

# Эффекты магнитного упорядочения в сильно легированных кристаллах GaAs⟨Fe⟩

© Б.П. Попов<sup>¶</sup>, В.К. Соболевский, Е.Г. Апушкинский, В.П. Савельев

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 6 сентября 2004 г. Принята к печати 15 сентября 2004 г.)

Методом электронного магнитного резонанса исследованы обменные взаимодействия центров Fe в кристаллах GaAs. Проанализированы переходы в суперпарамагнитное состояние и в область примесного ферромагнетизма. Приведены результаты исследования системы однодоменных магнитоупорядоченных областей в GaAs⟨Fe⟩ с температурой перехода в ферромагнитное состояние при  $T_{C1} = 460$  К. Показано существование в кристаллах GaAs⟨Fe⟩ примесного ферромагнетизма с температурой перехода  $T_{C2} = 60$  К в неупорядоченной системе центров Fe, хаотически распределенных между супермагнитными областями.

## 1. Введение

Отличительными особенностями элементов переходной группы железа являются наличие большого магнитного момента незаполненной  $3d$ -оболочки и образование глубоких энергетических состояний в запрещенной зоне полупроводников, волновые функции которых делокализованы на атомах основной решетки в пределах 2–3 координационных сфер [1]. Значительная делокализация  $3d$ -электронов предполагает возможность образования различного рода кластеров  $3d$ -элементов. Об этом свидетельствуют данные, получаемые при изучении спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), например сдвиги величин  $g$ -факторов, большая ширина линий и т.д. [1,2]. Кластеры из  $3d$ -центров должны обладать „гигантскими“ магнитными моментами и могут придавать материалу уникальные свойства. Практическая значимость и научная новизна таких материалов определяется тем, что их магнитными свойствами можно управлять путем вариации размеров и концентрации магнитных кластеров при высоком удельном сопротивлении.

Впервые исследование аномальных магнитных свойств в GaAs было предпринято в работах Наследова и Мастерова с соавт. [3–5]. Долгое время существовала задача определения состояния примесного железа в сильно легированном GaAs. Предельная растворимость Fe в этой матрице составляет величину порядка  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В связи с этим при исследовании образцов с повышенной концентрацией Fe полагали, что образование областей магнитного порядка в соединениях A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> связано с химическими соединениями второй (магнитной) фазы. В этом случае к комплексообразованию должны быть склонны те атомы примеси, которые способны образовывать химические соединения с атомами основной решетки (FeAs, FeGa). Сильно легированные образцы GaAs подвергались рентгеноструктурному анализу и показали совершенную структуру кристалла. По данным анализа, в образцах обнаруживались вкрапления второй фазы, но их общий объем не превышал 1% от

объема образца. Варьирование условий выращивания и легирования позволило получить кристаллы GaAs⟨Fe⟩ с концентрацией железа  $n_{Fe} = (10^{18} - 10^{20})$  см<sup>-3</sup> [3,4], имеющие аномально большие значения магнитной восприимчивости ( $\chi \approx 10^{-3}$ ). Была определена температура ферромагнитного (ФМ) фазового перехода этих образцов по исследованию температурной зависимости статической магнитной восприимчивости [3]. На рис. 1 приведены температурные зависимости производной магнитной восприимчивости  $d\chi/dT$ . Для парамагнитного и ферромагнитного образцов, т.е. независимо от концентрации Fe, наблюдался магнитный фазовый переход при одной и той же температуре  $T_{C1} = 460$  К.

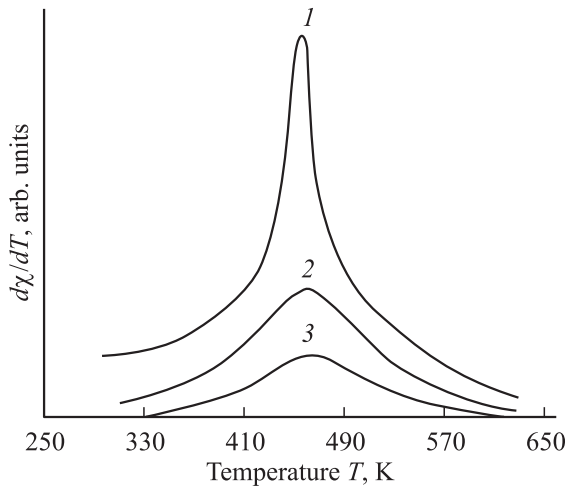
В работах [3,4] исследовались магнитные фазовые переходы в системах Fe-Ga и Fe-As и было показано, что ни одно из этих соединений не дает фазового перехода при температуре  $T = 460$  К. Из соединений Fe с Ga ферромагнетизмом обладает соединение Fe<sub>8</sub>Ga<sub>11</sub> с температурой фазового перехода  $T_C = 750$  К. Среди соединений Fe с As: Fe<sub>2</sub>As имеет антиферромагнитное (АМ) упорядочение с температурой Кюри  $T_C = 850$  К и FeAs — ферромагнитное с температурой перехода  $T_C = 130$  К. В связи с этим было высказано предположение [3,5], что в сильно легированных кристаллах GaAs⟨Fe⟩ возможно образование однодоменных магнитоупорядоченных областей (суперпарамагнитных областей), в которых обменное взаимодействие осуществляется через атомы основной решетки.

Цель данной работы заключалась в изучении взаимодействий примесных центров железа в диамагнитной матрице GaAs и исследовании магнитных свойств супермагнитных областей.

## 2. Исследование обменно-связанных пар

Для выяснения природы магнитного взаимодействия атомов железа и определения значений постоянных взаимодействия примесных центров были исследованы обменно-связанные пары Fe в кристаллах GaAs. Методом ЭПР исследовались кристаллы GaAs⟨Fe⟩ с

<sup>¶</sup> E-mail: popov@tuexph.stu.neva.ru



**Рис. 1.** Температурные зависимости производной магнитной восприимчивости  $d\chi/dT$  кристаллов GaAs(Fe).  $n_{\text{Fe}}, 10^{19} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 10, 2 — 1, 3 — 0.1.

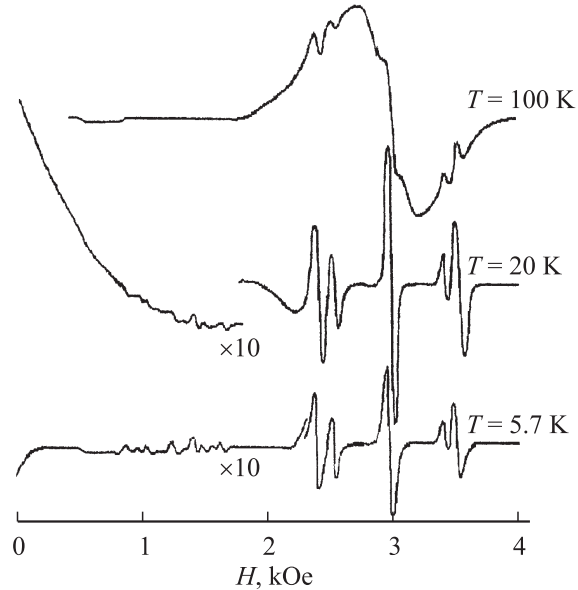
концентрацией железа  $n_{\text{Fe}} = 3 \cdot 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Образцы были получены методом направленной кристаллизации с последовательным разбавлением примеси и зонным выравниванием примеси по кристаллу [3,4]. Характерный спектр ЭПР на частоте 9.6 ГГц ( $X$ -диапазон) приведен на рис. 2. Спектр ЭПР при температуре  $T \geq 100 \text{ К}$  состоит из широкой линии, обусловленной группами взаимодействующих магнитных центров, и спектра тонкой структуры одиночных атомов Fe. При понижении температуры интенсивность широкой линии падает и распадается на ряд узких резонансных пиков. В области магнитных полей с  $g \approx 2$  сохраняется спектр одиночных центров и появляется спектр обменно-связанных пар железа. Совпадение центров линий расщепления в слабых полях с центром линии одиночных атомов железа позволяет интерпретировать переходы в слабых полях как запрещенные переходы с  $\Delta m = 2$  и  $\Delta m = 3$ . Исследования, проведенные в  $X$ -диапазоне СВЧ, показали, что спектр ЭПР обменно-связанных пар не позволяет идентифицировать отдельные переходы из-за их слабого разрешения. Таким образом, невозможно определить величину обменного интеграла из температурной зависимости спектра ЭПР в этом частотном диапазоне. В связи с этим были проведены измерения ЭПР на частоте 28 ГГц ( $Q$ -диапазон) [5]. Спектр тех же образцов на частоте 28 ГГц при комнатной температуре имел вид, аналогичный приведенному на рис. 2. При понижении температуры ниже 100 К, кроме линий тонкой структуры одиночных центров железа, появляются линии, обусловленные обменно-связанными парами магнитных центров с полным спином  $S = 5$ , спектр ЭПР которых приведен на рис. 3.

Линию связи двух ближайших атомов железа А и В, замещающих узлы в галлиевой подрешетке GaAs, т.е. ось  $\langle 011 \rangle$ , примем за ось  $z$ . Тогда для случая сильного обменного взаимодействия спиновую часть

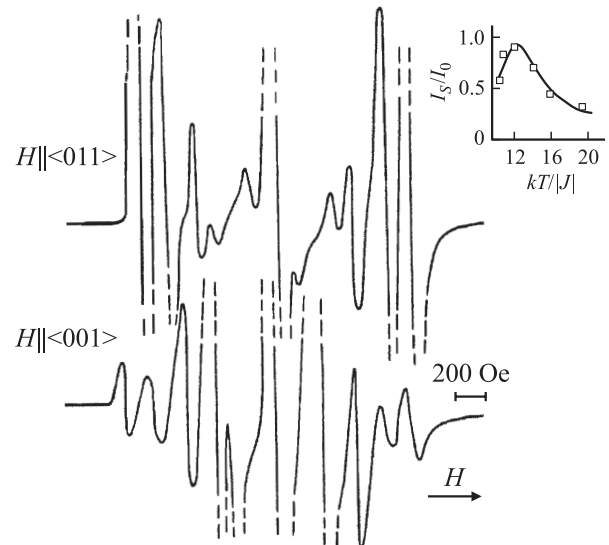
гамильтониана пары можно представить в виде [6]:

$$H = g\beta\mathbf{H}\mathbf{S} + J\mathbf{S}_A\mathbf{S}_B + D(S_{Ax}^2 - S_{By}^2) + \frac{B}{2}(\mathbf{S}_A\mathbf{S}_B - 3S_{Az}S_{Bz}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{S} = \mathbf{S}_A + \mathbf{S}_B$ ,  $D$  и  $B$  — параметры спиновой гамильтониана, учитывающие анизотропию обменного взаимодействия,  $\beta$  — магнетон Бора,  $\mathbf{H}$  — вектор напряжен-



**Рис. 2.** Спектры ЭПР обменно-связанных пар Fe–Fe в  $X$ -диапазоне при различных температурах (указаны на рисунке) образцов GaAs(Fe) с  $n_{\text{Fe}} = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 3.** Спектры ЭПР обменно-связанных пар Fe–Fe в  $Q$ -диапазоне при  $T = 77 \text{ К}$  образца GaAs(Fe) с  $n_{\text{Fe}} = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . На вставке — температурная зависимость интенсивности сигнала  $I_S$  от пар соседних магнитных центров при  $S = 5$  и  $J < 0$ .  $I_0$  — максимальное экспериментальное значение  $I_S$ .

ности магнитного поля. Обменный интеграл  $J$  отрицателен ( $J < 0$ ) в случае ферромагнитного взаимодействия. Величина  $B$  определяет угловую зависимость спектра и равна

$$B = g^2 \beta^2 R^{-3} (3 \cos^2 \theta - 1),$$

где  $R$  — размер пары атомов АВ,  $g$  — фактор спектроскопического расщепления для пары АВ,  $\theta$  — угол между осью пары АВ и направлением  $\mathbf{H}$ .

Из угловой зависимости спектра ЭПР определяется постоянная  $B$  и, следовательно, расстояние между ближайшими атомами Fe. Размер пары оказался равным  $R = (5 \pm 1) \text{ \AA}$ . При параметре решетки арсенида галлия, равном  $5.65 \text{ \AA}$ , полученное расстояние соответствует структуре: Fe-As-Ga-As-Fe. При исследовании одиночных центров железа было показано [1–3], что волновая функция  $3d$ -электронов делокализована по крайней мере на атомах двух координационных сфер. Таким образом, на атоме Ga происходит перекрытие волновых функций  $d$ -электронов двух соседних магнитных центров, что приводит к возникновению косвенного ФМ взаимодействия.

Величина обменного интеграла  $J$  определялась из исследования температурной зависимости интенсивности сигнала ЭПР (см. вставку на рис. 3). В соответствии с [6] интенсивность резонансной линии пропорциональна произведению вероятности перехода

$$W_S = \frac{1}{2} \sum \langle M | S | M + 1 \rangle^2, \quad (2)$$

где  $\langle M \rangle$  и  $\langle M + 1 \rangle$  — состояния с магнитными квантовыми числами  $M$  и  $M + 1$ , и заселенности обменного уровня

$$P_S = \frac{\exp\left[-\frac{JS(S+1)}{2kT}\right]}{\sum (2S + 1) \exp\left[-\frac{JS(S+1)}{2kT}\right]}. \quad (3)$$

Сравнение (2) и (3) с экспериментальными результатами позволило определить характер обменного взаимодействия как ферромагнитное с величиной обменного интеграла  $J = J_0 = -8.3 \text{ см}^{-1}$ .

### 3. Исследование суперпарамагнетизма в кристаллах GaAs

При более высоких уровнях легирования железом ( $n \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) наблюдалось образование макроскопических областей однородной намагниченности [2,3]. Как известно [7], переход в суперпарамагнитное (СП) состояние имеет место в магнитных системах из однодоменных ферромагнитных областей, когда термические флуктуации превышают порог перемагничивания, задаваемый магнитной анизотропией. Энергию одноосной однородно намагниченной области можно записать в виде [7]

$$E = K_{\text{anis}} V \sin^2 \alpha - \mu \mathbf{H} \cos(\beta - \alpha),$$

где  $K_{\text{anis}}$  — константа анизотропии,  $V$  — объем области,  $\beta$  и  $\alpha$  — углы между осью легчайшего намагничивания

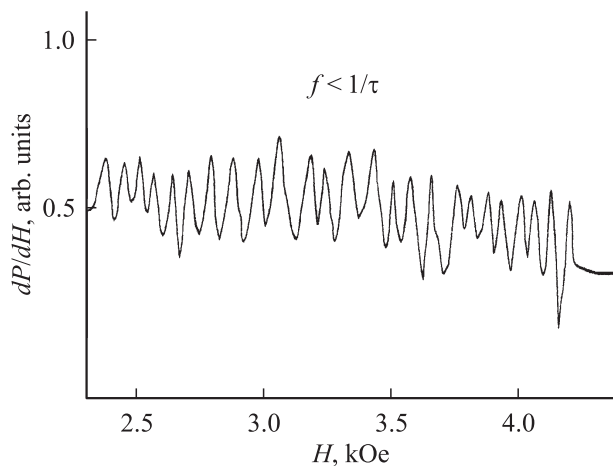


Рис. 4. Спектр ЭПР образца GaAs с концентрацией Fe  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  в X-диапазоне.

и соответствующими векторами  $\mu$  и  $\mathbf{H}$ . Выше определенной температуры ансамбль однодоменных областей ведет себя подобно газу парамагнитных молекул с большим магнитным моментом  $\mu$ . При этом одни и те же области в сильных магнитных полях должны вести себя как парамагнитные при достаточно высоких температурах и как ферромагнитные при более низких температурах. Время релаксации  $\tau$  определяется вероятностями перехода между двумя равновесными ориентациями магнитного момента. Вероятность перехода зависит как от энергии анизотропии  $K_{\text{anis}} V$ , так и от энергии СП области в магнитном поле  $\mu H$ . Следовательно, при наличии СП областей спектры ЭПР должны существенно отличаться при измерениях на различных частотах. Одни и те же намагниченные области ведут себя как СП на низких частотах ( $f < 1/\tau$ ) и как ФМ при высоких частотах ( $f > 1/\tau$ ).

Методом ЭПР на частотах  $f_X = 9.6 \text{ ГГц}$  и  $f_Q = 28 \text{ ГГц}$  исследовались образцы GaAs с концентрацией железа  $n_{\text{Fe}} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . На частоте  $9.6 \text{ ГГц}$  ( $f_X < 1/\tau$ ) спектр ЭПР (рис. 4) состоял из большого числа линий тонкой структуры, обусловленной возможными проекциями полного магнитного момента СП области на направление магнитного поля. На частоте  $28 \text{ ГГц}$  ( $f_Q > 1/\tau$ ) этот спектр исчезал, появлялась широкая линия и спектр одиночных центров  $\text{Fe}^{3+}$ , состоящий из 5 линий тонкой структуры. Большое число линий в спектре ЭПР на частоте  $9.6 \text{ ГГц}$  и их малая ширина указывают на достаточно равномерное распределение примеси в СП областях. Такое специфическое поведение спектров ЭПР на различных частотах, а также отсутствие сигнала ЭПР-поглощения в нулевом магнитном поле характерно для суперпарамагнетика [6,7]. По спектрам ЭПР были оценены: число магнитных атомов в областях  $N_{\text{Fe}} \approx 25$ , среднее расстояние между магнитными центрами  $\bar{r} \approx 10 \text{ \AA}$ , а также нижняя граница параметра  $\tau < 4 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ .

Параметры суперпарамагнитных областей

Образец	$n_{\text{Fe}}$ в образце, $10^{20} \text{ см}^{-3}$	$V/V_0$ , %	$I_S(0)$ , Э	$V$ , $10^{18} \text{ см}^{-3}$	$n_{\text{Fe}}$ по области, $10^{20} \text{ см}^{-3}$
1	2	10	32	0.24	5.7
2	3	25	32	0.96	5.7
3	4	75	32	2.5	5.7
4	6	100	33	9.1	5.9

Примечание.  $V$  — объем суперпарамагнитных областей,  $V_0$  — объем образца,  $I_S(0)$  — спонтанная намагниченность при  $T = 0 \text{ К}$ .

Для изучения параметров СП областей исследовались образцы GaAs с концентрациями железа  $2 \cdot 10^{20} < n_{\text{Fe}} < 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Из измерений ядерного магнитного резонанса на ядрах Ga и As было установлено, что относительный объем  $V/V_0$ , занимаемый областями спонтанной намагниченности в кристаллах, составлял от 10 до 100% (см. таблицу). В ходе исследований был проведен микрорентгеновский анализ образцов, позволивший локализовать области кристалла с включением второй фазы. Эти области удалялись из образцов. Затем вновь проводили исследования ЭПР. Полученные спектры ЭПР были аналогичны спектрам, приведенным на рис. 3. Это позволяет заключить, что линейные размеры областей, определяющих появление широкой линии в спектре ЭПР, меньше  $100 \text{ \AA}$  (предел разрешения рентгеновского анализа).

Исследовались полевая и температурная зависимости намагниченности. Согласно теории Нееля [7], намагниченность ансамбля СП частиц описывается выражением

$$I(T) = I_S \bar{V} \text{cth} \left( \frac{\mu H}{kT} - \frac{kT}{\mu H} \right), \quad (4)$$

где  $I_S$  — спонтанная намагниченность при температуре  $T = 0 \text{ К}$ ,  $\bar{V}$  — средний объем СП области. Полагая, что  $I_S$  не зависит от объема области, можно разложить гиперболический котангенс в ряд, тогда получим

$$I = I_S^2 \frac{\bar{V} H}{3kT} \quad \text{при} \quad \mu H \ll kT, \quad (5)$$

$$I = I_S \left( 1 - \frac{kT}{I_S \bar{V} H} \right) \quad \text{при} \quad \mu H \gg kT. \quad (6)$$

Здесь  $\mu = \bar{\mu} = I_S \bar{V}$  есть средний магнитный момент СП области. По температурным зависимостям намагниченности в соответствии с выражением (6) можно определить средний объем СП областей и их магнитный момент  $\bar{\mu}$ . Если образец поляризован не полностью, то для определения величины намагниченности  $I_S(T)$  необходимо учитывать, какую часть объема образца занимают СП области.

На рис. 5 приведены зависимости намагниченности GaAs от напряженности магнитного поля (образец 2 в таблице) при двух различных температурах. Сплошные кривые — расчет по формуле Ланжевена (4). Полевые зависимости намагниченности явно указывают на

СП свойства образца. Выбирая значения намагниченности  $I_1 = 0.47 \text{ Э}$  при  $T_1 = 4 \text{ К}$  и  $I_2 = 0.44 \text{ Э}$  при  $T_2 = 10 \text{ К}$  и преобразуя выражение (6) к виду

$$\bar{\mu} = I_S \bar{V} = \frac{k(I_1 T_2 - I_2 T_1)}{H(I_1 - I_2)}, \quad (7)$$

получим величину среднего магнитного момента СП области при  $T \rightarrow 0 \text{ К}$ :  $\bar{\mu} \approx 1.4 \cdot 10^{-18} \text{ эрг/Э}$ . Используя значения  $I_S$ , полученные при  $T = 4 \text{ К}$  (рис. 5), и величину поляризованной части объема образца 2 из экспериментов по ЯМР  $V/V_0 = 0.25$ , находим намагниченность СП области  $I_S(0) = 32 \text{ Э}$ . Параметры областей спонтанной намагниченности для кристаллов GaAs(Fe) с различным уровнем легирования приведены в таблице. При определении концентрации атомов железа в СП областях значение намагниченности экстраполировалось к температуре  $T = 0 \text{ К}$ , значение  $g$ -фактора бралось равным 2.04, соответствующее одиночным центрам железа.

Сравнение параметров СП областей позволяет сделать вывод о том, что при повышении содержания магнитной примеси в образце происходит увеличение среднего размера областей без существенного изменения их магнитной природы. Этот вывод подтверждается также исследованиями температурной зависимости производной магнитной восприимчивости  $d\chi/dT = f(T)$ , выполненными для образцов с различной концентрацией железа (рис. 1). Для всех образцов наблюдался магнитный фазовый переход при одной и той же температуре  $T_{C1} = 460 \text{ К}$ . Данная величина температуры  $T_{C1}$  соответствует фазовому переходу внутри СП областей

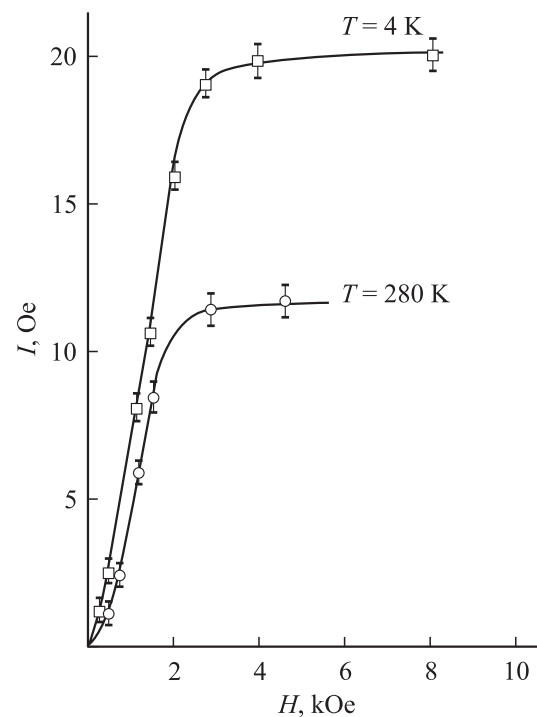


Рис. 5. Зависимости намагниченности GaAs(Fe) от напряженности магнитного поля при различных температурах. Образец 2 из таблицы.

и хорошо согласуется с ее теоретическим значением, полученным по простой теории молекулярного поля [7]:  $T_{C1} = 2ZJ_0S(S+1)$ . Если использовать величину обменного интеграла  $J_0$ , определенную в экспериментах по ЭПР  $|J_0| = 8.3 \text{ см}^{-1}$ , то экспериментальное значение  $T_{C1} = 460 \text{ К}$  получается при числе ближайших соседей  $Z = 6$ . Это свидетельствует о заметной корреляции в расположении магнитных атомов в СП областях.

#### 4. Исследование примесного ферромагнетизма

Повышение концентрации магнитной примеси должно на определенном этапе привести к появлению взаимодействия между теми магнитными атомами, которые не вошли в СП области. Прямым подтверждением этого предположения явились эксперименты ЯМР по измерению собственных магнитных полей на ядрах основной решетки [4]. В кристаллах GaAs(Fe) при концентрации железа  $n_{\text{Fe}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  наблюдалось уменьшение сигнала ЯМР ядер Ga и As на величину порядка 0.1%. В кристаллах с концентрацией  $n_{\text{Fe}} = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  сигнал ЯМР на резонансных частотах Ga и As не наблюдался. Оценка величины магнитных полей показала, что в случае равномерно распределенной примеси на ядрах основной решетки существуют наведенные магнитные поля порядка 10 Э, что свидетельствует о наличии магнитного упорядочения в материале. Можно предположить, что магнитная упорядоченность всего кристалла обусловлена примесными атомами железа, не вошедшими в СП области. Таким образом, должен существовать второй, низкотемпературный, фазовый переход в магнитоупорядоченное состояние. При этом второй ФМ переход будет происходить в области низких температур ( $T_{C2} < T_{C1}$ ) в силу малой концентрации и случайного распределения примесных атомов, т. е. иметь перколяционную природу.

Экспериментальное обнаружение второго фазового перехода могло бы служить основанием для использования представлений о ферромагнетизме полупроводников типа  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ . Обнаружение второго фазового перехода проводилось на кристаллах GaAs с концентрацией железа  $n_{\text{Fe}} = (1-6) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . На этих образцах проводились исследования температурной зависимости интенсивности сигнала ЯМР ядер  $^{71}\text{Ga}$  и сигнала ЭПР для Fe( $3d^5$ ). По данным ЯМР, области спонтанной поляризации занимали от 10 до 75% от полного объема образца. Если существует такая температура  $T_{C2}$ , ниже которой образец полностью поляризуется, то сигнал ЯМР основной решетки должен значительно уменьшиться при  $T < T_{C2}$  вследствие сдвига и уширения линии ЯМР в неоднородном внутреннем магнитном поле. Результаты исследования температурной зависимости интенсивности ЯМР ядер  $^{71}\text{Ga}$  приведены на рис. 6. Из рисунка видно, что интенсивность линии ЯМР мало изменяется при понижении температуры от комнатной до 100 К, затем резко возрастает при  $T = 60 \text{ К}$  и также

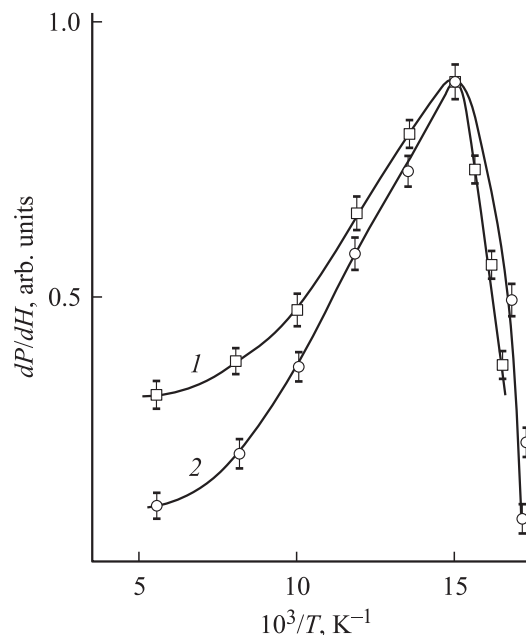


Рис. 6. Температурные зависимости интенсивности сигналов ЯМР (кривая 1) и ЭПР (кривая 2).

резко падает при ее дальнейшем понижении. Увеличение интенсивности сигнала ЯМР при понижении температуры в области  $T > 60 \text{ К}$ , по-видимому, обусловлено тем, что в образце протекают два конкурирующих процесса. Во-первых, поляризация магнитных моментов ядер  $^{71}\text{Ga}$  во внешнем магнитном поле, приводящая к росту сигнала в соответствии с законом Кюри. Во-вторых, за счет роста магнитного момента СП областей. Вследствие монотонного увеличения намагниченности кристалла все большее число ядер основной решетки оказывается в области действия внутреннего неоднородного магнитного поля. Резкий спад интенсивности сигнала ЯМР при  $T < 60 \text{ К}$  свидетельствует о полной поляризации кристалла.

Однако исследования ЯМР не отвечают на вопрос — обусловлен ли переход магнитным взаимодействием между СП областями или атомами Fe, распределенными между ними. Для того чтобы ответить на этот вопрос, была исследована температурная зависимость сигнала ЭПР, которая приведена на рис. 6. Спектры ЭПР образцов GaAs(Fe) с концентрацией Fe  $n_{\text{Fe}} \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$  имели вид, аналогичный спектрам рис. 2. Как указывалось выше, они состоят из широкой линии неправильной формы в области малых магнитных полей, обусловленной резонансом обменно-связанных  $3d$ -центров в СП областях, и линий тонкой структуры одиночных центров железа ( $\text{Fe}^{3+}$ ), расположенных между СП областями. При понижении температуры до 60 К происходит уширение линии ЭПР в слабых полях и, как следствие, уменьшение ее интенсивности. При этом сигнал ЭПР одиночных центров возрастает. Дальнейшее понижение температуры приводит к резкому уменьшению интенсивности ЭПР одиночных центров и увеличению интенсивности

широкой линии. Это свидетельствует о существовании второго магнитного фазового перехода при  $T \approx 60$  К. В случае неравномерного распределения СП областей по размерам и, следовательно, по величинам магнитных моментов изменение интенсивности сигнала ЭПР одиночных центров с температурой должно иметь плавный характер. Это связано с тем, что в область внутреннего магнитного поля СП областей прежде всего будут попадать центры, расположенные между областями с большими магнитными моментами, затем с меньшими моментами и т.д. Фазовый переход в случае непосредственного взаимодействия СП областей [8] должен быть размытым, что экспериментально не наблюдалось. Из рис. 5 видно, что при понижении температуры до 60 К интенсивность сигнала ЭПР железа  $\text{Fe}^{3+}$  увеличивается, а затем при  $T > 60$  К падает. Резкое изменение сигнала ЭПР, экспериментально наблюдаемое при температуре ниже 60 К, можно объяснить взаимодействием, которое осуществляется между атомами железа, хаотически распределенными между СП областями.

Представления, основанные на теории протекания в неупорядоченных системах [9,10], позволяют оценить температуру второго ФМ фазового перехода. Рассмотрим систему случайно распределенных  $3d$ -центров, взаимодействие которых описывается гамильтонианом (1) с потенциалом обменного взаимодействия, экспоненциально спадающим с расстоянием  $r$ :

$$U(r) = U_0 \exp(-r/R), \quad (8)$$

где

$$U_0 = J_0 S(S+1),$$

$R$ , как и в (1), определяет радиус потенциала парамагнитных ионов. Введем длину  $r(T)$ , определяемую равенством  $U(r) = kT$ , т.е.

$$r(T) = R \ln \frac{U_0}{kT}. \quad (9)$$

В силу экспоненциальной зависимости обменной энергии от  $r$  все магнитные моменты одиночных центров, расстояние между которыми меньше  $r(T)$ , можно считать при данной температуре ориентированными параллельно. Моменты, удаленные на расстояние  $r > r(T)$ , можно считать нескоррелированными. Система ферромагнитна, если связанные магнитные центры образуют бесконечный кластер. Таким образом, определение температуры Кюри сводится к геометрической задаче. Это одна из задач теории протекания, так называемая континуальная задача. Согласно [11], критическое значение  $r_0$  равно

$$r_0 = 0.87 n^{-1/3} = 0.87 r_C,$$

где  $n$  — концентрация магнитных центров. Температура ферромагнитного перехода определяется из условия:  $r(T) = r_0$  или с учетом (9) имеем

$$T_C = J_0 Z S(S+1) \exp\left(-\frac{0.87 r_C}{R}\right). \quad (10)$$

Из выражения (10) видно, что температура ФМ перехода порядка энергии взаимодействия центров, находящихся на расстоянии порядка среднего  $r_C \propto n^{-1/3}$ . Следует отметить, что эта энергия отличается от средней энергии взаимодействия, которая пропорциональна концентрации центров  $n$ .

Полагая, что среднее число  $3d$ -центров, энергия взаимодействия которых с данным центром порядка  $kT_C$ , равно числу ближайших соседей  $Z = 3$ ; спин магнитного центра  $S = 5/2$ ; среднее расстояние между центрами  $r_C = n_{\text{Fe}}^{-1/3}$ , значение обменного интеграла, полученное при исследовании ЭПР обменно-связанных пар,  $J_0 = 8.3 \text{ см}^{-1}$  с радиусом потенциала  $R = 5 \text{ \AA}$ , получаем температуру второго ФМ перехода:  $T_{C2} = 20-60$  К для концентраций атомов железа  $n_{\text{Fe}} = 2 \cdot 10^{20} - 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

## 5. Заключение

Сильно легированные кристаллы  $\text{GaAs}\langle\text{Fe}\rangle$  можно рассматривать как двухфазную систему. Одна фаза представляет собой СП области, в которых имеет место заметная корреляция в расположении атомов железа с температурой Кюри  $T_{C1} = 460$  К. Ко второй фазе следует отнести атомы железа, распределенные между СП областями и представляющие неупорядоченную магнитную систему с температурой перехода в ФМ состояние  $T_{C2} = 60$  К. Таким образом, в интервале температур  $T_{C2} < T < T_{C1}$  сильно легированные кристаллы арсенида галлия находятся в СП состоянии. При  $T = T_{C2}$  имеет место переход, обусловленный взаимодействием примесных атомов Fe, хаотически распределенных между СП областями.

## Список литературы

- [1] Н.П. Ильин, А.Э. Васильев, В.Ф. Мастеров. ФТП, **20**, 1878 (1992).
- [2] В.Р. Роров, D. Vois. Telecom, No 78, 29 (1991).
- [3] В.В. Исаев-Иванов, Н.И. Колчанова, В.Ф. Мастеров, Д.Н. Наследов, Г.Н. Талалакин. ФТП, **7**, 414 (1973).
- [4] В.П. Маслов, В.Ф. Мастеров, Д.Н. Наследов, Г.Н. Талалакин. ФТТ, **17**, 2149 (1975).
- [5] В.Ф. Мастеров, Б.П. Попов. ФТП, **12**, 404 (1978).
- [6] А. Абрагам, Б. Блини. *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов* (М., Мир, 1972).
- [7] Р. Уайт. *Квантовая теория магнетизма* (М., Мир, 1985).
- [8] Р.С. Исхаков, Г.И. Фролов, В.С. Жигалов, Д.Е. Прокофьев. Письма ЖТФ, **30**, 51 (2004).
- [9] И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер. УФН, **126**, 233 (1978).
- [10] Б.П. Попов, В.П. Маслов. *Матер. Всес. конф. по физике соединений  $\text{A}^3\text{B}^5$*  (Л., 1978) с. 37.
- [11] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

Редактор Т.А. Полянская

## Effects of the magnetic ordering in overdoped GaAs(Fe) crystals

*B.P. Popov, V.K. Sobolevsky, E.G. Apushkinsky,  
V.P. Saveliev*

St. Petersburg Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The research was done according to the RPE method and focused on the exchange interaction between iron centers in crystals of gallium arsenide. The work presents the results of the research on superparamagnetic fields with the temperature of transition into ferromagnetic state at  $T_{C1} = 460$  K. The research shows the presence of impurity ferromagnetism in GaAs(Fe) with the transition temperature of  $T_{C2} = 60$  K in a disordered system of iron centers lying outside superparamagnetic fields.