

Акустостимулированная активация связанных дефектов в твердых растворах CdHgTe

© А.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252028 Киев, Украина

(Получена 29 июня 1998 г. Принята к печати 7 сентября 1998 г.)

Представлены результаты акустодинамических исследований электрофизических параметров (эффективной концентрации электронов $n = 1/eR_H$ и их холловской подвижности $\mu_H = R_H/\rho$) для кристаллов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.22$). Показано, что ультразвуковое нагружение (интенсивностью до $0.5 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$) приводит к увеличению значений n и μ_H в области примесной проводимости ($T \approx 100 \text{ К}$). Наблюдаемые эффекты объясняются акустостимулированным освобождением (активацией) связанных дефектов донорного типа и соответствующим понижением рассеивающего потенциала на неоднородностях сплава. В рамках предложенной дислокационной модели оценены характерные параметры акустоэлектрического взаимодействия.

1. Введение

Известно, что для кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ характерно наличие связанных на протяженных структурных несовершенствах (дислокации, включения второй фазы, малоугловые границы и пр.) примесных и собственных точечных дефектов. Вполне вероятно, что под действием температуры или других внешних факторов, в частности при высокочастотном интенсивном ультразвуковом (УЗ) нагружении кристалла, они могут становиться электрически активными и вносить дополнительный вклад в проводимость. Ранее влияние УЗ нагружения на электрофизические (ЭФ) и фотоэлектрические параметры кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ исследовалось в основном в режиме остаточных эффектов (после УЗ обработок) [1,2]. Как было установлено, природа акустостимулированных (АС) эффектов в полупроводниках типа $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ определяется акустодислокационным взаимодействием и эффективной трансформацией поглощенной УЗ энергии во внутренние колебательные состояния кристалла [3]. Поглощенная УЗ энергия в образце $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ интенсифицирует диффузионное перераспределение точечных неравновесных дефектов между объемом "субблока" и протяженными дефектами [4–6]. Однако при динамическом УЗ нагружении допороговой интенсивности в образцах с квазиравновесным состоянием дефектной структуры происходят иные АС процессы, проявляющиеся в обратимых изменениях электрических и акустических параметров [5,6], которые требуют специального изучения.

С целью выяснения механизма АС дефектопреобразования в данной работе исследованы температурные и амплитудные (от интенсивности УЗ) зависимости ЭФ параметров (концентрации $n = 1/eR_H$ и холловской подвижности $\mu_H = R_H/\rho$) кристаллов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.22$).

2. Методика эксперимента

Для реализации режима динамического УЗ нагружения стандартная холловская (в поле постоянного магнита 0.45 Тл) схема эксперимента была дополнена акустическими элементами [7]. Продольные УЗ колебания (частотой $f = 5 \div 7 \text{ МГц}$, интенсивностью $W_{US} \leq 0.5 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$) генерировались преобразователем из ниобата лития (срез $Y\text{-}35^\circ$) и через кварцевый буфер, который использовался для электрической развязки и акустического согласования, подавались на образец. С целью предотвращения необратимых УЗ эффектов интенсивность W_{US} не превышала $0.5 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$, причем высокие значения W_{US} использовались только при низких температурах $T \leq 200 \text{ К}$. Особое внимание уделялось контролю температуры вследствие возможности дополнительного УЗ разогрева. Точность поддержания температуры в процессе УЗ измерений не хуже 0.2 К . Схема УЗ, нагружения образца приведена на вставке к рис. 1.

3. Результаты эксперимента

На рис. 1 представлены типичные для исследованных образцов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ температурные зависимости концентрации электронов n , измеренные как без УЗ нагружения (кривая 1), так и в присутствии УЗ нагружения (кривая 2) в диапазоне $T = 77 \div 200 \text{ К}$. Методика подготовки образцов к измерениям описана в работах [1,2,9]. При $T < 110 \text{ К}$ наблюдалось насыщение зависимости $n(T)$, т.е. проводимость имела примесный характер. На рис. 1 приведены также зависимости $\mu_H(T)$ и данные по подвижности для структурно совершенного образца (кривая 4) [8]. Как видно, значения μ_H для наших образцов при низких температурах ($T < 120 \text{ К}$) меньше подвижности в структурно совершенном кристалле, что свидетельствует о неоднородности исследованных образ-

цов [9,10]. Следует отметить, что термодинамическая неупорядоченность на уровне 2–3% является общей особенностью данного материала вследствие специфики его фазовой диаграммы и во многом определяет физические свойства материала в целом [8,11].

Влияние УЗ нагружения на ЭФ параметры в области примесной проводимости ($T < 120$ К) проявляется в уменьшении величины R_H и увеличении μ_H для всех исследованных образцов (см. таблицу). Важно отметить, что при включении и выключении УЗ нагружения происходит обратимая релаксация ЭФ параметров, и значения n и μ_H возвращаются к исходным. Время такой релаксации в зависимости от образца, интенсивности ультразвука и температуры колеблется от единиц до сотен секунд.

Амплитудные зависимости $n(\sigma_{US})$ и $\mu_H(\sigma_{US})$ от эффективного УЗ напряжения σ_{US} для одного из образцов приведены на рис. 2. Величина σ_{US} определяется как

$$\sigma_{US} = (2\rho v_{US} W_{US})^{1/2},$$

где ρ — плотность кристалла, v_{US} — скорость ультразвука в кристалле, для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ $\rho \approx 7.6 \text{ кг/м}^3$,

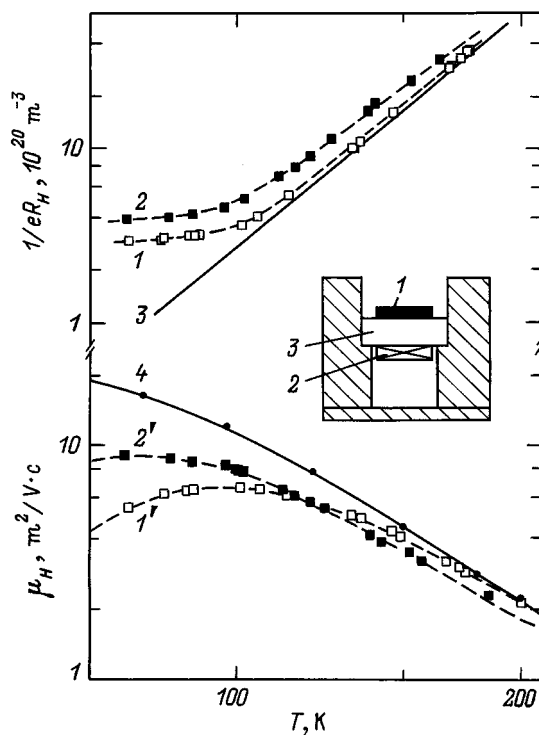


Рис. 1. $n\text{-Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$ (образец 3). Температурные зависимости концентрации $n = 1/eR_H$ (1–3) и холловской подвижности $\mu_H = R_H/\rho$ (1', 2', 4) для образца № 3 $n\text{-Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$. 1 и 1' — без (УЗ) нагружения, 2 и 2' — в присутствии УЗ нагружения ($\sigma_{US} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ Па}$), 3 — теоретическая зависимость собственной концентрации для $x \approx 0.21$, 4 — подвижность структурно совершенного кристалла [8]. На вставке — схема УЗ нагружения образца: 1 — образец, 2 — пьезопреобразователь, 3 — буфер. Магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости пьезопреобразователя.

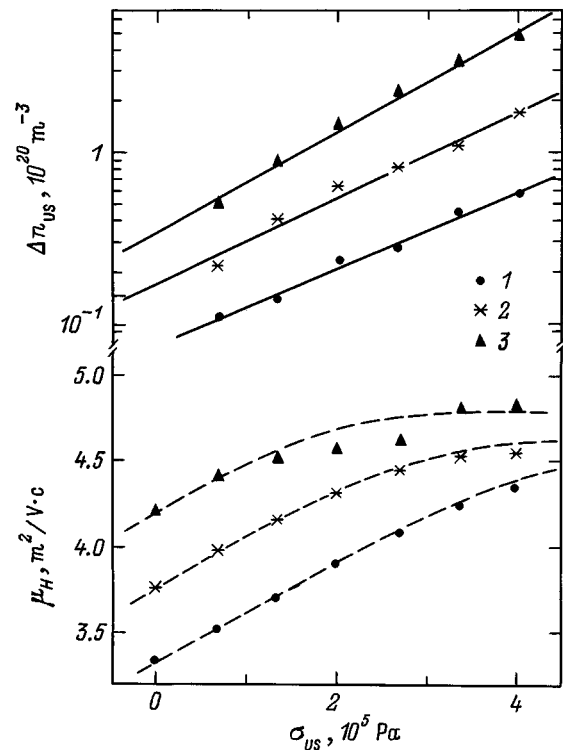


Рис. 2. Зависимости изменения концентрации $\Delta n_{US} = n(T_i, \sigma_{US}) - n(T_i, 0)$ (верхние кривые) и подвижности μ_H (нижние кривые) от напряжения ультразвуковых колебаний σ_{US} , измеренные при температурах T_i , К: 1 — 87, 2 — 93, 3 — 103, на образце 2 $n\text{-Cd}_{0.22}\text{Hg}_{0.78}\text{Te}$.

$v_{US} \approx 3.4 \cdot 10^3 \text{ м/с}$. Видно, что с увеличением УЗ нагрузки происходит экспоненциальный рост n , причем наклон зависимости $\lg n = f(\sigma_{US})$ несколько увеличивается с температурой. На всех амплитудных зависимостях $\mu_H(\sigma_{US})$ наблюдается начальный участок линейного увеличения μ_H с последующим их насыщением. Однако в отличие от зависимости $n(\sigma_{US})$ наклон линейного участка $\mu_H(\sigma_{US})$ заметно не меняется с повышением температуры, тогда как порог насыщения при этом сдвигается в область меньших значений σ_{US} .

4. Обсуждение результатов

При анализе экспериментальных данных естественно исходить из того, что поведение ЭФ характеристик в области низких температур $T < 120$ К определяется состоянием дефектности структуры, а динамические изменения n и μ_H в УЗ поле являются следствием неравновесных, кратковременных процессов на переменном токе (АС процессов) преобразования этого состояния. Необходимо отметить, что ранее рассматриваемые механизмы остаточных АС изменений ЭФ параметров в образцах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (внутренний АС отжиг [2,4], распад включений HgTe [11] и др.) при динамическом режиме УЗ нагружения не являются определяющими.

Значения холловских параметров и расчетных параметров акустоэлектрического взаимодействия для исследованных образцов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.21-0.22$)

№ образца	T, K	$1/(eR_H^0), 10^{20} \text{ м}^{-3}$	$\mu_H^0, \text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\sigma_{US}, 10^5 \text{ Па}$	$1/(eR_H^{US}), 10^{20} \text{ м}^{-3}$	$\mu_H^{US}, \text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\gamma_n, 10^{-27} \text{ м}^3$	$\gamma_\mu/\Delta E, 10^{-26} \text{ м}^3/\text{эВ}$	$\Delta E, \text{эВ}$
1*	77	9.3	4.0	5.3	14.7	7.0	6.1	14	0.05
2	87	3.1	5.5	3.7	4.4	9.1	6.2	6.6	0.09
2	93	3.2	6.7	3.7	4.5	8.4	7.4	6.6	0.11
2	103	3.9	6.8	3.7	5.4	7.6	9.7	6.6	0.14
3	77	3.0	5.3	3.3	4.0	9.0	—	—	—
4	77	2.8	14	3.7	3.4	16	—	—	—

Примечание. Индексами "0" помечены параметры, полученные в отсутствие УЗ нагружения, индексами "US" — при УЗ нагружении. Значения ΔE оценены в предположении $\gamma_\mu = \gamma_n$.

Действительно, для однородного протекания по всему объему субблока выше перечисленных диффузионных процессов требуется наличие источников (или стоков) точечных дефектов (дислокации, малоугловые границы, включения второй фазы и др. [12]), а также достаточно высокие коэффициенты диффузии и длительности обработок. С учетом наблюдаемых времен релаксации и аппроксимации известных высокотемпературных коэффициентов химической диффузии [13], в случае низких температур ($T < 150 \text{ K}$) диффузионная длина даже для самой подвижной компоненты твердого раствора — межузельных атомов Hg_i , как показывают оценки, не превышает нескольких постоянных решетки. Это позволяет сделать предположение о неравновесном характере АС процессов в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, главным подтверждением чему служит их обратимость и отсутствие остаточных явлений.

Определяющим фактором, обуславливающим протекание АС процессов, является наличие атмосфер примесей и собственных дефектов, "связанных" на дислокациях и других несовершенствах, которые могут находиться как в нейтральном, так и в ионизованном состоянии, образуя в последнем случае области пространственного заряда (ОПЗ). При УЗ нагружении часть связанных дефектов может отрываться и переходить в электрически активное состояние путем термоактивации с последующей ионизацией, наравне с уже ранее ионизованными дефектами.

4.1. Влияние ультразвука на концентрацию электронов

Обозначим вклад "свободных" доноров N_d^0 и "свободных" акцепторов N_a^0 в общую концентрацию носителей заряда в отсутствие УЗ нагружения как $n_0 = N_d^0 - N_a^0$, а вклад связанных дефектов — $n_b = N_d^b - N_a^b$. Важно отметить, что для исследуемых кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.21 \div 0.23$) все уровни донорных примесей практически совпадают с дном зоны проводимости и ионизованы уже при гелиевых температурах, а собственная концентрация при $T \leq 100 \text{ K}$ $n_i < n_b \ll n_0$. С учетом этого, но без учета кратности ионизации различных примесных уровней, концентрацию носителей можно

записать в виде

$$n = n_0 + n_b = (N_d^0 - N_a^0) + (N_d^b - N_a^b). \quad (1)$$

Тепловая активация связанных дефектов для каждой группы описывается соответствующим выражением [13]:

$$N_{d,a}^b(T) = N_0^b \exp(-U_0/kT), \quad (2)$$

где $N_{d,a}^b$ — концентрации дефектов донорного или акцепторного типа, которые в результате тепловой активации переходят в электрически активное состояние; N_0^b — общая концентрация связанных дефектов; U_0 — энергия их связи (активации). Пренебрегая для кристаллов n -типа термоакустической активацией (и (или) гетерированием) дефектов акцепторного типа N_a^b (по сравнению с N_d^b), из соотношений (1) и (2) запишем

$$n(T) - n_0 = n_b(T) = N_0^b \exp(-U_0/kT). \quad (3)$$

Процесс термоактивации связанных дефектов должен проявляться в виде слабой температурной зависимости концентрации в области примесной проводимости. Ясно, что в случае $n_b \ll n_0$ заметить такую зависимость $n(T)$ очень трудно. Однако, как показал тщательный анализ наших и литературных экспериментальных данных, для некоторых образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ слабый рост n (в интервале $80 < T < 150 \text{ K}$) наблюдается. Следует еще раз подчеркнуть, что рост концентрации в данной области температур не может быть связан с ионизацией примесей либо с вкладом собственных носителей ($n_i < n_b \ll n_0$). Приняв, что $n_0 \approx n(77 \text{ K})$, из экспериментальных данных по зависимости $n(T)$, измеренных в отсутствие УЗ, с помощью соотношения (3) были оценены значения $U_0 = (0.05 \pm 0.02) \text{ эВ}$ и $N_0^b = (2 \pm 1) \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Безусловно, эти параметры очень важны для выяснения конкретной природы связанных дефектов, однако из-за сравнительно узкого температурного диапазона, в котором проводились наши исследования (до 78 K), точность определения N_0^b и U_0 невысокая.

Влияние УЗ нагружения на ЭФ параметры будем рассматривать в рамках дислокационных механизмов [3,4], т.е. конкретизируя U_0 , с одной стороны, как энергию

связи примесей с дислокациями, а с другой стороны, как энергию колебательного движения дислокаций. Рассмотрим случай обратимых эффектов при допороговых значениях интенсивности W_{US} , когда поступательным движением дислокаций можно пренебречь. Из теории известно, что внешнее механическое нагружение понижает энергию связи дислокации с дефектом приблизительно по линейному закону [14,15]. Приняв в случае УЗ нагружения, что $U_{US} = U_0 - \gamma_n \sigma_{US}$ [3], перепишем выражение (2) в виде

$$N_d^h(T, \sigma_{US}) = N_0^h \exp[-(U_0 - \gamma_n \sigma_{US})/kT], \quad (4)$$

где γ_n — эффективный коэффициент взаимодействия УЗ волны с дефектами кристалла. Поскольку величина $\sigma_{US} \equiv \sigma_0 \cos(2\pi ft)$ входит в показатель экспоненты в формуле (4), то среднее значение изменения концентрации за период звуковой волны $\Delta n_{US} = n(T_i, \sigma_{US}) - n(T_i, 0)$ не будет равно нулю при $(\gamma_n \sigma_{US}/kT_i) \geq 1$, где T_i — фиксированная температура, при которой проводятся амплитудные измерения. Это означает, что при растяжении некоторого микрообъема кристалла рост концентрации ионизированных дефектов в этом микрообъеме не компенсируется в полупериоде сжатия [3].

В теории дислокаций величина $\gamma = abl$ имеет смысл активационного объема, где a и l — амплитуда смещения и длина колеблющегося сегмента дислокации соответственно, b — вектор Бюргерса [14]. Отметим, что при анализе колебательного АС движения дислокаций в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ предполагается термоактивационный характер их движения, определяемый при температурах $T < 300^\circ\text{C}$ примесной атмосферой [17]. Поэтому с учетом (4) для анализа амплитудных зависимостей $n(\sigma_{US})$ можно записать:

$$\begin{aligned} n_b(\sigma_{US}) &= n(T_i, \sigma_{US}) - n_0(T_i, 0) \\ &= N_0^h \exp[-(U_0 - \gamma_n \sigma_{US})/kT_i]. \end{aligned} \quad (5)$$

Из наклона экспериментальных кривых $\lg[n_b(\sigma_{US})] = f(\sigma_{US})$ при фиксированных значениях температуры T_i (см. рис. 2) по формуле (5) рассчитаны значения γ_n (данные сведены в таблице). Наблюдаемое с ростом температуры увеличение γ_n подтверждает термоактивируемый характер колебания дислокаций в кристаллах типа $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$ [15].

4.2. Влияние ультразвука на подвижность электронов

Переходя к анализу влияния УЗ на зависимость $\mu_H(T)$, напомним, что для кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ наряду с рассеянием носителей на колебаниях решетки в области температур $T \approx 100\text{ K}$, во многом определяющим величину μ_H , таким же считается и рассеяние на неоднородностях сплава [1,10,16]. Ясно, что рассмотренный выше процесс УЗ активации связанных доноров не является

однородным по всему объему кристалла, а более эффективен в областях максимального поглощения УЗ энергии, т.е. в областях структурных несовершенств (неоднородностей). Следовательно, локальное АС увеличение количества ионизированных доноров ведет к "сглаживанию" флуктуаций потенциала неоднородностей (уменьшение ОПЗ) и в свою очередь должно сопровождаться уменьшением рассеяния носителей. Для времени релаксации носителей заряда, определяемого главным образом рассеянием на неоднородностях, известно следующее выражение [16]:

$$\tau = A/(m_0^{3/2} \Delta E^2),$$

где m_0 — эффективная масса, ΔE — рассеивающий потенциал, связанный с неоднородностями твердого раствора, A — коэффициент, зависящий от зонных параметров кристалла и состава твердого раствора [16]. Предполагая, что УЗ нагружение уменьшает ΔE по линейному закону

$$\Delta E_{US} = \Delta E - \gamma_\mu \sigma_{US},$$

и пренебрегая влиянием ультразвука на другие параметры, входящие в (6), получаем формулу для оценки изменений величины μ_H в УЗ поле:

$$\begin{aligned} \Delta \mu_{US} &= (\mu_{US} - \mu_0) = (e/m)(\tau_{US} - \tau_0) \\ &= \mu_0(2\sigma_{US}\gamma_\mu/\Delta E). \end{aligned} \quad (7)$$

Если считать, что для наших образцов при $T = 100\text{ K}$ доминирующим механизмом рассеяния является сплавной механизм, то используя выражение (7) и экспериментальные данные рис. 2, можно оценить величину $\gamma_\mu/\Delta E$. Данные приведены в таблице. Интересно оценить величину ΔE . Предположив, что $\gamma_\mu \approx \gamma_n$, получаем, что $\Delta E \approx 0.1\text{ эВ}$. Для сравнения заметим, что "нулевым" приближением в теории сплавного механизма рассеяния принимается разница ширины запрещенной зоны для компонент сплава [16].

Поскольку μ_H определяется несколькими механизмами рассеяния электронов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, при АС уменьшении вклада рассеяния на неоднородностях должна возрастать роль иного механизма рассеяния, который, возможно, слабо (или, сравнивая кривые 1' и 2' при $T > 150\text{ K}$, рис. 1 — по-другому) зависит от УЗ. По-видимому, с этим связано наблюдаемое насыщение зависимости $\mu_H(\sigma_{US})$. Последний вывод подтверждается также тем, что в более совершенных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, для которых $\mu_H(T)$ близка к кривой 4 (рис. 1), эффект УЗ увеличения подвижности в примесной области уменьшается (см. таблицу, образец 4).

5. Заключение

В данной работе впервые методом эффекта Холла в присутствии динамического УЗ нагружения исследованы ЭФ параметры в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Показано, что

УЗ нагружение интенсивностью $W_{US} \leq 0.5 \cdot 10^4$ Вт/м² приводит к увеличению эффективной концентрации электронов и их подвижности. Наблюдаемые эффекты объясняются в рамках дислокационной модели акустостимулированного термоактивируемого освобождения связанных дефектов донорного типа и соответствующего понижения рассеивающего потенциала на неоднородностях сплава. Из сравнения экспериментальных данных с теоретическими в рамках предложенной модели оценены характерные параметры акустоэлектрического взаимодействия, значения которых могут быть использованы для предварительных оценок структурного качества исходных полупроводниковых образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Таким образом, интенсивный звук, активизируя часть связанных дефектов, приводит к заметным кратковременным изменениям электрофизических параметров материала и для кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ действительно является "активным" [18].

Список литературы

- [1] Л.А. Карачевцева, А.В. Любченко, К.А. Мысливец, Я.М. Олих. УФЖ, **35**, 468 (1990).
- [2] К.А. Мысливец, Я.М. Олих. ФТТ, **32**, 682 (1990).
- [3] И.В. Островский. Акустолюминесценция и дефекты в кристаллах (Киев. Выща шк., 1995) гл. 4, гл. 6.
- [4] Я.М. Олих, Ю.И. Шавлюк. ФТТ, **38**, 468 (1996).
- [5] А.В. Любченко, Я.М. Олих. ФТТ, **27**, 2505 (1985).
- [6] В.А. Калитенко, Я.М. Олих, В.М. Перга. УФЖ, **33**, 788 (1988).
- [7] Я.М. Олих, Р.К. Савкина. УФЖ, **42**, 1385 (1997).
- [8] G. Nimtz, G. Bauer, R. Dornhaus. Phys. Rev. **B10**, 3302 (1974).
- [9] А.И. Власенко, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. УФЖ, **25**, 1318 (1980).
- [10] H.R. Vydynat. J. Electrochem. Soc., **128**, 2609 (1981).
- [11] П.И. Баранский, А.Е. Беляев, С.М. Комирченко, Н.В. Шевченко. ФТТ, **32**, 2159 (1990).
- [12] А.И. Власенко, А.В. Любченко, В.Г. Чалая. ФТП, **30**, 377 (1996).
- [13] Ф.А. Заитов, Ф.К. Исаев, А.В. Горшков. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых полупроводниковых твердых растворах (Баку, Азернешр, 1984) с. 81.
- [14] Д. Хирт, И. Лоттэ. Теория дислокаций (М., Наука, 1972) гл. 16.
- [15] Ю.А. Осипьян, В.Ф. Петренко. В кн.: Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ (М., Наука, 1986) с. 35.
- [16] D. Chattopadhyay, B.R. Nag. Phys. Rev., **12**, 5676 (1975).
- [17] Б.П. Коман. УФЖ, **32**, 908 (1987).
- [18] Я.М. Олих. Тез. докл. XII Всес. конф. по физике полупроводников; Киев, 1990 (Киев, Наук. думка, 1990) ч. 2, с. 87.

Редактор Т.А. Полянская

Acoustostimulated activation of bond defects in $CdHgTe$ alloys

O.I. Vlasenko, Ya.M. Olikh, R.K. Savkina

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
252028 Kyjiv, Ukraine

Abstract The results are presented of investigation of electro-physical parameters (effective electron concentration $n = 1/eR_H$ and Hall mobility $\mu_H = R_H/\rho$) for n - $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \approx 0.22$) crystals by an acoustodynamic Hall method. It has been found that in a region of the impurity conductivity ($T \approx 100$ K) under highfrequency intensive ultrasound load ($W < 0.5 \times 10^4$ W/m²) the n and μ_H values increased. The model of thermoacoustic activation of bond defects of the donor type with subsequent downsizing the scattering potential accounts for experimental results.

Ph: (044)265-62-56

Fax: (044)2658342

E-mail: olikh@class.semicond.kiev.ua