

# Об электронных фазовых переходах металл—диэлектрик в полупроводниках

© М.И. Даунов<sup>¶</sup>, И.К. Камиллов, С.Ф. Габитов

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,  
367003 Махачкала, Россия

(Получена 28 апреля 2005 г. Принята к печати 7 октября 2005 г.)

Обсуждаются недостаточно исследованные аспекты проблемы электронных фазовых переходов металл—диэлектрик в полупроводниках: влияние гибридизации резонансных квазилокализованных примесных состояний с состояниями зонного континуума на этот переход; влияние всестороннего давления на характер перехода; особенности превращения металл—диэлектрик в слабо легированных узкозонных и широкозонных полупроводниках в системе водородоподобных примесей в области промежуточного легирования; андерсоновская локализация в сильно легированных полупроводниках. Определены минимальные металлические проводимости в  $p$ -CdSnAs<sub>2</sub>(Cu) при переходах Мотта и Андерсона. Приведены фазовые диаграммы.

PACS: 64.70.Kb, 71.30.+h

## 1. Введение

Одной из актуальных задач физики твердого тела является теоретическое и экспериментальное исследование поведения вещества в окрестности фазового перехода металл—диэлектрик. Однако важные аспекты проблемы, обсуждаемые далее, при теоретическом анализе остаются не выясненными до настоящего времени из-за отсутствия малого параметра в области промежуточного легирования, где как раз и происходит превращение, наличия беспорядка различной природы в реальных объектах и сложности процесса, определяемого комплексным воздействием целого ряда факторов. В частности, как отмечено в [1], совершенно не изучена безусловно интересная проблема гибридизации резонансных примесных состояний с делокализованными состояниями зонного континуума. Неоднозначно и непоследовательно трактуется механизм фазового перехода металл—диэлектрик в полупроводниках в промежуточной области легирования водородоподобными примесями [2–6] (см. далее). Требуют уточнения и экспериментального исследования критерий андерсоновской локализации в сильно легированных полупроводниках, концепция минимальной металлической проводимости, характер влияния эффективного внешнего воздействия всестороннего давления на переход металл—диэлектрик. Очевидно, значение экспериментального исследования, анализ и обобщение полученных результатов с учетом достижений теории являются определяющими.

Данная работа посвящена обсуждению отмеченных выше аспектов проблемы электронных фазовых переходов металл—диэлектрик в полупроводниках, не связанных с изменением симметрии кристаллической решетки, и формированию целостной картины превращения в системе водородоподобных примесей в концентрационном интервале от  $N_i = N_C$  до  $N_i^{1/3} \cdot a_B \gg 1$  и  $0 < K < 1$  ( $N_i$  — концентрация основных примесей,  $N_C$  — кри-

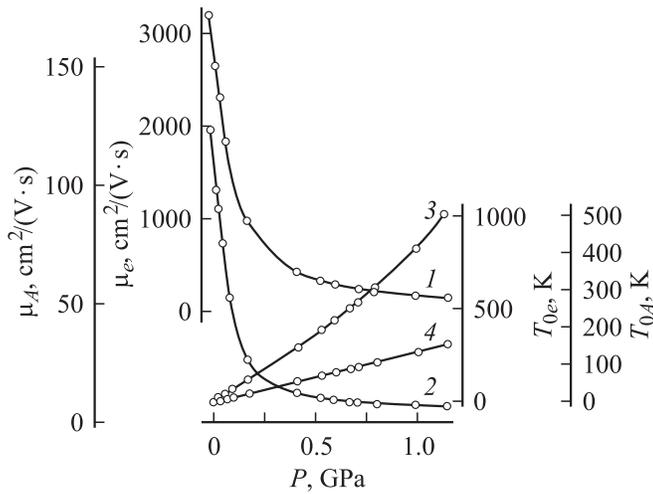
стическая концентрация,  $a_B$  — эффективный боровский радиус,  $K$  — коэффициент компенсации).

## 2. Результаты и их обсуждение

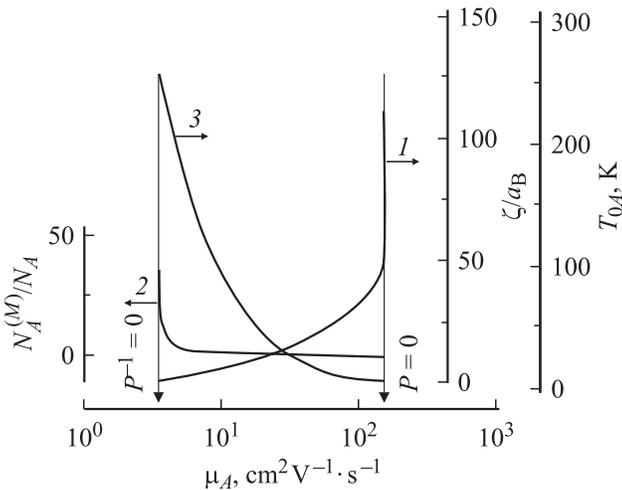
**2.1.** Вопрос о влиянии гибридизации локализованных резонансных состояний с состояниями зонного континуума на характер перехода металл—диэлектрик особенно выпукло был обозначен при изучении бесщелевых полупроводников [1]. С целью экспериментального исследования этого аспекта проблемы более удобными объектами являются квазибесщелевые полупроводники CdSnAs<sub>2</sub>(Cu) [7–9], InAs [10], InSb(Cr) [11], Ge(Au,Sb) [12], у которых на хвосте плотности состояний зоны проводимости расположена глубокая акцепторная зона. При определенном уровне легирования и компенсации при атмосферном давлении уровень Ферми попадает в область делокализованных состояний. Делокализация дырок акцепторной зоны обусловлена гибридизацией состояний резонансной акцепторной зоны с состояниями зоны проводимости — резонансно-гибридизационная версия перехода Мотта [13]. С возрастанием всестороннего давления  $P$  зона проводимости удаляется от акцепторной зоны со скоростью, равной приблизительно барическому коэффициенту ширины запрещенной зоны, и электроны перетекают из зоны проводимости в акцепторную зону. По мере разведения зон наблюдается одновременная локализация электронов зоны проводимости в ямах крупномасштабного флуктуационного потенциала (андерсоновская локализация) и дырок акцепторной зоны на примесных центрах (резонансно-гибридизационная версия перехода Мотта).

На рис. 1, 2 приведены барические зависимости некоторых характеристических параметров носителей заряда электронов зоны проводимости и дырок акцепторной зоны для образца 14D-1  $p$ -CdSnAs<sub>2</sub>(Cu) с концентрациями избыточных акцепторов  $1.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , глубоких акцепторных центров  $N_A = 3.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и коэффициентом

<sup>¶</sup> E-mail: a.mollaev@mail.ru



**Рис. 1.** Барические зависимости подвижности электронов  $\mu_e$  (1) и дырок акцепторной зоны  $\mu_A$  (2), параметров прыжковой проводимости с переменным шагом электронов  $T_{0e}$  (3) и дырок акцепторной зоны  $T_{0A}$  (4) при 4.2 К в образце 14D-1  $p$ -CdSnAs<sub>2</sub>(Cu).



**Рис. 2.** Зависимости нормализованного радиуса локализации  $\xi/a_B$  ( $\xi \rightarrow \infty$  при  $P \rightarrow 0$  и  $\xi \rightarrow a_B$  при  $P \rightarrow \infty$ ) — кривая 1 и пороговой концентрации акцепторов  $N_A^{(M)}/N_A$  ( $N_A^{(M)} \rightarrow N_A$  при  $P \rightarrow 0$  и  $N_A^{(M)} \gg N_A$  при  $P \rightarrow \infty$ ) — кривая 2, параметра  $T_{0A}$  ( $T_{0A} \rightarrow 0$  при  $P \rightarrow 0$ ) от холловской подвижности дырок акцепторной зоны в образце 14D-1  $p$ -CdSnAs<sub>2</sub>(Cu).

компенсации  $K = 0.999$ , рассчитанных по температурным, полевым и барическим зависимостям удельного сопротивления, коэффициента Холла и поперечного магнитосопротивления [7–9,13]. Было установлено, что от 2 К вплоть до 40 К температурные зависимости эффективных подвижностей электронов зоны проводимости ( $\mu_e$ ) и дырок акцепторной зоны ( $\mu_A$ ) описываются моттовским законом

$$\mu_{e,A} \propto \exp\{-(T_{0e,A}/T)^{1/4}\}. \quad (1)$$

Постоянные параметры  $T_{0e}$  и  $T_{0A}$  в пределе  $P \rightarrow 0$  стремятся к нулевой величине, т.е. наблюдается переход диэлектрик–металл (рис. 1, 2). Переход этот обусловлен в системе электронов зоны проводимости увеличением их концентрации и соответственно перемещением уровня Ферми выше уровня протекания, а в системе акцепторов наложением их состояний на зонный континуум и гибридизацией состояний — резонансно-гибридизационная версия перехода Мотта [13].

При  $T_{0e,A} \approx 0$  вблизи нормального давления, т.е. на границе перехода диэлектрик–металл, экстраполицией из температурного интервала (2–5) К к нулевой температуре определены минимальные металлические проводимости и эффективные подвижности электронов зоны проводимости  $\sigma_e = 4.3 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  (концентрация электронов  $n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ),  $\mu_e = 2750 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  и дырок акцепторной зоны  $\sigma_A = 6.1 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  (концентрация дырок  $p = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ),  $\mu_A = 155 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Отметим, что столь малые величины  $\sigma_e$  и  $\sigma_A$  обусловлены тем, что уровень Ферми находится не в середине, а вблизи краев зоны проводимости и акцепторной зоны [5]. Согласно (1), очевидно, при  $T_{0e,A} > 0$  и  $T \rightarrow 0$  электропроводности  $\sigma_e \rightarrow 0$  и  $\sigma_A \rightarrow 0$ . Таким образом, при температуре абсолютного нуля в момент пересечения уровня Ферми с границей делокализованной области электропроводности  $\sigma_e$  и  $\sigma_A$  скачком обращаются в нуль.

На рис. 2 приведены графики зависимости нормализованного радиуса состояния дырки на акцепторе  $\xi/a_B$  и пороговой концентрации акцепторов  $N_A^{(M)}/N_A$  в образце  $p$ -CdSnAs<sub>2</sub>(Cu) от давления и соответственно от эффективной подвижности дырок акцепторной зоны. Величина  $\mu_A$  характеризует степень локализации дырок акцепторной зоны и с ростом давления от  $10^{-4}$  ГПа („металл“) до бесконечно большой величины („диэлектрик“) убывает от 150 до  $3.5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Видно, что пороговая концентрация акцепторов  $N_A^{(M)}$  при убывании  $\xi$  от  $\xi = \infty$  к  $\xi = a_B$  — при возрастании давления и убывании плотности состояний зоны проводимости в окрестности уровня примесного центра — увеличивается от  $N_A^{(M)} = N_A$  до  $N_A^{(M)} \gg N_A$ . Оценки проведены по формулам

$$\ln \frac{\rho_H}{\rho_0} \propto \xi^4 \left( \frac{T_0}{T} \right)^{3/4}, \quad (2)$$

$$\frac{\xi}{a_B} = \left( \frac{N_A^{(M)}}{N_A^{(M)} - N_A} \right)^{0.6}, \quad (3)$$

приведенным в [14], с использованием данных о магнитосопротивлении  $\rho_H/\rho_0$  в слабых полях в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [8].

**2.2.** Всестороннее давление, вследствие сокращения расстояния между примесными центрами и соответственно возрастания их концентрации  $N_i$  — объемно-концентрационный эффект [15], способствует „металлизации“ полупроводников. Однако увеличение  $N_i$  не превосходит 2–3% на 1 ГПа. В полупроводниках с

положительным барическим коэффициентом ширины запрещенной зоны  $dE_g/dP > 0$  с ростом давления значительно сильнее изменяется эффективный боровский радиус, причем в широкозонных полупроводниках главным образом из-за убывания диэлектрической проницаемости  $\chi(P)$ , а в узкозонных полупроводниках  $n$ -типа в основном вследствие возрастания эффективной массы электронов.

Этот эффект особенно сильно проявляется в алмазоподобных прямозонных с кейновским законом дисперсии узкозонных полупроводниках  $n$ -типа III–V InSb, InAs и II–IV–V<sub>2</sub> CdSnAs<sub>2</sub>, CdGeAs<sub>2</sub>. В этих полупроводниках с учетом полученной экспериментально барической зависимости диэлектрической проницаемости [16]

$$a_B = a_{B0} [(1 + (d\varepsilon_g/dP)P/\varepsilon_{g0})(1 + \Theta P/\varepsilon_{g0})]^{-1}. \quad (4)$$

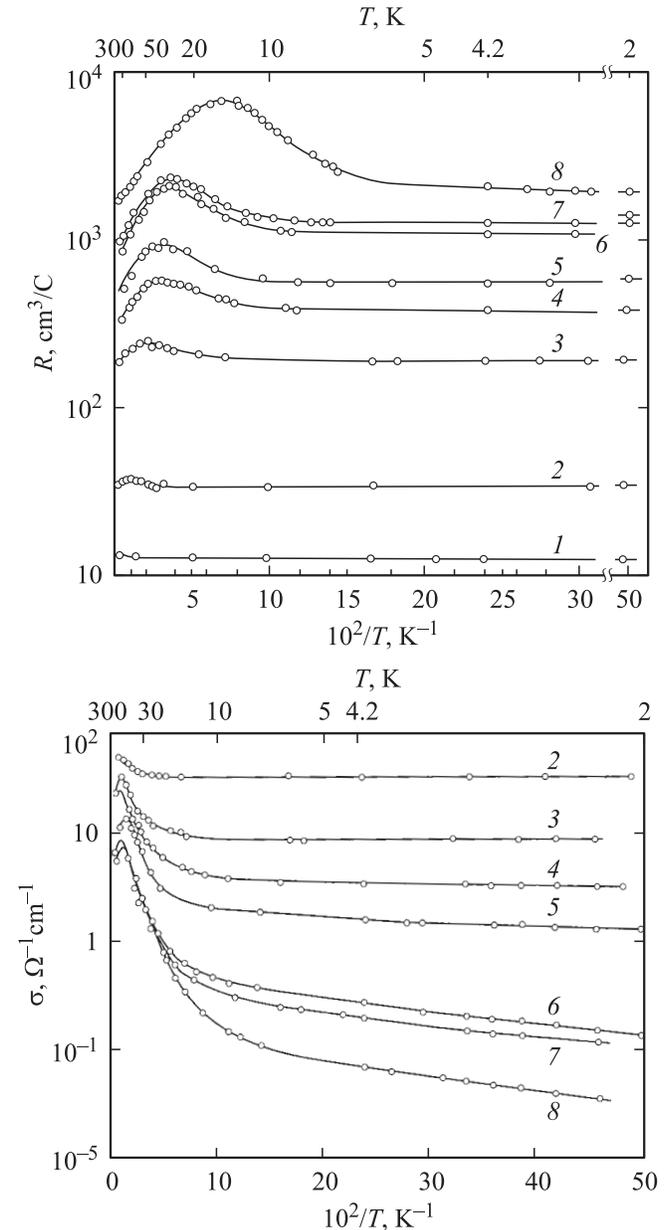
Здесь  $\varepsilon_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\Theta = 0.025$  эВ/ГПа, значок „0“ соответствует атмосферному давлению. Согласно (2), в  $n$ -InSb, например, при увеличении давления до 1 ГПа  $a_B$  убывает в 1.9,  $N_i$  возрастает в 7 раз, энергия основного состояния донора возрастает более чем в 2 раза.

Таким образом, имеет место выраженная тенденция к локализации электронов, т.е. наблюдается эффект барического „вымораживания“ электронов на доноры (аналог эффекта магнитного „вымораживания“), как, например, в ZnO [17], и, очевидно, в окрестности перехода может реализоваться фазовое превращение.

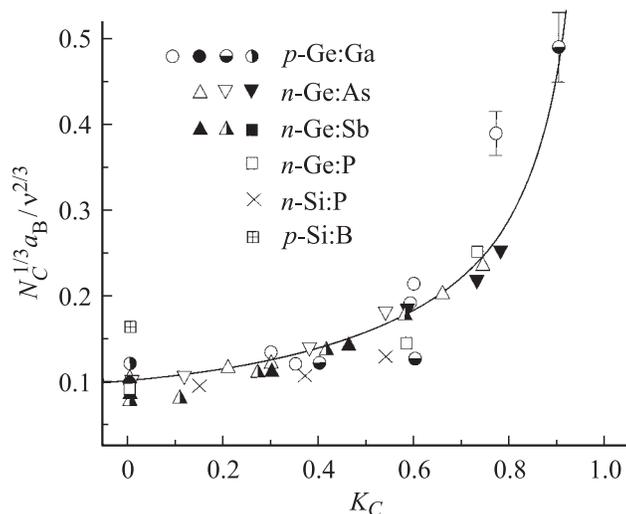
**2.3.** Из экспериментальных данных [2,6,14,18–20] следует, что переход от активационной проводимости к металлической (переход Мотта) происходит в широкозонных полупроводниках при концентрации водородоподобных примесей  $N_M \approx 0.02 \cdot a_B^{-3}$ . При этом в широкозонных полупроводниках Ge [6,14,20], GaAs [2,18,19] и др. возникает промежуточная область концентраций  $0.02 < N_M \cdot a_B^{-3} \leq 0.5$ , которую по причине делокализации электронов нельзя отнести к области слабого легирования и в которой концентрация примесей меньше критической величины  $N_{hd}$ , когда примесная зона сливается с собственной зоной, образуя единую зону распространяющихся состояний. В концентрационном интервале  $N_M < N_i < N_{hd}$  экстремум на температурной зависимости коэффициента Холла еще наблюдается (энергия  $\varepsilon_1 > 0$ ), тогда как при более низких температурах электропроводность от температуры уже не зависит (энергия  $\varepsilon_3 = 0$ ) (рис. 3). В частности, в GaAs [2,18,19] переход от прыжковой проводимости по примесям к металлической проводимости происходит при  $N_M = (0.016 \pm 0.037) \cdot a_B^{-3}$ , а исчезновение экстремума на кривых  $R(T)$ , говорящее о слиянии зон, происходит в образцах  $n$ -типа при  $N_{hd} = 0.46 \cdot a_B^{-3}$ , а в образцах  $p$ -типа при  $N_{hd} = 0.12 \cdot a_B^{-3}$ . Таким образом, отношение  $N_{hd}/N_M \approx 10$ . Приблизительно такое же соотношение между этими параметрами наблюдается и в Ge [14,20].

Рассмотренная ситуация качественно адекватно описывается в [3], тогда как авторы [4] при теоретическом анализе исходят, вопреки данным эксперимента

из приближения  $N_M = N_{hd}$ . По мнению авторов [4], критикующих подходы, развиваемые в [3], „невозможно представить себе механизм расщепления мелких донорных уровней в примесную зону заметной ширины, а тем более слияние этой зоны с зоной проводимости“. При этом игнорируются эффекты классического и „естественного“ уширения уровня и экранирования потенциала примесного центра делокализованными носителями заряда, возникшими до перехода в состояния сильного легирования.



**Рис. 3.** *a* — зависимость коэффициента Холла от температуры в кристаллах GaAs  $n$ -типа с мелкими водородоподобными уровнями [2,18,19]. Номера образцов соответствуют концентрациям: 1 —  $4.5 \cdot 10^{17}$ , 2 —  $1.7 \cdot 10^{17}$ , 3 —  $3 \cdot 10^{16}$ , 4 —  $1.3 \cdot 10^{16}$ , 5 —  $1.3 \cdot 10^{16}$ , 6 —  $7.1 \cdot 10^{15}$ , 7 —  $6.4 \cdot 10^{15}$ , 8 —  $3.5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. *b* — зависимость электропроводности от температуры для тех же образцов  $n$ -GaAs, что на рис. 3, *a*.



**Рис. 4.** Зависимость критической концентрации  $N_C$  доноров (акцепторов) в Ge и Si от степени их компенсации  $K_C$ . Точки — экспериментальные данные (см. [6]). Сплошная линия — расчет [6].

Итак, переход диэлектрик–металл в широкозонных полупроводниках обусловлен квантовым перекрытием волновых функций носителей заряда на примесном центре. Причиной уменьшения энергии активации примесных уровней и слияния зон является главным образом экранировка потенциала примесного центра уже делокализованными после перехода Мотта по примесной зоне носителями заряда, концентрация которых растет с увеличением  $N_i$ .

Количественный анализ области промежуточного легирования (и промежуточной компенсации) затруднителен и в монографии [14], например, по причинам, отмеченным выше, не проводится. В недавно опубликованной работе [6] определена зависимость критической концентрации  $N_C$  основной примеси, связанной с переходом металл–изолятор, от степени ее компенсации в области промежуточного легирования. Результат расчета зависимости  $N_C(K_C)$  ( $K_C$  — коэффициент компенсации) показан сплошной линией на рис. 4, где также приведены известные авторам [6] экспериментальные данные.

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  $N_i < N_M$ . Ближайшие к краю собственной зоны состояния примесной зоны сливаются с состояниями зонного континуума и гибридизуются. Появившиеся свободные носители заряда экранируют потенциал примесного центра. Энергия ионизации локализованных уровней убывает. С ростом  $N_i$  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. Уместно

отметить, что „металлическая“ проводимость в электронных узкозонных полупроводниках наблюдается при концентрациях примеси  $N_C < N_M$ . В  $n$ -InSb, например, „металлическая“ проводимость наблюдается при критической концентрации  $N_C$ , меньшей, чем  $N_M$ , примерно на 2 порядка.

**2.4.** Обратному переходу от металлической проводимости к активационной в сильно легированных полупроводниках (после слияния примесной и собственной зон) под действием компенсации в приближении

$$N^{1/3} \cdot a_B \gg 1 \quad (5)$$

соответствует критическая концентрация электронов [14]

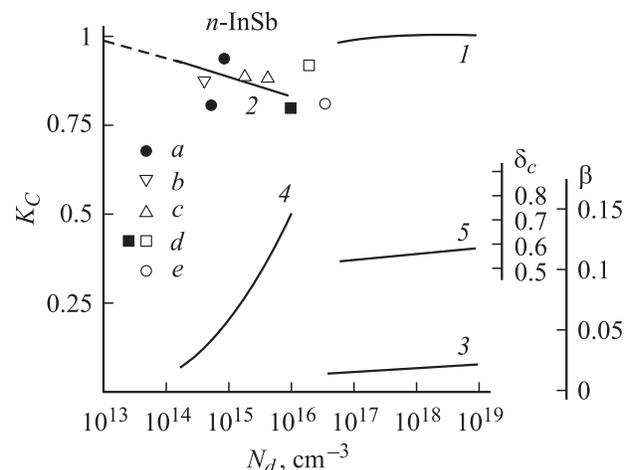
$$n_C = \beta \cdot N_C^{2/3} \cdot a_B^{-1}. \quad (6)$$

Численный коэффициент  $\beta$  был определен в [22]:

$$\beta = 2(3\pi)^{-4/3} \delta_C^3, \quad \delta_C^{-1} = 1 + 0.86(N_d^{1/3} \cdot a_B)^{-1/12}. \quad (7)$$

Здесь  $N_C = N_a + N_d$ ,  $N_a$  и  $N_d$  — концентрации акцепторов и доноров,  $\delta_C = E_F/\gamma_C = E_p/\gamma_C$ ,  $\gamma$  — типичное значение амплитуды случайного потенциала.

После слияния примесной зоны с собственной зоной возникает широкая промежуточная область концентрации примесей, которую нельзя отнести к области слабого легирования и в которой не выполняется условие (5). Для описания промежуточной области использованы экспериментальные данные в  $n$ -InSb (рис. 5). На рис. 5 приведены также вычисленные по (6), (7) в приближении (5) значения  $n_C$ ,  $\delta_C$  и  $\beta$  в зависимости от  $N_d$  в  $n$ -InSb. Видно, что по мере приближения к пороговой концентрации слияния примесной зоны с зоной проводимости  $N_d \rightarrow N_{hd}$  коэффициент компенсации  $K_C \rightarrow 1$  и



**Рис. 5.** Фазовая диаграмма перехода металл–диэлектрик в сильно легированном компенсированном полупроводнике  $n$ -InSb. Зависимости:  $K_C = [1 - (n_C/N_d)]$  — кривые 1, 2;  $\beta$  — кривые 3, 4;  $\delta_C$  — кривая 5 от концентрации мелких доноров. 1, 3 и 5 рассчитаны по (6), (7). 2, 4 — эксперимент:  $a$  — [23],  $b$  — [24],  $c$  — [25],  $d$  — [26],  $e$  — [27]. Штриховая линия — экстраполяция.

$n_C \rightarrow 0$ . Коэффициент  $\beta$  в (6) стремится соответственно к нулевому значению.

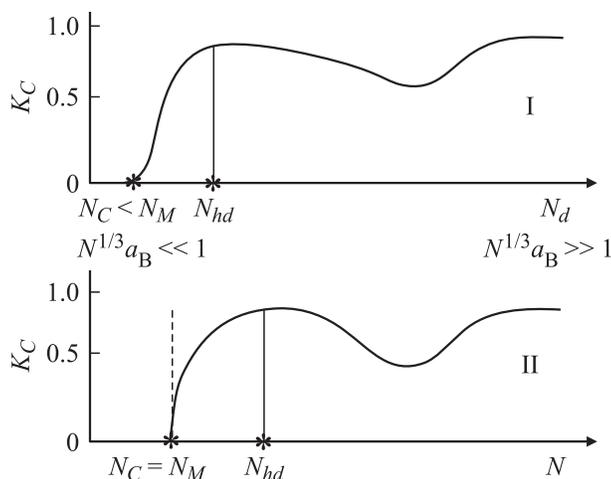
Из сопоставления экспериментальных данных и теории (рис. 5) следует, что при возрастании  $N_d$  от  $N_{hd}$  коэффициент компенсации убывает, проходит через минимум вблизи  $N_d^{1/3} \cdot a_B \approx 1$  и далее растет. Коэффициент  $\beta$  соответственно растет от нулевой величины, проходит через максимум, убывает до значения 0.02 и далее также растет.

### 3. Заключение

Всестороннее давление, несмотря на сокращение расстояния между примесными центрами и соответственно возрастания их концентрации, в полупроводниках с положительным значением барического коэффициента ширины запрещенной зоны обуславливает локализацию электронов на водородоподобных примесных центрах из-за убывания их эффективного боровского радиуса — эффект барического „вымораживания“.

Экспериментально показано, что при возрастании плотности состояния зонного континуума в окрестности глубокого резонансного уровня (зоны) наблюдается переход диэлектрик—металл — резонансно-гибридизационная версия перехода Мотта.

Электронный фазовый переход металл—диэлектрик в слабо легированных полупроводниках в системе водородоподобных примесей происходит по двум сценариям: 1) в широкозонных полупроводниках по примесной зоне вследствие квантового уширения уровня до ее слияния с собственной зоной — переход Мотта; 2) в узкозонных полупроводниках  $n$ -типа в результате наложения состояний примесной зоны на зонный континуум — резонансно-гибридизационная версия перехода Мотта.



**Рис. 6.** Фазовая диаграмма: зависимости критической величины коэффициента компенсации от концентрации водородоподобных доноров в узкозонных (I) и водородоподобных доноров (акцепторов) в широкозонных (II) полупроводниках.  $N_{hd}$  — концентрация доноров (акцепторов), при которой примесная зона сливается с собственной зоной.

Стимулирующую роль в слиянии примесной и собственной зон в обоих случаях играет экранировка потенциала примесного центра появившимися свободными носителями заряда.

В области промежуточного легирования (до слияния зон) обратный переход металл—диэлектрик происходит при критической величине коэффициента компенсации  $K_C$ , возрастающей от нулевого значения к величине, близкой к единице, с ростом  $N$  от  $N_C$  до  $N_{hd}$ .

В области сильного легирования (после слияния зон) с ростом концентрации примесей  $K_C$  убывает от величины, близкой к единице, проходит через минимум и далее  $K_C \rightarrow 1$ .

Фазовые диаграммы на рис. 6 суммируют приведенные выше результаты о механизме электронного фазового перехода металл—диэлектрик в реальных полупроводниках в диапазоне изменения концентрации водородоподобной примеси от  $N^{1/3} \cdot a_B \ll 1$  до  $N^{1/3} \cdot a_B \gg 1$ . При этом учитывались как экспериментальные данные для Ge, Si и  $n$ -InSb (рис. 4, 5), так и результаты количественного анализа.

Часть изложенных в данной работе результатов была представлена на международных конференциях [28,29].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-16608).

### Список литературы

- [1] И.М. Цидильковский. *Бесщелевые полупроводники* (М., Наука, 1986).
- [2] Ф.П. Кесаманлы, Ю.М. Бурдуков, Ф.М. Гашимзаде, Ю.А. Гольдберг. *Арсенид галлия. Получение, свойства и применение*, под ред. Ф.П. Кесаманлы, Д.Н. Наследова (М., Наука, 1973).
- [3] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [4] Д.Н. Бычковский, О.В. Константинов, Б.В. Царенков. *ФТП*, **29** (1), 152 (1995).
- [5] А.Г. Забродский, С.А. Немов, Ю.И. Равич. *Электронные свойства неупорядоченных систем* (СПб., Наука, 2000).
- [6] Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, А.Г. Забродский. *ФТТ*, **46** (6), 1071 (2004).
- [7] И.К. Камилов, М.И. Даунов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов. *ЖЭТФ*, **104**, вып. 1(7), 2436 (1993).
- [8] M.I. Daunov, I.K. Kamilov, A.B. Magomedov. *Phys. Status Solidi B*, **211**, 553 (1999).
- [9] М.И. Даунов, И.К. Камилов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. *Докл. РАН*, **357** (5), 612 (1997).
- [10] М.И. Даунов, И.К. Камилов, А.Б. Магомедов, А.Ш. Киракосян. *ФТП*, **33** (1), 36 (1999).
- [11] В.В. Попов, М.Л. Шубников, С.С. Шалыт, В.В. Косарев. *ФТП*, **11**, 1914 (1977).
- [12] М.И. Даунов, И.К. Камилов, С.Ф. Габитов. *ФТП*, **35** (1), 58 (2001).
- [13] И.К. Камилов, М.И. Даунов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов. *Письма ЖЭТФ*, **54** (10), 589 (1991).

- [14] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [15] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, А.Э. Рамазанова. ФТП, **19** (5), 936 (1985).
- [16] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, А.Э. Рамазанова. Изв. вузов. Физика, № 8, 98 (1986).
- [17] Р.К. Арсланов, М.М. Гаджиалиев, М.И. Даунов, Е.В. Кортунова, П.П. Хохлачев, П.П. Шванский. Физика и техн. высоких давлений, **15** (2), 56 (2005).
- [18] О.В. Емельяненко, Т.С. Лагунова, Д.Н. Наследов, Г.Н. Талалакин. ФТТ, **7**, 1315 (1965).
- [19] О.В. Емельяненко, Т.С. Лагунова, Д.Н. Наследов. ФТТ, **3**, 198 (1961).
- [20] H. Fritzsche, M. Cuevas. Phys. Rev., **119**, 1238 (1960).
- [21] Н.Н. Волокобинская, В.В. Галаванов, Д.Н. Наследов. ФТТ, **1**, 755 (1959).
- [22] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, В.А. Елизаров. ФТТ, **37** (8), 2276 (1995).
- [23] Н.Г. Яременко. ФТП, **9** (5), 840 (1975).
- [24] E.H. Putly. Semicond. Semimet. (N.Y.), **1**, 289 (1966).
- [25] D.J. Somerford. J. Phys. Ser. C, **4**, 1570 (1971).
- [26] Е.М. Гершензон, В.А. Ильин, И.Н. Куриленко, А.Б. Литвак-Горская. ФТП, **9** (7), 1324 (1975).
- [27] Б.А. Аронзон, Н.К. Чумаков. ФТТ, **31** (4), 10 (1989).
- [28] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, С.Ф. Габибов. Тез. докл. III Межд. конф. „Фазовые превращения при высоких давлениях“ (Черноголовка, 2004) с. 23.
- [29] M.I. Daunov, I.K. Kamilov, R.K. Arslanov, S.F. Gabibov, D.M. Daunova. Abst. Joint EHPRG'42 and COST Action D30 Meeting „Advances on high pressure research“ (Lausanne, Switzerland, 2004) p. 75.

Редактор Л.В. Беляков

## About electron metal–dielectric phase transitions in semiconductors

M.I. Daunov, I.K. Kamilov, S.F. Gabibov

Institute of Physics of Daghestan Science Center,  
Russian Academy of Sciences,  
367003 Makhachkala, Russia

**Abstract** There are discussed insufficiently investigated aspects of electron metal-dielectric phase transitions in semiconductors: the effect of the hybridization of resonance quasilocalized impure states with states of a band continuum upon the transition; the influence of hydrostatic pressure upon a character of the transition; features of metal-dielectric transition in weakly doped narrow- and wide-band semiconductors in the system of hydrogen-like impurities over the range of the intermediate doping; the Anderson's localization in heavily doped semiconductors. There are determined the lowest metal conductivities in  $p$ -CdSnAs<sub>2</sub>(Cu) at Mott and Anderson transitions. The phase diagrams are given.