

ПОВЕДЕНИЕ ИОНОВ МАРГАНЦА В КРЕМНИИ: ЦЕНТРЫ ВНЕДРЕНИЯ

С. М. Якубеня

Рассмотрена проблема поведения примесей переходных элементов группы железа в кремнии на примере примесных ионов марганца, введенных в кремний. Предложенная в работе феноменологическая модель такого центра базируется в отличие от предлагавшихся ранее на представлении о двойном дефекте, состоящем из примесного иона марганца и вакансии кремния. С позиций такой модели проводится рассмотрение поведения междоузельных центров марганца в кремнии. Обсуждаются результаты ЭПР исследований таких центров и параметров глубоких уровней, связанных с их перезарядкой.

Исследования поведения примесей переходных элементов группы железа в кремнии ведутся уже достаточно длительное время, и в литературе, имеется обширный материал, посвященный данному вопросу [1-5]. Однако для объяснения результатов экспериментов, выполненных с помощью различных методик, чувствительных как к «остовым» электронам (ЭПР и ДЭЯР), так и к гибридизированным электронам внешних оболочек (оптическое поглощение, измерения кинетических характеристик), требуется сделать такое большое количество предположений о поведении таких примесей в кремнии (существование изолированных центров внедрения и замещения, различных комплексов, состоящих из примесных ионов основной легирующей примеси, пар, включающих в себя элемент третьей группы и переходной ион), что состояние данного вопроса в настоящий момент времени нельзя считать удовлетворительным. В то же время такие примеси, содержащиеся в кристалле кремния в очень малом количестве, оказывают существенное влияние на свойства материала [6, 7]. Поэтому в настоящее время возникла настоятельная необходимость в разработке микроскопической модели поведения примесных центров $3d$ -элементов в кремнии, которая позволяла бы с единых позиций объяснить результаты экспериментальных работ, выполненных в различные годы с привлечением разнообразных методик. В настоящей работе мы рассмотрим модель примесного центра марганца в кремнии.

Первые экспериментальные исследования этой системы были выполнены в конце 50-х—начале 60-х годов [1]. Однако уровень развития теории в тот момент времени не позволил авторам этих исследований создать законченную модель таких центров. Значительные успехи в этом направлении были сделаны в начале 80-х годов, когда было понято влияние спиновой поляризации электронов, входящих в состав $3d$ -оболочки примесных ионов, на структуру энергетических уровней и их положение относительно краев разрешенных зон энергий кристалла, и проведены соответствующие расчеты [8, 9]. При этом расчеты выполнялись как в рамках формализма функционала локальной плотности [8, 9], так и в кластерном приближении с помощью $X\alpha$ -метода [10-12]. Недостатком последнего, как и большинства кластерных методов расчета, являются плохо определенные граничные условия и как следствие этого значительные ошибки в определении положения соответствующего глубокого уровня. Поэтому

в нашей работе мы будем опираться на результаты более реалистических расчетов, выполненных в рамках формализма локальной плотности. Вместе с тем отметим, что и при проведении таких расчетов не учитывались два крайне важных эффекта: во-первых, релаксация кристаллической решетки вокруг примесных центров (эффект Яна—Теллера и псевдоэффект Яна—Теллера), что оказывает существенное влияние на положение «запрещенного» d -уровня относительно краев разрешенных зон энергий и, как следствие, на структуру примесных состояний в запрещенной зоне; во-вторых, возможность образования парного дефекта, состоящего из примесного иона и вакансии кремния, в результате чего будет происходить частичное перекрытие волновых функций примесного иона и атомов ближайшего кристаллического окружения, а положение энергетического уровня в запрещенной зоне, связанного с перезарядкой примесного иона, будет зависеть от вклада в гибридованную волновую функцию примесного центра зонных состояний кристалла. При этом в зависимости от соотношения между зонной и примесной составляющими положение глубокого уровня в запрещенной зоне будет либо индивидуальной характеристикой $3d$ -иона (доминирующий вклад d -компоненты в гибридованную волновую функцию), либо будет слабо зависеть от структуры остовных состояний (доминирующий вклад вносят зонные состояния). На возможность реализации второго варианта для тяжелых $3d$ -ионов (от Ni до Zn) в случае дефектов замещения впервые было указано в работе [13]. Для более легких $3d$ -ионов в этих работах [10–12], как в случае центров внедрения, так и замещения, рассматривалась ситуация, когда в запрещенной зоне оказываются d -состояния примесного иона. При обсуждении нашей модели краткое описание которой дано в [14], мы будем рассматривать ситуацию, когда в запрещенной зоне оказываются не только d -резонансы, а также и гибридованные состояния оборванных связей (DBH -states), причем последние по шкале энергии лежат ниже d -резонансов и описывают основное состояние системы. В дальнейшем мы покажем, что в этом случае удастся построить законченную феноменологическую модель примесного центра марганца в кремнии и разрешить ряд существующих противоречий, возникающих при интерпретации экспериментальных данных в рамках модели изолированного центра.

В данной работе будет рассматриваться модель примесного центра марганца в кремнии для случая междуузельной локализации иона примеси в кристаллической решетке.

1. Модель и ее обсуждение

Предлагаемая к рассмотрению модель примесного иона марганца в кремнии основана на представлении о двойном дефекте, состоящем из примесного атома марганца и вакансии кремния. При этом в зависимости от положения уровня Ферми в системе примесь+матрица относительно краев разрешенных зон энергий может перераспределяться как электронная плотность внутри такой пары, без изменения их положения друг относительно друга в координатном пространстве, так и с изменением взаиморасположения вакансии и примесного центра в результате туннелирования узел—междуузелье, т. е. примесные центры внедрения и замещения являются частными случаями такого двойного дефекта.

Рассмотрим ситуацию, когда примесный центр занимает междуузельную позицию в кристаллической решетке кремния (Mn_i , i — interstitial) по отношению к вакансии кремния, и оба партнера находятся в электрически нейтральном состоянии. Роль вакансии в этом случае сводится к контролю степени заполнения состояний типа t_2 (p -подобные состояния), волновая функция которых сформирована из чисто зонных состояний. Заполнение орбиталей примесного иона и вакансии в этом случае можно рассматривать независимо друг от друга, и поэтому для такого двойного дефекта мы будем использовать обозначение, общепринятое для изолированного центра внедрения, Mn_i .

Расчеты энергетического спектра изолированного центра марганца, выполненные с учетом спиновой поляризации электронов, заполняющих $3d$ -орбитали примесного иона марганца в кремнии, показывают, что сначала заполняются состояния с одним направлением спина (e_+^d, t_{2+}^d), а затем с противоположным (e_+^d, t_{2-}^d). При этом орбитали t_{2+}^d располагаются по энергетической шкале ниже, чем e_+^d состояния (рис. 1), и в запрещенной зоне оказываются состояния e_+^d, t_{2-}^d . (Здесь и далее на рисунках показаны конечные состояния системы: заполненные одноэлектронные состояния (1), пустые одноэлектронные состояния (2)). Состояния типа t_2^d в отличие от состояний, преобразующихся по E -представлению симметрии и, как след-

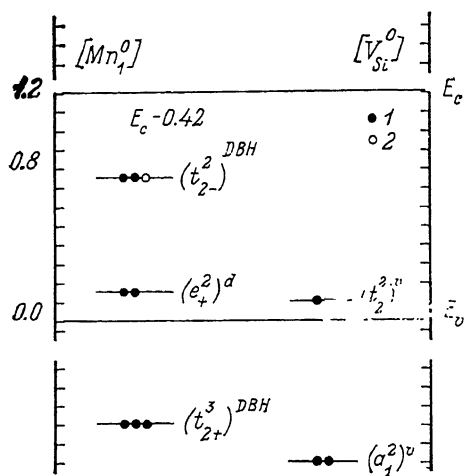


Рис. 1. Электронная структура дефекта $[Mn_1^2] + [V_{Si}^0]$ и локальный уровень, связанный с его перезарядкой.

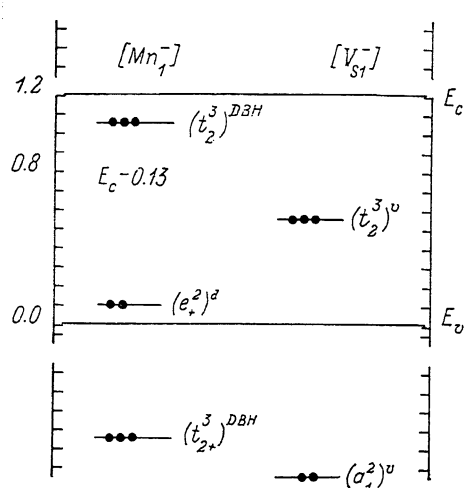


Рис. 2. Электронная структура дефекта $[Mn_1^3] + [V_{Si}^0]$ и локальный уровень, связанный с его перезарядкой.

ствие, сохраняющие в кристалле практически атомный характер [8], могут гибридизоваться с зонными состояниями той же симметрии t_2^d (p -подобные состояния), в результате чего вклад в волновую функцию такого состояния будут давать как p -состояния матрицы, так и d -состояния примесного иона. В зависимости от степени перекрытия зонных и примесных орбиталей электроны будут локализоваться либо на связывающих, либо на антисвязывающих орбиталях.

В случае центра внедрения, как показывают расчеты, в запрещенной зоне оказывается антисвязывающая компонента орбиталей, для которых в дальнейшем мы будем использовать обозначения t_2^{DBH} , где аббревиатура DBH означает состояния оборванных связей [9, 15]

$$|t_2^{DBH}\rangle = \alpha |t_2^d\rangle - \beta |t_2^v\rangle. \quad (1)$$

Принимая во внимание сказанное выше, электронную конфигурацию междоузельного центра марганца в зарядовом состоянии MnO_2^0 можно записать в виде $(e_+^d)(t_{2+}^d t_{2-}^d)^{DBH}$ (рис. 1) при условии, что центр занимает высоко-симметричную (тетраэдрическую) позицию в кристаллической решетке кремния. Однако, принимая также во внимание, что основное состояние такого иона в кристаллическом поле тетраэдрической симметрии орбитально вырождено (терм 4T_1 , полный орбитальный момент $L=3$), можно ожидать, что такой центр будет неустойчивым в смысле теоремы Яна—Теллера и взаимодействие с тетрагональными колебаниями кристаллической решетки будет приводить к понижению локальной симметрии кристаллического окружения от тетраэдрической T_d до тетрагональной D_{3d} . При этом будет ли система «запираться» в одном из минимумов потенциальной энергии (статический эффект Яна—Теллера), зависит от соотношения между частотой

локальных колебаний кристаллической решетки и энергией ян-теллеровских искажений W_{J-T} [16]. Исследования спектров спинового резонанса (ЭПР) центров Mn_2^0 показывают, что симметрия кристаллического окружения таких центров близка к тетраэдрической, т. е. для данного центра реализуется динамический режим эффекта Яна—Теллера [1, 15]. В то же время значение g -фактора, определенное из этих измерений, близко к чисто спиновому значению, т. е. имеет место практически полное подавление орбитальной компоненты L полного углового момента (статический режим эффекта Яна—Теллера).

Действительно, для центра Mn_2^0 экспериментально определенные значения g -фактора (g_{exp}) для основного и возбужденного состояний ($J=1/2$ и $J=3/2$ соответственно) равны [1]

$$\begin{aligned} J=1/2: g_{\text{exp}} &= 3.362 \pm 0.001, \\ J=3/2: g_{\text{exp}} &= 1.46 \pm 0.01, \end{aligned} \quad (2)$$

в то время как расчетные значения g_{cal} соответственно равны

$$\begin{aligned} J=1/2: g_{\text{cal}} &= (5/3)g_s + (1/2)g_l = 3.33 + 0.5g_l, \\ J=3/2: g_{\text{cal}} &= (11/15)g_s + (4/15)g_l = 1.46 + 0.26g_l, \end{aligned} \quad (3)$$

где g_s — значение g -фактора свободного электрона.

Возникающее противоречие легко разрешается в предположении, что ответственным за исчезновение орбитального вклада в g -фактор Ланде является не ян-теллеровский механизм подавления орбитального движения («замораживание» орбитального движения в статистическом режиме эффекта Яна—Теллера), а делокализация электронов, заполняющих орбитали $t_2^{\text{ДВН}}$, иными словами, является заметным вкладом состояний типа t_2^* в формирование состояний $t_2^{\text{ДВН}}$ (результаты численных расчетов см. в [8]). Малая плотность состояний типа $t_2^{\text{ДВН}}$ на примесном атоме позволяет объяснить знак и величину констант сверхтонкого взаимодействия A , которая, согласно [16], в таком случае описывается аналитическим выражением

$$\begin{aligned} A_{\text{cal}} &= g_S g_N \mu_S \mu_N \langle r^{-3} \rangle \left\{ 1 - \frac{5}{3} \chi \right\} = 44 \cdot 10^{-4} \left\{ 1 - \frac{5}{3} \chi \right\} \langle r^{-3} \rangle \simeq \\ &\simeq 44 \cdot 10^{-4} \langle r^{-3} \rangle \text{ см}^{-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где μ_S и μ_N — электронный и ядерный магнетоны Бора; g_S и g_N — электронный и ядерный факторы Ланде; $\langle r^{-3} \rangle$ — среднее значение r^{-3} при $E=E_F$; χ — поляризационный фактор, определяющий контактную плотность электронов на ядре примесного атома. Согласно [16], этим вкладом в константу сверхтонкого взаимодействия для ионов Mn_2^0 можно пренебречь. Экспериментально определенное значение A (A_{exp}) равно

$$A_{\text{exp}} = 92.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}. \quad (5)$$

Как легко видеть из сравнения (3), (4), удовлетворительное согласие эксперимента и теории получается при $\langle r^{-3} \rangle \sim 2a_0^{-3}$ (a_0 — радиус Бора), что свидетельствует о значительном размывании волновой функции примесного иона при введении его в кристалл. Впервые на возможность существования такого эффекта было указано Хэмом [16].

В спектрах ЭПР образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ сигнал центров Mn_2^0 практически никогда не наблюдается в одиночестве. В зависимости от типа проводимости исходного кристалла, используемого для легирования, иными словами, от положения уровня Ферми E_F относительно краев разрешенных зон энергий в исходном кристалле, в спектрах ЭПР таких образцов в паре с центрами Mn_2^0 будут наблюдаться сигналы от положительно или отрицательно однократно заряженных ионов марганца Mn_2^+ или Mn_2^- , занимающих междоузельную позицию.

Центр Mn_i^- появляется в спектрах ЭПР образцов $Si\langle Mn \rangle$ в том случае, если в качестве исходных образцов для легирования используется кремний с электронным типом проводимости и удельным электрическим сопротивлением $\rho \sim 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ [4]. Однократно отрицательно заряженные примесные ионы марганца Mn_i^- , в отличие от центров Mn_i^0 имеют полностью заполненные орбитали t_{2-}^{DBH} , электронная конфигурация центра $-(e_+^2)^d (t_{2+}^3 t_{2-}^3)^{DBH}$ (рис. 2), и как следствие этого, основным состоянием такого иона в кристаллическом поле тетраэдрической симметрии будет орбитальный синглет 3A_1 . Константа сверхтонкого взаимодействия A_{cal} в этом случае будет описываться выражением [16]

$$A_{cal} = g_S g_N \mu_S \mu_N \langle r^{-3} \rangle x = 44 \cdot 10^{-4} x \langle r^{-3} \rangle \text{ см}^{-1} \quad (6)$$

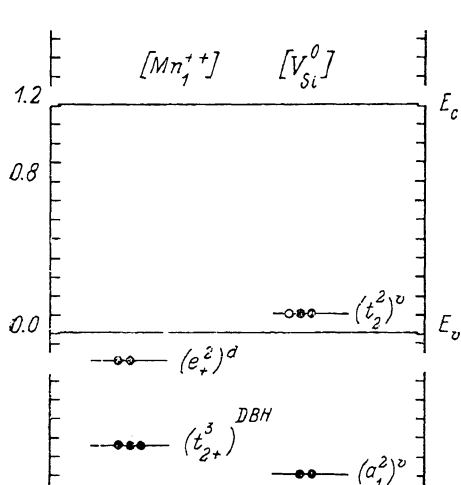


Рис. 3. Электронная структура дефекта $[Mn_1^+] + [V_{Si}^0]$ и локальный уровень, связанный с его перезарядкой.

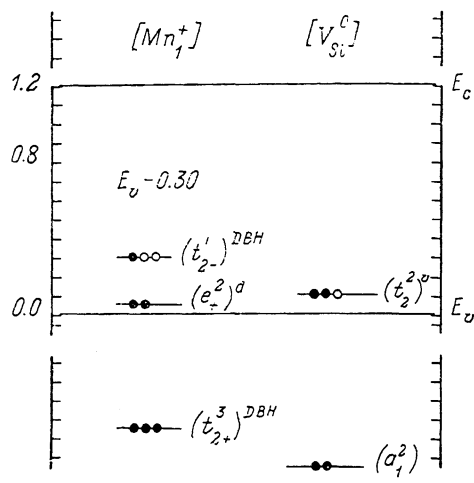


Рис. 4. Электронная структура дефекта $[Mn_1^+] + [V_{Si}^C]$.

и определяться отклонением распределения электронной плотности от сферической симметрии (S -конфигурационное взаимодействие [17]). Согласно [16], константа x , описывающая такое взаимодействие, равна ≈ 0.38 для ионов марганца в таком зарядовом состоянии. Экспериментально определенные параметры спектра ЭПР таких центров равны [1]

$$\begin{aligned} J &= S = 1, \quad L = 0, \\ g_{exp} &= 2.0104 \pm 0.0001, \\ A_{exp} &= -71.28 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Использование в качестве исходного материала для легирования кремния с дырочным типом проводимости приводит к тому, что в спектрах ЭПР исследуемых образцов вместо центров Mn_i^0 и Mn_i^- будет наблюдаться другая пара центров Mn_i^0 и Mn_i^+ . В силу того что основное зарядовое состояние примесных центров марганца в зарядовом состоянии Mn_i^+ в кристаллическом поле тетраэдрической симметрии орбитально выражено (терм 5T_2 , электронная конфигурация $(e_+^2)^d (t_{2+}^3 t_{2-}^1)^{DBH}$; рис. 3), для таких центров будут наблюдаться те же эффекты, что и для ионов Mn_i^0 . Спектры ЭПР центров Mn_i^+ описываются следующими параметрами [1]

$$\begin{aligned} J &= 1, \quad L = S = 2, \\ A_{cal} &= g_S g_N \mu_S \mu_N \langle r^{-3} \rangle \left\{ \frac{1-3x}{2} \right\} = 22 \cdot 10^{-4} \langle r^{-3} \rangle \{1-3x\} \text{ см}^{-1}, \\ g_{cal} &= (3/2) g_S + (1/2) g_I = 3.0 \pm 0.5 g_I, \end{aligned}$$

$$A_{\text{exp}} = 73.8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1},$$

$$g_{\text{exp}} = 3.01 \pm 0.01. \quad (8)$$

Двукратно ионизированные примесные центры марганца Mn_i^{++} наблюдаются в спектрах ЭПР образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ в паре с центрами Mn_i^+ в том случае, если для легирования используются низкоомные кристаллы кремния с дырочным типом проводимости. Основным состоянием таких центров в кристаллическом поле тетраэдрической симметрии является орбитальный синглет 6A_1 (электронная конфигурация $(e_+^2)^d (t_{2+}^3 t_{2-}^0)$ ДВН; рис. 4), а g -фактор Ланде близок к чисто спиновому значению. Доминирующий вклад в константу сверхтонкого взаимодействия дает S -конфигурационное взаимодействие (см. выше обсуждение центра Mn_i^-).

$$J = S = 5/2, \quad L = 0,$$

$$A_{\text{exp}} = -53.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1},$$

$$a_{\text{exp}} = 20.0 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1},$$

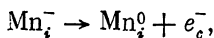
$$g_{\text{exp}} = 2.0063 \pm 0.0001. \quad (9)$$

Здесь и далее по тексту обозначение a_{exp} используется для константы тонкого взаимодействия. Отличие ее от нуля указывает на наличие эффекта переноса заряда с примесного центра на лиганды, иными словами, на наличие перекрытия волновых функций электронов локализованных на примесном центре и ближайших соседей по кристаллической решетке.

Перечисленные выше четыре зарядовых состояния примесного иона марганца Mn_i^- , Mn_i^0 , Mn_i^+ , Mn_i^{++} исчерпывают список возможных зарядовых состояний примесных центров марганца, занимающих междоузельную позицию в кристаллической решетке кремния, детектируемых по спектрам ЭПР.

Положение энергетических уровней в запрещенной зоне, возникновение которых обусловлено перезарядкой центров $\text{Mn}_i^{-/0}$, $\text{Mn}_i^{0/+}$, $\text{Mn}_i^{+/++}$, можно определить из электрофизических измерений, выполненных на тех же самых образцах, что и исследования спектров ЭПР. Результаты таких исследований были приведены в работах [4, 18].

Измерения эффекта Холла, а также спектров переходных процессов в барьерных структурах (DLTS) [18, 19] показывают, что в том случае, когда в спектрах ЭПР наблюдаются центры Mn_i^0 и Mn_i^- с доминирующим вкладом последних, в запрещенной зоне наблюдается уровень $E_c - 0.13$ эВ, который большинство авторов связывают с перезарядкой примесных ионов марганца Mn_i^- (рис. 2)



$$(e_+^2)^d (t_{2+}^3 t_{2-}^3)^{\text{ДВН}} \rightarrow (e_+^2)^d (t_{2+}^3 t_{2-}^2)^{\text{ДВН}} + e_c^-. \quad (10)$$

При этом данный уровень наблюдается до тех пор, пока в спектрах ЭПР детектируется сигнал от центров Mn_i^- . Появление в спектрах ЭПР образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$, наряду с сигналом от центров Mn_i^0 и Mn_i^+ с доминирующим вкладом центров марганца в зарядовом состоянии Mn_i^0 , приводит к проявлению в релаксационных спектрах локализованного состояния $\simeq E_c - 0.45$ эВ, который можно связать с процессом эмиссии электрона примесным ионом марганца, находящимся в зарядовом состоянии Mn_i^0 (рис. 1)



$$(e_+^2)^d (t_{2+}^3 t_{2-}^2)^{\text{ДВН}} \rightarrow (e_+^2)^d (t_{2+}^3 t_{2-}^1)^{\text{ДВН}} + e_c^- \quad (11)$$

(к такому же выводу пришли авторы большинства опубликованных к настоящему времени работ). Небольшое расхождение в экспериментально определенном значении энергии активации этого примесного состояния

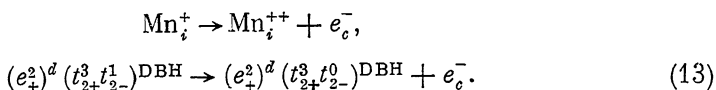
$\simeq E_c - 0.42$ эВ (DLTS [18, 19]) и $E_c - 0.45$ эВ эффект Холла [4], по всей видимости, связан с методическими особенностями обработки экспериментальных результатов и в данной работе обсуждаться не будет.

Дальнейшее понижение уровня Ферми в системе примесь+матрица будет происходить, если в качестве исходного материала для легирования использовать кремний со все повышающейся концентрацией предварительно введенной акцепторной примеси, например, бора (N_B). Сигнал ЭПР от центров Mn_i^0 будет при этом монотонно убывать. При выполнении условия

$$2N_{Mn} > N_B > N_{Mn}, \quad (12)$$

в спектрах ЭПР наблюдаются только сигналы от центров Mn_i^+ и Mn_i^{++} .

Изучение гальваномагнитных эффектов [4] и спектров DLTS [18, 19] в таких образцах показывают на наличие в запрещенной зоне локализованного состояния $E_v - 0.30$ эВ (эффект Холла) или $E_v + 0.27$ эВ (DLTS). Указанное локализованное состояние в большинстве работ интерпретируется как второй донорный уровень примесного иона марганца в позиции внедрения (рис. 3)



Все перечисленные выше локализованные состояния в запрещенной зоне кремния, обусловленные перезарядкой примесных ионов марганца, введенных в кристалл, исчезают с течением времени, что позволяет говорить о метастабильном характере таких состояний. Указанный эффект детектируется как по измерениям спектров ЭПР образцов кремния, легированных марганцем, выполненным в различные моменты времени с начала их приготовления, так и из гальваномагнитных измерений. Однако на эффект метастабильности может накладываться эффект, связанный с распадом твердого раствора марганца в кремнии (для повышения концентрации электрически активных центров марганца в кремнии образцы после введения примеси при температуре 1200 °С подвергают закалке в масле или в воде), и какой из них вносит доминирующий вклад в уменьшение сигнала ЭПР от центров Mn_i , исходя из рассмотренных выше экспериментальных результатов исследований системы $Si\langle Mn \rangle$, однозначно ответить нельзя. Этот аспект проблемы будет обсуждаться во второй части работы, посвященной парным дефектам и центрам замещения.

Проведенное в настоящей работе рассмотрение поведения междоузельных примесных центров марганца в кремнии и выполненный при этом анализ экспериментальных данных по электронному парамагнитному резонансу в таких системах позволяет сделать вывод, что электронная конфигурация примесного иона может быть записана в виде $(e_+^2)^d (t_{2+}^3 t_{2-}^n)^{DBH}$. При этом n изменяется от 3 до 0 при движении уровня Ферми от дна зоны проводимости к потолку валентной зоны.

Установлено, что именно наличие в потенциале рассеяния примесного центра наряду с резонансной (d -компонентой) составляющей потенциальной компоненты (зонной p -компоненты) приводит к появлению орбитального вклада в константу сверхтонкого взаимодействия, в результате чего она является положительной для центров Mn_i^0 , Mn_i^+ (основное состояние — орбитальный триплет) и отрицательной для центров Mn_i^- , Mn_i^{++} (основное состояние орбитальный синглет). Вместе с тем поскольку в спектроскопический фактор расщепления Ланде дают вклад только электроны локализованные на d -орбиталях примесного иона, то для всех зарядовых состояний примесного иона он будет иметь «чисто спиновый» характер. Результаты численных расчетов этих величин еще будут обсуждаться в последующих публикациях.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность К. А. Кикоину за стимулирование дискуссии, а М. К. Шейкману за замечания по рукописи.

Список литературы

- [1] Людвиг Г., Вудбури Дж. Электронный парамагнитный резонанс. М.: Мир, 1964. С. 223.
- [2] Low W., Weger M. // Phys. Rev. 1960. V. 118. N 5. P. 1130—1147.
- [3] Carlson R. O. // Phys. Rev. 1956. V. 104. N 4. P. 937—945.
- [4] Czaputa R., Feichtinger H., Oswald J. // Sol. St. Comm. 1983. V. 47. N. 4. P. 223—228.
- [5] Фистуль В. И. и др. // ФТП. 1982. Т. 16. № 5. С. 939—943.
- [6] Бахардыханов М. К. и др. // ФТП. 1981. Т. 15. № 1. С. 12—16.
- [7] Шейкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. № 2. С. 209—237.
- [8] Beeler F., Andersen L. K., Scheffler M. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N. 14. P. 1489—1492.
- [9] Katayama-Yoshida H., Zunger A. // Phys. Rev. 1985. V. 31B. N 12. P. 8317—8321.
- [10] De Leo G. G., Watkins G. D., Fowler W. B. // Phys. Rev. 1981. V. 23B. N 4. P. 1851—1858.
- [11] De Leo G. G., Watkins G. D., Fowler W. B. // Phys. Rev. 1982. V. 25B. N 8. P. 4962—4971.
- [12] De Leo G. G., Watkins G. D., Fowler W. B. // Phys. Rev. 1982. V. 25B. N 8. P. 4972—4980.
- [13] Watkins G. D. // Physica B+C. 1983. V. 117B—118B. Part 1. P. 9—15.
- [14] Yakubenya S., Tugushev V. // Phys. Lett. A. 1989. V. 134. N 4. P. 261—264.
- [15] Zunger A. et al. // Phys. Rev. 1983. V. 27B. N 2. P. 1191—1123.
- [16] Абрагам А., Блини Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. М.: Мир. 1972. Т. 1, 2. 540 с.
- [17] Abragam A. // Phys. Rev. 1950. V. 79. N 3. P. 534.
- [18] Абдурахманов П. и др. // ФТП. 1985. Т. 19. № 9. С. 1617.
- [19] Feichtinger H. et al. // Proceeding 15th International Conference on Defect in Semiconductors / Ed. G. Ferenzi. Material Science Forum. 1989. V. 38—41. N 1. P. 427—432.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
27 августа 1990 г.
В окончательной редакции
28 ноября 1990 г.