

Влияние давления на электронный спектр арсенида индия

© И.К. Камиллов, С.Ф. Габиров, М.И. Даунов, А.Ю. Моллаев[¶]

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

(Получена 12 апреля 2011 г. Принята к печати 16 мая 2011 г.)

По данным о зависимостях коэффициента Холла и удельного сопротивления в объемных кристаллах *n*-, *p*-InAs и *p*-InAs(Mn) от гидростатического давления до 9 ГПа при 77 и 300 К исследована эволюция энергетического спектра электронов при изотропном сжатии кристаллической решетки. Определены энергетические промежутки между уровнями энергии мелких, глубоких и глубоких резонансных примесных центров, а также краями собственных зон и коэффициенты давления энергетических промежутков.

1. Введение

К актуальным проблемам физики полупроводников относится задача исследования примесного электронного спектра. Согласно общепринятому мнению [1], мелкой донорной (акцепторной) примесью считается примесь, уровень энергии которой находится в запрещенной зоне полупроводника и близок к дну зоны проводимости (потолку валентной зоны), т.е. энергия связи электрона (дырки) мала по сравнению с шириной запрещенной зоны. Однако это положение является необходимым, но недостаточным признаком для идентификации уровня дефекта как водородоподобного, так как и глубокий примесный центр при определенных условиях может также находиться вблизи края собственной зоны (см. далее). Таким образом, только лишь по данным феноменологического описания примесного центра с помощью энергии ионизации, сечения захвата и т.п. при атмосферном давлении идентифицировать примесный центр затруднительно. Ситуация осложняется, когда уровень энергии глубокого центра располагается в зонном континууме, т.е. является резонансным. В работах [2–4] по результатам экспериментальных данных о кинетических свойствах полупроводников при всестороннем давлении показано, что при изотропном сжатии кристаллической решетки, если энергия ионизации мелкого примесного центра практически остается постоянной (с поправкой на барическую зависимость эффективной массы плотности состояний носителей зарядов собственной зоны, с которой генетически он связан, и статической диэлектрической проницаемости), то коэффициент давления энергетического промежутка между зоной проводимости и уровнем энергии глубокого центра равен барическому коэффициенту ширины запрещенной зоны (с поправкой на энергетическую зависимость энергии потолка валентной зоны [3]). Пренебрежимо малая, на уровне погрешности эксперимента, зависимость энергии глубоких примесных центров относительно вакуума от всестороннего давления обусловлена тем, что их волновые функции следует строить по всей зоне Бриллюэна и характер воздействия давления на их энергию определяется эво-

люцией всей структуры энергетического спектра, а не только ближайшими одной или двумя зонами [5].

В связи с вышесказанным целесообразно исследование электронного спектра реальных полупроводников, подвергнутых воздействию всестороннего давления.

В данной работе приведены результаты количественного анализа экспериментальных данных о температурных, магнито-, электрополевых и барических зависимостях коэффициента Холла и электропроводности в объемных кристаллах специально не легированных *p*-InAs [6], *n*-InAs [7] и *p*-InAs(Mn) [8] и обобщены данные о влиянии изотропного сжатия кристаллической решетки на собственный и примесный энергетические спектры арсенида индия. Методика измерения описана в работах [7,9].

2. Результаты и обсуждение

Количественный анализ экспериментальных результатов проведен при комнатной температуре по следующим причинам. Уширением глубоких уровней при комнатной температуре можно пренебречь [10]. Кроме того, как отмечено в [6,9,11], при понижении температуры и убывании концентрации свободных носителей заряда влияние хаотического потенциала усиливается, что может привести к ошибочно вычисленным величинам коэффициентов давления. При расчетах использованы известные сведения о законе дисперсии, величинах эффективной массы электронов на дне зоны проводимости m_c/m_0 и дырок валентной зоны m_v/m_0 , ширины запрещенной зоны ε_g и спин-орбитального расщепления валентных зон Δ_s . Считалось, что величины Δ_s и m_v/m_0 не зависят от давления. Эффективная масса электронов на дне зоны проводимости равна [6]:

$$m_c/m_0 = 0.022 + 4.34 \cdot 10^{-3}P \quad (1)$$

(давление P в единицах ГПа).

2.1. *p*-InAs: концентрация избыточных акцепторов $N_{a \text{ ext}} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Ранее в узкозонных слабо легированных полупроводниках HgCdTe *p*-типа [12], InAs *p*-типа с концентрацией

[¶] E-mail: a.mollaev@mail.ru

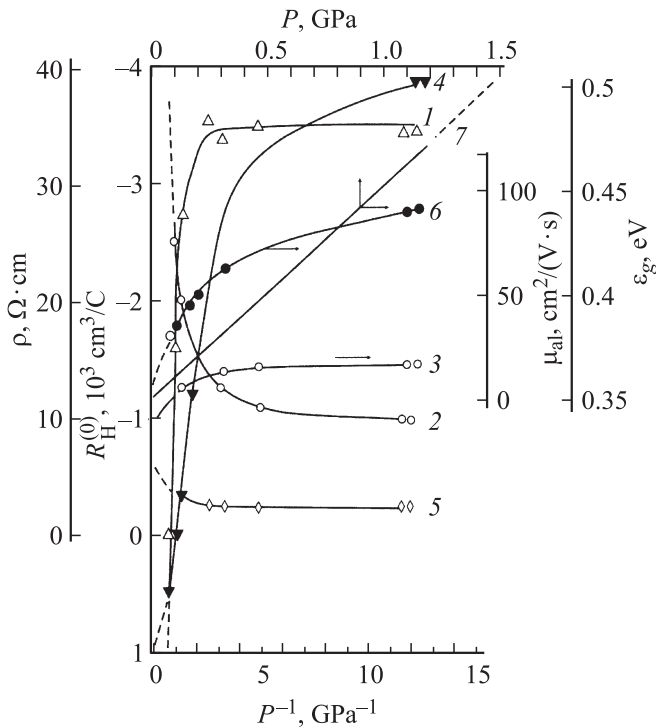


Рис. 1. Зависимости от давления коэффициента Холла в предельно слабом магнитном поле $R_H^{(0)}$ (кривые 1, 4), удельного сопротивления ρ (кривые 2, 5), подвижности дырок глубокой акцепторной зоны μ_{al} (3, 6) и ширины запрещенной зоны ϵ_g (7) при $T = 77.6$ (1–3) и 300 К (4–7) в образце 3 p -InAs. Экспериментальные данные (значки и сплошные линии) получены при подъеме давления, штриховые линии — экстраполяция.

избыточных акцепторов $N_{a \text{ ext}} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [13,14], облученных InSb [15], InSb(Cr) [3,16,17] и CdSnAs₂(Cu) [9,10,18–21] наблюдались ряд аномалий кинетических свойств при низких температурах, в частности участие в процессах переноса наряду с электронами зоны проводимости также „тяжелых“ электронов [12,21,22] и двухкратная инверсия знака R_H [12–15].

Анализируя эти данные, в [20,21] сделан вывод о единообразии электронного спектра в p -InAs с $N_{a \text{ ext}} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, облученных кристаллов InSb, InSb(Cr) и CdSnAs₂(Cu), определяемого влиянием крупномасштабного флуктуирующего потенциала и наличием глубокой акцепторной зоны, расположенной на хвосте плотности состояний зоны проводимости (в HgCdTe p -типа наличием акцепторной зоны, образованной вследствие уширения уровня энергии мелкого акцептора [12]). Поскольку бесщелевое состояние в этих веществах индуцировано дефектами, они получили название квазibesщелевых полупроводников [21].

Далее приведены данные о некоторых электрофизических свойствах кристаллов сильно легированного компенсированного полупроводника p -InAs с $N_{a \text{ ext}} \approx 23 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ при всестороннем давлении (рис. 1, таблица). Характерными особенностями являются инверсия знака коэффициента Холла с ростом давле-

ния, отсутствие области омичности на электрополевых зависимостях удельного сопротивления и коэффициента Холла, двойная инверсия знака коэффициента Холла в зависимости от температуры и его отрицательный знак при низких температурах и атмосферном давлении [6,13].

В образце 3 (рис. 1, таблица) $N_{a \text{ ext}} \approx N_{a1} \approx 2.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (N_{a1} — концентрация глубоких акцепторных центров). Специфичность ситуации и целесообразность проведения сопоставления с данными для образца 10 p -CdSnAs₂(Cu) с аналогичными характеристиками [20] явились причиной акцентирования нашего внимания на кинетических свойствах именно этого образца. Процедура вычисления эффективных характеристических параметров носителей заряда — подвижностей μ_c, μ_{a1}, μ_v и концентраций n_c, p_{a1}, p_v (здесь и далее индексы c, a, v относятся к зонам проводимости, акцепторной и валентной) и модельные представления применительно к p -CdSnAs₂(Cu) подробно изложены в работах [9,10,18–21]. Ввиду подобия кинетических свойств и единой природы рассматриваемых явлений в дырочных CdSnAs₂(Cu) и InAs с $N_{a \text{ ext}} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ далее приводится их краткое обсуждение.

При $T = 300$ К в отличие от $T = 77.6$ К зависимость $n_c(P)$ носит экспоненциальный характер. Поэтому применение закона дисперсии для идеального полупроводника в полупроводнике с флуктуирующим потенциалом, каким является сильно легированный компенсированный полупроводник (СЛКП) p -InAs, корректно [19–21]. Из результатов количественного анализа при 300 К следует:

$$\begin{aligned} \epsilon_{a1} &= (-0.13 - 9 \cdot 10^{-2}P) \text{ эВ}, \\ \epsilon_F &= (-0.17 - 9 \cdot 10^{-2}P) \text{ эВ}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь давление P — в единицах ГПа, $\epsilon_{a1}, \epsilon_F$ — энергии глубокого акцепторного уровня и Ферми (энергия отсчитывается вверх от края зоны проводимости).

В образце 3 коэффициент заселенности акцепторной зоны $K_{a1} = (N_{a1} - p_{a1})/N_{a1}$ убывает от 0.19 до 0 с убыванием температуры от 300 до 77.6 К. Таким образом, в процессах переноса наряду с дырками валентной зоны принимают участие носители заряда глубокой акцепторной зоны. Положение уровня Ферми фиксировано относительно уровня энергии глубокого акцептора статистикой дырок, так как $n_c \ll p_{a1}, p_v$ и энергетический промежуток между валентной и акцепторной зонами практически не зависит от давления. Полученные значения $d\epsilon_{a1}/dP \approx d\epsilon_g/dP - |\partial\epsilon_v/\partial P|$ (ϵ_g — ширина запрещенной зоны, ϵ_v — энергия края валентной зоны относительно абсолютного вакуума) и $m_p/m_0 = 0.44$ согласуются с известными данными [4,13,23].

С понижением температуры случайные колебания потенциала возрастают и ниже 100 К достигают значений порядка расстояния от невозмущенного края зоны проводимости до уровня Ферми, „вмороженного“ в акцепторную зону, т.е. формируется состояние типа сильно

Параметры образцов p -InAs*

T, K	Образец 3										Образец 4		
	$P, \text{ГПа}$	$R_H^{(0)}, \text{см}^3/\text{Кл}$	$\rho, \text{Ом} \cdot \text{см}$	$p_{a1}, 10^{16} \text{см}^{-3}$	$\mu_{a1}, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	p_{a1}/n_c	p_v/n_c	μ_c/μ_{a1}	μ_c/μ_v	$P, \text{ГПа}$	$R_H^{(0)}, \text{см}^3/\text{Кл}$	$\rho, \text{Ом} \cdot \text{см}$	
300	10^{-4}	-4000	1.67	1.84	95.5	$1.4 \cdot 10^2$	35.3	88.4	44.0	10^{-4}	-1800	1.53	
	1.46	520	3.76	1.84	41.0	$1.4 \cdot 10^4$	3500	186	33				
	∞	931	5.81	1.84	10.2	∞	∞	0	0	1.5	135	3.76	
77.6	10^{-4}	-3450	9.09	2.26	25.3	915	7	133	18.7	10^{-4}	-3340	4.92	
	1.1	-1560	25	2.26	9.03	2570	19.8	179	9.0				
	∞	36000	200	2.26	0	∞	∞		0	1.17	-6432	45.64	

Примечание. * $R_H^{(0)}$ — коэффициент Холла в предельно слабом магнитном поле; p_{a1}, p_v, n_c — концентрации дырок акцепторной и валентной зон, электронов зоны проводимости; μ_{a1}, μ_v, μ_c — подвижности дырок акцепторной и валентной зон, электронов зоны проводимости.

легированного полностью компенсированного полупроводника (СЛПКП) [1]. Концентрация электронов в этом случае при $T \rightarrow 0$ стремится к конечной величине.

Итак, формирование состояния типа СЛПКП в квазибесщелевом полупроводнике естественно объясняет аномальный характер зависимости $R_H(T)$ при низких температурах и отрицательный знак R_H . Подчеркнем, что точка зрения на природу необычной зависимости $R_H(T)$ и $R_H < 0$ при низких температурах в p -InAs, объясняющая эти явления образованием вырожденного поверхностного слоя n -типа с объемной концентрацией электронов порядка 10^{18}см^{-3} [12–14], противоречит барическим зависимостям кинетических коэффициентов. Действительно, в этом случае инверсионный слой, обволакивая, согласно [14], всю поверхность образца, должен полностью шунтировать его объем, коэффициент Холла не должен зависеть от давления, а сопротивление ρ должно слабо (не более 50% на 1 ГПа) возрастать. В заключение отметим актуальность предлагаемых модельных представлений, поскольку игнорирование влияния случайного потенциала, приводящего к формированию состояния типа СЛПКП в квазибесщелевом полупроводнике, при обсуждении результатов эксперимента типично [12,13,17,24].

2.2. p -InAs: концентрация избыточных акцепторов $N_{a \text{ ext}} \approx 10^{18} \text{см}^{-3}$

Типичные зависимости коэффициента Холла $R_H(P)$, удельного сопротивления $\rho(P)$ и $\mu_H = R_H/\rho$ от гидростатического давления при $T = 300 \text{К}$ в монокристаллическом образце 2 p -InAs(Mn) приведены на рис. 2. При давлениях от атмосферного до 3 ГПа наблюдается смешанная проводимость: знак R_H с ростом давления инвертирует от „-“ к „+“. При давлениях выше 3 ГПа до давления начала полиморфного превращения наблюдается примесная проводимость с близкой к экспоненциальной зависимости коэффициента Холла. Убывание концентрации дырок в валентной зоне $p_v = R_H/e$ с ростом давления при $P > 3 \text{ГПа}$ обусловлено деиониза-

цией акцепторного уровня энергии вследствие увеличения энергетического промежутка между этим уровнем и потолком валентной зоны ε_{a2} , причем $\Delta p_v = \Delta n_{a2}$ (n_{a2} — концентрация электронов на уровне ε_{a2}).

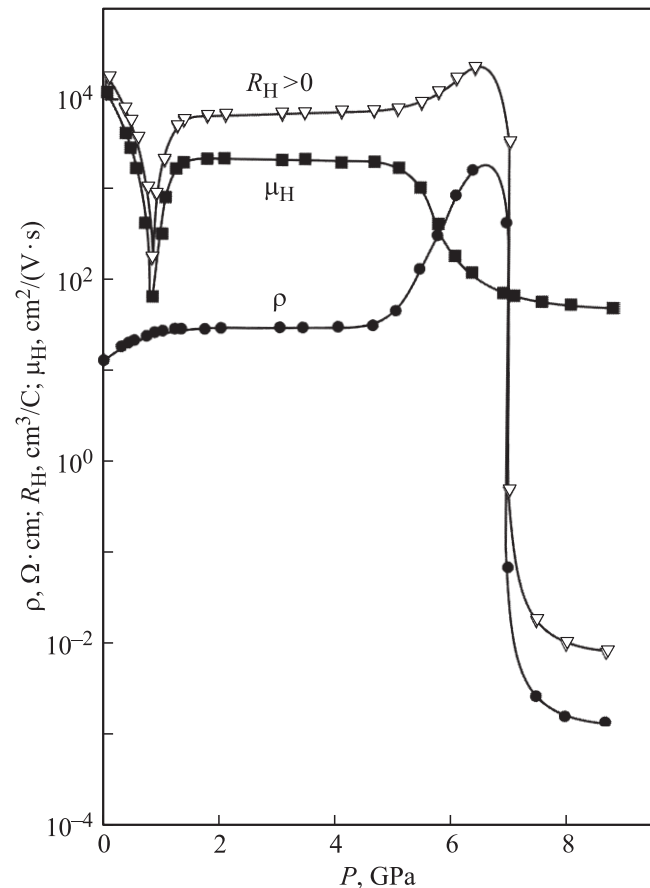


Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления ρ , коэффициента Холла R_H и $\mu_H = R_H/\rho$ при $T = 300 \text{К}$ от гидростатического давления в образце 2 p -InAs(Mn) с $R_H = -32.7 \text{см}^3/\text{Кл}$, $\rho = 0.17 \text{Ом} \cdot \text{см}$ при атмосферном давлении и с концентрацией дырок в валентной зоне $p_v = (R_H e)^{-1} = 7.2 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ при $P = 4 \text{ГПа}$.

В области примесной проводимости при $P > 3$ ГПа

$$n_{a2} = N_{a2} [1 + \beta \exp(\varepsilon_{a2}^* + \eta_P)]^{-1}, \quad (3)$$

$\varepsilon_{a2}^* = \varepsilon_{a2}/k_B T$ и $\eta_P = E_{FP}/k_B T$ — приведенные энергии связи акцепторного центра и энергии Ферми дырок валентной зоны относительно потолка валентной зоны.

Согласно (3) и учитывая, что $-4 > \eta_P > -5.3$, имеем:

$$\begin{aligned} \frac{n_{a1} - n_{a3}}{n_{a1} - n_{a2}} &= \frac{p_{v1} - p_{v3}}{p_{v1} - p_{v2}} \\ &= \frac{(p_{v3}/p_{v1}) \exp[(P_3 - P_1)(d\varepsilon_{a2}^*/dP)] - 1}{(p_{v2}/p_{v1}) \exp[(P_2 - P_1)(d\varepsilon_{a2}^*/dP)] - 1} \\ &\times \frac{1 + \beta \exp \varepsilon_{a20}^* \exp[P_2(d\varepsilon_{a2}^*/dP) + \eta_{P2}]}{1 + \beta \exp \varepsilon_{a20}^* \exp[P_3(d\varepsilon_{a2}^*/dP) + \eta_{P3}]} \end{aligned} \quad (3a)$$

Индексы 0, 1, 2, 3 в (3a) соотносят параметры соответственно к атмосферному давлению 4 ГПа, 5 ГПа, 6 ГПа, β — параметр спинового вырождения акцептора, ε_{a20} — значения ε_{a2} при атмосферном давлении.

Если акцепторный уровень глубокий, то величина коэффициента $d\varepsilon_{a2}^*/dP \approx 0.4$ определяется убыванием энергии ε_v потолка валентной зоны относительно абсолютного вакуума [4]. Если же этот акцепторный уровень мелкий, то величина коэффициента давления $d\varepsilon_{a2}^*/dP$ определяется убыванием диэлектрической проницаемости χ с давлением, характерным для прямозонных полупроводников [25–28]. В случае InAs $d\varepsilon_{a2}^*/dP \approx 1.5$. Расчеты по экспериментальным данным и (3a) дают $d\varepsilon_{a2}^*/dP = 1.51 > 0.4$ ($d\varepsilon_{a2}/dP = 39$ мЭВ/ГПа).

Таким образом, из (3) и (3a) следует:

$$\lg n_{a2} = \lg K - [(d\varepsilon_{a2}^*/dP)P + \eta_P] \lg e, \quad (4)$$

$$K = \frac{N_{a2}}{\beta \exp(\varepsilon_{a20}^*)} = 3.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}.$$

Поэтому при определении концентраций $N_{a2} = 2.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $n_{a2}(P)$ (рис. 3) использованы значения параметров спинового вырождения $\beta = 4$ и $\varepsilon_{a20} = (4/9)\varepsilon_B$ (ε_B — эффективная боровская энергия), так как основное состояние дырки на мелком акцепторе InAs четырехкратно вырождено (валентная зона симметрии Γ_8 [1,12]). Как видно из рис. 3, зависимость $\lg n_{a2}$ от $[(d\varepsilon_{a2}^*/dP)P + \eta_P]$ — линейная, что свидетельствует о корректности оценки величины коэффициента давления $d\varepsilon_{a2}^*/dP$. Поскольку рассчитанное значение $n_{a2} < p_v$ (рис. 3), кроме уровня энергии ε_{a2} , имеет глубокий резонансный акцепторный уровень энергии ε_{a3r} . Из уравнения электронейтральности

$$N_d^+ + p_v = n_{a2} + N_{a3r} \quad (5)$$

следует $N_{a3r}^- - N_d^+ = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (N_d^+ и N_{a3r}^- — концентрации ионизованных, расположенных значительно, соответственно, выше и ниже уровня Ферми донорных

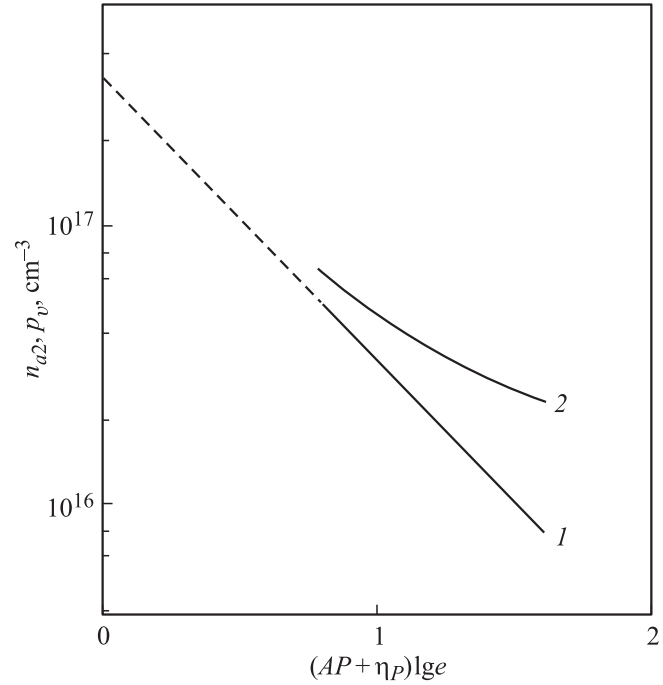


Рис. 3. Зависимости концентрации электронов n_{a2} на акцепторном уровне ε_{a2} (прямая 1) и дырок валентной зоны p_v (кривая 2) от величины $[(d\varepsilon_{a2}^*/dP)P + \eta_P] \lg e$ при $T = 300$ К в образце 2 p -InAs(Mn). На рисунке: $A = d\varepsilon_{a2}^*/dP$.

и глубоких акцепторных центров), а концентрация избыточных акцепторов

$$\begin{aligned} N_{a \text{ ext}} &= N_{a2} + N_{a3r} - N_d^+ = p_v + p_{a2} \\ &= 2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \end{aligned} \quad (6)$$

что на 2 порядка больше, чем в кристаллах p -InAs с низкотемпературными аномалиями $R_H(T)$ и $N_{a \text{ ext}} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (см. разд. 2.1 и [12,13]).

Согласно известному выражению для мелкого примесного центра, энергия ионизации которого равна эффективной боровской энергии, имеем

$$\frac{d\varepsilon_{a2}/dP}{\varepsilon_{a2}} = -2 \frac{d\chi/dP}{\chi} + \frac{dm_p/dP}{m_p}. \quad (7)$$

Воспользовавшись полученным значением коэффициента давления $d\varepsilon_{a2}/dP$, определим величину $(d\chi/dP)/\chi \approx -0.09 \text{ ГПа}^{-1}$, что согласуется с зависимостью $(d\chi/dP)/\chi$ от ширины запрещенной зоны в прямозонных полупроводниках [25–28]. Отметим, что коэффициент $|(d\chi/dP)\chi^{-1}|$ в прямозонных полупроводниках с убыванием ширины запрещенной зоны возрастает от 0.03 в ZnO ($\varepsilon_g = 3.25$ эВ) [28] до 0.12 в InSb ($\varepsilon_g = 0.235$ эВ) [25].

2.3. n -InAs

Характерные зависимости от давления коэффициента Холла $R_H(P)$, удельного сопротивления $\rho(P)$ и

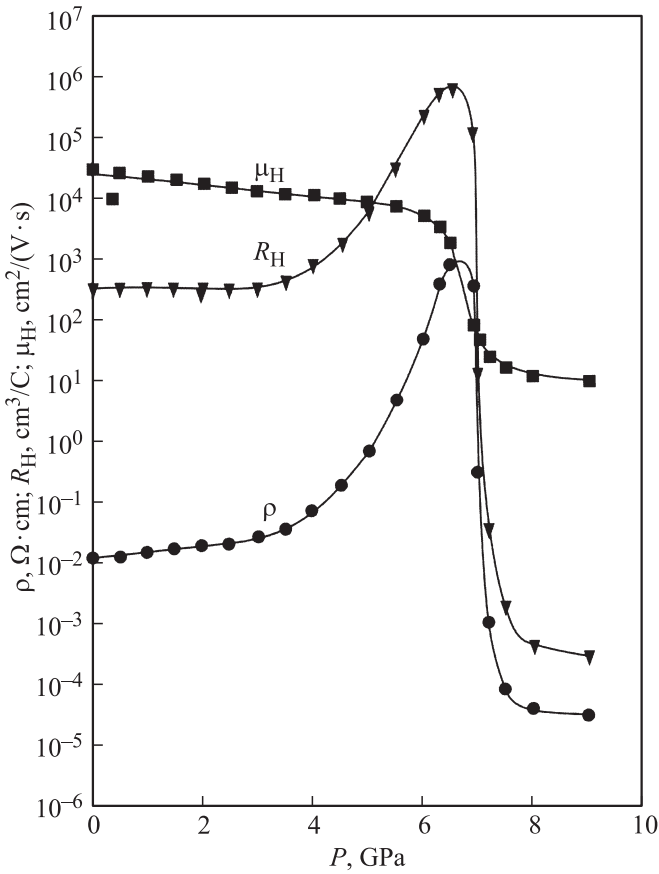


Рис. 4. Зависимости удельного сопротивления ρ , коэффициента Холла R_H и $\mu_H = |R_H|/\rho$ при $T = 300$ К от давления в образце 1 n -InAs с $n_c = -(R_H e)^{-1} = 1.84 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\rho = 0.012 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при атмосферном давлении и $T = 300$ К.

$\mu_H = |R_H|/\rho$ при 300 К для монокристаллических образцов n -InAs с концентрацией избыточных доноров $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис. 4. При давлениях до (2–3) ГПа R_H практически не зависит от давления и далее $|R_H|$ и ρ возрастают с увеличением давления по экспоненциальному закону до $P \approx 6.5$ ГПа (начало полиморфного перехода [7]). Подобный характер зависимости $R_H(P)$ в диапазоне давлений (2.5–6) ГПа обусловлен, очевидно, наличием глубокого резонансного уровня — вакансии мышьяка [29,30]. Отметим, что в InAs экстремумы L - и X -долины зоны проводимости расположены на энергетической шкале выше экстремума Γ -долины зоны проводимости на расстоянии соответственно ~ 1 и ~ 1.5 эВ [31].

Предполагалось, что сумма концентраций электронов на глубоких резонансных донорных центрах n_{dr} и в зоне проводимости n_c не зависит от давления:

$$N = n_{dr} + n_c, \quad (8)$$

где $N \approx n_{c0} = (|R_H|e)^{-1}$ при $P < 2$ ГПа.

Концентрация электронов n_d равна

$$n_{dr} = \frac{N_{dr}}{1 + \beta \exp(\epsilon_{dr}^* - \eta)}. \quad (9)$$

Из (3) следует

$$\eta + \ln \left(\frac{N_{dr}}{n_{dr}} \right) = \ln \beta + \epsilon_{dr0}^* + (\partial \epsilon_{dr}^* / \partial P) P. \quad (9a)$$

Здесь N_{dr} — концентрация глубоких резонансных доноров, β — параметр спинового вырождения, $\eta = \epsilon_F / k_B T$ и $\epsilon_{dr}^* = \epsilon_{dr} / k_B T$ — соответственно приведенная энергия Ферми и энергия примесного центра относительно края зоны проводимости (энергия отсчитывается вверх от края зоны проводимости), ϵ_{dr0}^* — величина ϵ_{dr}^* при $P = 0$, k_B — константа Больцмана.

По зависимости $n_c(P) = |R_H e|^{-1}$ и (9a) для образца 1 n -InAs с концентрацией электронов при атмосферном давлении $n_{c0} = 1.84 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис. 4) получено: $N_{dr} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\ln \beta + \epsilon_{dr0}^* = 13.57$,

$$\epsilon_{dr} = (0.35 - 0.11P) \text{ эВ} \quad (10)$$

(давление P — в единицах ГПа); $\epsilon_{dr0} = 0.35$ эВ для величины $\beta = 1$. При давлениях $P > 4.5$ ГПа свободные электроны практически полностью локализованы на резонансных донорных центрах и энергия Ферми близка к величине ϵ_d . Таким образом, положение уровня Ферми стабилизировано относительно резонансного донорного уровня (рис. 5, кривые 2,3), причем при $\epsilon_F > \epsilon_{dr}$: $\epsilon_F - \epsilon_{dr} \approx 0.02$ эВ.

Отметим, что $d\epsilon_{dr}/dP = 0.11$ эВ/ГПа $> d\epsilon_{a1}/dP = 0.09$ эВ/ГПа (см. разд. 2.1). Оценка величины $d\epsilon_{dr}/dP$, приведенная в разд. 2.1, по-видимому, более точная. Это обусловлено, во-первых, тем, что учесть проводимость примесной резонансной донорной зоны оказалось затруднительным: с ростом давления подвижность электронов этой зоны возрастает от значения, близкого к подвижности электронов зоны проводимости (эффект

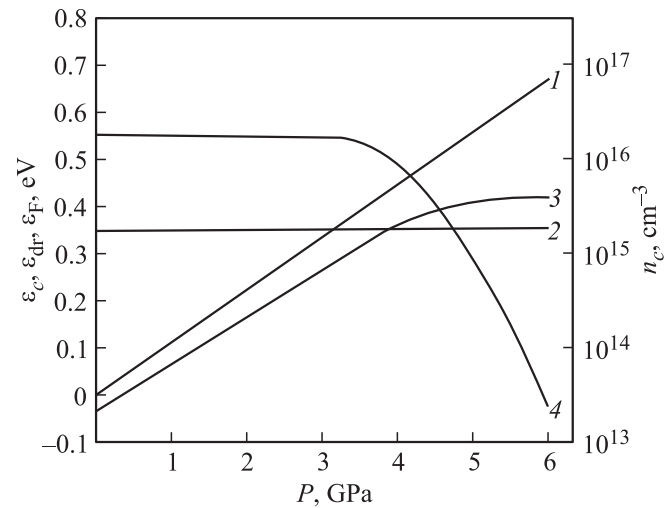


Рис. 5. Зависимости энергии дна зоны проводимости ϵ_c (1), уровня энергии глубокого резонансного донорного центра ϵ_{dr} (2), энергии Ферми ϵ_F (3) относительно ϵ_{c0} ($P = 0$) и концентрации электронов зоны проводимости n_c (4) от давления P в образце 1 n -InAs при $T = 300$ К.

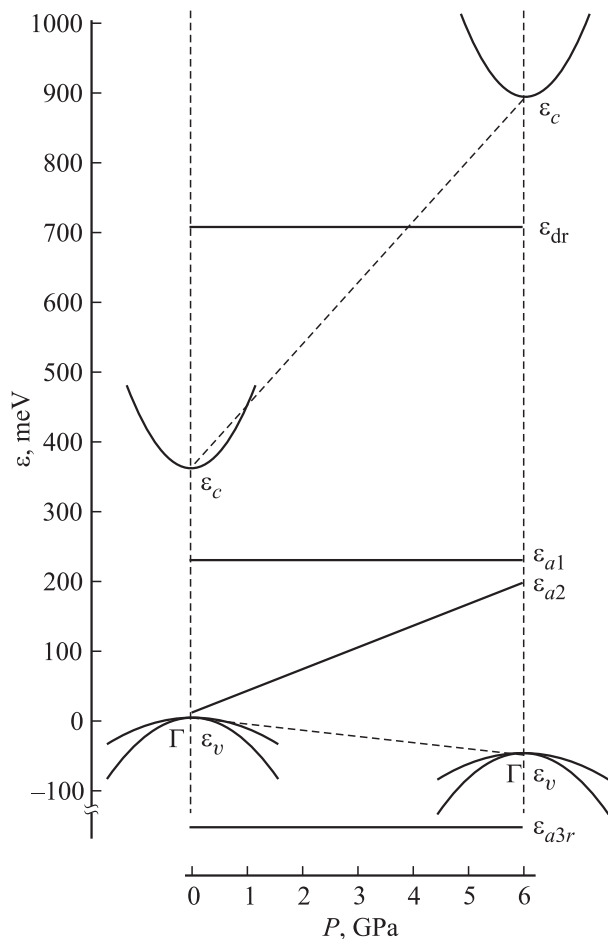


Рис. 6. Собственный и примесный энергетический спектр электронов n -, p -InAs, InAs(Mn) при изотропном сжатии кристаллической решетки и $T = 300$ К. Энергии: ε_c — дно зоны проводимости, ε_v — потолок валентной зоны, ε_{dr} — глубокий резонансный донорный уровень, ε_{a1} — глубокий акцепторный уровень, ε_{a2} — мелкий акцепторный уровень, ε_{a3r} — глубокий резонансный акцепторный уровень.

резонансного подтягивания подвижности примесной резонансной зоны к подвижности собственно зоны [32]), до нулевой величины при выдавливании примесной зоны в запрещенную зону, в то время как зависимость от давления концентрации носителей заряда на примесной резонансной зоне возрастает от нулевой величины. Во-вторых, существенную роль в данном случае может сыграть крупномасштабный флуктуационный потенциал [1,22]. Как отмечено в [22], при сближении уровня энергии глубокого примесного центра к краю собственной зоны с давлением коэффициент давления энергетического зазора завывается из-за негативного влияния крупномасштабного флуктуационного потенциала.

3. Заключение

На рис. 6 обобщены полученные результаты о собственном и примесном энергетическом спектре элек-

тронов n -, p -InAs и p -InAs(Mn). Еще раз считаем необходимым отметить, что количественный анализ экспериментальных данных был проведен при комнатной температуре из-за негативного влияния флуктуирующего потенциала при низких температурах [11,22]. Именно этим обстоятельством объясняется приводимая в монографиях [13] и справочниках [33] заниженная величина коэффициента давления ширины запрещенной зоны InAs.

Часть вышеизложенных результатов была представлена на Международной конференции „Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах“ [34] и на 13-м Международном симпозиуме „Упорядочение в минералах и сплавах“ [35].

Работа выполнена при финансовой поддержке программы президиума РАН „Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сжатого вещества“.

Список литературы

- [1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [2] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, С.Ф. Габиров. *ФТП*, **35**, 59 (2001).
- [3] M.I. Daunov, I.K. Kamilov, S.F. Gabibov, A.B. Magomedov. *Phys. Status Solidi B*, **235** (2), 297 (2003).
- [4] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, С.Ф. Габиров. *ФТТ*, **46** (10), 1766 (2004).
- [5] К.Б. Толпыго. *ФТТ*, **11**, 2846 (1969).
- [6] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, А.Б. Магомедов, А.Ш. Киракосян. *ФТП*, **33**, 36 (1999).
- [7] А.Ю. Моллаев, Р.К. Арсланов, Л.А. Сайпулаева, С.Ф. Габиров, С.Ф. Маренкин. *ФТВД*, **11** (4), 61 (2001).
- [8] И.К. Камиллов, М.И. Даунов, А.Ю. Моллаев, Р.К. Арсланов. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **74** (8), 1202 (2010).
- [9] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. *ФТП*, **25**, 467 (1991).
- [10] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. *УФЖ*, **37**, 103 (1992).
- [11] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, С.Ф. Габиров. *ДАН*, **419** (1), 35 (2008).
- [12] I.M. Tsilikovski, G.I. Narus, N.G. Shelushinina. *Adv. Phys.*, **34**, 43 (1985).
- [13] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп* (М., Мир, 1967).
- [14] В.В. Воронков, Е.В. Соловьева, М.И. Иглицин, М.Н. Пивоваров. *ФТП*, **2**, 1800 (1968).
- [15] Н.Б. Брандт, В.В. Дмитриев, Е.А. Ладыгин, Е.П. Скипетров. *ФТП*, **21** (3), 514 (1987).
- [16] В.В. Попов, М.Л. Шубников, С.С. Шалыт, В.В. Косарев. *ФТП*, **11**, 1914 (1977).
- [17] В.В. Косарев, Р.П. Парфеньев, В.В. Попов, С.С. Шалыт. *ФТТ*, **18**, 489 (1976).
- [18] М.И. Даунов, К.М. Алиев, В.И. Данилов. *УФЖ*, **38**, 1811 (1993).
- [19] И.К. Камиллов, М.И. Даунов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов. *ЖЭТФ*, **104**, 2436 (1993).

- [20] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, А.Б. Магомедов. ЖЭТФ, **111**, 562 (1997).
- [21] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. Докл. РАН, **357**, 612 (1997).
- [22] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, С.Ф. Габиров. ФТП, **43** (2), 180 (2009).
- [23] M.D. Frogley, J.L. Sly, D.J. Dunstan. Phys. Rev. B, **58**, 12 579 (1998).
- [24] С.Г. Гасанзаде, Е.А. Сальков, Г.А. Шепельский. ФТП, **31**, 35 (1997).
- [25] М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, А.Э. Рамазанова. Изв. вузов. Физика, № 8, 98 (1986).
- [26] A.R. Goni, K. Syassen, M. Cordona. Phys. Rev. B, **41**, 10 104 (1990).
- [27] М.И. Даунов, И.К. Камиллов, А.Б. Магомедов, А.Ю. Моллаев, Р.И. Баширов, В.А. Елизаров. ФТВД, **3** (2), 47 (1993).
- [28] М.И. Даунов, Р.К. Арсланов, М.М. Гаджиалиев, Е.В. Кортунова, П.П. Хохлачев, П.П. Шванский. ФТП, **40** (11), 1289 (2006).
- [29] S. Das Sarma, A. Madhukar. Sol. St. Commun., **38** (3), 183 (1981).
- [30] В.Н. Брудный. Изв. вузов. Физика, **8**, 84 (1986).
- [31] А. Матуленес, Ю. Пожела, Е. Шимулите, В. Юцене. В кн.: *Полупроводниковые преобразователи*, под ред. Ю. Пожелы (Вильнюс, Мокслас, 1980) с. 141.
- [32] И.К. Камиллов, М.И. Даунов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов. Письма ЖЭТФ, **54** (10), 589 (1991).
- [33] *Физико-технические свойства полупроводниковых веществ*. Справочник, Коллектив авторов (М., Наука, 1978).
- [34] И.К. Камиллов, С.Ф. Габиров, М.И. Даунов, А.Б. Магомедов, А.Ю. Моллаев. *Сб. тр. Межд. конф. „Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах“* (Махачкала, Россия, 2010) с. 146.
- [35] И.К. Камиллов, М.И. Даунов, А.Ю. Моллаев, С.Ф. Габиров. *Сб. тр. 13-го Межд. симп. „Упорядочение в минералах и сплавах“* (Ростов-на-Дону, пос. Лоо, Россия, 2010) с. 119.

Редактор Т.А. Полянская

The impure energy spectrum of InAs at atmospheric and hydrostatic pressures

I.K. Kamilov, S.F. Gabibov, M.I. Daunov, A.Yu. Mollaev

Institute of Physics,
Daghestan, Scientific Centre,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia

Abstract The characteristic parameters of the charge carriers are calculated in volume specially undoped crystals n -, p -InAs and p -InAs(Mn) according to magnetic, electric field and baric dependences of the Hall coefficient, in a range of the hydrostatic pressures up to 9 GPa, and the specific resistance at 77 and 300 K. The energy intervals between the energy levels of shallow, deep, and deep resonance impure centers and edges of intrinsic band and their pressure coefficients, the pressure coefficients of static permittivity are determined.