что и гамильтониан H_ψ , но действующего только на одну компоненту φ волновой функции Φ :

$$H_{me} = \pm \frac{A}{2} \left\{ \sum_{\mathbf{g}, \mathbf{f}} w(\mathbf{g}) w(\mathbf{f}) \mathbf{S}_g \mathbf{S}_f \right\}^{1/2}. \quad (7)$$

Двойной знак в (7) соответствует двум дозволенным значениям $L + 1/2$ и $L - 1/2$ полного момента системы, являющегося суммой полного момента системы L рассматриваемой области и спина электрона. Верхний и нижний знаки отвечают первому и второму из этих двух значений момента соответственно. Чтобы непосредственно убедиться в этом, достаточно выписать гамильтониан косвенного обмена H_{me} в случае $w(\mathbf{g}) = 1/N_A$, сохранив члены $\sim 1/N_A$,

$$H_{me} = \frac{A}{2N_A} \left[\frac{1}{2} \mp \sqrt{L^2 + \frac{1}{4}} \right], \quad (8)$$

точные собственные значения которых суть $-AL/2$ и $A(L + 1)/2$. При выводе (7), (8) использованы следующие соотношения, справедливые для любой функции от S^z :

$$S^- f(S^z) = f(S^z + 1) S^-, \quad L^- L^+ = L^2 - L^z(L^z + 1). \quad (9)$$

Они следуют из определения оператора S^- и правил коммутации для спиновых операторов.

Очевидно, как и должно быть, гамильтонианы (7), (8) изотропны. В отличие от гамильтониана Гейзенберга они описывают не билинейный, а многоспиновый обмен, в котором принимают участие одновременно до $N_A(N_A - 1)$ d -спинов. Интенсивность косвенного обмена между спинами зависит не от расстояния между ними, а от расстояния между каждым спином и центром. Таким образом, несмотря на кажущуюся простую структуру, гамильтонианы (7), (8) довольно сложны (для последнего известны собственные значения, но определение собственных функций представляет собой весьма сложную задачу).

Гамильтонианы (7), (8) совершенно правильно воспроизводят энергию s - d -обмена при ферромагнитном упорядочении. Но и при $T \rightarrow \infty$, когда корреляции между d -спинами отсутствуют, эта энергия остается отличной от нуля. Как следует из (8), она тогда равна

$$E_{em}(\infty) = \mp \frac{A \sqrt{S(S+1)}}{\sqrt{N_A}}. \quad (10)$$

Физический смысл (10) становится ясным, если вспомнить, что в соответствии с математической статистикой система N невзаимодействующих друг с другом спинов должна обладать полным моментом порядка $(N)^{-1/2}$ от их максимального момента. Направление этого полного момента не фиксировано и свободно флуктуирует в пространстве, так что его среднее значение равно нулю. Но спин s -электрона ориентируется все время параллельно или антипараллельно направлению момента и флуктуирует вместе с ним. Тем самым обеспечивается максимальный выигрыш в энергии s - d -обмена для энергетически выгодного направления s -спина по отношению к моменту области его локализации.

2. Температурно-индуцированный переход Мотта

При высоких температурах, когда корреляции между d -спинами слабы, магнитный гамильтониан (7) может быть представлен в гейзенберговском виде

$$H_M = -\frac{A}{2} \sqrt{P} + H_H, \quad H_H = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{f} \neq \mathbf{g}} I(\mathbf{g}, \mathbf{f}) \mathbf{S}_g \mathbf{S}_f,$$

$$I(\mathbf{g}, \mathbf{f}) = \frac{A}{2\sqrt{P}} w_g w_f + I_d(\mathbf{g} - \mathbf{f}),$$

$$P = S(S+1) \sum w_g^2, \quad (11)$$

где учтен прямой d - d -обмен. Тогда свободная энергия системы дается выражением

$$F = E_e - \frac{A}{2} \sqrt{P} - T \ln \text{Tr} \exp \left(-\frac{H_H}{T} \right). \quad (12)$$

Используя высокотемпературные разложения, находим в первом порядке по $1/T$

$$F \approx E_e - \frac{A}{2}\sqrt{P} - NT \ln(2S + 1) - \frac{S^2(S + 1)^2}{12T} \sum J^2(\mathbf{g}, \mathbf{f}). \quad (13)$$

Выражение (13) будет минимизировано по отношению к электронной волновой функции ψ .

Как следует из (10), s - d -обмен стремится уменьшить размер области локализации для s -электрона, поскольку тогда энергия s - d -обмена понижается. По этой причине целесообразно выбрать орбитальный радиус в качестве вариационного параметра, входящего в условие минимума свободной энергии. В предположении, что электростатическая энергия существенно превышает энергию s - d -обмена при $T \rightarrow \infty$, даваемую (10), пробная электронная волновая функция ищется в виде

$$\psi(\mathbf{r}) = C \exp\left(-\frac{r}{a_B}\right), \quad C = \sqrt{\frac{x^3}{\pi a_B^3}}. \quad (14)$$

После подстановки (14) в (13) с учетом (4), (11) и замены в выражении для P суммирования по \mathbf{g} интегрированием по \mathbf{r} получаем

$$F \cong (x^2/2 - x) \frac{e^2}{\varepsilon_0 a_B} - Lx^{3/2} - \frac{1}{T} \times \left\{ Mx^3 + S(S + 1)I_d Lx^{3/2} + \frac{NI_d^2 S^2(S + 1)^2}{2} \right\},$$

$$L = \frac{A}{2} \sqrt{\frac{S(S + 1)}{8\pi}} \left(\frac{a}{a_B}\right)^{3/2},$$

$$M = \frac{A^2 S(S + 1)}{384\pi} \left(\frac{a}{a_B}\right). \quad (15)$$

При написании (15) использовано приближение ближайших соседей для d -спинов совместно с неравенством $a_B \gg a$. При $T \rightarrow \infty$ минимизацией (15) по x получается

$$x_\infty = \left\{ \frac{R}{2} + \sqrt{1 + \frac{R^2}{4}} \right\}^2, \quad R = \frac{3\varepsilon_0 L a_B}{2e^2}. \quad (16)$$

Из (15) можно найти и поправку к x при конечных температурах

$$\delta x = \frac{3Mx_\infty^2 + 3S(S + 1)I_d Lx_\infty^{3/2}/2}{N(e^2/\varepsilon_0 a_B - 3L/2x_\infty^{1/2})}. \quad (17)$$

При сделанном выше допущении, что электростатическая энергия превышает энергию s - d -обмена, знаменатель в (17) положителен. Знак числителя зависит от знака и величины интеграла прямого обмена I_d . Если он положителен или отрицателен, но по абсолютной величине невелик, орбитальный радиус уменьшается при понижении температуры.

Проведенное выше рассмотрение следует дополнить рассмотрением перехода изолятор–металл в спин-волновой области. Если следовать идеологии [8], то для этой цели было бы достаточно воспользоваться выражением для эффективной диэлектрической проницаемости вырожденного ферромагнитного полупроводника, выведенным в [3]. Однако в настоящей работе, чтобы воспользоваться (1), следует найти выражение для радиуса донорной орбиты в невырожденном полупроводнике.

Будем считать, что электрон равномерно распределен по области радиуса a_A . Тогда косвенный обмен ренорирует магнанные частоты только внутри этой области. При $T \gg T_C/S$, когда существуют только коротковолновые магноны, можно воспользоваться усредненным выражением для магнанных частот

$$\omega = \frac{A}{2N_A} + J,$$

$$J \sim IS, \quad N_A = N_B x^3, \quad N_B = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{a}{a_B}\right)^3. \quad (18)$$

Используя ту же схему расчета, что и в парамагнитной области, и вычисляя электронную энергию (4) при помощи волновой функции (14), получаем следующее выражение для свободной энергии системы:

$$F = \left(\frac{x^2}{2} - x\right) E_B - \frac{AS}{2} + F_m(x), \quad F_m = TN_A \ln \frac{\omega}{J}. \quad (19)$$

Минимизируя (18), (19) по x , находим при низких температурах

$$x \approx 1 + 4\pi T \left(\frac{a_B}{a}\right)^3 \frac{d}{dN_B} \left\{ N_B \ln \left(1 + \frac{A}{2N_B J}\right) \right\}. \quad (20)$$

Как следует из (20), в спин-волновой области с ростом температуры орбитальный радиус уменьшается. Совместно со сделанным выше выводом о том, что в парамагнитной области он уменьшается при понижении температуры, это приводит к заключению, что орбитальный радиус должен быть минимален в районе T_C . Поэтому там наибольшая вероятность для образца перейти из высокопроводящего в изолирующее состояние.

Однако, если при повышении температуры образец перешел из металлического в изолирующее состояние, вовсе не обязательно, что он вернется в металлическое состояние при дальнейшем повышении температуры. Как следует из (16), при $T \rightarrow \infty$ орбитальный радиус $a_B x$ меньше, чем при полном ферромагнитном упорядочении с $x = 1$. Таким образом, если концентрация примеси обеспечивает металлическое состояние при $T = 0$ (неравенство (1) удовлетворено), оно может быть изолирующим при $T \rightarrow \infty$, когда это неравенство нарушается.

3. Переход Мотта, индуцированный магнитным полем

В этом разделе обсуждается переход изолятор–металл в антиферромагнитном легированном полупроводнике, происходящий под действием магнитного поля. При

$T = 0$ следует исходить из условия минимума энергии, определяемой из (4), (14), с учетом того обстоятельства, что спин атома \mathbf{g} составляет угол $\varphi(\mathbf{g})$ с магнитным полем, и все эти углы совместно с параметром x в (14) являются вариационными параметрами

$$E = \left(\frac{x^2}{2} - x\right) E_B - \sum H_e(\mathbf{g}) S \cos \varphi(\mathbf{g}) - \frac{IS^2}{2} \sum \cos[\varphi(\mathbf{g}) + \varphi(\mathbf{g} + \Delta)],$$

$$E_B = \frac{e^2}{\epsilon_0 a_B}, \quad H_e(\mathbf{g}) = H + \frac{A\psi^2(\mathbf{g})a^3}{2}. \quad (21)$$

Минимизация энергии (21) по углам производится в предположении, что боровский радиус a_B велик по сравнению с постоянной решетки a и что $x \ll a_B/a$. Тогда в (21) можно заменить $\varphi(\mathbf{g} + \Delta)$ на $\varphi(\mathbf{g})$ после чего получается

$$\cos \varphi(\mathbf{g}) = \frac{H_e(\mathbf{g})}{H_F} \Theta\{H_F - H_e(\mathbf{g})\} + \Theta\{H_e(\mathbf{g}) - H_F\},$$

$$H_F = -2ISz, \quad (22)$$

где $\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда, z — число ближайших соседей ($I < 0$). Следует различать случаи $H_F < H_e(0)$ и противоположный. В первом случае существует область полного ферромагнитного упорядочения, радиус которой h определяется из условия $H_F = H_e(h)$. На расстояниях от донорного центра, превышающих h , устанавливается скошенное антиферромагнитное упорядочение вместо коллинеарного. Из (21) получается

$$h = -\frac{a_B}{2x} \ln \frac{2\pi a_B^3 (H_F - H)}{a^3 x^3 A}. \quad (23)$$

Сначала рассмотрим случай, когда насыщенный ферромагнетизм отсутствует. Тогда, согласно (21), (22),

$$E = \left(\frac{x^2}{2} - x\right) E_B - \frac{LE_B x^3}{3} + \text{const},$$

$$L = \frac{3A^2 S^2 a^3}{64\pi a_B^3 E_B H_F}. \quad (24)$$

Поскольку минимум E (24) при $x \rightarrow \infty$ не имеет физического смысла из-за условия $x \ll a_B/a$, использованного выше, достаточно рассмотреть только минимум по x вблизи единицы. С другой стороны, если ферромагнитная область отсутствует, то, согласно (23), (24), $L \leq 0.01$. Тогда получается равновесное значение $x = 1 + 2L$. Уже этот результат свидетельствует о том, что радиус электронной орбиты здесь меньше, чем при ферромагнитном упорядочении ($x = 1$). Следует отметить, что он здесь не зависит от магнитного поля.

Более интересен случай, когда ферромагнитная область вокруг донора существует. Тогда энергия дается

выражением

$$E = \left(\frac{x^2}{2} - x\right) E_B - \frac{AS}{2} + \left\{ \frac{2\pi h^3}{a^3} + \frac{\pi}{x^3} \left(\frac{15}{32} + \frac{7xh}{8a_B} + \frac{3x^2 h^2}{4a_B^2} \right) \left(\frac{a_B}{a} \right)^3 \right\} \frac{2(H_F - H)^2 S^2}{H_F}. \quad (25)$$

С логарифмической точностью можно написать вместо (23)

$$h \approx \frac{a_B k}{2x}, \quad k = -\ln \frac{2\pi a_B^3 (H_F - H)}{a^3 A}.$$

Следовательно, получается

$$E = \left(\frac{x^2}{2} - x\right) E_B + \frac{K(H_F - H)^2}{3x^3},$$

$$K = \frac{6\pi S^2 a_B^3}{H_F a^3} \left(\frac{15}{32} + \frac{7k}{16} + \frac{3k^2}{16} + 2k^3 \right). \quad (26)$$

После минимизации энергии (26) по x имеем

$$x = 1 + K(H_F - H)^2/E_B, \quad H \rightarrow H_F,$$

$$x \approx [K(H_F - H)^2/E_B]^{1/5}, \quad x \gg 1. \quad (27)$$

Как видно из (27), при ферромагнитном упорядочении ($x = 1$) радиус донора такой же, как и в немагнитном кристалле. Но при уменьшении H этот радиус уменьшается. Следовательно, если в антиферромагнитном состоянии условие Мотта (1) не выполнено, оно может быть выполнено в ферромагнитном состоянии, что означает переход изолятор–металл, индуцированный магнитным полем. Безусловно, сила поля, при котором начинает выполняться условие Мотта, зависит от концентрации примеси. Однако при анализе экспериментальных данных следует иметь в виду, что, вообще говоря, не все введенные в кристалл атомы электроактивны. Если они образуют кластеры, то они не могут служить поставщиками свободных носителей заряда. Поэтому число примесных атомов, изолированных от других, может быть на несколько порядков ниже, чем полное число примесных атомов.

Список литературы

- [1] M. Oliver et al. Phys. Rev. Lett. **24**, 1064 (1970); T. Penny et al. Phys. Rev. **B5**, 3669 (1972); Y. Shapira. et al. Phys. Rev. **B8**, 2299 (1973).
- [2] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 833 (1996).
- [3] Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. Наука, М. (1979).
- [4] Ю.П. Ирхин. ФММ **6**, 214, 586 (1958).
- [5] Э.Л. Нагаев. ЖЭТФ **546**, 228 (1968).
- [6] A. Janase, T. Kasuya. J. Phys. Soc. Jap. **25**, 1025 (1968).
- [7] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1974).
- [8] Э.Л. Нагаев. ЖЭТФ **90**, 652 (1986); *ibid* **92**, 569 (1987).
- [9] T. Saitoh et al. Phys. Rev. **B51**, 13 942 (1995).