

Концепция порога подвижности: правило Иоффе и Регеля

© М.И. Даунов, И.К. Камилов, С.Ф. Габитов

Институт физики ДагНЦ РАН,
Махачкала, Россия

E-mail: i.daunov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 26 января 2010 г.)

Обсуждается характер фазовых переходов металл–диэлектрик в твердом теле, не связанных с изменением симметрии кристаллической решетки, по данным эксперимента в трехмерных слабо и сильно легированных кристаллических полупроводниках. Приведены минимальные металлические проводимости и подвижности, критические концентрации основных примесей и носителей заряда, коэффициенты компенсации в n -GaAs, p -Ge, p -CdSnAs₂(Cu). Показано, что эксперимент согласуется с концепцией порога подвижности.

1. Введение

Одной из актуальных задач физики твердого тела является теоретическое и экспериментальное исследование поведения вещества в окрестности фазового перехода металл–диэлектрик, не связанного с изменением симметрии кристаллической решетки. Ранее в наших работах [1–13] обсуждались недостаточно исследованные аспекты этой проблемы.

На основе анализа и обобщения экспериментальных данных в объемных кристаллических полупроводниках с учетом достижений теории были получены следующие результаты. Экспериментально показано, что при возрастании плотности состояния зонного континуума в окрестности глубокого резонансного уровня (зоны) наблюдается переход диэлектрик–металл (резонансно-гибридизационный вариант перехода Мотта), сопровождающийся эффектом „подтягивания“ подвижности примесных носителей [1,2,5]. Получен уточненный критерий перехода металл–изолятор в сильно легированных компенсированных полупроводниках (андерсоновская локализация) [3].

Электронный фазовый переход металл–диэлектрик в слабо легированных полупроводниках в системе водородоподобных примесей происходит по двум сценариям [7]: 1) в широкозонных полупроводниках n - и p -типов и в узкозонных полупроводниках p -типа в примесной зоне вследствие квантового уширения уровня до ее слияния с собственной зоной — переход Мотта в системе неупорядоченно расположенных примесных атомов (реальной ситуации адекватна модель со структурным беспорядком, подробно изученная Лифшицем [14]); 2) в узкозонных полупроводниках n -типа в результате наложения состояний примесной зоны на зонный континуум вследствие классического и „естественного“ уширения уровня — резонансно-гибридизационный вариант перехода Мотта [1]. Стимулирующую роль в слиянии примесной и собственной зон в обоих случаях играет экранировка потенциала примесного центра появившимися свободными носителями заряда и классическое уширение его уровня энергии. Обратный переход металл–диэлектрик в слабо легированном полупроводнике происходит при критической величине коэффици-

ента компенсации K_C , возрастающей с ростом N_C от $N_C \leq N_M$ от нулевого значения к величине, близкой к единице (N_C — критическая концентрация основных примесей, $N_M^{1/3} a_B = 0.25$, a_B — эффективный боровский радиус) [7,11]. В области сильного легирования (после слияния зон) с ростом концентрации основных примесей коэффициент компенсации K_C убывает от величины, близкой к единице, происходит через минимум и далее $K_C \rightarrow 1$ [3,7].

Фазовые диаграммы на рис. 1 суммируют приведенные выше результаты о механизме электронного фазового перехода металл–диэлектрик в реальных полупроводниках в диапазоне изменения концентрации водородоподобной примеси от $N^{1/3} a_a \ll 1$ до $N^{1/3} a_B \gg 1$ (N — концентрация основных примесей).

Дискуссионным и открытым, однако, остается вопрос об адекватности концепции минимальной металлической проводимости реальной ситуации [14–23]. Спрашива-

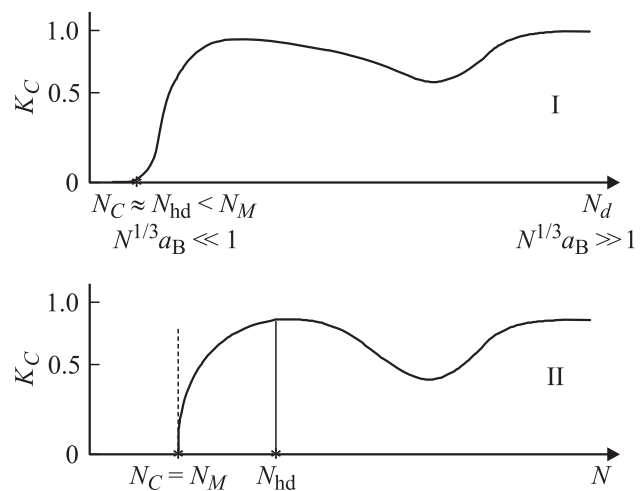


Рис. 1. Фазовая диаграмма: зависимости критической величины коэффициента компенсации K_C от концентрации водородоподобных доноров в узкозонных (I) и водородоподобных доноров (акцепторов) в широкозонных (II) полупроводниках. N — концентрация основных примесей, N_C — критическая концентрация, $N_M = N^{1/3} a_B \approx 0.25$, N_{hd} — концентрация доноров (акцепторов), при которой примесная зона сливается с собственной зоной, a_B — эффективный боровский радиус.

ется, обращается ли электропроводность при $T = 0$ К при электронном фазовом переходе металл–диэлектрик в объемных кристаллических полупроводниках в нуль скачком или непрерывным образом?

Исходя из анализа природы металлической проводимости Мотт предположил, что переход металл–изолятор не является непрерывным фазовым переходом [16]. Точка зрения Мотта основана на утверждении Иоффе и Регеля, которое состоит в том, что длина свободного пробега не может быть меньше длины волны электрона: $k_F l = l/a_0 > 1$ (l — длина свободного пробега, k_F — модуль волнового вектора на поверхности Ферми, a_0 — постоянная решетки) [15].

В [23] сделан однозначный вывод: „Эксперименты не подтвердили идею о минимальной металлической проводимости и показали, что переход непрерывен“. Для „разрешения противоречия между соображениями о минимальной металлической проводимости“ и экспериментом в [23] обсуждается феноменологическая теория, основанная на скейлинговой гипотезе.

По мнению авторов [18], как в случае перехода Мотта, так и в случае перехода Андерсона теория не дает строго обоснованного ответа на этот вопрос.

Очевидно, из-за сложности ситуации и противоречивости выводов ответ на вопрос о характере электронного фазового перехода и о поведении электропроводности в точке перехода возможен лишь на основе анализа и обобщения экспериментальных результатов.

2. Результаты и обсуждение

Из экспериментальных данных о прыжковой проводимости в полупроводниках n -GaAs [24–26], p -Ge [27], p -CdSnAs₂(Cu) [1–6] и результатов их анализа (рис. 2–5) следует, что по мере приближения к точке

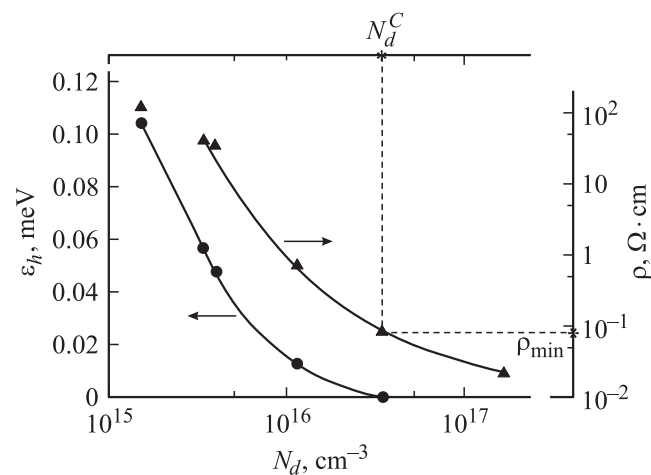


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления при $T = 2$ К и энергии активации прыжковой проводимости на ближайшие центры образцов n -GaAs от концентрации мелких водородоподобных доноров.

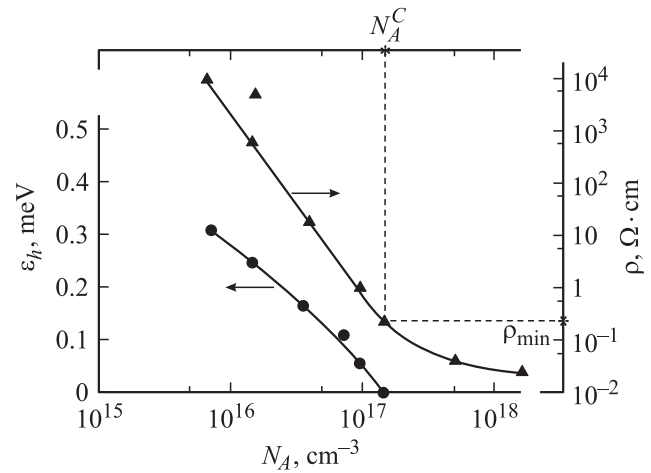


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления при $T = 1.25$ К и энергии активации прыжковой проводимости на ближайшие центры образцов p -Ge от концентрации мелких водородоподобных акцепторов.

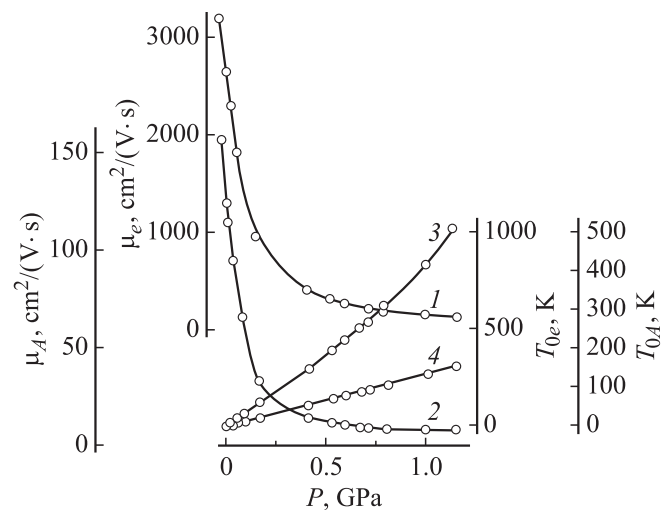


Рис. 4. Барические зависимости подвижности электронов зоны проводимости μ_e (1) и дырок глубокой акцепторной зоны μ_A (2), параметров прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка электронов T_{0e} (3) и дырок акцепторной зоны T_{0A} (4) при 4.2 К (закон Мотта) в образце № 2 p -CdSnAs₂(Cu).

фазового перехода металл–диэлектрик при температурах вплоть до $T = 0.04$ К параметр T_0 в зависимости $\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-T_0/T)^m$, где $0.25 \leq m \leq 1$ [18,20,23], при фиксированной температуре и стремлении управляющего параметра к критическому значению непрерывно стремится к нулю. Таким образом, при $T_0 > 0$ и $T \rightarrow 0$ К электропроводность $\sigma \rightarrow 0$ независимо от типа (рис. 2–5) прыжковой проводимости, а при $T_0 = 0$ экстраполяцией электропроводности и коэффициента Холла к $T_0 = 0$ К можно определить минимальные электропроводность σ_{\min} и подвижность μ_{\min} , критическую концентрацию носителей заряда $n_c(p_c)$. В табл. 1, 2 приведены характеристические параметры фазового пе-

Таблица 1. Критические концентрации основных примесей N_C и носителей заряда n_C , p_C , коэффициенты компенсации K_C , минимальные металлические проводимости σ_{\min} и подвижности μ_{\min} фазовых переходов металл–изолятор в n -GaAs, p -Ge, p -CdSnAs₂(Cu)

Полупроводник	N_C , cm ⁻³	K_C	σ_{\min} , $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	p_C, n_C , cm ⁻³	μ_{\min} , cm ² · V ⁻¹ · s ⁻¹
n -GaAs [15,16]*	$2.5 \cdot 10^{16}$	0	7.3	$2.5 \cdot 10^{16}$	1820
n -GaAs [17]*	$2.7 \cdot 10^{17}$	0.68	4.65	$8.6 \cdot 10^{16}$	340
p -Ge [18]*	$1.5 \cdot 10^{17}$	0.4	7.7	$9.0 \cdot 10^{16}$	530
p -CdSnAs ₂ (Cu) [2]**	$3.1 \cdot 10^{16}$	0.92	$4.1 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{15}$	100
p -CdSnAs ₂ (Cu) [2]***	$\sim 10^{18}$	0.999	~ 0	$\sim 3 \cdot 10^{13}$	2800

* Переход Мотта в системе водородоподобных примесных центров до слияния примесной зоны с собственной зоной.

** Резонансно-гибридизационный вариант перехода Мотта в глубокой акцепторной зоне. $K_C = K_{AC} = N_{AC}^-/N_A$ — коэффициент заселенности акцепторной зоны.

*** Квазиклассический вариант перехода Андерсона в зоне проводимости.

рехода металл–диэлектрик в перечисленных выше полупроводниках. Для оценок критических характеристических параметров использованы приведенные далее соотношения (1)–(4).

В слабо легированных компенсированных полупроводниках по примесной зоне, сформированной водородоподобными центрами, согласно данным эксперимента [7,24–26] и теоретическим расчетам [22],

$$N_C^{1/3} a_B = 0.25(1 - K_C)^{-2/3}, \quad (1)$$

$$n_C^{1/3} a_B = 0.25(1 - K_C)^{-1/3}. \quad (2)$$

В сильно легированных компенсированных полупроводниках в приближении $N^{1/3} a_B \gg 1$

$$N_C^{1/3} a_B = \beta(1 + K_C)^{2/3}(1 - K_C)^{-1}, \quad (3)$$

$$n_C^{1/3} a_B = \beta \left(\frac{1 + K_C}{1 - K_C} \right)^{2/3}, \quad (4)$$

где $\beta = (1.6 \pm 0.25) \cdot 10^{-2}$ [3].

При малом беспорядке, когда электроны почти свободны, проводимость выражается обычной формулой Друде. Согласно концепции Мотта („концепция минимальной металлической проводимости“), основанной на правиле Иоффе и Регеля, проводимость

$$\sigma_{\text{Mott}} = (3\pi^2)^{-2/3} (e^2/\hbar) n^{1/3}. \quad (5)$$

На примере n -GaAs видно (табл. 1), что при $K = 0$ экспериментальные величины N_C и n_C согласуются с (1) и (2), а σ_{\min} — со значением, рассчитанным по соотношению (5).

В слабо и сильно легированных полупроводниках с ростом N критические значения K_C и n_C , согласно (1)–(4), возрастают (рис. 1). Например, в слабо легированном n -GaAs при возрастании N на порядок K_C увеличивается от нулевой величины до значения ~ 0.7 (табл. 1).

Как отмечалось выше, в узкозонных полупроводниках n -типа, например InSb и InAs, вследствие малости

энергии ионизации уровня мелкого донора примесная полоса, образовавшаяся из-за флуктуирующего классического поля, перекрывается с собственной зоной при $N_C < N_M$ (рис. 1). Ближайшие к краю собственной зоны состояния примесной зоны сливаются с состояниями зонного континуума и гибридизуются („естественное“ уширение уровня) [1,2]. Появившиеся свободные носители заряда экранируют потенциал примесного центра. Энергия ионизации локализованных уровней убывает. С ростом N процесс приобретает лавинообразный характер, что ведет к быстрому переходу от состояния слабого легирования к состоянию сильного легирования, когда примесная зона полностью сливается с зоной проводимости. Таким образом, в узкозонных полупроводниках критическая концентрация и соответственно σ_{\min} существенно занижены.

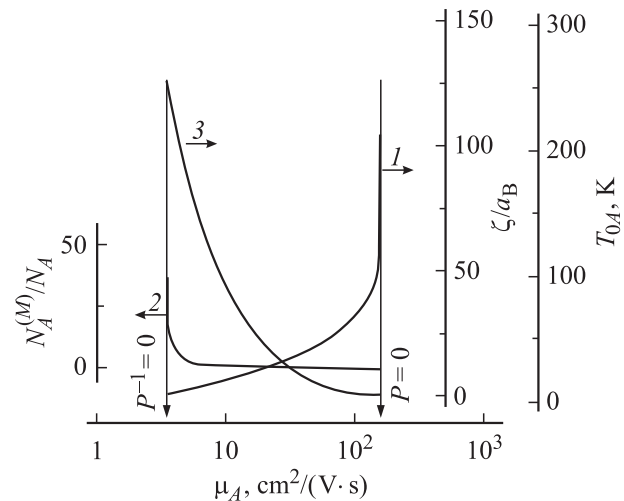


Рис. 5. Зависимости нормализованного радиуса локализации ξ/a_B ($\xi \rightarrow \infty$ при $P \rightarrow 0$ и $\xi \rightarrow a_B$ при $P \rightarrow \infty$) (1), пороговой концентрации $N_A^{(M)}/N_A$ ($N_A^{(M)} \rightarrow N_A$ при $P \rightarrow 0$ и $N_A^{(M)} \gg N_A$ при $P \rightarrow \infty$) (2) и параметра T_{0A} ($T_{0A} \rightarrow 0$ при $P \rightarrow 0$) (3) от холловской подвижности дырок акцепторной зоны в образце № 2 p -CdSnAs₂(Cu).

Таблица 2. Коэффициент Холла R и парциальные электропроводности электронов зоны проводимости σ_n и дырок акцепторной зоны σ_A , некоторые характеристические параметры носителей заряда образца № 2 p -CdSnAs₂(Cu) [2–4] при атмосферном давлении.

T , К	R , cm ³ /C ($H = 15$ kOe)	$\sigma_n \cdot 10^3$	$\sigma_A \cdot 10^2$	n , cm ⁻³	p , cm ⁻³	μ_e , cm ² /(V · s)	μ_A , cm ² /(V · s)
		$\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$					
0	2430	0	~ 4.3	0 3 · 10 ^{14*}	2.6 · 10 ¹⁵	2800 0*	100
2	431	1.44	4.19	3.2 · 10 ¹²	2.6 · 10 ¹⁵	2840	105
4.2	380	2.3	5.2	5.1 · 10 ¹²	2.6 · 10 ¹⁵	2780	125
77.6	-718	467	50	1.2 · 10 ¹⁵	3.7 · 10 ¹⁵	2430	850

* Критическая концентрация и подвижность электронов, локализованных в ямах потенциального рельефа дна зоны проводимости.

Характер фазового перехода металл–диэлектрик в сильно легированных сильно компенсированных кристаллах по собственной зоне (квазиклассический вариант перехода Андерсона) рассмотрим на примере квазибесщелевого полупроводника p -CdSnAs₂(Cu) (табл. 1, 2, рис. 4–6).

В отличие от бесщелевых полупроводников в квазибесщелевых полупроводниках всестороннее давление

позволяет сканировать уровень Ферми под уровень протекания зоны проводимости (рис. 6): зона проводимости удаляется от глубокой акцепторной зоны в p -CdSnAs₂(Cu) с коэффициентом давления, равным 120 meV/GPa [1,2]. Это позволяет исследовать характер перехода металл–диэлектрик в сильно легированном полупроводнике. Отметим, что в квазибесщелевых полупроводниках в отличие от бесщелевых полупроводников существенную роль в электронных явлениях переноса играют дырки акцепторной зоны, расположенной на хвосте плотности состояний зоны проводимости, сформированной глубокими примесными центрами. По мере увеличения энергетического зазора между краем зоны проводимости и глубокой акцепторной зоной концентрации электронов в зоне проводимости и дырок глубокой акцепторной зоны уменьшаются, уровень Ферми ε_F приближается к уровню протекания ε_p и при $\varepsilon_F = \varepsilon_p$ происходит фазовый переход.

Уравнение электронейтральности имеет вид

$$p_A = N_{\text{ext}} + n_l + n_{dl}, \quad (6)$$

где p_A — концентрация дырок глубокой акцепторной зоны, N_{ext} — концентрация избыточных акцепторов, n_l и n_{dl} — концентрации соответственно локализованных и делокализованных электронов.

Из серии исследованных компенсированных монокристаллических образцов p -CdSnAs₂(Cu) [1–6] с концентрацией избыточных акцепторов $N_{\text{ext}} = 10^{10} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ для образца № 2 p -CdSnAs₂(Cu) с $N_{\text{ext}} = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ вблизи атмосферного давления и $T \rightarrow 0$ наблюдается фазовый переход металл–изолятор электронов зоны проводимости и дырок глубокой акцепторной зоны (рис. 4, 5, табл. 1, 2). Характеристические параметры носителей зарядов были рассчитаны по данным о температурах, полевых и барических зависимостях коэффициента Холла и электропроводности. Процедура количественного анализа подробно описана в [4].

При $T \rightarrow 0$ подвижность „тяжелых“ электронов $\mu_{el} \rightarrow 0$ и в процессах переноса при $T < 5$ К определяющую роль играют делокализованные электроны и дырки акцепторной зоны. Концентрация делокализованных электронов в образце № 2 p -CdSnAs₂(Cu) также

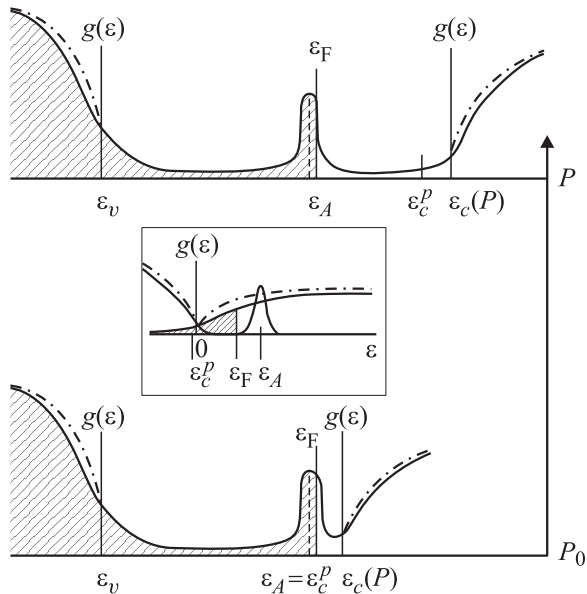


Рис. 6. Плотность электронных состояний сильно легированного и компенсированного полупроводника p -CdSnAs₂(Cu) с глубокой акцепторной зоной с коэффициентом заселенности $K_A > 0.9$ ($K_A = N_A^- / N_A$, N_A и N_A^- — концентрации глубоких и глубоких ионизированных акцепторов). P_0 — атмосферное давление, P — высокое гидростатическое давление. На вставке — плотность электронных состояний в слабо легированном p -HgTe со слабой степенью компенсации. Штрихпунктирная линия — ход плотности состояний в идеальном кристалле. Заполненные состояния заштрихованы. ε_A и ε_F — энергии глубокой акцепторной зоны и уровня Ферми соответственно, ε_c^p — энергия уровня протекания зоны проводимости, ε_v и ε_c — энергии потолка валентной зоны и дна зоны проводимости соответственно.

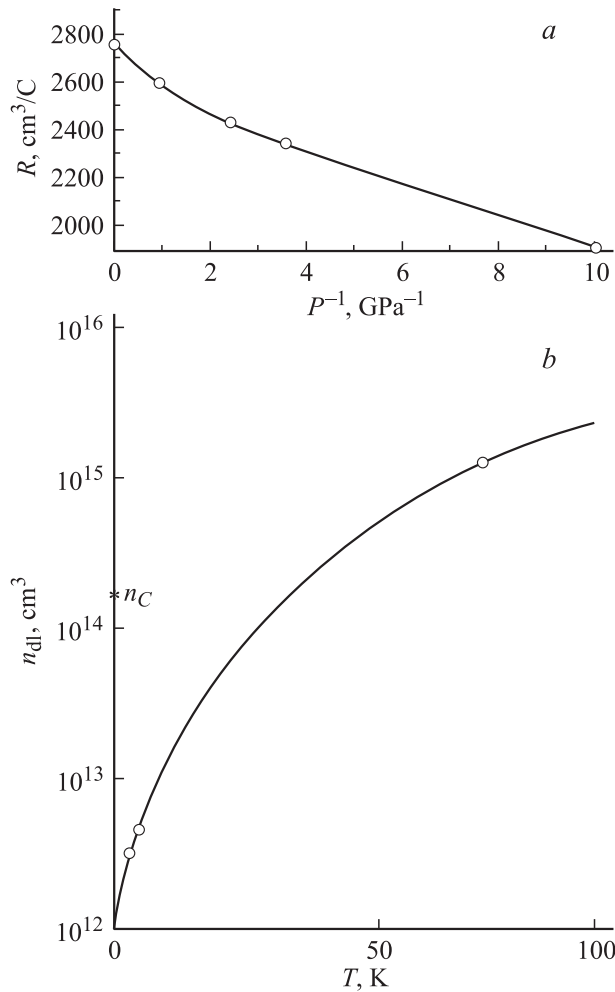


Рис. 7. Зависимости коэффициента Холла R ($H = 15$ кОе) от давления при $T = 2$ К (а) и концентрации делокализованных электронов от температуры при атмосферном давлении (б) в образце № 2 p -CdSnAs₂(Cu). n_C — концентрация электронов, локализованных в ямах потенциального рельефа дна зоны проводимости.

стремится к нулю при $T \rightarrow 0$ (рис. 7)

$$n_{dl}^C = \lim_{\epsilon_F \rightarrow \epsilon_p} \left[\int_{-\infty}^{\epsilon_F} g(\epsilon) d\epsilon - \int_{-\infty}^{\epsilon_p} g(\epsilon) d\epsilon \right] = 0. \quad (7)$$

Таким образом, при фазовом переходе диэлектрик–металл парциальная электропроводность по зоне проводимости будет возрастать от нулевой величины по мере удаления уровня Ферми от уровня протекания из-за возрастания n_{dl} от $n_{dl} = 0$. Подвижность электронов в критической точке изменяется скачком от нулевой величины ($\mu_{el} = 0$) к конечной величине ($\mu_{edl} > 0$) (табл. 2). Величина $\lim R$ при $P \rightarrow \infty$ и $T = 2$ К (рис. 7) позволяет оценить избыточную концентрацию акцепторов $N_{ext} = p_A^\infty = (R^\infty \cdot e)^{-1}$ и критическую концентрацию электронов, локализованных в ямах крупномасштабного флуктуационного потенциала $n_{lC} = p_A^\infty - p_A^0$ (p_A^0 — концентрация дырок акцепторной зоны при атмосферном

давлении). Подвижность μ_A и концентрация дырок глубокой акцепторной зоны при $0 < T < 5$ К практически от температуры не зависят (табл. 2), и так как $T_0 = 0$ при $T \rightarrow 0$ (рис. 4), величина μ_A меняется скачком от нулевой к конечной величине. Таким образом, характер фазового перехода диэлектрик–металл по глубокой акцепторной зоне аналогичен характеру перехода по примесной зоне в GaAs, p -Ge (рис. 2, 3, табл. 1).

Из указанного выше также следует, что для адекватной интерпретации экспериментальных данных необходимо раздельное определение критической концентрации и минимальной эффективной подвижности. Для этого, очевидно, необходимо одновременное измерение коэффициента Холла и электропроводности, как это было сделано, например, в полупроводниках n -GaAs [24–26], p -Ge [27] и CdSnAs₂(Cu) [1–6].

Отметим, что малые величины электропроводности при $T < 5$ К в образце № 2 p -CdSnAs₂(Cu) (табл. 2) обусловлены тем, что уровень Ферми находится не в середине, а вблизи краев зоны проводимости и глубокой акцепторной зоны [20], деформированных крупномасштабными (туннельно непрозрачными) флуктуациями потенциала. В сильно легированных компенсированных полупроводниках случайный потенциал формируется при коррелированном расположении заряженных примесей, что существенно, на несколько порядков, занижает величину критической концентрации носителей заряда. Очевидно, при корреляции всегда $N^{eff} < N$. Например, в CdSnAs₂(Cu) N^{eff} и соответственно n_C при андерсоновской локализации на два порядка меньше, чем N .

Переходы металл–изолятор происходят в слабо легированных полупроводниках в системе хаотически расположенных примесных центров (переход Мотта), а в сильно легированных компенсированных полупроводниках — в окрестности порога подвижности (квазиклассический вариант перехода Андерсона), т.е. в той или иной степени в неупорядоченных средах. Необходимо отметить, что роль беспорядка возрастает с понижением температуры, зависит от давления и вблизи температуры абсолютного нуля может стать определяющей. В этом случае переход массивного образца в проводящее состояние определяется связностью металлизированных областей, т.е. когда образуется бесконечный кластер, пронизывающий весь образец: переход металл–изолятор определяется решением континуальной задачи теории протекания, согласно которому электропроводность как функция управляющего параметра растет от нулевого значения непрерывно [18,20].

3. Заключение

Концепция минимальной металлической подвижности носителей заряда — правило Иоффе–Регеля — носит универсальный характер, при электронных фазовых переходах металл–диэлектрик как в слабо, так и в сильно легированных полупроводниках скачкообразно от конечной к нулевой величине изменяется подвижность носи-

телей заряда. Непрерывный от $\sigma_{\min} = 0$ рост электропроводности в сильно легированных полупроводниках при фазовом переходе диэлектрик–металл обусловлен удалением уровня Ферми от уровня протекания и соответственно возрастанием концентрации делокализованных носителей заряда от нулевой величины.

Концепция минимальной металлической проводимости выполняется лишь в слабо легированных полупроводниках. Однако и в слабо легированных полупроводниках может наблюдаться сглаженная, от близкой к нулю величины, зависимость электропроводности от управляющего параметра, обусловленная наличием беспорядка различной природы.

Часть изложенных выше результатов представлена на VIII Российской конференции по физике полупроводников „Полупроводники-2007“ [28] и на Joint 21st AIRAPT and 45th EHPRG International Conference, Catania, Italy [29].

Список литературы

- [1] И.К. Камилов, М.И. Даунов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов. Письма в ЖЭТФ **54**, 10, 589 (1991).
- [2] И.К. Камилов, М.И. Даунов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов. ЖЭТФ **104**, 1(7), 2436 (1993).
- [3] М.И. Даунов, И.К. Камилов, В.А. Елизаров. ФТТ **37**, 8, 2276 (1995).
- [4] М.И. Даунов, И.К. Камилов, А.Б. Магомедов. ЖЭТФ **111**, 2, 562 (1997).
- [5] М.И. Даунов, И.К. Камилов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. ДАН **357**, 612 (1997).
- [6] M.I. Daunov, I.K. Kamilov, A.B. Magomedov. Phys. Status Solidi B **211**, 553 (1999).
- [7] М.И. Даунов, И.К. Камилов, С.Ф. Габиров. ФТП **40**, 5, 536 (2006).
- [8] М.И. Даунов, И.К. Камилов, С.Ф. Габиров, А.Б. Магомедов. Изв. вузов. Физика **7**, 20 (2008).
- [9] И.К. Камилов, М.И. Даунов, С.Ф. Габиров. ДАН **419**, 1, 35 (2008).
- [10] S.F. Gabibov, M.I. Daunov, I.K. Kamilov, A.B. Magomedov. Joint 21st AIRAPT and 45th EHPRG Int. Conf. on high pressure science and technology. J. Phys. Conf. Ser. **121**, 022 005 (2008).
- [11] I.K. Kamilov, M.I. Daunov, S.F. Gabibov, A.B. Magomedov. Joint 21st AIRAPT and 45th EHPRG Int. Conf. on high pressure science and technology. J. Phys. Conf. Ser. **121**, 022 006 (2008).
- [12] М.И. Даунов, И.К. Камилов, С.Ф. Габиров. ФТП **43**, 2, 180 (2009).
- [13] М.И. Даунов, И.К. Камилов, С.Ф. Габиров. ФТВД **19**, 1, 182 (2009).
- [14] И.М. Лифшиц. УФН **83**, 617 (1964).
- [15] A.F. Ioffe, A.R. Regel. Prog. Semicond. **4**, 237 (1960).
- [16] N.F. Mott. Phil. Mag. **29**, 513 (1974).
- [17] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Наука, М. (1977). 672 с.
- [18] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979). 416 с.
- [19] Д.Н. Бычковский, О.В. Константинов, Б.В. Царенков. ФТП **29**, 1, 152 (1995).
- [20] А.Г. Забродский, С.А. Немов, Ю.И. Равич. Электронные свойства неупорядоченных систем. Наука, СПб. (2000). 72 с.
- [21] И.М. Цидильковский. Переходы металл–диэлектрик в магнитном поле. УрО РАН, Екатеринбург (2000). 288 с.
- [22] Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, А.Г. Забродский. ФТТ **46**, 6, 1071 (2004).
- [23] В.Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. Физматлит, М. (2005). 232 с.
- [24] О.В. Емельяненко, Т.С. Лагунова, Д.Н. Наследов. ФТТ **3**, 198 (1961).
- [25] О.В. Емельяненко, Т.С. Лагунова, Д.Н. Наследов, Г.Н. Талалакин. ФТТ **7**, 1215 (1965).
- [26] H. Fritzsche, M. Cuevas. Phys. Rev. **119**, 1238 (1960).
- [27] R. Rentzsch, K.J. Friedland, A.N. Ionov, M.N. Matveev, I.S. Shlimak, C. Gladun, H. Vinzelberg. Phys. Status Solidi B **137**, 691 (1986).
- [28] С.Ф. Габиров, М.И. Даунов. Тез. докл. VIII Рос. конф. по физике полупроводников „Полупроводники-2007“. Екатеринбург (2007). 76 с.
- [29] S.F. Gabibov, M.I. Daunov, I.K. Kamilov. Book of Abstracts Joint 21st AIRAPT and 45th EHPRG Int. Conf. on high pressure science and technology. Catania, Italy (2007). P. 195.