

## Об экспериментальном наблюдении спонтанной спиновой поляризации электронов в гибридизированных состояниях примесей переходных элементов в полупроводнике

В.И. Окулов<sup>1</sup>, Т.Е. Говоркова<sup>1</sup>, И.В. Жевстовских<sup>1</sup>, А.Т. Лончаков<sup>1</sup>, К.А. Окулова<sup>1</sup>,  
Е.А. Памятных<sup>2</sup>, С.М. Подгорных<sup>1</sup>, М.Д. Андрийчук<sup>3</sup>, Л.Д. Паранчич<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620990, Россия

E-mail: okulov@imp.uran.ru

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, г. Екатеринбург, 620083, Россия

<sup>3</sup>Черновицкий национальный университет, г. Черновцы, Украина

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2012 г.

Рассмотрены экспериментальные свидетельства возможности существования спонтанной спиновой поляризации системы электронов в гибридизированных состояниях, образованных примесными атомами переходных элементов в полосе проводимости полупроводникового кристалла. Приведены детали количественной интерпретации экспериментов по температурной зависимости теплоемкости и модулей упругости кристаллов селенида ртути с примесями железа, подтверждающие как факт возможности определения из таких экспериментов наличия спиновой поляризации электронов, так и вывод о возможности существования поляризации в исследованных кристаллах. Изложено теоретическое обоснование наблюдения термодинамического аномального эффекта Холла, обусловленного спонтанно поляризованными донорными электронами примесей малой концентрации.

Розглянуто експериментальні свідчення можливості існування спонтанної спінової поляризації системи електронів в гібридизованих станах, які утворено домішковими атомами перехідних елементів в смугі провідності напівпровідникового кристала. Приведено деталі кількісної інтерпретації експериментів з температурної залежності теплоємності і модулів пружності кристалів селеніду ртуті з домішками заліза, що підтверджують як факт можливості визначення з таких експериментів наявності спінової поляризації електронів, так і висновок про можливість існування поляризації в досліджених кристалах. Викладено теоретичне обґрунтування спостереження термодинамічного аномального ефекту Холлу, обумовленого спонтанно поляризованими донорними електронами домішок малої концентрації.

PACS: 72.20.-i Явления проводимости в полупроводниках и диэлектриках;

72.20.Dp Общая теория, механизмы рассеяния;

72.20.Mu Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты.

Ключевые слова: примеси в полупроводниках, спиновая поляризация электронов, гибридизированные состояния, аномальный эффект Холла.

### Введение

Физические свойства полупроводников с примесями переходных элементов давно привлекают к себе внимание по весьма разнообразным поводам. В последнее время интерес вызывают в основном проблемы, связанные с осуществлением спонтанной спиновой

поляризации электронов проводимости при комнатной температуре в достаточно совершенных системах с хорошо контролируемой структурой. Обычный путь в решении таких проблем состоит в создании все более сложных многокомпонентных систем. Основываясь на результатах наших исследований, мы надеемся показать эффективность также и другого пути, на котором

предполагается использование систем с гибридизированными примесными электронными состояниями. Гибридизация электронных состояний в полосе проводимости кристалла-матрицы является достаточно распространенным явлением, характерным, в частности, для узкозонных кристаллов с примесями переходных  $d$ -элементов. В наших исследованиях [1] проведены эксперименты на кристаллах селенида ртути с примесями  $3d$ -элементов и выполнена детальная количественная интерпретация экспериментальных данных, позволившая надежно определить параметры, характеризующие гибридизированные состояния. Электронная плотность в гибридизированных состояниях отвечает сочетанию локализации и свободного движения. Существование локализации в полосе проводимости может обеспечить эффективную спонтанную спиновую поляризацию электронов в гибридизированных состояниях. При этом оказывается поляризованной проводящая компонента состояний, что может означать возможность поляризации электронов проводимости при высоких температурах. Теоретическое описание такой схемы появления поляризации дано в статье [2], в которой указано также на то, что полученные ранее данные по температурной зависимости теплоемкости [3] и скорости звука [4] могут отвечать существованию спонтанной спиновой поляризации электронов гибридизированных состояний в селениде ртути с примесями железа. Настоящую статью можно считать продолжением статьи [2]. Мы представим более детальное обоснование упомянутой трактовки результатов экспериментов [3,4] и рассмотрим затем теоретическое обоснование возможности прямого наблюдения спонтанной спиновой поляризации электронов проводимости с помощью экспериментов по аномальному эффекту Холла.

### Обнаружение проявления спонтанной спиновой поляризации гибридизированных состояний в примесных электронных термодинамических эффектах

Трудность обнаружения спонтанной поляризации электронов в рассматриваемых объектах обусловлена малостью величины этой поляризации. Несмотря на такое обстоятельство, доказательства существования данного эффекта все же являются актуальными не только в силу его принципиального значения, но и из-за вполне вероятных перспектив технических приложений. В качестве предварительного аргумента для дальнейшего рассмотрения обратим внимание на тот факт, что состояния электронов в примесных атомах переходных элементов, становящихся донорными в полосе проводимости, обладают исходной спиновой поляризацией согласно данным о магнитной восприимчивости. В частности, состояние одного электрона примесного атома железа в полосе проводимости кри-

сталла селенида ртути обладает спиновой поляризацией, противоположной по знаку также существующей поляризации состояний пяти электронов в валентной полосе. Такой эффект спиновой поляризации обусловлен внутриатомным обменным взаимодействием, которому отвечает энергия атомного масштаба. Конечно, существенно меньшим может оказаться масштаб энергии взаимодействия, обеспечивающей рассматриваемую нами поляризацию коллектива примесных донорных электронов в полосе проводимости кристалла, поскольку этому способствует распределенность электронной плотности по всему кристаллу. Однако эффект гибридизации состояний локализованного (атомного) и свободного движения способен снижать роль фактора распределенности в ослаблении обменного взаимодействия, поскольку приводит к появлению вклада локализации в электронной плотности. Таким образом, за счет гибридизации возникает возможность в определенной степени сохранить изначально существующую поляризацию донорного электрона для всего коллектива таких электронов. Такая идея и привела к постановке задач о возможности осуществления спиновой поляризации систем электронов в гибридизированных состояниях и о экспериментальном наблюдении проявлений этого эффекта. Теоретической задаче была посвящена работа [2] (см. также [5]), в настоящей статье рассмотрены вопросы экспериментального наблюдения.

При интерпретации экспериментальных данных использовано развитое ранее описание гибридизированных состояний, основные положения которого подробно изложены в [2]. Спонтанная спиновая поляризация таких состояний в предположении об одинаковом знаке поляризации всей системы электронов в одном интервале гибридизации моделируется введением смещения энергий электронов в этом интервале на отрицательную величину энергии поляризации  $\beta$ . Уравнение для  $\beta$  записывается в следующем виде:

$$\beta = \psi \int d\varepsilon n_i \omega_i(\varepsilon) f(\varepsilon + \beta/2), \quad (1)$$

где  $\psi$  — энергетический параметр, характеризующий обменное межэлектронное взаимодействие,  $n_i$  — концентрация примесей, равная концентрации донорных электронов,  $f(\varepsilon) = \{\exp[(\varepsilon - \zeta)/T] + 1\}^{-1}$ . В этом уравнении учитывается лишь та часть плотности состояний электронов, которая относится к локализованной электронной плотности и считается основной при определении спиновой поляризации. В нашем подходе она описывается функцией

$$\omega_i(\varepsilon) = (\Delta/\pi) \{[(\varepsilon - \varepsilon_r)^2 + \Delta^2]^{-1} + (1/\Gamma\Delta)[(\pi/2 - \arctg(\Gamma/\Delta))]\}, \quad (2)$$

отличной от нуля в интервале гибридизации  $\varepsilon_r - \Gamma < \varepsilon < \varepsilon_r + \Gamma$  вблизи резонансной энергии  $\varepsilon_r$  и

имеющей пик шириной  $2\Delta$ . Химический потенциал  $\zeta$  определяется из условия того, что общее число занятых электронных состояний в единице объема равно  $n_i$ :

$$\int d\varepsilon n_i \omega_i(\varepsilon) f(\varepsilon + \beta/2) = n_i - n_e, \quad (3)$$

где  $n_e$  — концентрация компоненты свободного движения (электронов проводимости) в гибридизированных состояниях, отсчитываемая от концентрации электронов неконтролируемых доноров. Зависимость величины  $n_e$  от энергии в пределах резонансного интервала считаем несущественной, полагая  $n_e(\varepsilon) \approx n_e(\varepsilon_r) \equiv n_e$ . Согласно равенствам (1) и (3), получаем простое выражение для энергии  $\beta$ :

$$\beta = \psi(n_i - n_e). \quad (4)$$

Данное выражение применимо при условии, что выполнено исходное предположение об одном знаке поляризации всех электронов, которое сводится к неравенству  $|\beta| > 2\Gamma$ . Это неравенство полезно переписать в виде, предложенном в статье [1], вводя вместо энергии  $\psi$  безразмерный параметр  $A = \psi g_c(\varepsilon_r)$ , где  $g_c(\varepsilon_r)$  — плотность состояний полосы проводимости кристалла в месте нахождения интервала гибридизации примесных состояний. Полезно ввести также энергетический параметр  $E_r = n_e/g_c(\varepsilon_r)$ , характеризующий масштаб изменения плотности состояний полосы проводимости в интервале гибридизации. Тогда условие существования спонтанной спиновой поляризации гибридизированных состояний можно записать следующим образом:

$$(n_i/n_e) |A| > (\Gamma/E_r). \quad (5)$$

Параметр  $A$  аналогичен известным параметрам электронного ферми-жидкостного взаимодействия, так что по порядку величины типичные его значения можно считать близкими к единице. Параметр  $(\Gamma/E_r)$  мал по сравнению с единицей, так что, оценивая реальность выполнения неравенства (5), есть основания считать вполне возможным осуществление спонтанной спиновой поляризации системы электронов в гибридизированных состояниях. В поляризованной системе оказываются поляризованными принадлежащие ей электроны проводимости, их энергия поляризации  $\beta_c$  определяется равенством

$$\beta_c = (\psi_{ic}/\psi) \beta = \psi_{ic}(n_i - n_e), \quad (6)$$

где  $\psi_{ic}$  — параметр, характеризующий обменное взаимодействие между компонентами различных состояний.

Условие достижения поляризации (5) оказалось важным для обнаружения самого эффекта поляризации, поскольку прямое измерение величины  $\beta$  в силу ее малости затруднительно (об одном из методов таких измерений речь пойдет в следующем разделе). Если из

экспериментальных данных определить параметр  $A$ , то по его значению можно судить о наличии спиновой поляризации системы электронов. В наших работах по изучению температурных зависимостей примесных вкладов в теплоемкость и модули упругости кристаллов селенида ртути с примесями железа [3,4] на основе детальной количественной интерпретации данных удалось определить параметры гибридизированных состояний, в том числе параметр  $A$ . Полученный результат, предположительно отвечающий существованию спонтанной спиновой поляризации гибридизированных состояний, обсуждался в статье [2]. Здесь мы кратко приведем и проиллюстрируем результаты более детального рассмотрения интерпретации экспериментов [3,4] с точки зрения ее надежности в обсуждаемом аспекте. Это необходимо сделать по естественной причине, заключающейся в том, что обсуждаемые эксперименты и их интерпретация выполнялись в тот момент, когда возможность спиновой поляризации состояний не рассматривалась, а также не было ясно, можно ли будет вообще получить в этих экспериментах определенные данные о гибридизированных состояниях. В итоге оказалось, что наблюдаемые температурные зависимости примесных вкладов в теплоемкость и скорость медленной поперечной звуковой волны имеют немонотонные зависимости (максимум в теплоемкости и минимум в скорости звука), которые хорошо описываются полученными в наших работах формулами, связывающими такие характерные зависимости с проявлением гибридизированных примесных электронных состояний. Проведенное теперь дополнительное рассмотрение показало, что упомянутые формулы вполне применимы и в случае существования спиновой поляризации, описываемой в изложенной выше модели. Роль обменного межэлектронного взаимодействия при этом учитывается в такой же упрощенной модели, в которой это взаимодействие характеризуется тем же параметром  $A$ . Его влияние на температурные зависимости примесных вкладов в термодинамические величины описывается множителем  $(1 + u\eta)^{-1}$ , где

$$u = (n_i/n_e)(1 + A), \quad \eta = E_r \int d\varepsilon [-\partial f(\varepsilon)/\partial \varepsilon] \omega_i(\varepsilon), \quad (7)$$

Очень важной для решаемой проблемы стала обнаруженная при подгонке теоретических зависимостей к экспериментальным сильная чувствительность формы наблюдаемых температурных экстремумов к величине и особенно к знаку величины  $u$ . Такая закономерность иллюстрируется рис. 1 и 2. Отдельными примерами на этих рисунках показаны результаты детального анализа, в котором были установлены два факта — невозможность удовлетворительно согласовать теоретическую зависимость с экспериментальными данными при положительных значениях  $u$  и значительные изменения теоретических зависимостей при малых (менее чем

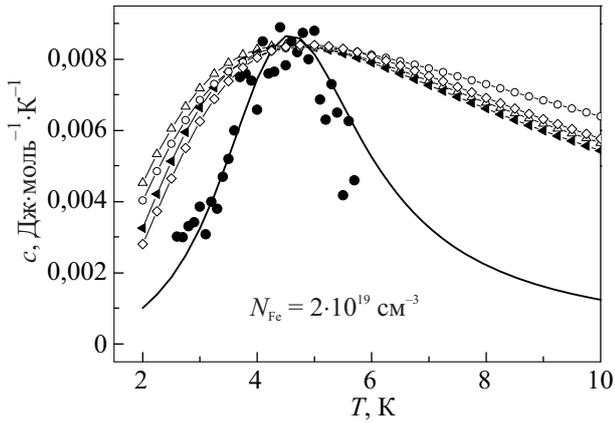


Рис. 1. Температурная зависимость примесной части теплоемкости в кристаллах HgSe:Fe для  $N_{Fe} = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при различных значениях параметра ферми-жидкостного взаимодействия  $A(u = 1 + A)$ . Сплошная линия соответствует значению  $u = -0,22$  и наилучшим образом описывает экспериментальные данные, помеченные символами (●); при значениях  $u$ : 0 (Δ), 0,15 (▴), 0,3 (○), 0,22 (◇).

десять доли) изменениях  $u$ . При этом получены результаты хорошей подгонки для теплоемкости и скорости звука с одним и тем же отрицательным заметно превышающим по модулю единицу значением  $A$  при соответствующих концентрациях примесей. Легко понять значение этих результатов. Если  $u < 0$ , то это означает, что параметр  $A$  отрицателен (необходимое условие спиновой поляризации) и по модулю больше единицы (выполнение неравенства (5)). Таким образом, сделанное в настоящей статье дополнение дает серьезные ар-

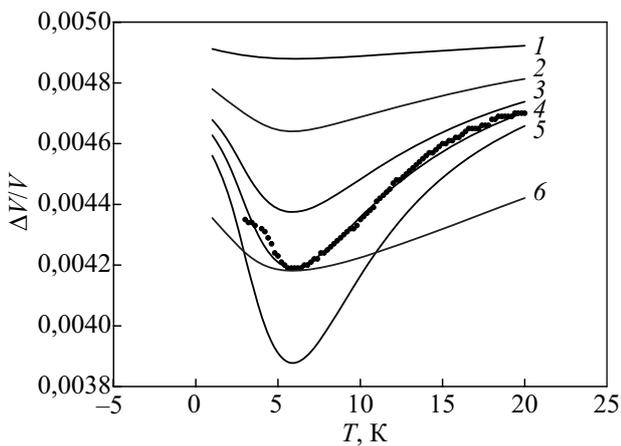


Рис. 2. Температурная зависимость фазовой скорости медленной поперечной волны, измеренная на частоте 54 МГц в образце HgSe:Fe с концентрацией Fe  $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Сплошные линии — расчетные для следующих значений  $A$ : -0,5 (1), -1 (2), -1,15 (3), -1,2 (4), -1,25 (5), 1,2 (6). Для положительных значений параметра  $A$  даже при варьировании других подгоночных параметров не удается получить хорошего согласия с экспериментальной кривой.

гументы в пользу надежности вывода о значительной, достаточной для достижения спиновой поляризации, интенсивности обменного межэлектронного взаимодействия в системе электронов в гибридных состояниях. Но этот вывод основан на исследованиях температурных аномалий термодинамических свойств, напрямую не связанных со спиновой поляризацией и ограниченных, кроме того, упрощениями моделей количественного теоретического описания как измеряемых величин, так и спиновой поляризации. Дальнейшие перспективы в обнаружении и изучении спиновой поляризации в исследуемых нами объектах естественно связывать главным образом с экспериментами по прямому ее наблюдению.

### Термодинамический аномальный эффект Холла и возможность его использования для изучения спиновой поляризации систем электронов в гибридных состояниях

Для изучения магнитного упорядочения проводящих кристаллов широко используется аномальный эффект Холла, заключающийся в существовании характерного вклада в холловское сопротивление от спонтанной намагниченности. Интерес к исследованиям этого эффекта в последнее время сильно возрос, в частности в физике полупроводников и низкоразмерных структур, легированных примесями переходных элементов. Обзоры проведенных исследований имеются в публикациях [6,7]. Этот раздел статьи посвящен обоснованию возможности наблюдения спонтанной спиновой поляризации в экспериментах по аномальному эффекту Холла особого типа.

Имеющиеся известные теории связывают происхождение аномального эффекта Холла со спин-орбитальным взаимодействием электронов и относятся в основном к объектам с сильным магнетизмом. Предсказываемая величина эффекта в наших системах с малой спиновой поляризацией будет, скорее всего, слишком малой и трудно доступной для наблюдения. В поисках иных возможностей нами рассмотрено существование эффекта другого типа, не связанного со спин-орбитальным взаимодействием и происходящего от термодинамического, недиссипативного аспекта в физике эффекта Холла. Этот упомянутый аспект в известных теориях в полном объеме, по-видимому, не рассматривался, так что термодинамический тип аномалии не привлекал внимания.

Для того чтобы сделать дальнейшее изложение достаточно последовательным и простым, целесообразно сначала определить понятия вектора плотности намагниченности и тока намагничивания. В исходной однородной безграничной электронной системе со спонтанной спиновой поляризацией спонтанная намагниченность возникает благодаря появлению тока

намагничивания, возможно лишь благодаря неоднородности электронной плотности. В термодинамическом подходе такая неоднородность описывается зависимостью от координат химического потенциала  $\zeta$ , который в этом случае можно отождествить с электрохимическим потенциалом. Первый и самый главный этап в переходе от однородной системы к неоднородной состоит в учете границ тела. Пусть образовавшаяся спонтанная намагниченность  $M_0\mathbf{b}$  направлена вдоль единичного вектора  $\mathbf{b}$  и оси симметрии тела. Тогда токи намагничивания сосредоточены вблизи контуров сечений границ тела плоскостями, перпендикулярными вектору  $\mathbf{b}$ , в соответствии с распределением градиента химического потенциала  $\zeta(\mathbf{r})$  вдоль таких замкнутых контуров. Для рассматриваемой нами системы плотность тока намагничивания  $\mathbf{j}_m = c \text{rot} M_0\mathbf{b}$ , тогда найдем как среднее значение спиновой части плотности тока электрона с функцией Ферми с химическим потенциалом  $\zeta(\mathbf{r})$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_m &= \mu_0 c \text{rot} \left\{ \int d\varepsilon g_c(\varepsilon) f(\varepsilon + \beta/2) \mathbf{b} \right\} = \\ &= -c(\partial M_0 / \partial \zeta) [\mathbf{b} \times \text{grad} \zeta(\mathbf{r})]. \end{aligned} \quad (8)$$

Равенством (8) определяется величина спонтанной намагниченности

$$M_0 = \mu_0 \int d\varepsilon g_c(\varepsilon) f(\varepsilon + \beta/2), \quad (9)$$

и эффективная проводимость намагничивания

$$\sigma_m = ec(\partial M_0 / \partial \zeta). \quad (10)$$

Все величины определены для проводящей компоненты гибридных состояний, имея в виду последующее рассмотрение эффекта Холла.

Следующий шаг в описании намагниченности состоит в распространении изложенных представлений на систему во внешнем магнитном поле. Действие магнитного поля приводит к перестройке токов намагничивания и появлению индуцированной намагниченности, пропорциональной напряженности поля или зависящей от нее более сложным образом. Энергия индуцированной магнитным полем дополнительной спиновой поляризации описывается уравнением (1) с дополнительным неоднородным слагаемым, пропорциональным напряженности поля. При этом в системе, обладающей спонтанной спиновой поляризацией, существует постоянная, не зависящая от напряженности поля часть намагниченности. В достаточно сильном магнитном поле (при достижении насыщения) намагниченность  $M\mathbf{h}$  в нашей системе направлена вдоль направления магнитного поля и разделяется на два слагаемых:

$$M = M_0 + m, \quad (11)$$

$M_0$  не зависит от напряженности поля и связано со спонтанной поляризацией и  $m$  (средний магнитный момент электронов) отражает вклад, индуцированный магнитным полем.

Для дальнейшего целесообразно ввести термодинамический потенциал электронной системы в переменных  $\zeta$ ,  $T$  и  $H$ —давление  $P$ . Производная давления по напряженности магнитного поля равна намагниченности  $M$ , и она воспроизводит формулу (11), поскольку функция  $P$  представляется в виде двух слагаемых:

$$P = P_0 + M_0 H, \quad (12)$$

где  $P_0$  — четная функция напряженности поля, производная которой дает  $m$ . Для более точного рассмотрения следует вместо напряженности поля ввести магнитную индукцию, но в силу малости намагниченности в таком уточнении нет необходимости.

Приступим теперь к рассмотрению эффекта Холла. Пусть перпендикулярно напряженности магнитного поля приложено электрическое поле с потенциалом  $\varphi(r)$ , обладающим электродвижущей силой и вызывающим как диссипативный, так и недиссипативный холловский ток. Вычисление холловской проводимости проводится на основе квантового кинетического уравнения для матрицы плотности электронов, при решении которого вводится локально равновесная матрица плотности, относящаяся к состоянию, описание которого аналогично тому, которое выполнялось выше при рассмотрении токов намагничивания. Формальное различие состоит в замене неоднородного химического потенциала на энергию  $e\varphi(r)$ , однако физическое различие более глубокое, но все же не мешает использованию упомянутой аналогии. В связи с этим рассмотрение тока в локально равновесном состоянии необходимо проводить совместно с учетом возникающих в таком состоянии токов намагничивания. Плотность тока в локально равновесном состоянии, вычислявшаяся так же, как для электронов в квантовом магнитном поле [8,9], оказалась равной

$$\mathbf{j}^L = c \text{rot} m^\Phi \mathbf{h}, \quad (13)$$

где  $m^\Phi$  — величина, аналогичная  $m$  с указанной выше заменой. Теперь нужно учесть, что электрическое поле, обладающее электродвижущей силой, принципиально отличается тем, что приводит к току проводимости, который и представляет собой наблюдаемый холловский ток. Термодинамическое определение плотности тока проводимости  $\mathbf{j}_c^L$  в локально равновесном состоянии согласно способу, предложенному в книге [8], основано на условии равновесия недиссипативных термодинамических сил давления и магнитного поля, действующих на проводник с током:  $\text{grad} P = (1/c)[\mathbf{j}_c^L \times \mathbf{H}]$ . При этом получается следующий результат:

$$\mathbf{j}_c^L = -(c/H)[\text{grad} P^\Phi \times \mathbf{h}] = \{(ecn_e/H) + \sigma_m\} [\mathbf{E} \times \mathbf{h}]. \quad (14)$$

После этого с учетом равенства (12) формула (13) принимает вид

$$\mathbf{j}^L = c \operatorname{rot} \mathbf{M} + \mathbf{j}_c^L, \quad (15)$$

где

$$\mathbf{M} = M_0 \mathbf{h} + m \mathbf{h} + (1/H) P_0 \mathbf{h}. \quad (16)$$

Полученное выражение (16) для намагниченности согласуется с изложенными выше представлениями о токах намагничения и спонтанной намагниченности, а два последних слагаемых хорошо известны (диамагнетизм Ландау и парамагнетизм Паули). Таким образом, можно считать определенное равенством (15) выделение тока проводимости хорошо обоснованным. Это означает, что обоснована и формула для бесстолкновительной холловской проводимости в равенстве (14), содержащая аномальный вклад проводимости намагничения (формула (10)). В итоге установлена возможность существования термодинамического аномального эффекта Холла, не связанного ни со спин-орбитальным взаимодействием, ни со сложной спецификой процессов рассеяния или электронных состояний. Параметром аномалии является проводимость  $\sigma_m$ , характеризующая токи намагничения. Если записать ее в виде  $\sigma_m = e c n_e / H_a$ , то для исследуемой нами системы электронов проводимости напряженность поля  $H_a$  по порядку величины близка к  $M_0$ . Оценивая холловское сопротивление  $\rho_H$  в модели Друде, при условии  $\rho \sigma_m \ll 1$ , где  $\rho$  — электросопротивление, можно получить:

$$\rho_H = \rho (\sigma_m + \Omega \tau), \quad (17)$$

где  $\Omega \tau$  — произведение циклотронной частоты и времени релаксации электронов.

Оценки по формуле (17) показывают, что наблюдение аномального вклада в холловское сопротивление в изучаемых нами системах электронных гибридных состояний возможно при достижимой точности измерений. Это подтвердили уже проведенные эксперименты при комнатной температуре на селениде ртути с примесями железа [10]. Таким образом, есть основания считать, что предсказываемая спонтанная спиновая поляризация существует, и изложенная выше интерпретация аномального эффекта Холла может служить основой для дальнейших исследований.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 11-02-90410 Укр\_ф\_а и №12-02-00530) и грантом программы ОФН РАН №12-Т-2-1016.

1. В.И. Окулов, А.В. Гергерт, Т.Е. Говоркова, А.В. Королев, А.Т. Лончаков, Л.Д. Сабирзянова, *ФНТ* **31**, 1143 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 872 (2005)]; 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)].

2. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, В.П. Силин, *ФНТ* **37**, 1001 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 798 (2011)].
3. 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)].
4. В.И. Окулов, В.В. Гудков, И.В. Жевстовских, А.Т. Лончаков, Л.Д. Паранчич, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **37**, 443 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 347 (2011)].
5. V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, and Yu.I. Zabaznov, *Solid State Phenom.* **168–169**, 489 (2011).
6. В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин, *Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f-металлах и их соединениях*, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Москва-Ижевск (2008).
7. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, and N.P. Ong, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
8. П.С. Зырянов, М.И. Клиггер, *Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках*, Наука, Москва (1976).
9. П.С. Зырянов, В.И. Окулов, *ФТТ* **7**, 1749 (1965).
10. А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, М.Д. Андриичук, Л.Д. Паранчич, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 444 (2012).

#### About experimental observation of spin polarization of electrons in hybridized states of the transition element impurities in a semiconductor

V.I. Okulov, T.E. Govorkova, I.V. Zhevstovskikh, A.T. Lonchakov, K.A. Okulova, E.A. Pamyatnykh, S.M. Podgornykh, M.D. Andriichuk, and L.D. Paranchich

The experimental evidences on the existence of spontaneous spin polarization of electrons in hybridized states, formed by impurity atoms of transition elements in the conduction band of a semiconductor crystal, are considered. The details of quantitative interpretation of the experiments on temperature dependence of heat capacity and elastic moduli of mercury selenide crystals with iron impurities are presented that support both the fact of the possibility of determining the presence of spin polarization of electrons from the experiments and the conclusion about the existence of polarization in the crystals under study. We have theoretically justified the possibility of observation of the thermodynamical anomalous Hall effect caused by the spontaneous polarization of donor electrons of the impurities of low concentration.

PACS: **72.20.-i** Conductivity phenomena in semiconductors and insulators;  
**72.20.Dp** General theory, scattering mechanisms;  
**72.20.My** Galvanomagnetic and other magnetotransport effects.

Keywords: impurities in semiconductors, spin polarization of electrons, hybridized states, anomalous Hall effect.