

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В $\text{CdSnAs}_2\langle\text{Cu}\rangle$ С ГЛУБОКИМ АКЦЕПТОРНЫМ УРОВНЕМ

Даунов М. И., Магомедов А. Б., Данилов В. И.

В кристаллах с электронным типом проводимости при атмосферном давлении и концентрацией электронов $n < 10^{17} \text{ см}^{-3}$ измерены зависимости коэффициента Холла R , удельного сопротивления ρ , термоэдс α от магнитного поля (до $H=15 \text{ кЭ}$), всестороннего давления (до $P=1.5 \text{ ГПа}$) при 77.6 и 300 К. Вблизи дна зоны проводимости обнаружен глубокий акцепторный центр с энергией активации $\epsilon_n = \epsilon_c - 25 \text{ мэВ}$, по-видимому, уровень собственного дефекта вакансии Cd. Оценены барический и термический коэффициенты ϵ_n и проанализирован характер взаимодействия примесного центра с зоной проводимости и валентной зоной. Эффективное перекрытие примесной полосы с зоной проводимости приводит к гибридизации состояний и сдвигу перехода Мотта—Андерсона. Получено экспериментальное подтверждение инверсии знака термоэдс по примесной полосе α_n в зависимости от степени ее заполнения при фиксированной температуре.

Введение. К перспективным материалам оптоэлектроники, нелинейной оптики и других областей твердотельной электроники относится большинство соединений II—IV—V₂ [1–3]. Поэтому представляется актуальным исследование энергетического спектра собственных и примесных дефектов в признанном модельном для системы II—IV—V₂ объекте — диарсениде кадмия—олова, в частности, на основе анализа кинетических свойств.

Для объяснения наблюдавшихся ранее особенностей температурных зависимостей R и ρ [4–10] и оптических свойств [3, 4, 8, 9, 11] в кристаллах CdSnAs_2 с электронным типом проводимости привлекались концепции существования дополнительных подзон, расположенных выше главного минимума зоны проводимости [1, 4, 5, 11], что противоречило теоретическим расчетам [12], резонансных примесных зон с электронным типом проводимости, налагающихся на континуум зоны проводимости [6, 9, 10], и, наконец, теория сильно легированного и компенсированного полупроводника [8]. Однако использованные подходы не позволили последовательно объяснить наблюдаемые аномалии, что особенно ярко проявилось в кристаллах с $n < 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [5, 7, 9]. Поэтому применение высоких давлений, эффективность которых в аналогичных ситуациях была показана, например, на $\text{InSb}\langle\text{Cr}, \text{Zn}\rangle$ [13] и твердых растворах Pb—Sn—Se [14, 15], окажется полезным.

На четырех монокристаллических образцах CdSnAs_2 , диффузионно легированных атомами меди по методике, предложенной в [16], проведены комплексные исследования барических и полевых зависимостей кинетических коэффициентов при 77.6 и 300 К. На рис. 1, 2 и в табл. 1 представлены некоторые характерные результаты. При атмосферном давлении в исследованных образцах электронный тип проводимости сохраняется вплоть до 4 К, и поэтому, согласно зонной структуре [1, 12], образцы имеют n -тип проводимости, тогда как барические зависимости кинетических коэффициентов характерны для полупроводников p -типа в области смешанной проводимости с отношением подвижностей электронов и дырок $b = U_n/U_p > 1$, причем интервал давлений и температур от 0.1 МПа при 300 К до 1.2 ГПа при 77.6 К охватывает области от собственной до примесной проводимости. Например, в этом интервале для образца 1 коэффициент Холла варьирует от $280 \text{ см}^3/\text{Кл}$, проходит через экстремум при значении $2 \cdot 10^4 \text{ см}^3/\text{Кл}$, инвертирует при 0.92 ГПа ($T=77.6 \text{ К}$) и достигает величины $2.3 \cdot 10^4 \text{ см}^3/\text{Кл}$.

С целью количественного анализа экспериментальных данных использована известная двухзонная модель универсального типа, предполагающая аддитивность вклада проводимости n - и p -типа в общую проводимость образца (см., например, [13-15, 17-19]). Расчеты велись по барической (77.6 и 300 К) и полевой (77.6 К) зависимостям коэффициента Холла, по барической зависимости электросопротивления (77.6 и 300 К) и барической зависимости коэффициента поперечного магнитосопротивления (ПМС) $B_0 = \lim (\Delta\rho/\rho_0)/(\text{tg } \theta)^2$ (θ — угол Холла, $\text{tg } \theta \geq 0.1$, $T=300$ К).

Погрешность определения B_0 исследованных образцов, обусловленная закорачивающим влиянием торцов, оценивалась по формуле, полученной с ис-

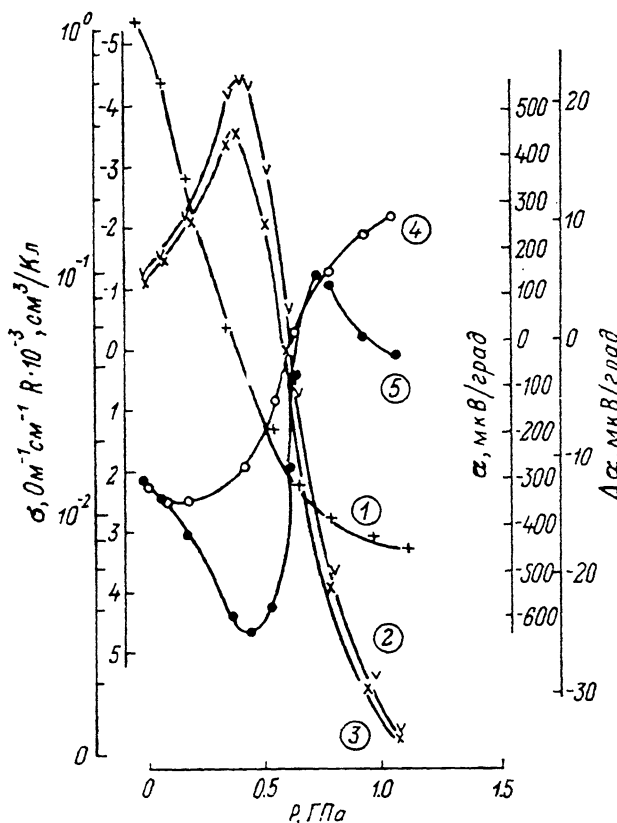


Рис. 1. Барические зависимости проводимости σ (1), константы Холла R (2 — $H=3$ кЭ, 3 — $H=15$ кЭ), термоэдс α (4), магнитотермоэдс $\Delta\alpha$ (5 — $H=15$ кЭ) для образца 3 при 77.6 К.

пользованием результатов [20, 21], и не превышала 0.5 %. В [22] показана возможность разделения ПМС на «физическое» $\Delta\rho/\rho_0^{\text{ф}}$ и сформированное неоднородностями $\Delta\rho/\rho_0^{\text{н}}$, причем при фиксации $\text{tg } \theta$ барической зависимостью $\Delta\rho/\rho_0^{\text{н}}$ в сравнении с $\Delta\rho/\rho_0^{\text{ф}}$ можно пренебречь. Экспериментальные зависимости $B_0(P)$ при 300 К согласуются с барическими зависимостями R_0 , ρ_0 , α_0 , $\Delta\alpha$ (рис. 2) и определяются главным образом перераспределением носителей заряда по состояниям. Известно, что величина ПМС в области смешанной проводимости сильно возрастает, влияние неоднородностей на коэффициент ПМС с ростом поля увеличивается, и поэтому правомерно при определении B_0 в слабых полях исходить из $\Delta\rho/\rho_0 \gg \Delta\rho/\rho_0^{\text{н}}$. Отметим, что даже удвоение B_0 при фиксированных R_0 ($H \rightarrow 0$) и R_{∞} ($H, P \rightarrow \infty$) не сказывается существенно на результатах. Параметр R_{∞} определялся вблизи инверсии R_0 , где зависимость $R(H)$ наиболее выражена.

Величины рассчитанных параметров для образцов 1 и 2 приведены в табл. 1. Отметим, что отношение концентраций дырок и электронов $c=p/n$ возрастает от 1 при 300 К и атмосферном давлении до 2000 при 77.6 К и 1.2 ГПа (образец 1), отношение подвижностей электронов и дырок варьирует от 2 до 24, что опреде-

лается сильными зависимостями подвижности дырок с давлением при 77.6 К. В целом концентрация избыточных акцепторов в исследованных образцах меняется в интервале $(1 \div 23) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

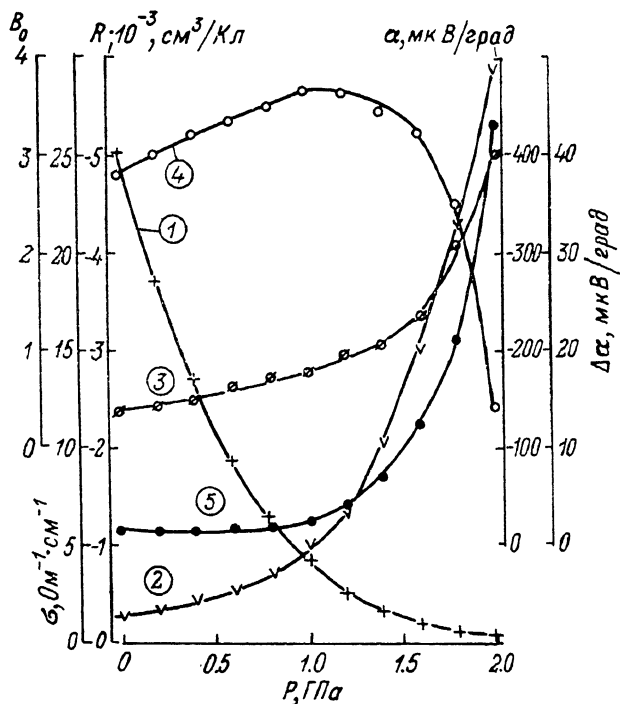


Рис. 2. Барические зависимости проводимости σ (1), константы Холла R (2), коэффициента $B_0 = (\Delta\rho/\rho_0) (R^2)^2 H^2 C^2$ ($B_0 = \lim_{H \rightarrow 0} B$) (3), термоэдс α (4) и магнитотермоэдс (5 — $H = 15$ кЭ) для образца 3 при 300 К.

Обсуждение экспериментальных результатов

Выдвинуто предположение о существовании вблизи дна зоны проводимости глубокого примесного центра, в результате концентрационного уширения которого образуется примесная полоса с дырочным типом проводимости. Введем обозначения: N_{II} — концентрация глубоких примесных центров, N — суммарная нескомпенсированная концентрация электронов, образованная вследствие ионизации мелких и глубоких резонансных [6, 10] донорных центров, n — концентрация электронов в зоне проводимости, $n_{II} = N_{II} = N - n = N_{II} [1 + \beta \exp(\epsilon_{II}^* - \epsilon_F^*)]^{-1}$ — концентрация электронов на примесных центрах, β — фактор спинового вырождения, $\epsilon_{II}^* = \epsilon_{II}/k_B T$ и $\epsilon_F^* = \epsilon_F/k_B T$ — приведенные энергии активации примесных центров и уровня Ферми, $K_{II} = n_{II}/N_{II}$, $K = N/N_{II}$, $K_c = n/N_{II}$. Из нейтральности системы следует

$$K = K_{II} + K_c, \quad (1)$$

$$\epsilon_F^* + \ln \frac{(1 - K_{II})}{K_{II}} = \ln \beta + \epsilon_{II}^* - A^* P, \quad (1a)$$

$$L \frac{e^{-\epsilon_{II}^* + \epsilon_F^*}}{\beta} = M + \frac{N}{n_{II}}. \quad (1b)$$

Здесь

$$L = (1 - n/n_0)/(1 - \exp \theta),$$

$$M = -(1 - n/n_0 \exp \theta)_i (1 - \exp \theta),$$

где $\theta = \epsilon_{F_0}^* - \epsilon_F^* - A^* P$, $\epsilon_{II}^* = \epsilon_{II_0}^* - A^* P$, $A^* = A/kT$, P — давление, индекс 0 соотносит параметр с атмосферным давлением.

Т а б л и ц а 1
 Параметры образцов при атмосферном давлении

№ образца	T, K	$-R_{00}, \text{см}^2/\text{Кл}$	$R_{\infty} \cdot 10^{-4}, \text{см}^2/\text{Кл}$	$R_T \cdot 10^3, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$U_H \cdot 10^{-3}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$U_P^* \cdot 10^{-3}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\frac{U_P}{U_P^*}$	$\frac{U_H}{U_P}$	$\frac{U_H^*}{U_P^*}$	$n \cdot 10^{-16}, \text{см}^{-3}$	$c = \frac{p}{n}$	$c^* = \frac{p^*}{n^*}$
1		280	5,5	6,90	9,00	2,40	0,88	4,3	3,0	1,40	1,01	1,03
2		240	4,1	6,00	7,70	1,90	0,89	4,6	3,3	1,70	1,04	1,19
1		1800		3,1	5,1	0,07	28,0	2,6	24,0	$15 \cdot 10^{-2}$	1,03	1000
2		1200		1,6	2,9	0,07	16	2,6	23,0	$20 \cdot 10^{-2}$	1,23	980

Примечание. Звездочкой обозначены параметры при давлении 1 ГПа.

Т а б л и ц а 2
 Основные характеристики глубокого акценторного центра

№ образца	$N_H \cdot 10^{-16}$	$\epsilon_H, \text{мэВ}$		$\frac{\partial \epsilon_H}{\partial T}, \text{мэВ/град}$		$\frac{\partial \epsilon_H}{\partial P}, \text{мэВ/ГПа}$
		$\beta = 1$	$\beta = 1/2$	$\beta = 1$	$\beta = 1/2$	
		77,6 К	300 К			
				$\beta = 1$	$\beta = 1/2$	
1	1,91	-26	-21	-14,0	3,3	0,12
3	2,71	-24	-20	-7,7	-0,4	0,09

В результате математического моделирования выяснено, что удовлетворительной аппроксимацией четырехзонной модели Kildal—Bodnar [23] является двухзонная модель Капе [24], если ввести эффективную ширину запрещенной зоны ε_g^* . С использованием известных значений зонных параметров [10] для эффективной массы электронов на дне зоны проводимости имеем

$$m/m_0 = m_n/m_0 + 6.94 \cdot 10^{-3} P,$$

P (в ГПа), $m_n/m_0 = 0.016$ и 0.018 при 300 и 77.6 К соответственно; для эффективной ширины запрещенной зоны, определяющей параметр непараболичности, имеем $\varepsilon_g^* = \varepsilon_{g_0}^* + 0.145 P$, где P (в ГПа) $\varepsilon_{g_0}^* = 0.3$ и 0.34 эВ при 300 и 77.6 К соответственно. Отметим, что для барического коэффициента ширины запрещенной зоны принята величина 120 мэВ/ГПа [10]. Далее $\varepsilon_F(P)$ оценивалась по известной $n(P)$ и двухпараметрическим интегралам Ферми (см., например, [24]).

Расчеты по (1) проведены по целому ряду соображений, о чем будет сказано далее, при комнатной температуре. По (16), так как L — линейная функция M , перебором величины параметра A определены искомые параметры. Оказалось, что $(N_{II} - N)$ близки к значениям $(R_{\infty} L)^{-1}$. Окончательно, положив $(N_{II} - N) = (R_{\infty} L)^{-1}$, перебором N (или N_{II}) и учитывая, что, согласно (1а)

$$[\varepsilon_F^* + \ln(1 - K_n)/K_n] \sim P,$$

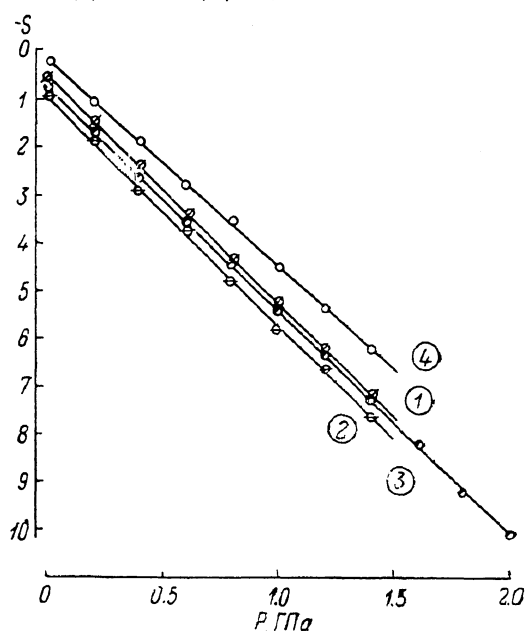


Рис. 3. Барическая зависимость параметра $S = \varepsilon_F^* + \ln(1 - K_n)/K_n$ при 300 К. 1—4 — номера образцов. Сплошные линии — рассчитанные зависимости с использованием данных табл. 2.

графически (рис. 3) были найдены неизвестные параметры (табл. 2). Отметим, что N , N_{II} и A не зависят от β .

Для анализа правомерности использования приближения «узкой» зоны функция плотности состояний примесной полосы аппроксимировалась полуэллиптической формой, как в [25]. Как показали машинные расчеты, для ширины примесной полосы Δ менее 15 мэВ погрешность оценки n_n в приближении узкой зоны менее 0.5% как при комнатной температуре ($k_B T > \Delta$), так и при 77.6 К (из-за сильной компенсации). При 77.6 К (вследствие усиливающегося влияния с давлением «хвоста» состояний зоны проводимости) применение барической зависимости $n(P)$ не позволяет получить достоверные результаты. Поэтому при 77.6 К использовались лишь данные при атмосферном давлении для определения $d\varepsilon_n/dT$ (табл. 2).

Таким образом, барический коэффициент энергии активации примесных центров (табл. 2) совпадает с барическим коэффициентом ширины запрещенной зоны [10], т. е. положение глубоких уровней стабилизировано относительно потолка валентной зоны и дно зоны проводимости с давлением удаляется от валентной зоны и примесных центров с одинаковой скоростью. Аналогичная ситуация наблюдалась в $\text{InSb} \langle \text{Cr}, \text{Zn} \rangle$ [13, 18, 19].

В некоторых образцах $p\text{-CdSnAs}_2 \langle \text{Cu} \rangle$ константа Холла отрицательная вплоть до 4 К [26]. Прослеживается подобие в кинетических свойствах при атмосферном давлении $\text{CdSnAs}_2 \langle \text{Cu} \rangle$ и сильно легированного и компенсированного $p\text{-HgTe}$ [27]. Правомерно классифицировать $\text{CdSnAs}_2 \langle \text{Cu} \rangle$ как квазибещцеловой полупроводник, на примере которого впервые продемонстрирована возмож-

ность индуцирования бесцелевого состояния введением дефектов. Подтверждением адекватности предложенной модели являются обнаруженные эффекты магнитного вымораживания электронов на глубокие акцепторные уровни [полевая зависимость константы R при 4.2 К подобна ее барической зависимости при 77.6 К (рис. 1) [26] и неомичности вольт-амперной характеристики от нуля электрического поля].

В результате воздействия высокого давления происходит разведение зонных и примесных состояний. При атмосферном давлении, когда состояния находятся в резонансе, подвижность зонных электронов близка к подвижности примесных дырок (табл. 1). По мере увеличения всестороннего давления и удаления зоны проводимости от примесной полосы, когда энергетическое расстояние существенно превышает $k_B T$, подвижность примесных дырок резко (на 1—2 порядка) падает (электросопротивление более чем на 3 порядка возрастает) от $(3 \div 5) \cdot 10^3$ до 10^2 см²·В·с и менее ($T=77.6$ К, табл. 1), причем на начальном

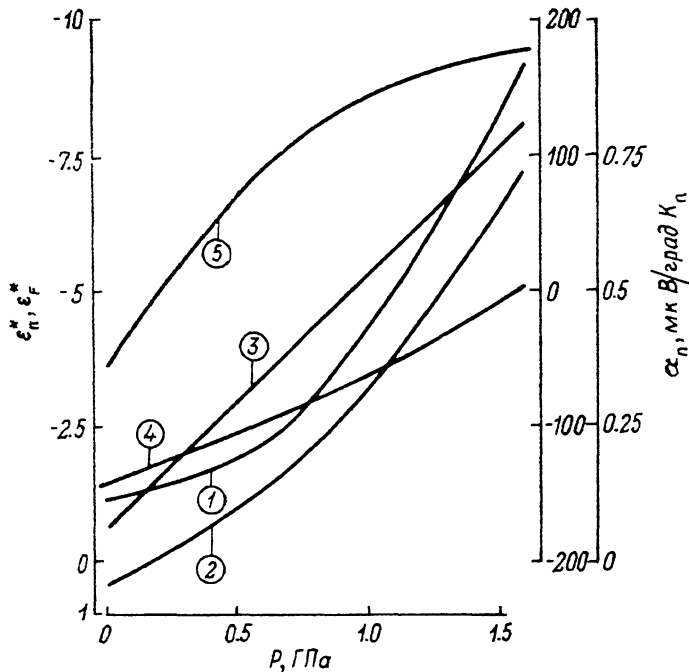


Рис. 4. Барические зависимости термоэдс по примесной полосе α_n (1), ϵ_n^* 2 вычислена по (2а), 3 -- по (2б) для $\beta = 1$, 4 — ϵ_n^* , 5 — K_n при 300 К.

участке (до 0.2 ГПа при 77.6 К и во всем интервале давлений при 300 К) подвижность примесных дырок практически постоянна. При вхождении в резонанс делокализованных состояний зоны проводимости с локализованными состояниями примесной зоны имеет место гибридизация состояний, приводящая к переходу Мотта—Андерсона и сопровождающаяся резким ростом подвижности примесных дырок. В отличие от полной гибридизации при слиянии мелких уровней с зоной, от которой они были отщеплены, и когда носители неразличимы (отношение $b=1$, в данном случае следует говорить о частичной гибридизации), отношение подвижностей, приближаясь к единице, все же несколько превышает единицу. В последние годы при рассмотрении бесцелевых полупроводников обсуждается проблема высоких значений подвижностей примесных носителей [14, 15]. Однако в подобной ситуации существенна, на наш взгляд, не величина подвижности, а отношение подвижностей зонных и примесных носителей, характеризующая степень гибридизации.

В [19] при обсуждении результатов исследования эффекта магнитного вымораживания электронов на глубокие уровни Сг в InSb развивались соображения, высказанные К. Б. Толпыго, о двойственном электронно-дырочном характере волновой функции носителя заряда на глубоком акцепторном центре, опреде-

элементом не только расстоянием до валентной зоны, но в какой-то степени расстоянием до зоны проводимости. В этой связи представляет интерес сопоставление полученных значений $\partial \varepsilon_n / \partial T$ с $\partial \varepsilon_g / \partial T$ при атмосферном давлении. Как видно из табл. 2 и [10], $\partial \varepsilon_n / \partial T < [\partial \varepsilon_g / \partial T] = 0.21$ мэВ/град (по двум точкам — 77.6 и 300 К). Принимая во внимание лишь взаимодействие рассматриваемых примесных состояний с зоной проводимости и учитывая степень заполнения примесной полосы, для усредненного между 77.6 и 300 К термического коэффициента энергии активации по [28] получим $\partial \varepsilon_n / \partial T < 0$. В случае же взаимодействия только с валентной зоной $\partial \varepsilon_n / \partial T \cong [\partial \varepsilon_g / \partial T]$. Промежуточные величины $\partial \varepsilon_n / \partial T$, полученные по результатам эксперимента (табл. 2), свидетельствуют, в согласии с вышесказанным, что энергия основного состояния носителя заряда на глубоком центре обусловлена влиянием не только валентной зоны, но и зоны проводимости.

Как показали оценки, при комнатной температуре воздействием высокого давления можно существенно варьировать степень заполнения примесной полосы: в исследованных кристаллах при 300 К $0.26 \leq K_n \leq 0.87$. Кроме того, выше отмечалось, что приближение узкой зоны корректно, т. е. можно пренебречь шириной примесной зоны по сравнению с $k_B T$. Известно, что знак термоэдс $\alpha_n \geq 0$, когда $K_n \geq 0.5$ ($\beta = 1$) [16], и в данном случае впервые реализуется возможность экспериментального подтверждения этого факта на одном и том же образце при фиксированной температуре. Положив среднюю энергию в потоке $\langle \varepsilon \rangle = \varepsilon_n$ в общем выражении для диффузионной термоэдс и принимая во внимание (1а), получим

$$\alpha_n = -\frac{k_B}{l} (\varepsilon_n^* - \varepsilon_F^*), \quad (2а)$$

$$\alpha_n = \frac{k_B}{l} \ln \frac{\beta K_n}{1 - K_n}. \quad (2б)$$

На рис. 4 изображены барические зависимости α_n , определенные по измеренной α в двухзонной модели и в приближении доминирующего рассеяния электронов на ионизированных примесях, ε_n^* по (2а) и (2б), ε_F^* и K_n для образца 3 при 300 К, подтверждающие сказанное выше.

Что касается природы обнаруженных глубоких акцепторов, то их концентрация $N_n \cong 2.5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ примерно на 2 порядка меньше концентрации акцепторов, образованных в результате диффузионного легирования атомами меди (концентрация исходных электронов порядка 10^{18} см⁻³) [16]. Последними, с учетом того, что диффузионное легирование медью осуществлялось в атмосфере аргона, т. е. без поддержания определенного давления паров мышьяка в реакционной камере и литературных данных [7, 9], являются дефекты CuAs, а обнаруженный глубокий акцептор можно предположительно соотнести с собственным дефектом вакансией Cd [1, 3]. Введение акцепторов CuAs в кристаллах n -CdSnAs₂ с $n \cong 10^{18}$ см⁻³ понижает уровень Ферми, и при $\varepsilon_F = \varepsilon_n$ примесная акцепторная зона становится электрически активной.

О с н о в н ы е в ы в о д ы

Вблизи дна зоны проводимости обнаружен глубокий акцепторный центр, по-видимому, уровень собственного дефекта вакансии Cd, испытывающий влияние зоны проводимости при атмосферном давлении. Образованная вследствие концентрационного уширения уровня примесная полоса эффективно перекрывается с зоной проводимости. Формируется бесцелевое состояние, индуцированное введением дефектов. Гибридизация локализованных состояний примесной зоны с делокализованными состояниями зоны проводимости обуславливает сдвиг перехода Мотта—Андерсона. Обнаружено изменение знака термоэдс примесной зоны в зависимости от степени ее заполнения при фиксированной температуре.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Полупроводники A²B⁴C₆ / Под ред. Н. А. Горюновой, Ю. А. Валова. М., 1974. 374 с.
 [2] Прочухан В. Д., Рудь Ю. В. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 2. С. 209—299.

- [3] Воеводин В. Г., Воеводина О. В. Диарсенид кадмия—олова. Томск, 1988. 159 с.
- [4] Мальцев Ю. В., Полянская Г. А., Сихарулидзе Г. А., Тучкевич В. М., Уханов Ю. И., Шмарцев Ю. В. // ФТП. Т. 1. В. 10. С. 1584—1587.
- [5] Полянская Г. А., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 4. С. 727—732.
- [6] Даунов М. И., Магдиев Б. Н., Магомедов А. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 9. С. 1747—1750.
- [7] Воеводина О. В., Вяткин А. П., Ведерникова Т. В., Воеводин В. Г., Кривов М. А., Отман Я. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1980. № 5. С. 102—108.
- [8] Батукова Л. М., Данилов В. И., Звонков Б. Н., Карпович Н. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 6. С. 999—1004.
- [9] Воеводина О. В. // Автореф. канд. дис. Томск, 1982.
- [10] Даунов М. И., Магомедов А. Б., Рамазанова А. З. // Изв. вузов СССР. Физика. 1986. № 8. С. 98—111.
- [11] Карымшаков Р. К., Уханов Ю. И., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 3. С. 514—521.
- [12] Караваяв Г. Ф. и др. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 11. С. 2211—2215.
- [13] Попов В. В., Шубников М. Л., Шалыт С. С., Косарев В. В. // ФТТ. 1977. Т. 11. В. 10. С. 1914—1917.
- [14] Ицкевич Е. С., Каширская Л. М., Кучеренко И. В., Панкратов О. А., Свистов А. Е., Шотов А. П. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 6. С. 303—306.
- [15] Кошылковский Б. Д., Кучеренко И. В., Свистов И. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2049—2054.
- [16] Воеводина О. В., Вяткин А. П., Воеводин В. Г., Отман Я. И., Отц В. Л. // Изв. вузов СССР. Физика, 1973. № 7. С. 39—44.
- [17] Косарев В. В. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 7. С. 1378—1382.
- [18] Косарев В. В., Парфеньев Р. В., Попов В. В., Шалыт С. С. // ФТТ. 1976. Т. 18. В. 26. С. 489—493.
- [19] Косарев В. В., Машовец Д. В., Парфеньев Р. В., Попов В. В., Шалыт С. С. // ФТТ. 1978. Т. 20. В. 4. С. 1052—1058.
- [20] Simmons C. A. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 10. P. 1970—1974.
- [21] Kuhrt F., Lippmann H. S. Hallgeneratoren, Eigenschaften und Amvendlungen. Springer—Verlag, 1968.
- [22] Daunov M. I., Magomedov A. B. // XI AIBAPT Inter. Conf. Kiev, 1989. V. 3. P. 62—63.
- [23] Полуботко А. М. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 4. С. 772—774.
- [24] Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л., 1970. 302 с.
- [25] Арапов Ю. Г., Ахмедова Ф. И., Давыдов А. Б., Цидильковский И. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 1. С. 54—59.
- [26] Баширов Р. И., Данилов В. И., Даунов М. И., Камбаров И. К., Магомедов А. Б., Моллаев А. Ю., Салихов С. М. // Тез. докл. Межд. конф. по физике и технике высоких давлений. Троицк, 1989. 9 с.
- [27] Цидильковский И. М., Харус Г. И., Шелушинина Н. Г. Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках. Свердловск, 1987. 152 с.
- [28] Узakov А. А., Эфрос А. Л. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 922—926.

Нижегородский
государственный педагогический институт
им. М. Горького
Институт физики АН СССР
Дагестанский филиал
Махачкала

Получена 7.06.1990
Принята к печати 12.11.1990