

# Низкотемпературные магнитопольевые зависимости спонтанной намагниченности электронной системы примесей железа низкой концентрации ( $\leq 0,2$ ат.%) в кристалле селенида ртути

Т.Е. Говоркова, В.И. Окулов, К.А. Окулова

*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*

E-mail: okulov@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 19 ноября 2018 г., опубликована онлайн 20 декабря 2018 г.

Изложены результаты экспериментального изучения и теоретического описания магнитопольевых зависимостей намагниченности кристалла селенида ртути с низкими концентрациями примесей железа (0,01–0,2) ат.%. при температуре 5 К. С применением детального анализа полученных зависимостей выделены вклады спонтанного магнетизма электронной системы гибридизированных состояний донорных примесных атомов железа, имеющие вид кривых намагничивания с насыщением. Для сравнительного рассмотрения проведены аналогичные измерения на кристаллах селенида ртути без легирования и с примесями галлия (0,05 ат.%), позволившие подтвердить детали интерпретации данных. На основе разработанных ранее теоретических представлений об изучаемых электронных системах получены формулы, описывающие полевые зависимости спонтанной намагниченности, и достигнуто хорошее их согласие с найденными экспериментальными зависимостями. В итоге выполненной подгонки теоретических зависимостей к экспериментальным определены параметры, характеризующие спонтанный спиновый магнетизм изучаемых примесных систем, значения которых согласуются с экспериментальными данными, полученными ранее при наблюдении аномалий эффекта Холла и температурных зависимостей магнитной восприимчивости тех же систем.

Ключевые слова: примеси переходных элементов в полупроводниках, гибридизированные электронные состояния, низкотемпературный магнетизм, спонтанная намагниченность электронов.

## 1. Введение

Предпринимаемые последовательно исследования низкотемпературных магнитных и других электронных свойств низкоконцентрированных примесных полупроводниковых систем представляются естественными и полезными в силу явной необходимости изучения фундаментальных закономерностей принципиального характера. Задачи настоящей работы, относящиеся к упомянутому кругу исследований, состоят в экспериментальном обнаружении и количественной интерпретации зависимостей от напряженности магнитного поля намагниченности электронных систем донорных примесей переходного  $3d$ -элемента низкой концентрации. Такие зависимости в рамках физики спонтанного магнетизма можно назвать с определенной степенью условности кривыми намагничивания. Они обнаруживаются как

результаты выделения вкладов намагничивания систем с малым числом электронов донорных примесных атомов из магнитопольевых зависимостей намагниченности кристалла. Выполненные в настоящей работе эксперименты и теоретическое описание их результатов нацелены на дальнейшее развитие разработанных ранее представлений о существовании спонтанной спиновой поляризации системы донорных электронов примесей переходных элементов, объединенных принадлежностью к интервалу гибридизации примесных состояний в полосе проводимости кристалла [1,2]. Совокупность донорных электронов гибридизированных состояний примесных атомов может обладать, как показано в работе [1], спонтанной спиновой поляризацией, обусловленной обменным взаимодействием электронов с учетом влияния сохраняющейся локализованной части электронной плотности примесного атома. Этот механизм спиновой поляриза-

ции не связан с межпримесными взаимодействиями и поэтому может проявляться при очень низких концентрациях примесей. Впервые такого рода проявление было обнаружено в работе [3] при наблюдении в эффекте Холла вклада спонтанного намагничивания системы донорных электронов примесей железа. Такая же модификация холловского сопротивления исследовалась в кристаллах селенида ртути с другими примесями переходных элементов в последующих работах [4]. Эти исследования можно отнести к определенной части области, в традиционном понимании обозначаемой термином аномальный эффект Холла. Однако в последнее время этот термин разветвился под тем же названием в виде ряда разделов различной деятельности, создатели которых, как правило, не утруждают себя четким объяснением терминологии. Поэтому лучше теперь вместо его употребления в представляемых работах просто обозначать существо эффекта, которое состоит во влиянии спонтанной намагниченности изучаемой системы электронов на холловское сопротивление. В посвященных этому эффекту упомянутых выше работах [3,4] наблюдались кривые намагничивания, содержащиеся в магнитопольевых зависимостях тех частей холловского сопротивления, которые отвечали именно влиянию спонтанной намагниченности. И вот теперь решается задача изучения такого рода кривых намагничивания не электрическими, а прямыми магнитными измерениями. Первые экспериментальные результаты, полученные на кристаллах селенида ртути с примесями кобальта, представлены в кратком сообщении [5].

В настоящей работе выполнено полное исследование на тех объектах — кристаллах с примесями железа, на которых ранее в работе [3] были получены первые результаты по наблюдению спиновой поляризации в эффекте Холла. В первом разделе статьи изложено теоретическое описание низкотемпературных магнитопольевых зависимостей спонтанной намагниченности электронных систем гибридных состояний. Во втором разделе приведены экспериментальные данные, результаты подгонки теоретических зависимостей к экспериментальным и обсуждаются полученные величины параметров, характеризующих намагниченность.

## 2. Спонтанная намагниченность системы электронов гибридных состояний примесей $3d$ -переходных элементов

Среди изучаемых объектов — кристаллов полупроводника, которые содержат в качестве примесей замещения малое число атомов  $3d$ -переходных элементов (железа, кобальта, никеля и, возможно, других металлов того же ряда) характерные электронные свойства в значительной мере определяются известной особенностью строения незаполненной  $3d$ -оболочки примесного атома, которой обладает распределение электронов по

энергетическим состояниям в кристалле-матрице как селенида ртути, так, скорее всего, и других. Эта особенность состоит в том, что совокупность десяти электронных состояний оболочки примесного атома разделяется под влиянием обменного взаимодействия между электронами на две группы с различной спиновой поляризацией и, соответственно, значительно различающимися энергиями. В примесном атоме железа пять  $d$ -электронов занимают близкие состояния с сравнительно низкими кинетическими энергиями и одним спиновым состоянием, а один  $d$ -электрон имеет повышенную энергию и другое спиновое состояние. В примесном атоме кобальта состояния с повышенной энергией занимают два  $d$ -электрона, а в атоме никеля — три. В кристалле полупроводника группа  $d$ -электронов с низкой энергией оказывается в валентной полосе энергий и отчасти участвует в валентных связях замещаемого атома кристалла. Уровень высокой энергии становится резонансным уровнем в полосе проводимости кристалла и образует гибридные состояния. Такие представления об энергетических состояниях донорных электронов примесей переходных элементов получили надежные подтверждения в экспериментах по электронным термодинамическим и кинетическим свойствам кристалла селенида ртути. Ссылки на соответствующие результаты приведены ниже с учетом последующего изложения. Для настоящей работы ключевыми являются представления о гибридных примесных донорных электронных состояниях в полосе проводимости кристалла. Их описание, включающее следствия проявлений в термодинамике и кинетике, первоначально было развито в работах [6–16]. Оно основано на результатах теории резонансного рассеяния, согласно которым гибридизация состояний рассеяния на потенциальном центре при энергии существующего связанного состояния приводит к частичной локализации электронной плотности в интервале энергий вблизи резонансной энергии связанного состояния. В соответствии с этим наличие в полосе проводимости кристалла электронного энергетического уровня примесного атома приводит к появлению гибридных состояний с энергиями вблизи примесного уровня. Электронная плотность каждого из этих состояний содержит компоненты, отвечающие локализации на примесном атоме и свободному движению в полосе проводимости кристалла. Согласно этому существование гибридных состояний донорных электронов примесных атомов описывается отдельным слагаемым в плотности состояний электронной системы кристалла. Вблизи энергии  $\epsilon_r$  резонансного примесного уровня имеется интервал гибридизации шириной  $2\Gamma$  с плотностью состояний  $g(\epsilon)$ , содержащей слагаемые, отвечающие свободному движению  $g_c(\epsilon)$  и локализации  $n_i\omega_i(\epsilon)$  электронной плотности:

$$g(\epsilon) = g_c(\epsilon) + n_i \omega_i(\epsilon), \quad \epsilon_r - \Gamma < \epsilon < \epsilon_r + \Gamma, \\ \int d\epsilon \omega_i(\epsilon) = 1, \quad (1),$$

где  $n_i$  — концентрация примесей. Эта формула записана применительно к примесным атомам железа, которые вносят один электрон в интервал гибридизации. Резонансная зависимость функции  $\omega_i(\epsilon)$  и описание зависимости энергии Ферми от концентрации примесей  $n_i$ , характеризующей заполнение электронами состояний в интервале гибридизации, определены в работах [2,6,9]. Донорные электроны примесных атомов, энергии которых располагаются в интервале гибридизации, образуют систему, специфика которой, состоящая в узости интервала гибридизации и в резонансной особенности плотности состояний электронов, приводит к характерным, необычным зависимостям электронных свойств кристалла от концентрации примесей, температуры и напряженности магнитного поля. Детальное изучение в ряде работ особенностей такого рода зависимостей позволило подтвердить изложенные выше представления об электронной структуре примесей переходных элементов и определить по экспериментальным данным параметры электронных гибридизированных состояний [11,14]. Значительным достижением стали экспериментальные результаты исследований эффекта Холла в рассматриваемой электронной системе [3], согласно которым следовало считать, что данная система обладает спонтанной намагниченностью. По известным представлениям это означает существование спонтанной спиновой поляризации исследуемой системы. В последующих экспериментах по эффекту Холла [4] были получены кривые зависимости спонтанной намагниченности, дающие вклад в холловское сопротивление. В связи с этим стала естественной постановка задачи и выполнение настоящей работы, заключающейся в экспериментальном изучении магнитопольных зависимостей спонтанной намагниченности прямыми магнитными, а не электрическими измерениями. Полученные результаты подтвердили имеющиеся теоретические предсказания и могут послужить дальнейшему развитию физики спонтанного магнетизма низкоконтентрированных примесных систем.

Для теоретического описания спиновой намагниченности системы электронов гибридизированных состояний нужно учесть тот факт, что, согласно изложенным выше сведениям, в данную систему входят электроны с одним определенным состоянием спина, которые в силу действия в примесном атоме обменного межэлектронного взаимодействия находятся на высоком уровне спинового расщепления и оказываются в полосе проводимости кристалла. Таким образом, рассматриваемую систему можно изначально считать обладающей спиновой поляризацией. Кроме того, обменное взаимодействие между электронами в гибридизированных состояниях в силу существования особого вклада от локали-

зации в энергетическую плотность состояний может приводить к усилению спонтанной спиновой поляризации. Теория, описывающая это явление, была развита в работе [1] на основе применения квантового фермижидкостного подхода. Основным результатом состоит в том, что энергия одночастичных состояний электронов  $\epsilon^+$  содержит вклад спиновой поляризации, обусловленный межэлектронным взаимодействием, зависящим от спина электрона,

$$\epsilon^+ = \epsilon + \beta(\epsilon)/2. \quad (2)$$

Этот вклад описывается параметром  $\beta(\epsilon)$ , который для упрощения считается зависящим только от энергии  $\epsilon$  и определяется уравнением

$$\beta(\epsilon) = \int d\epsilon' [\psi_i(\epsilon, \epsilon') n_i \omega_i(\epsilon) + \psi_c(\epsilon, \epsilon') g_c(\epsilon')] f(\epsilon' + \beta(\epsilon')/2) \quad (3),$$

в которое входят функции  $\psi_i(\epsilon, \epsilon')$  и  $\psi_c(\epsilon, \epsilon')$ , характеризующие межэлектронное взаимодействие, зависящее от спина, и функция распределения Ферми  $f(\epsilon)$ . Существованию задаваемой таким образом спонтанной поляризации электронной системы отвечает спонтанная намагниченность  $M_0$ , которая определяется формулой

$$M_0 = \mu_B \int d\epsilon^+ g(\epsilon^+) f(\epsilon^+), \quad (4)$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора. Интегрирование в этой формуле проводится по интервалу гибридизации, отвечающему расположению электронных состояний с энергиями  $\epsilon^+$  от  $\epsilon_r - \Gamma$  до  $\epsilon_r + \Gamma$  и занятому донорными электронами. Полагая температуру равной нулю, так что  $f(\epsilon^+)$  оказывается равной  $f_0 = 1$  до граничной энергии Ферми  $\epsilon_F$  и нулю выше этой энергии, из формулы (4) получаем выражение для спонтанной намагниченности основного состояния системы.

Для рассмотрения теперь зависимости спонтанной намагниченности от напряженности приложенного магнитного поля  $H$  определим влияние магнитного поля на энергию электрона в спонтанно поляризованном состоянии следующей формулой

$$\epsilon^+(H) = \epsilon^+ - \mu H. \quad (5)$$

Этой формулой определяется величина эффективного магнитного момента электрона  $\mu$  с учетом межэлектронного взаимодействия в рассматриваемой системе. Величину  $\mu$  следует считать зависящей от энергии, но для дальнейшего рассмотрения это несущественно. Введем далее на основе формул (4) и (5) зависящую от напряженности поля часть  $M_H$  величины спонтанной намагниченности  $M_0(H)$  равенством

$$M_0(H) = M_0 + M_H. \quad (6)$$

Выражение для  $M_H$  с учетом явного вида функции Ферми, опуская индекс «+», преобразуем следующим образом:

$$M_H = \mu_B \int d\varepsilon g(\varepsilon) [f(\varepsilon - \mu H) - f(\varepsilon)] = \mu_B \int d\varepsilon g(\varepsilon) f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)] \{ [\exp(\mu H/T) - 1]^{-1} + f(\varepsilon) \}^{-1}. \quad (7)$$

Полученное таким образом выражение применимо, прежде всего, в интервале низких температур в условиях малости энергии теплового движения электронов (температуры  $T$  в единицах энергии), а также и энергии взаимодействия с магнитным полем  $\mu H$  по сравнению с энергией Ферми. В этих условиях в подынтегральном выражении формулы (7) с достаточной точностью можно заменить функцию

$$f(\varepsilon)[1 - f(\varepsilon)] = -T \left( \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) = T \left( \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon_F} \right)$$

на  $T\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$ , а в остальных множителях положить  $\varepsilon = \varepsilon_F$ . В итоге получается формула для  $M_H$ , которую можно записать в следующем простом виде:

$$M_H = 2T \left( \frac{\partial M_0}{\partial \varepsilon_F} \right) \text{th}(\mu H/2T), \quad (8)$$

где  $M_0$  — упоминавшаяся выше спонтанная намагниченность основного состояния рассматриваемой системы. Конечно, эту формулу по ее виду и характеру описываемой зависимости можно считать широко известной и использовавшейся в подобных модификациях для различных интерпретаций. В рамках настоящей работы ее наглядность позволяет просто и четко сформулировать, как по описываемой ею наблюдаемой зависимости намагниченности от напряженности магнитного поля показать, что исследуемая электронная система действительно обладает спонтанной намагниченностью, а не представляет собой просто совокупность невзаимодействующих спиновых моментов электронов, намагниченность которых также описывается той же формулой при соответствующем ее применении. Очевидно, что хорошо известные кардинальные отличия содержатся в параметрах наблюдаемых зависимостей. Параметр  $M_s = 2T(\partial M_0/\partial \varepsilon_F)$ , характеризующий насыщение полевой зависимости намагниченности в пределе с ростом напряженности поля, имеет намного большую величину у системы, обладающей спонтанной намагниченностью, и его зависимость от концентрации спинов у такой системы не имеет монотонного характера. Также характерным признаком является эффективный момент электрона  $\mu$ , характеризующий кривизну магнитополевой зависимости и соответствующую границу появления насыщения зависимости. Таким образом, задача настоящей работы состоит в подтверждении

экспериментальными результатами определенных выше установленных фактов проявления спонтанной намагниченности в исследуемых системах.

### 3. Эксперимент и обсуждение результатов

Эксперименты были выполнены на образцах монокристаллов селенида ртути с примесями железа с концентрацией  $N_{Fe}$  в интервале (0,01–0,2) ат.%, а также для получения дополнительных данных на образце нелегированного монокристалла селенида ртути и на образце, содержащем примеси железа с концентрацией  $N_{Fe} = 0,025$  ат.% и примеси галлия с концентрацией  $N_{Ga} = 0,05$  ат.%. Монокристаллы были выращены вертикальным методом Бриджмена в Черновицком национальном университете (г. Черновцы, Украина) в группе Л.Д. Паранчич. Элементный состав полученных слитков устанавливался методом рентгеновского микроанализа. Определяемая концентрация примесей железа выбиралась в средней части слитков, из которой вырезались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов с размерами  $1 \times 2 \times 8$  мм. Для магнитных измерений была отобрана серия образцов, на которой ранее в работе [3] исследовался аномальный эффект Холла. Весь набор образцов включал нелегированный кристалл (образец 1) и кристаллы с содержаниями примесей железа:  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (2),  $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (3),  $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (4),  $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (5), а также еще один кристалл с содержаниями примесей железа и галлия,  $N_{Fe} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{Ga} = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (6). Методика подготовки образцов для магнитных измерений включала этапы шлифовки, полировки и химического травления в 5%-ом растворе брома в изобутиловом спирте.

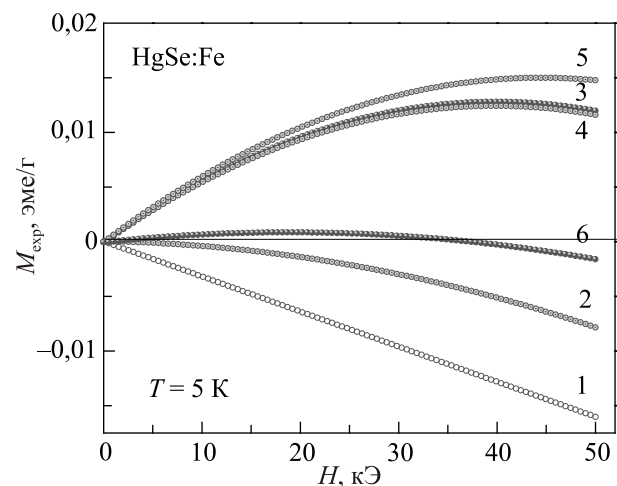


Рис. 1. Плавные части магнитополевых зависимостей удельной намагниченности  $M_{\text{exp}}(H)$  монокристалла селенида ртути с примесями железа различной концентрации  $N_{Fe}$ ,  $\text{см}^{-3}$ : HgSe (нелегированный) (1),  $2 \cdot 10^{18}$  (2),  $7 \cdot 10^{18}$  (3),  $1 \cdot 10^{19}$  (4),  $4 \cdot 10^{19}$  (5). Кристалл с содержанием примесей ( $N_{Fe} = 5 \cdot 10^{18}$ ) и Ga ( $N_{Ga} = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) (6).

Магнитные измерения проведены в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН А.Ф. Губкиным. Исследование статического магнитного момента проведено на СКВИД магнитометре MPMS-5-XL (Quantum Design Co.) при температуре  $T = 5$  К в магнитном поле с интервалом напряженности  $0 < H < 50$  кЭ. Результаты измерений на образцах 1–6 приведены на рис. 1.

При анализе наблюдаемых зависимостей удельной намагниченности образцов  $M_{\text{exp}}(H)$  с примесями железа, 2–6, выделялся значительный линейный диамагнитный вклад намагниченности кристалла — матрицы HgSe, столь заметно проявляющийся в силу малости концентрации легирующих примесей (0,01–0,2) ат.%, на два порядка меньшей, чем в разбавленных магнитных полупроводниках с концентрацией примесей 1 ат.%. Полученная экспериментальная зависимость  $M_{\text{exp}}(H)$  для нелегированного монокристалла HgSe (обр. 1) содержит только диамагнитный вклад, отражая отсутствие содержания неконтролируемых парамагнитных примесей. Наклон наблюдаемой линии соответствует значению диамагнитной восприимчивости  $\chi_d = -3,2 \cdot 10^{-7}$  эме/г·Э, которое хорошо согласуется с известными экспериментальными данными для кристалла селенида ртути [17]. При рассмотрении полученных зависимостей на образцах 2–6 после выделения собственных вкладов диамагнетизма кристалла  $\chi_d H$  определены исследуемые магнитопольевые зависимости примесной намагниченности. В этих зависимостях содержались квантовые осцилляции, которые рассматриваться не будут, и показанные на рис. 2, 3, 4 плавные части зависящего от поля слагаемого  $M_H$  намагниченности, теоретическое определение которого дано формулой (8). Видно, что полученные в экспериментах кривые хорошо описываются формулой (8).

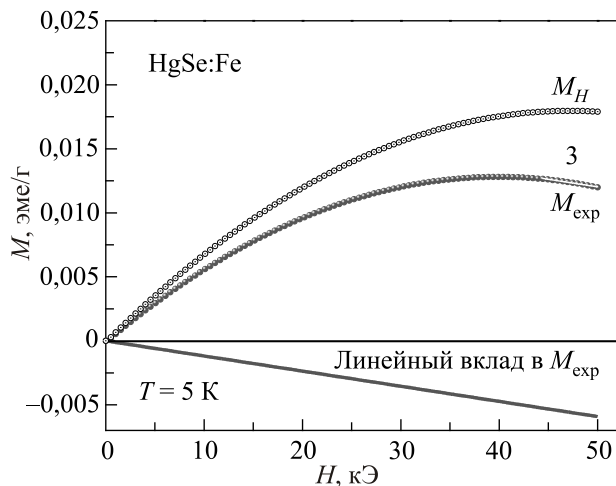


Рис. 2. Иллюстрация разделения вкладов в намагниченность. Полевые зависимости удельной намагниченности  $M(H)$  образца (3) с концентрацией  $N_{\text{Fe}} = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .  $M_{\text{exp}}$  — полная намагниченность,  $M_H$  — спонтанная намагниченность, линейный вклад в  $M_{\text{exp}}$  — диамагнитная часть.

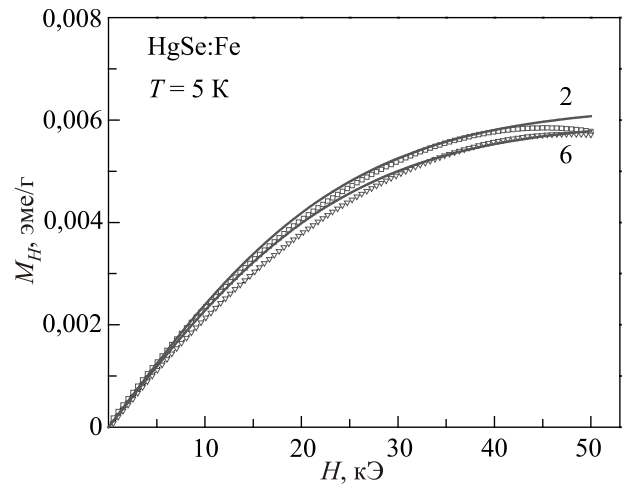


Рис. 3. Намагниченность  $M_H$  монокристалла HgSe:Fe. Символы — экспериментальные данные, сплошные линии — результаты подгонки по формуле (8). Образцы:  $N_{\text{Fe}} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (2),  $N_{\text{Fe}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{\text{Ga}} = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (6).

мулой (8). Видно, что полученные в экспериментах кривые хорошо описываются формулой (8).

Обсуждение полученных результатов в соответствии с задачей работы касается в основном величин параметров изучаемых магнитопольевых зависимостей. Сначала следует отметить имеющееся четкое разделение экспериментальных данных на две группы, относящиеся к различным интервалам концентрации примесей. В этом проявился обнаруженный в большой совокупности ранее проведенных экспериментов тот интервал концентраций примесей железа в кристалле селенида ртути, в рамках которого существует, т.е. проявляется в наблюдаемых закономерностях, гибридизация электронных состояний донорных электронов в полосе проводимости кристалла.

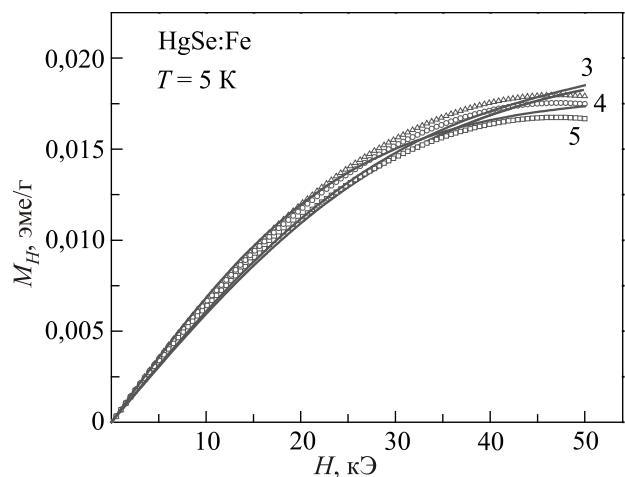


Рис. 4. Намагниченность  $M_H$  для образцов 3–5 различной концентрации  $N_{\text{Fe}}$ ,  $\text{см}^{-3}$ :  $7 \cdot 10^{18}$  (3),  $1 \cdot 10^{19}$  (4),  $4 \cdot 10^{19}$  (5). Символы — экспериментальные данные, сплошные линии — результаты подгонки по формуле (8).

Этот интервал ограничен значениями концентраций  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , установленными опытным путем для данного кристалла и данных примесей. В соответствии с обозначенным интервалом оказывается, что образцы 2 и 6 по своему содержанию оказываются на границах или вне его. Проводя требуемое отдельное обсуждение данных, относящиеся к этим образцам, нужно учесть то обстоятельство, что роль упомянутого интервала концентраций примесных донорных атомов однозначно связана с порожденным им и рассматривавшимся в теоретическом разделе интервалом гибридизации электронных состояний в плотности состояний системы донорных электронов. Поэтому энергия Ферми электронной системы в образцах 2 и 6 расположена, как можно считать, вне действия эффектов гибридизации. В образце 6 это достигнуто специальным подбором содержания донорных примесей галлия, обеспечившим добавление дополнительных электронов для смещения энергии Ферми выше верхней границы интервала гибридизации. Результаты, представленные на рис. 3, наглядно показывают, что намагниченность в образцах 2 и 6 достигает значительно меньших значений, чем в образцах 3, 4 и 5 с концентрациями электронов, отвечающими расположению энергии Ферми в интервале гибридизации. Близость кривых намагничивания образцов 2 и 6 различного различного состава объясняется почти одинаковыми смещениями энергий Ферми электронных систем от границ интервалов гибридизации на примерно одинаковые плотности состояний. Таким образом, соответствующим подбором примесей и концентраций (образец без примесей, обладающий только диамагнетизмом, образцы с концентрацией и составом со слабым парамагнетизмом, имеющие энергии Ферми вне интервала гибридизации, и образцы с большой намагниченностью и энергиями

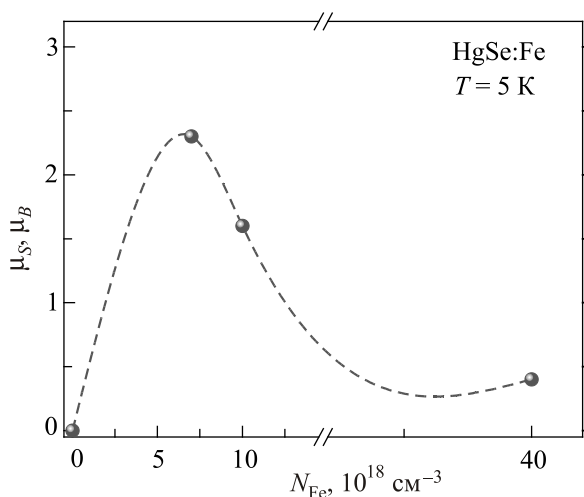


Рис. 5. Значения магнитного момента насыщения  $\mu_S$ , приходящегося на один электрон, для спонтанной намагниченности электронных систем образцов 3, 4, 5, входящих в интервал гибридизации.

Таблица 1. Значения диамагнитной восприимчивости  $\chi_d$ , намагниченности насыщения  $M_S$ , магнитного момента насыщения  $\mu_S$ , приходящегося на один электрон, и эффективного магнитного момента  $\mu$  электрона для образцов 3–5, входящих в интервал гибридизации

№	$N_{Fe}, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$\chi_d, 10^{-7} \text{ эмс/г}\cdot\text{Э}$	$M_S, 10^{-2} \text{ эмс/г}$	$\mu_S, \mu_B$	$\mu, \mu_B$
3	7	-1,18	2,0	2,3	4,5
4	10	-1,17	2,0	1,6	4,2
5	40	-0,38	1,8	0,4	5,0

Примечание: Величина относительной погрешности при определении значений  $M_S$  и  $\mu$  при подгонке теоретических зависимостей к экспериментальным по формуле (8) для исследованных образцов 2–6 составляет (5–10)%, а при определении значений  $\chi_d \sim (1–10)\%$ .

Ферми в интервале гибридизации) определена совокупность объектов (образцы 3–5), обладающих спонтанным магнитным упорядочением. Подтверждено, что именно в них по полученным ранее данным [11] происходит гибридизация примесных электронных состояний, способствующая спонтанной спиновой поляризации.

В табл. 1 и на рис. 5 для образцов 3–5 представлены значения намагниченности насыщения  $M_S$  и эффективного магнитного момента  $\mu$ , полученные подгонкой теоретических зависимостей к экспериментальным (см. рис. 3, 4), а также вычисленные по величине  $M_S$  средние, приходящиеся на один электрон, значения магнитного момента насыщения  $\mu_S$ . Обратившись теперь к этим определенным в экспериментах параметрам магнитопольевых зависимостей намагниченностей электронных систем, подлежащих основному рассмотрению в качестве объектов, обладающих спонтанной намагниченностью, следует, прежде всего, убедиться, что величина намагниченности насыщения  $M_S$ , характеризующая средним магнитным моментом, приходящимся на один электрон  $\mu_S$ , для образцов 3,4,5 оказалась большой, в максимуме значительно превышающей два магнетона Бора. Это может быть объяснено лишь сильным влиянием межэлектронного взаимодействия. Еще более значительный в количественном отношении эффект обнаруживается в величине эффективного магнитного момента  $\mu$ , то есть магнитного момента электрона с энергией Ферми, которая значительно превышает четыре магнетона Бора и в максимуме достигает пяти. Также характерным параметром может служить величина напряженности магнитного поля, которая отражает условную границу достижения насыщения намагниченности. В представленных экспериментах эта величина составляет около 40 кЭ и является много меньшей, чем была бы без спонтанного намагничивания. Таким образом, напрямую подтверждены все необходимые признаки существования в ис-

следованных системах спонтанной намагниченности и поставленную в этом отношении задачу ее обоснования можно считать решенной. Следует также добавить, что достигнутый результат вполне согласуется с обнаруженными ранее свидетельствами спонтанного намагничивания при исследовании эффекта Холла [4,15,16] и температурной зависимости намагниченности [13].

Сущность полученного результата, вместе с результатом работы [5], состоит в подтверждении новыми экспериментами теперь уже с убедительной полнотой доказанной ими реальности той особой разновидности спонтанной спиновой поляризации и магнитного упорядочения, которая может возникать в электронной системе примесей в пределе низкой их концентрации. Принципиальное значение этого явления определяется именно тем, что возникающее спонтанное упорядочение никак не связано с межпримесным взаимодействием и вообще с каким-либо межпримесным влиянием, а создается благодаря объединяющему эффекту гибридизации примесных электронных состояний в полосе проводимости кристалла. При этом оказывается, что обнаружена альтернатива давно утвердившимся и широко развитым представлениям в области физики разбавленных магнитных полупроводников, изложенных в известных публикациях [18–20] и еще во многих обзорных и оригинальных статьях и книгах, вышедших за два–три десятилетия развития этой области. Согласно этим представлениям спонтанный примесный магнетизм обусловлен косвенным или прямым взаимодействием спиновых моментов примесных атомов, т.е. требует для своего появления значительной их концентрации и в связи с этим трудно совместим с совершенством атомной и электронной структуры кристаллов-матриц, желательным для научных и технических их применений.

И хотя представляемая альтернатива относится к системам с малыми значениями намагниченности, но принципиальной является актуальность применимости ее содержания как универсального компонента к широкому кругу систем и в особенности к низкоразмерным объектам.

#### 4. Заключение

В целом результаты настоящей работы становятся необходимым вкладом в завершение решения проблем описания спонтанной спиновой поляризации низкоконцентрированных электронных систем примесей переходных элементов в условиях гибридизации донорных состояний. Впервые напрямую исследованный магнетизм таких систем полученными результатами способствует созданию прочного фундамента для более широкого развития работ данного направления, которое

может занять соответствующее место в области физики полупроводников с примесями переходных элементов.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту № 18-10-2-6 Программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 15-02-08909).

1. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, В.П. Силин, *ФНТ* **37**, 1001 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 798 (2011)].
2. В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, И.В. Жевстовских, А.Т. Лончаков, К.А. Окулова, Е.А. Памятных, С.М. Подгорных, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич, *ФНТ* **39**, 493 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 384 (2013)].
3. Т. Лончаков, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 444 (2012) [*JETP Lett.* **96**, 405 (2012)].
4. A.T. Lonchakov, V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, T.E. Govorkova, M.D. Andriichuk, L.D. Paranchich, S.B. Bobin, and V.V. Deryushkin, *Solid State Phenom.* **233**, 456 (2015).
5. Т.Е. Говоркова, В.И. Окулов, *ФНТ* **44**, 1562 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 1221 (2018)].
6. В.И. Окулов, *ФНТ* **30**, 1194 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 897 (2004)].
7. В.И. Окулов, Г.А. Альшанский, В.Л. Константинов, А.В. Королев, Э.А. Нейфельд, Л.Д. Сабирзянова, Е.А. Памятных, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **30**, 558 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 417 (2004)].
8. В.И. Окулов, Л.Д. Сабирзянова, К.С. Сазонова, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **30**, 441 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 328 (2004)].
9. В.И. Окулов, *ФММ* **100**, 23 (2005) [*The Physics of Metals and Metallography* **100**, 116 (2005)].
10. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, А.В. Гергерт, *ФММ* **101**, 11 (2006).
11. В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, В.В. Гудков, И.В. Жевстовских, А.В. Королев, А.Т. Лончаков, К.А. Окулова, Е.А. Памятных, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **33**, 282 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 207 (2007)].
12. В.И. Окулов, А.Т. Лончаков, Т.Е. Говоркова, К.А. Окулова, С.М. Подгорных, Л.Д. Паранчич, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **37**, 281 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 220 (2011)].
13. Т.Е. Говоркова, А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, М.Д. Андрийчук, А.Ф. Губкин, Л.Д. Паранчич, *ФНТ* **41**, 202 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 154 (2015)].
14. Т.Е. Говоркова, И.В. Жевстовских, А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, К.А. Окулова, С.М. Подгорных, С.Б. Бобин, В.В. Дерюшкин, Л.Д. Паранчич, *ФНТ* **43**, 634 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 508 (2017)].
15. A.T. Lonchakov, V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, S.B. Bobin, V.V. Deryushkin, T.E. Govorkova, V.N. Neverov, and L.D. Paranchich, *J. Magn. Magn. Mater.* **440**, 2 (2017).
16. А.Т. Лончаков, С.Б. Бобин, В.В. Дерюшкин, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, В.Н. Неверов, Е.А. Памятных, Л.Д. Паранчич, *ФНТ* **43**, 629 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 504 (2017)].

17. S. Singh and P. Singh, *J. Phys. Chem. Solids* **41**, 135 (1980).
18. T. Dietl and H. Ohno, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 187 (2014).
19. T. Dietl, *Nature Materials* **9**, 965 (2010).
20. H. Ohno, *Nature Materials* **9**, 952 (2010).

Низькотемпературні магнітопольові залежності спонтанної намагніченості електронної системи домішок заліза низької концентрації ( $\leq 0,2$  ат.%) у кристали селеніду ртуті

Т.Є. Говоркова, В.І. Окулов, К.А. Окулова

Викладено результати експериментального вивчення та теоретичного опису магнітопольових залежностей намагніченості кристала селеніду ртуті з низькими концентраціями домішок заліза (0,01–0,2) ат.% при температурі 5 К. Зі застосуванням детальний аналіз отриманих залежностей виділено внески спонтанного магнетизму електронної системи гібридизованих станів донорних домішкових атомів заліза, що мають вид кривих намагнічування з насиченням. Для порівняльного розгляду проведено аналогічні вимірювання на кристалах селеніду ртуті без легування та з домішками галію (0,05 ат.%), що дозволило підтвердити деталі інтерпретації даних. На основі розроблених раніше теоретичних уявлень щодо дослідження електронних систем отримано формули, які описують польові залежності спонтанної намагніченості, та досягнуто добре узгодження єдність зі знайденими експериментальними залежностями. В результаті виконаної підгонки теоретичних залежностей до експериментальних визначено параметри, що характеризують спонтанний спіновий магнетизм досліджених домішкових систем, значення яких узгоджуються з експериментальними даними, які отримані раніше при спостереженні аномалій ефекту Холла та температурних залежностей магнітної сприйнятливості тих же систем.

Ключові слова: домішки перехідних елементів в напівпровідниках, гібридизовані електронні стани, низькотемпературний магнетизм, спонтанна намагніченість електронів.

Low-temperature magnetic field dependences of spontaneous magnetization of low concentration ( $\leq 0.2$  at.%) iron impurity electron system in mercury selenide crystal

T.E. Govorkova, V.I. Okulov, and K.A. Okulova

There are presented the results of the experimental study and theoretical description of magnetic field dependences of mercury selenide single crystal magnetization with low ( $0.01 \leq 0.2$ ) at.% concentration of iron impurities at  $T = 5$  K. Using detailed analysis of experimental data obtained one have been first derived the contributions of spontaneous magnetism of electron system of iron atom donor impurity hybridized states, having the shape of magnetization curves with saturation. For comparative consideration the like measurements were carried out on non-doped mercury selenide single crystal and on that with gallium impurities (0.05 at.%) as well. The results obtained in so doing allowed us to confirm our development of the interpretation of experimental data. On the basis of previously developed theoretical ideas about electron systems under study there have been obtained formulas, describing magnetic field dependences of spontaneous magnetization. By fitting the theoretical results to the experimental ones the parameters, characterizing spontaneous spin magnetism of impurity systems, have been determined. It turned out that the given parameters are in good agreement also with experimental data, obtained in studying the anomalies of the Hall effect and the temperature dependences of magnetic susceptibility in the same systems.

Keywords: transition element impurities in semiconductors, hybridized electron states, low-temperature magnetism, spontaneous magnetization of electrons.