

Проявление ε_2 -проводимости в магнитосопротивлении многодолинных полупроводников

© Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Т.А. Полянская, А.С. Саидов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 16 сентября 1998 г. Принята к печати 17 сентября 1998 г.)

Экспериментальные исследования сопротивления Ge:Sb со степенью компенсации $K < 0.1$ в области ε_2 -проводимости при гелиевых температурах показали, что она носит прыжковый характер с активацией в верхнюю хаббардовскую D^- -зону. Наблюдаемое экспериментально положительное, экспоненциальное по магнитному полю магнитосопротивление определяется изменением заселенности электронами спиновых подзон. Обсуждаются особенности проявления данного механизма в многодолинных материалах, связанные с анизотропией g -фактора для отдельных долин.

1. Введение

Как известно [1,2], в слабо компенсированных полупроводниках (степень компенсации $K < 0.2$) в ограниченном интервале концентраций вблизи перехода Мотта кроме зонной и прыжковой проводимостей по примесной зоне (так называемой ε_2 -проводимости) может проявляться дополнительный активационный механизм ε_2 -проводимости. Предполагается, что эта проводимость связана с движением электронов по верхней хаббардовской зоне (D^- -зона) с энергией состояний $E_0 + U$, где $U = e^2/\kappa a$ — энергия Хаббарда, E_0 — энергия ионизации изолированного донора, κ — диэлектрическая проницаемость, a — боровский радиус.

В пределе низкой концентрации примесей D^- -зона отделена от обычной примесной зоны энергетическим интервалом $0.9E_0 \propto U$. Отметим, что данное значение обычно существенно превышает энергию активации ε_3 , так что в данном пределе преобладает ε_3 -канал. Однако с ростом концентрации примеси N_d (с уменьшением расстояния между примесями $R = 0.6N_d^{-1/3}$) D^- -зона расширяется как вследствие увеличения интеграла перекрытия ($I(R) \propto \exp(-bR/a)$, где b — численный коэффициент), так и вследствие роста разупорядоченности ($V = e^2/\kappa R$ — примесный потенциал). Поэтому начиная с некоторой концентрации примеси, при малой степени компенсации наблюдается уменьшение энергии активации ε_3 , что можно интерпретировать как проявление вклада ε_2 -канала проводимости [3]. Другое объяснение этого эффекта заключается в проявлении коррелированных прыжков в прыжковой проводимости по нижней хаббардовской зоне [4].

В этой связи, в частности, следует отметить работу [5], посвященную исследованиям термоэдс в области прыжковой проводимости, где отмечался существенный вклад ε_2 -проводимости в термоэдс образцов с промежуточной степенью компенсации $K = 0.35$.

Заметим, что наличие D^- -состояний может проявляться и в проводимости с переменной длиной прыжка (VRH). В частности, в работе [6] было показано, что вклад таких состояний приводит к положительному

магнитосопротивлению спиновой природы. А именно, выстраивание спинов в магнитном поле с учетом синглетной природы D^- -центров приводит к подавлению указанного вклада в плотность состояний в окрестности уровня Ферми и, соответственно, к увеличению длины прыжка. В работе [7] было показано, что особенности низкотемпературного магнитосопротивления, наблюдаемые в CdTe в области сравнительно слабых полей, могут быть объяснены лишь с привлечением указанного механизма. Таким образом впервые была продемонстрирована роль D^- -состояний в проводимости с переменной длиной прыжка в легированных полупроводниках.

Основываясь на указанных результатах, в работе [8] был выполнен анализ поведения магнитосопротивления в области ε_3 - и ε_2 -проводимости. В частности, было показано, что благодаря указанным спиновым корреляциям в верхней хаббардовской зоне энергия активации ε_2 должна существенно зависеть от магнитного поля как

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_2^0 + g\mu H \quad (1)$$

при $g\mu H \gg 2T$ и как

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_2^0 + (g\mu H)^2/4T \quad (2)$$

при $g\mu H \ll 2T$. В том и в другом случае проявляется универсальная константа $g\mu$ — магнетон Бора μ , помноженный на фактор спинового расщепления для мелких связанных состояний.

Заметим, что магнитосопротивление в режиме ε_2 -проводимости, обусловленное спиновыми корреляциями в D^- -зоне, впервые обсуждалось в работе [9]. Однако анализ в основном сводился к численным расчетам для области слабых магнитных полей, для которой было получено неоднократно цитированное интерполяционное выражение

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_2^0 + \gamma H^2.$$

Учитывая (2), можно сделать вывод, что $\gamma \simeq g^2\mu^2/T$, т. е. зависит от температуры. Так как известно, что для Ge:Sb величина γ лежит в пределах $(1-4) \cdot 10^{-13}$ эВ/Гс² в интервале $T = 1.7-4.2$ К (см., например, [2]), можно оценить,

разумной ли величине g соответствуют экспериментальные значения γ . Оценка дает величину $g = 0.6 \div 2$, что вполне соответствует значениям g -фактора в n -Ge (см. разд. 3). Отметим, что в ряде экспериментальных работ наблюдалось уменьшение величины γ с ростом концентрации примеси [2]. Этот факт можно объяснить тем, что с ростом концентрации область температур, для которой наблюдается ε_2 -проводимость, сдвигается в область более высоких температур, при низких же температурах начинает превалировать проводимость с переменной длиной прыжка. В целом анализ известных экспериментальных данных по зависимости энергии активации прыжковой проводимости от магнитного поля в области сильных магнитных полей для целого ряда материалов продемонстрировал, что ее рост в магнитном поле действительно описывается универсальной зависимостью $\delta\varepsilon_2 = g\mu H$, где в качестве величины g использовались данные, полученные из независимых измерений. Это, с нашей точки зрения, свидетельствует в пользу модели [8].

Заметим, однако, что значительная часть существующей экспериментальной информации, относящейся к указанным зависимостям ε_2 от магнитного поля, соответствует области слабых полей. Как видно из представленных выше соотношений, соответствующий вклад не обладает экспоненциальной величиной, облегчающей анализ. Поэтому сопоставление теоретических предсказаний с экспериментом в области слабого магнитного поля требует большей тщательности и, в частности, более подробных экспериментальных данных.

Цель настоящей работ состояла в исследовании прыжкового транспорта в области слабых и сильных магнитных полей в образцах n -Ge:Sb со степенью компенсации $K \lesssim 0.1$ и с промежуточной концентрацией примеси, соответствующей $N_d a^3 = 10^{-3} - 10^{-2}$, близкой к переходу Мотта. Предполагалось, что превалирующей проводимостью в исследуемых образцах при температурах $1.7 \div 10$ К является ε_2 -проводимость.

2. Магнитосопротивление многодолинного полупроводника

Для случая сложного (многодолинного) электронного спектра естественным образом встает вопрос об усреднении по спектру (по долинам) при решении задачи о протекании. Мы воспользуемся соображениями, аналогичными представленным в книге [10]. В случае, когда активационным членом можно пренебречь, вычисление порога протекания ξ_c (и, таким образом, величины "эффективного резистора", определяющего значение проводимости) сводится к решению уравнения

$$V_{\xi_c} N = B_c,$$

где V_{ξ_c} — пространственный объем в окрестности прыжкового центра, в котором туннельная экспонента не превышает ξ_c , N — концентрация прыжковых центров,

а B_c — некоторое число, определяемое средним числом случайных центров, связанных с данным узлом.

Для многодолинного Ge объем V ограничен четырьмя пересекающимися эллипсоидами вращения с отношением полуосей $(m_l/m_t)^{1/2} \equiv K^{1/2}$. Для простоты мы будем предполагать, что данное отношение достаточно велико, так что область перекрытия дискообразных эллипсоидов можно пренебречь, и объем V_{ξ_c} представляет собой сумму независимых вкладов соответствующих равных по объему эллипсоидов $V_{\xi_c, \nu}$, где ν — номер долины. Соответственно, каждый случайный "резистор" может быть связан лишь с одним из эллипсоидов (куда попадает соответствующий центр, на который происходит прыжок). Условие же связности переписывается в виде

$$N \sum_{\nu} V_{\xi_c, \nu} = B_c.$$

При наличии конечных активационных членов (или иных добавок к ξ) протекание определяется по отношению к полному показателю экспоненты. С учетом указанных добавок $\Delta\xi_{c, \nu}$ (которые в нашем случае зависят от номера долины в силу анизотропии g -фактора для каждой из долин) выражение для нового порога протекания можно представить в виде

$$\xi_{ct, \nu} + \Delta\xi_{c, \nu} = \xi'_c,$$

где $\xi_{ct, \nu}$ есть чисто туннельный вклад в показатель экспоненты, соответствующей "критическому резистору". Мы учли, что порог протекания является единым для всей критической сетки, тогда как критический резистор может быть связан с вкладом любой из долин; поэтому соответствующее условие выражается четырьмя уравнениями.

Отметим, что величина $\xi_{ct, \nu}$, вообще говоря, отличается от значения ξ_c , реализуемого в отсутствие рассматриваемых добавок, поскольку для долин с большим значением $\Delta_{c, \nu}$ оказывается выгодным уменьшить объем V_{ν} по сравнению с долинами, где $\Delta_{c, \nu}$ меньше, и зависит от номера долины. Однако в предположении $\Delta\xi \ll \xi_c$ (которое выполняется в режиме прыжков по ближайшим соседям) можно ожидать, что изменение туннельного вклада за счет наличия активационных добавок невелико и допустимо разложение в терминах указанного изменения:

$$V_{\xi_{ct, \nu}} = V_{\xi_c, \nu} + \frac{\partial V_{c, \nu}}{\partial \xi_c} \Delta\xi_{c, \nu},$$

где $\Delta\xi_{ct, \nu} = \xi_{ct, \nu} - \xi_c$. Поскольку указанная производная, очевидно, одинакова для всех долин, условие связности переписывается в виде

$$N \left(V_{\xi_c} + \frac{\partial V_{c, \nu}}{\partial \xi_c} \sum_{\nu} \Delta\xi_{c, t} \right) = B_c,$$

откуда, очевидно, следует

$$\sum_{\nu} \Delta\xi_{c, t} = 0. \quad (3)$$

Обозначая $\Delta\xi_c = \xi'_c - \xi_c$, для каждой из долин можно записать

$$\Delta\xi_{ct,\nu} + \Delta\xi_{c,\nu} = \Delta\xi_c.$$

Суммируя по всем долинам, с учетом (3) получаем

$$\Delta\xi_c = \frac{1}{4} \sum_{\nu} \Delta\xi_{c,\nu}. \quad (4)$$

Иными словами, энергия активации для эффективного резистора определяется усреднением соответствующих энергий активации по всем долинам. Видно, что указанное усреднение существенно уменьшает анизотропию эффективного g -фактора (что отмечалось в работе [8]).

Обратим, однако, внимание на то обстоятельство, что в представленном выше расчете мы игнорировали область пересечения различных эллипсоидов. При этом очевидно, что для прыжковых пар, находящихся в области пересечения, вероятности прыжков при посредстве любой из пересекающихся долин оказываются аддитивны, и, таким образом — если энергии активации долин оказываются существенно различны — определяющим является вклад долины с меньшей энергией активации. С другой стороны, в случае предельно сильных магнитных полей вклад одной из долин может оказаться определяющим даже с учетом анизотропии объема V_{ξ_c} — по аналогии с "выдавливанием" электронов из отдельных долин при одноосной деформации n -Ge (см. [10,11]).

В рамках однодолинной модели в работе [8] было получено следующее выражение для ε_2 -проводимости, контролируемой числами заполнения n электронных состояний в верхней хаббардовской зоне:

$$\sigma_{xx}(H) \propto n(H) = \left\{ \exp \frac{\varepsilon_2 + 2T \ln [2 \cosh (g\mu H / 2T)]}{T} + 1 \right\}^{-1}. \quad (5)$$

При этом в случае $\exp \varepsilon_2 / T \gg 1$ имеем

$$\frac{n(H)}{n(H=0)} = \cosh^{-2} \left(\frac{g\mu H}{2T} \right).$$

В исследованных образцах $\rho_{xy} \ll \rho_{xx}$ и, следовательно, $\rho_{xx}(H) = 1/\sigma_{xx}(H)$. Выделяя температурно-зависящий вклад в логарифм сопротивления (проводимости) и обозначая его $\ln_T \rho$ ($\ln_T(\sigma)$), для многодолинного полупроводника с учетом обсуждения, представленного выше и, в частности, выражения (4) получаем:

$$\begin{aligned} \ln_T \frac{\rho(H)}{\rho(0)} &= \frac{1}{4} \sum_{\nu} \ln_T \sigma^{(\nu)}(0) - \frac{1}{4} \sum_{\nu} \ln_T \sigma^{(\nu)}(H) \\ &= \frac{1}{4} \sum_{\nu} \ln_T \frac{\sigma^{(\nu)}(0)}{\sigma^{(\nu)}(H)} \\ &= \frac{1}{4} \sum_{\nu} \ln_T \left[\cosh^2 \left(\frac{g_{\nu}\mu H}{2T} \right) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где g_{ν} — фактор Ланде для долины с номером ν , тогда как $\sigma^{(\nu)}$ — значение проводимости, соответствующей

шей критическому резистору, контролируемому данной долиной.

Отсюда следует, что температурно-зависящий вклад в магнитосопротивление зависит от отношения H/T и величины g -фактора в долинах, которая в свою очередь зависит от направления магнитного поля по отношению к осям изоэнергетической поверхности долины. В слабом магнитном поле при $g_{\nu}\mu H \ll T$ (см. (2)) получаем:

$$\ln_T \frac{\rho(H)}{\rho(0)} \simeq \left(\frac{g_0\mu H}{2T} \right)^2,$$

где

$$g_0^2 = \frac{1}{4} \sum_{\nu=1}^4 g_{\nu}^2. \quad (7)$$

В сильном магнитном поле при $g_{\nu}\mu H \gg T$

$$\ln_T \frac{\rho(H)}{\rho(0)} \simeq \frac{1}{4} \sum_{\nu} \ln_T \exp \left[\frac{g_{\nu}\mu H}{T} \right] = \frac{\mu H}{T} g_{hH},$$

где

$$g_{hH} = \frac{1}{4} \sum_{\nu=1}^4 g_{\nu}. \quad (8)$$

Соотношения (7), (8) учитывают тот факт, что при анализе экспериментальных данных для многодолинного полупроводника удобно представлять их в виде, присущем материалу со сферической изоэнергетической поверхностью, т.е. в виде

$$\ln \frac{\rho(H, T)}{\rho(0, T)} = \frac{(g_{\text{exp}}\mu H)^2}{4T^2}$$

в слабом магнитном поле и в виде

$$\ln \frac{\rho(H, T)}{\rho(0, T)} = \frac{g_{\text{exp}}\mu H}{T}$$

в сильном поле, так что в слабом поле $g_{\text{exp}} \equiv g_0$, а в сильном магнитном поле $g_{\text{exp}} \equiv g_{hH}$.

3. Результаты эксперимента

В области температур $1.7 \div 300$ К подробно исследованы эффект Холла, проводимость и магнитосопротивление (МС) для 3 образцов Ge:Sb со степенью компенсации $K \lesssim 0.1$. Параметры образцов приведены в табл. 1. Концентрация доноров оценивалась из значений коэффициента Холла при $H = 0.3$ Тл и комнатной температуре с учетом холл-фактора, определенного по методу [12]. На рис. 1 приведены температурные зависимости проводимости $\sigma(T)$, коэффициента Холла $R_H(T)$ и холловской подвижности $\mu(T)$ для образца 1. Можно видеть, что для зависимости $\rho(T)$ наблюдаются два экспоненциальных наклона, соответствующих активации в зону проводимости ε_1 и активации в D^- -зону — ε_2 ; значения ε_2 приведены в табл. 1. Значительный максимум в

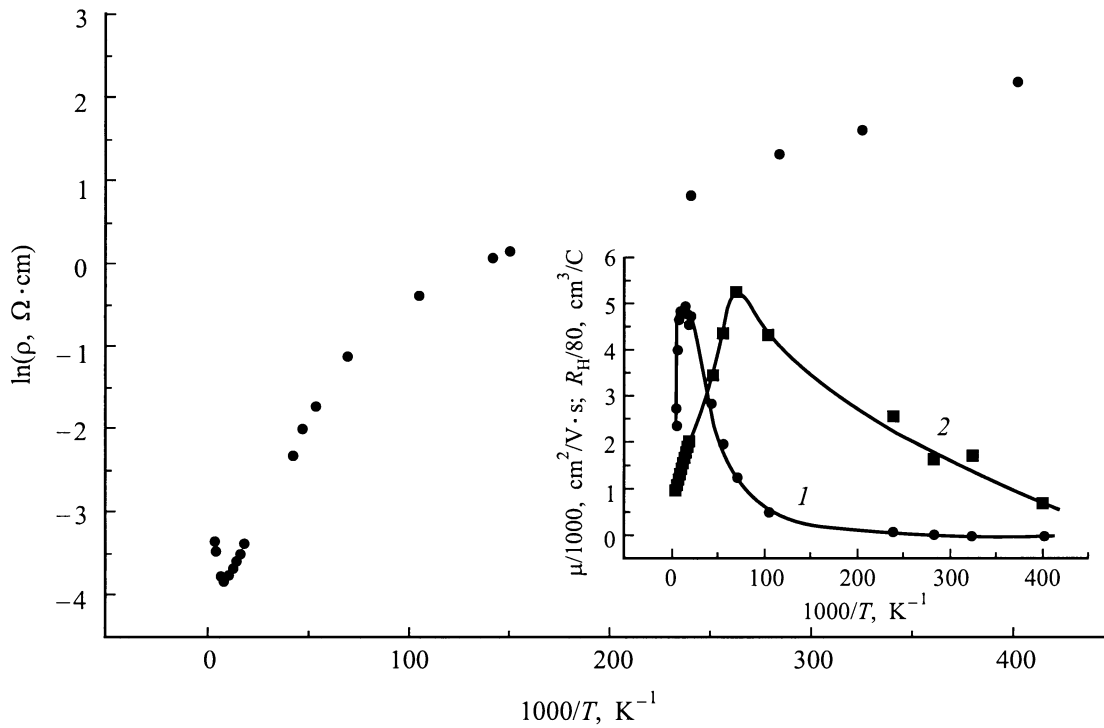


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления образца $n\text{-Ge}$ с концентрацией доноров $N_d = 6.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На вставке — температурные зависимости коэффициента Холла R_H (2) и подвижности μ (1) для этого же образца.

температурной зависимости коэффициента Холла объясняется двухзонным характером проводимости, при этом в области ε_2 -проводимости наблюдаются измеримые значения холловской подвижности порядка $50 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

На рис. 2 показаны зависимости магнитосопротивления от магнитного поля в интервале (0–2.9) Тл для образца в области температур, соответствующих ε_2 -проводимости, построенные в линейном по магнитному полю масштабе. Сплошными кривыми показан квадратичный участок, хорошо описывающий эксперимент в области малых полей. Видно, что для полей $H > (1.5–2)$ Тл наблюдаются отклонения от квадратичной зависимости к линейной, наиболее ярко выраженные для низких температур. Таким образом, для данных образцов в области магнитных полей $0 \div 3$ Тл имеется переход от квадратичного к линейному МС. Для того чтобы проверить справедливость выражений (1) и (2),

необходимо выделить вклад в магнитосопротивление экспоненциально зависящий от температуры. С этой целью мы использовали следующий подход.

Представим температурную зависимость МС в виде выражения

$$\rho(H, T) = \rho_0(H, T) \exp[F(H)/T + \varepsilon_2/T], \quad (9)$$

где $F(H)$ — добавка к энергии активации ε_2 , связанная со спиновыми корреляциями. Логарифмируя это выражение, получим

$$\ln \rho(H, T) = \ln \rho_0(H, T) + F(H)/T + \varepsilon_2/T, \quad (10)$$

$$\ln[\rho(H, T)/\rho(0, T)] = \ln[\rho(H, T)/\rho(0, T)] - [F(H) - F(0)]/T. \quad (11)$$

Таблица 1. Параметры исследованных образцов Ge:Sb

Образец	Ориентация \mathbf{J}, \mathbf{H}	$N_d, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$\varepsilon_2, \text{мэВ}$	$\varepsilon'_2, \text{мэВ}$	$g, H < 1 \text{ Тл}$	$g, H > 2 \text{ Тл}$
					эксперимент	эксперимент
1	$\mathbf{J} \parallel \langle 111 \rangle, \mathbf{H} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$	6.6	0.55	1.2	2.2	1.6
2	$\mathbf{J} \parallel \langle 111 \rangle, \mathbf{H} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$	7.9	0.13	0.3	1.3	1.6
3	$\mathbf{J} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle, \mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$	8.8	0.12	0.31	0.9	0.8

Примечание. N_d — концентрация доноров, ε_2 — энергия активации прыжковой проводимости, полученная из зависимости $\ln \rho$ от $1/T$, ε'_2 — то же из зависимости $\ln(\rho/T)$ от $1/T$, g — фактор спинового расщепления, найденный в областях слабого ($H < 1 \text{ Тл}$) и сильного ($H > 2 \text{ Тл}$) магнитного поля.

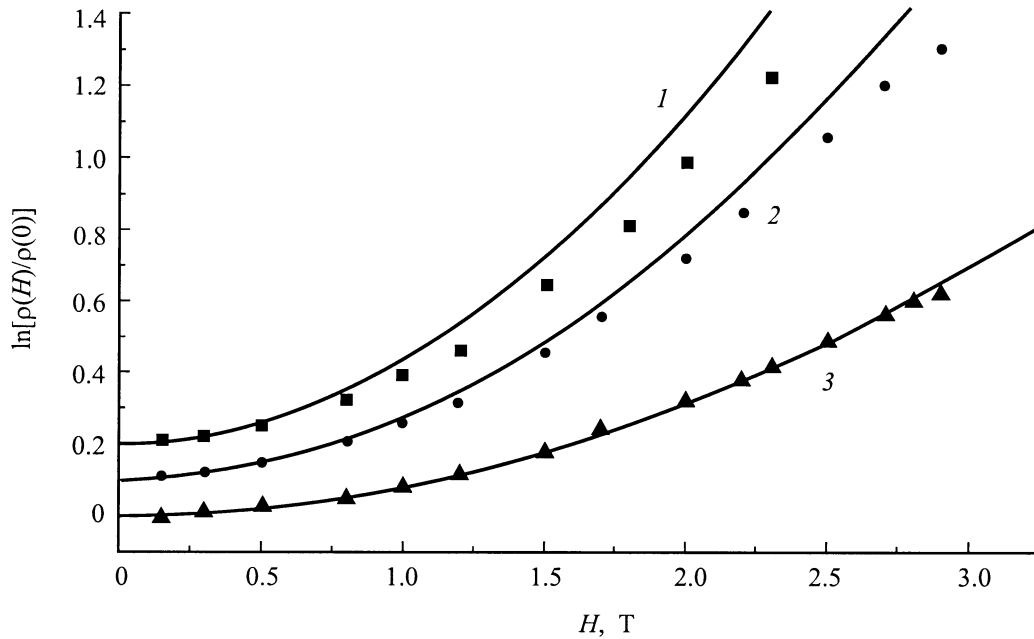


Рис. 2. Зависимость сопротивления от магнитного поля для образца n -Ge ($N_d = 6.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при температуре T, K : 1 — 2, 2 — 2.5, 3 — 4.2.

Мы предполагаем, что зависимости $\rho_0(H, T)$ факторизуются и что $F(0) = 0$. Таким образом, имеем

$$\ln[\rho(H, T)/\rho(0, T)] = \ln[\tilde{\rho}_0(H)/\tilde{\rho}_0(0)] - F(H)/T. \quad (12)$$

Здесь величина $\tilde{\rho}_0$ уже не включает зависящий от температуры предэкспоненциальный фактор. Таким образом данная процедура позволяет отделить член $F(H)/T$ от добавки, не зависящей от температуры, но зависящей от магнитного поля.

Проблема, однако, состоит в том, что функция F имеет различный вид для разных областей магнитного поля H : при малых значениях H , когда $g\mu H < 2T$, $F = (g\mu H)^2/4T$, а при больших H — $F = g\mu H/T$. Поэтому мы использовали следующую процедуру: для двух значений $H = H_{1,2}$ в области достаточно сильных полей строилась зависимость $\ln[\rho(H, T)/\rho(0, T)]$ от $1/T$, так что соответствующий наклон давал величину $F(H)$. Это позволило устранить не зависящий от температуры вклад в показатель экспоненты. Затем вычислялась производная

$$\frac{dF}{dH} = \frac{F(H_1) - F(H_2)}{H_1 - H_2} = g\mu. \quad (13)$$

Соответствующая процедура позволяет более точно выявить асимптотическое поведение при больших H , чем это можно было бы сделать, определяя наклон линейной зависимости $\ln[\rho(H, T)/\rho(0, T)]$ от магнитного поля. В области слабых магнитных полей, подставляя $F = (g\mu H)^2/4T$, получаем квадратичную зависимость МС от обратной температуры и магнитного поля, и коэффициент при H^2/T^2 дает величину $g^2/4$.

На рис. 3, 4 для образца 1 показаны температурные зависимости МС в области слабых и сильных магнитных полей. Полученные из соответствующих наклонов значения g приведены в табл. 1.

Для сопоставления полученных результатов с теоретическими расчетами мы оценили величины эффективного g -фактора в n -Ge, исходя из следующих значений компонент g -тензора (в осях эллипсоида): $g_{\parallel} = 0.63$, $g_{\perp} = 2$ [11] или $g_{\parallel} = 0.9$, $g_{\perp} = 1.9$ [13]. Величина g_{ν} определялась как

$$g_{\nu} = \sqrt{g_{\perp}^2 \sin^2 \theta + g_{\parallel}^2 \cos^2 \theta}, \quad (14)$$

где $\cos \theta = (\mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\nu})/H\nu$ и $\boldsymbol{\nu}$ — вектор, направленный вдоль выделенной оси долины. Для симметричного относительно осей долин направления $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ величина g -фактора для всех долин одинакова. Для других направлений \mathbf{H} , представленных в табл. 2, долины разделяются на 2 группы со своими значениями фактора Ланде g_1 и g_2 , различающимися в $1.5 \div 2$ раза.

Таблица 2. Расчетные значения g -фактора в долинах n -Ge при разной ориентации вектора \mathbf{H}

\mathbf{H}	$g_{\parallel} = 0.63, g_{\perp} = 2$		$g_{\parallel} = 0.9, g_{\perp} = 1.9$		Число долин с g -фактором	
	g_1	g_2	g_1	g_2	g_1	g_2
$\langle 1\bar{1}0 \rangle$	1.26	2	1.32	1.9	2	2
$\langle 111 \rangle$	0.63	1.9	0.9	1.82	1	3
$\langle 001 \rangle$	1.67	—	1.64	—	4	—

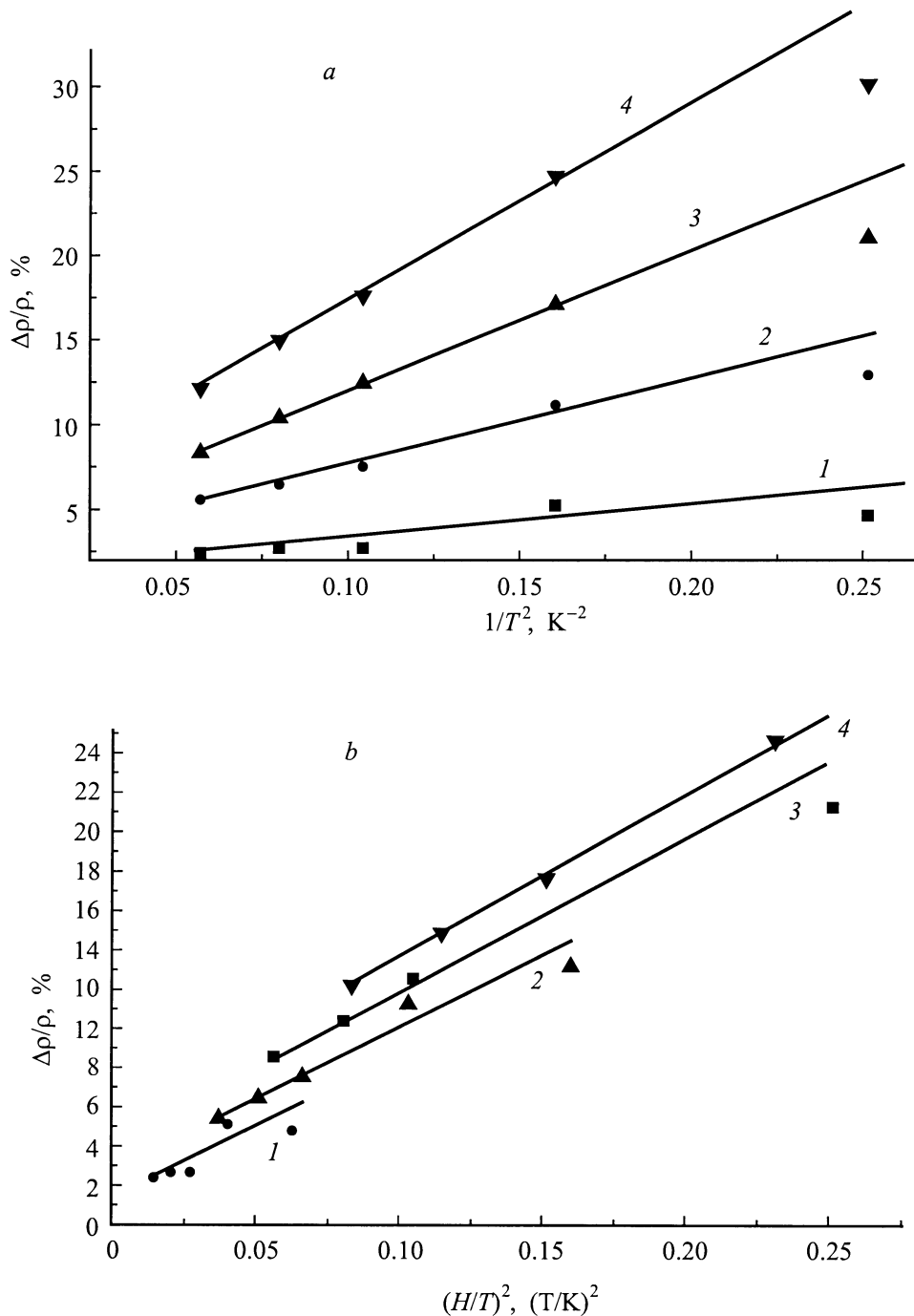


Рис. 3. Зависимости сопротивления образца n -Ge ($N_d = 6.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$): a — от $1/T^2$, b — от $(H/T)^2$ в магнитном поле H , Тл: 1 — 0.5, 2 — 0.8, 3 — 1, 4 — 1.2.

4. Обсуждение результатов эксперимента

Как указывалось в работе [1], проводимость по D^- -зоне может происходить двумя способами: либо по делокализованным состояниям (при возбуждении в край подвижности E_c , рис. 5), либо прыжковым транспортом по состояниям дна зоны Хаббарда E_H . Какой из

двух способов реализуется, зависит от температуры и от плотности состояний в примесной зоне. Признаком зонной проводимости может быть большое значение холловской подвижности и большое значение термоэдс. Наблюдаемые для наших образцов значения холловской подвижности (50–100) $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ не позволяют сделать вывод о механизме проводимости, поскольку могут соответствовать и тому и другому механизму. Кроме того,

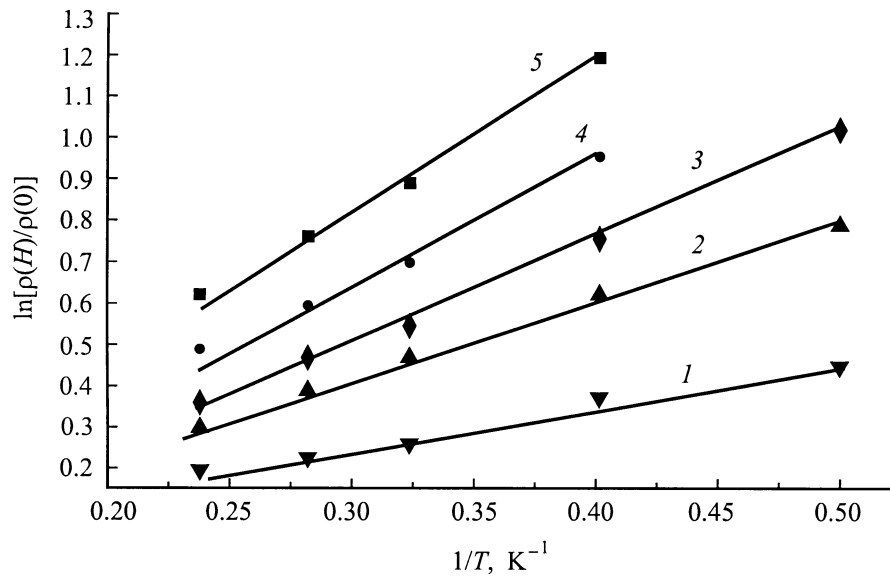


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления образца n -Ge ($N_d = 6.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) в магнитном поле H , Тл: 1 — 1.5, 2 — 2, 3 — 2.2, 4 — 2.5, 5 — 2.9.

для зонной проводимости характерна большая величина предэкспоненциального фактора (равная величине минимальной металлической проводимости $\sigma_0 = 0.026e^2/ha$, где a — радиус состояний в D^- -зоне [1]). С другой стороны, если проводимость прыжковая, то предэкспоненциальный фактор для $\sigma_1 \ll \sigma_0$ должен иметь вид [11]

$$\sigma_1^{-1} = C_1 T \exp \left[1.73 / (N^{1/3} a) \right], \quad (15)$$

где C_1 — численный коэффициент. Как показывает наш эксперимент, значение предэкспоненты находится в пределах $4 \div 0.8 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$, что заметно меньше $\sigma_0 = 30 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$, при этом наблюдается ее возрастание с ростом концентрации примеси. На основании этих данных можно предположить, что перенос электронов имеет характер ”прыжков по хвосту D^- -зоны”. В таком случае для точного расчета энергии активации необходимо учитывать температурную зависимость предэкспоненциального фактора σ_1 . Кривые температурной зависимости сопротивления, построенные в масштабе $\ln[\rho(T)T^{-1}]$ от T^{-1} дают заметно большие энергии активации ε'_2 (см. рис. 6 и табл. 1). В принципе эти значения гораздо лучше согласуются с расчетными значениями ε_2 для данной концентрации примеси [3].

Впервые влияние заселенности спиновых подзон в сильном магнитном поле на магнитосопротивление было подробно изучено в работе [11] для магнитосопротивления Ge:P и Ge:Sb и объяснялось прыжками с переворотом спина (без учета D^- -зоны). Мы проанализировали эти данные с помощью модели [8] для сильного магнитного поля (1). Полученные таким образом значения g -фактора приведены в табл. 3 для разных направлений магнитного поля.

Можно видеть, что в области сильных магнитных полей наблюдается удовлетворительное соответствие экспериментальных значений g -фактора как для наших образцов (табл. 1), так и образцов Ge:P [11] (табл. 3) со средним значением g -фактора (≈ 1.6).

Можно видеть также, что для образца Ge:Sb (табл. 3, $N_d = 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) экспериментальные значения оказываются сильно заниженными. На наш взгляд, это объясняется заметным вкладом ε_3 -проводимости для данного образца вследствие значительно меньшей концентрации доноров. Поясним это более подробно. Как мы показали ранее [8], в ситуации, когда вклады каналов

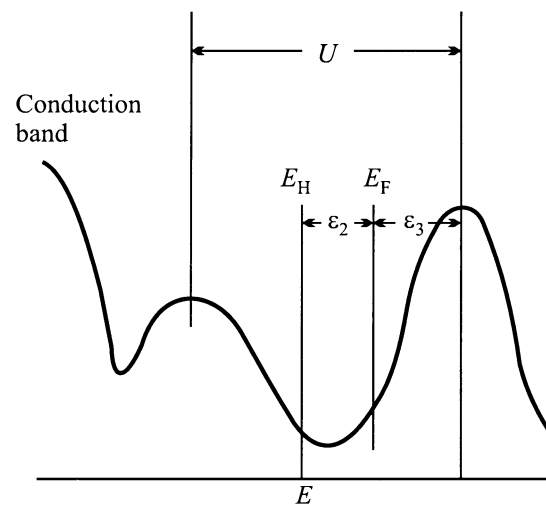


Рис. 5. Плотность электронных состояний $N(E)$ в области зон Хаббарда. Обозначения: E — энергия электрона, E_F — энергия Ферми, E_H — уровень протекания в верхней хаббардовской зоне, U — энергия Хаббарда; $\varepsilon_2, \varepsilon_3$ — энергии активации.

Таблица 3. Параметры образцов Ge:P и Ge:Sb [11]

Образец	Ориентация	$n_{300\text{K}}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$\varepsilon_2, \text{ мЭВ}$	$g, H = 10 \div 14 \text{ Тл}$
Ge:P	$\mathbf{J} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle, \mathbf{H} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$	2	1.88	1.1
Ge:P	$\mathbf{J} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle, \mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$	2	1.88	1.8
Ge:Sb	$\mathbf{J} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle, \mathbf{H} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$	0.9	1.25	0.4
Ge:Sb	$\mathbf{J} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle, \mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$	0.9	1.25	1.4

Примечание. $n_{300\text{K}} \simeq N_d$ — концентрация доноров, ε_2 — энергия активации прыжковой проводимости; значения g -факторов в области $H = 10 \div 14 \text{ Тл}$ получены из эксперимента по магнитосопротивлению.

ε_2 - и ε_3 -проводимости сопоставимы и магнитное поле способно, ослабляя вклад ε_2 -канала, перевести систему в режим ε_3 (когда энергия активации от поля не зависит), выражение для проводимости может быть представлено в виде

$$\sigma \propto \exp \left[-\frac{\varepsilon_3}{T} + \frac{C_1}{C_2} \exp \left(-\frac{g\mu H}{T} + \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{T} \right) \right]$$

(где второй член в показателе экспоненты предполагается меньше 1). Таким образом, в соответствии с этим выражением можно записать

$$F = T \frac{C_1}{C_2} \exp \left(-\frac{g\mu H}{T} + \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{T} \right).$$

Согласно используемой процедуре вычисления, найденное из эксперимента значение g составляет

$$g_{\text{exp}} = \mu^{-1} \frac{\partial F}{\partial H} = g \frac{C_1}{C_2} \exp \left(-\frac{g\mu H}{T} + \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{T} \right),$$

так что вычисленное значение g_{exp} в предельном случае сильных полей (насыщение) оказывается экспоненциально малым. Представленная формула, вообще говоря, не может быть использована в области промежуточных H , однако она явно демонстрирует тенденцию занижения регистрируемых нашим методом значений g в ситуации, когда оказывается важным вклад ε_3 -канала, как это имеет место для образца Ge:Sb с концентрацией $N_d = 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ из работы [11].

Обратимся теперь к вопросу о роли анизотропии. Как нетрудно усмотреть, определенные по величинам g_1 и g_2 значения g_0 (7) и g_{hH} (8) для всех рассмотренных направлений \mathbf{H} и исходных значений компонент g -тензора лежат в пределах 1.6–1.7, при этом $g_0 > g_{hH}$. Таким образом, в рамках рассмотренной нами простой теоретической модели существенной анизотропии магнитосопротивления наблюдаться не должно. Однако экспериментально она заметна (см. табл. 1) и коррелирует со значениями g_1 , относящимися к долинам с наименьшим спиновым расщеплением для данного направления \mathbf{H} .

Такое расхождение может объясняться упрощениями, использованными при разработке модели. В частности, мы предполагали активационный член, зависящий от магнитного поля, достаточно малым, во всяком случае по сравнению с туннельным вкладом ξ_{ct} , что давало

возможность линейаризации эффективного объема, доступного для прыжка, в терминах указанных активационных членов. В то же время, как отмечалось выше, в сильных магнитных полях рост энергии активации в долинах с большими значениями g -фактора может сделать прыжки при посредстве этих долин невыгодными, несмотря на связанный с ними дополнительный фазовый объем — происходит "выдавливание" вкладов соответствующих долин. В этой связи особо отметим заметную анизотропию g -фактора, которая следует из результатов работы [11] и которая была объяснена в [8] именно как результат доминирования вклада долин с наименьшим g -фактором. Действительно, в магнитных полях порядка 10 Тл, использованных в экспериментах [11], индуцированный магнитным полем активационный вклад достигает примерно 2 мЭВ и ни в коей мере не может считаться предельно малым.

Хотя в наших экспериментах магнитные поля были заметно слабее, заметим, что исследованные образцы были заметно ближе к переходу металл–диэлектрик, чем образцы, исследованные в [11], т.е. и туннельный и активационные вклады в вероятность прыжка были для них меньше. Поэтому можно предполагать, что эффект

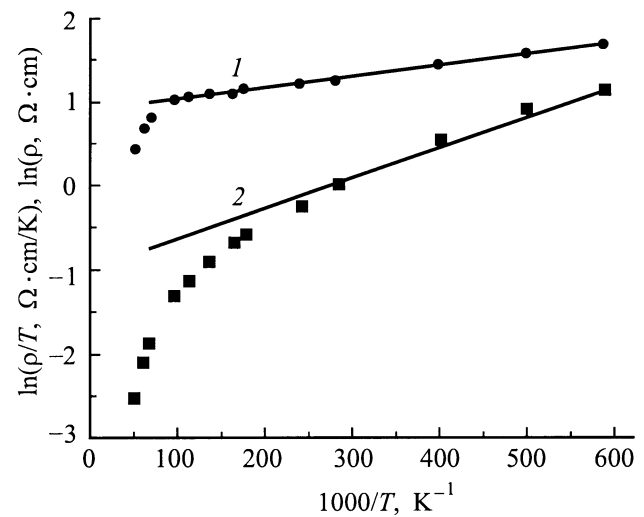


Рис. 6. Температурные зависимости для образца n -Ge ($N_d = 8.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$): 1 — удельного сопротивления ρ , 2 — величины ρ/T .

выдавливания долин с большими значениями g начинается в них проявляться в области более слабых полей. Отметим, наконец, возможную роль области пространственного перекрытия вкладов отдельных долин, которой мы в наших вычислениях пренебрегали. Поскольку для прыжковых центров, попадающих в указанную область, вероятности прыжков, происходящих при посредстве отдельных долин, суммируются, это также приводит к подчеркиванию вкладов долин с меньшими значениями g . Эти обстоятельства по крайней мере позволяют объяснить анизотропию, наблюдаемую в области линейной зависимости энергии активации от H .

5. Заключение

Таким образом, проведенные эксперименты и их анализ продемонстрировали, что в промежуточно легированном германии при температурах $1.7 \div 10$ К доминирующим механизмом проводимости является прыжковая проводимость с активацией в D^- -зону. Основным признаком такой проводимости является экспоненциальное положительное магнитосопротивление, обусловленное ростом соответствующей энергии активации, в связи с необходимостью для одного из электронов, формирующих D^- -центр, иметь спин, направленный против поля. Обсуждаются особенности проявления данного механизма в многодолинных материалах, связанные с анизотропией g -фактора для отдельных долин.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проектам 97-02-18280а и 98-02-18396, а также фонда ИНТАС–РФФИ, проект 95-0553.

Список литературы

- [1] N.F. Mott, G.A. Davis. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* (Oxford, 1979).
- [2] E.M. Gershenson, A.P. Mel'nikov, R.I. Rabinovich. In: *Electron-electron interactions in disordered systems*, ed. by A.L. Efros and M. Pollak (North-Holland, Amsterdam, 1985) p. 483.
- [3] H. Nishimura. *Phys. Rev. A*, **138**, 815 (1965).
- [4] M.L. Knotek. *Phys. Rev. B*, **16**, 2629 (1977).
- [5] А.Г. Андреев, А.Г. Забродский, И.П. Звягин, С.В. Егоров. *ФТП*, **31**, 1174 (1997).
- [6] A. Kurobe, H. Kamimura. *J. Phys. Soc. Japan.*, **51**, 1904 (1982).
- [7] Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Р. Ренч, М. Ли, П. Фозони. *ЖЭТФ*, **111**, 1477 (1997).
- [8] N.V. Agrinskaya, V.I. Kozub. *Sol. St. Commun.*, **108**, 355 (1998).
- [9] C. Yamanouchi. *J. Phys. Soc. Japan.*, **18**, 1775 (1963).
- [10] A.L. Efros, B.I. Shklovskii. *Electronic properties of doped semiconductors* (Springer Verlag, 1984).
- [11] J.A. Chroboczek, E.W. Prohovsky, R.J. Sladek. *Phys. Rev.*, **169**, 593 (1968).

- [12] А.Г. Самойлович, И.В. Даховский, Д.И. Левинзон, Ю.И. Стерликов, В.А. Шершель. *ФТП*, **1**, 1007 (1967).
- [13] K. Sugiyama. *J. Phys. Soc. Japan.*, **22**, 109 (1967).

Редактор Т.А. Полянская

Manifestation of ε_2 -conductivity in the magnetoresistance of many-valley semiconductors

N.V. Agrinskaya, V.I. Kozub, T.A. Polyanskaya, A.S. Saidov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The resistivity of Ge:Sb with degree of compensation $K < 0.1$ have been investigated in the region of ε_2 conductivity at He-temperatures. It is shown that the observed positive exponential magnetoresistance is controlled by the change of spin subbands electron occupancy in the magnetic field. The specific features of the mechanism in many-valley semiconductors related to g -factor anisotropy for different valleys are discussed.

E-mail: agrin@pk.ioffe.rssi.ru (N.V. Agrinskaya)
pta@nano.ioffe.rssi.ru (T.A. Polyanskaya)