АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 39 1993 Вып. 4

УДК 534.2-16

© 1993 г. А. А. Захарова

АКУСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМОЙ В УСЛОВИЯХ ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИИ

Построена теория акустической неустойчивости в узкощелевых полупроводниках типа PbSnTe с неравновесной плазмой, механизм которой связан с зависимостью оже-рекомбинации от параметров зонной структуры полупроводника и не имеет отношения ни к каким эффектам пространственного перемещения квазичастиц. Вычислены инкременты нарастания продольных и поперечных акустических флуктуаций, порог неустойчивости и интервал волновых векторов, для которых инкремент положителен. Показано, что развитие неустойчивости в узкощелевых полупроводниках ограничивается процессами ударной ионизации.

В полупроводниках с плотной электронно-дырочной плазмой (ЭДП) могут быть существенны эффекты, связанные с взаимодействием квазичастиц с длинноволновыми акустическими фононами через потенциал деформации [1]. При определенных условиях, если концентрация ЭДП n существенно отличается от равновесий, развивается акустическая неустойчивость, например, при достаточно сильной зависимости скорости рекомбинации от параметров зонной структуры полупроводника, которые меняются при деформации. На возможность такой неустойчивости в условиях, когда концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне контролируется оже-процессами, указано в работе [2]. Периодическая модуляция акустической волной ширины запрещенной зоны полупроводника E_g приводит к росту темпа рекомбинации R_A в минимумах E_g и его уменьшению в максимумах. Таким образом, максимумы концентрации ЭДП образуются в областях с наибольшим значением E_g, что при непосредственном влиянии электронов и дырок на решетку через потенциал деформации приводит к увеличению деформации и ширины запрещенной зоны. Соответственно минимумы n формируются в областях с наименьшим значением E_g, что приводит к дальнейшему ее сужению и росту амплитуды деформации в акустической волне. При превышении концентрацией некоторого порогового значения $n_{пор}$ происходит перекачка энергии из электронно-дырочной подсистемы в решеточную посредством генерации звука. В работе [3] показано, что эти эффекты могут быть существенны при воздействии лазерного излучения полупроводника, причем пороговая концентрация для сравнительно шиирокозонных полупроводников определяется величиной решеточного поглощения звука. В узкощелевых полупроводниках с плотной ЭДП кроме оже-рекомбинации существенны процессы ударной ионизации, зависимость скорости которой g_A от параметров зонной структуры полупроводника сильнее, чем скорости рекомбинации. Причем с ростом E_g величина g_A быстро падает. Это приводит к уменьшению n и вблизи равновесного состояния, когда $g_A \approx R_A$, акустическая неустойчивость эффективно подавляется процессами ударной ионизации. В работе построена теория такой неустойчивости для узкощелевых полупроводников типа PbSnTe в условиях однородной объемной генерации электронно-дырочных пар. Интерес к такого рода эффектам обусловлен тем, что генерация мощного звука приводит к образованию дефектов в полупроводниках, например в условиях лазерного отжига.

Ограничимся собственными полупроводниками, спектр электронов и дырок в которых достаточно точно определяется в модели двух сильно взаимодействующих невырожденных зон, такими как твердые растворы PbSnTe. Будем считать, что одним из преобладающих механизмов рекомбинации является Оже-рекомбинация, ЭДП невырожденной и достаточно плотной, а ее время релаксации энергии достаточно малым, так что выполняются условия квазинейтральности, эффективной температуры, причем температуры электронов и дырок равны решеточной T. Экстремумы зоны проводимости и валентной зоны у полупроводников типа PbSnTe с зонной структурой халькогенидов свинца расположены на оси ⟨111⟩ кристалла на краю зоны Бриллюэна, эффективные массы электронов и дырок приближенно равны, а тензор эффективных масс имеет две независимые компоненты $m_{\parallel}$ и $m_{\perp}$ ($m_{\parallel}$ — эффективная масса в направлении большой оси эллипсоида вращения, представляющего изоэнергетическую поверхность вблизи экстремума, $m_{\perp}$ — поперечная масса). Столько же внутризонных констант деформационного потенциала $D_c^{\parallel} D_c^{\perp}$ и $D_v^{\parallel} D_v^{\perp}$ имеют зона проводимости и валентная зона соответственно. Межзонное деформационное взаимодействие отсутствует, так как кристаллы обладают центром симметрии. Будем считать, что $m_{\perp} << m_{\parallel}$, поскольку при $m_{\perp} = m_{\parallel}$ с учетом непараболичности зонной структуры Оже-переходы запрещены законами сохранения [4] и рассматриваемые эффекты, по-видимому, будут несущественны. Полупроводники с сильной анизотропией эффективных масс являются многодолинными, причем в каждом акте ударной ионизации или Оже-рекомбинации участвуют квазичастицы разных долин [4]. В недеформированном полупроводнике скорости оже-рекомбинации и ударной ионизации для невырожденной ЭДП определяются следующими выражениями (см. [4, 5]):

$$R_A = \beta_A n^3 e^{-E_i/T}, \quad g_A = \beta_A n_0^2 n e^{-E_i/T}, \tag{1}$$

где E_i — пороговая энергия Оже-рекомбинации, n_0 — равновесная концентрация электронов и дырок ($n_0^2 \sim e^{-E_g/T}$), причем в приближении взаимно перпендикулярных эквивалентных долин $E_i = (m_{\perp}/m_{\parallel})\, E_g$, $\beta_A \sim E_g^{-7/2}$ [4]. (Такой результат получается с учетом непараболичности зонной структуры. Если закон дисперсии считать параболическим $E_i = (m_{\perp}/(2m_{\parallel}))\, E_g$ [5].) Здесь и далее под E_g мы будем понимать ширину запрещенной зоны в недеформированном полупроводнике.

Найдем изменение величин R_A и g_A при деформации. Ограничимся случаем малой деформации. Тогда для энергии электрона и дырки в экстремуме i в двухзонной модели имеем [1]

$$E_i(\mathbf{k}) = -E_g/2 + (E_g/2)[1 + 2k_{\perp}^2/(m_{\perp}E_g) + 2k_{\parallel}^2/(m_{\parallel}E_g)]^{1/2} +$$
$$+ \frac{(D_c^{\perp} - D_v^{\perp})\, u_{\perp}^{i} + (D_c^{\parallel} - D_v^{\parallel})\, u_{\parallel}^{i}}{2\,[1 + 2k_{\perp}^2/(m_{\perp}E_g) + 2k_{\parallel}^2/(m_{\parallel}E_g)]^{1/2}} - (D_c^{\perp} - D_v^{\perp})\, u_{\perp}^{i}/2 -$$
$$- (D_c^{\parallel} - D_v^{\parallel})\, u_{\parallel}^{i}/2. \tag{2}$$

Здесь $k_{\parallel}$ и $k_{\perp}$ — продольный и поперечный квазиимпульсы соответственно, величины $u_{\parallel}^{i} = u_{x_i x_i}$ и $u_{\perp}^{i} = u_{y_i y_i} + u_{z_i z_i}$ выражаются через компоненты тензора деформаций в системе координат, связанной с главными осями i-эллипсоида вращения, причем ось x_i параллельна его длинной оси, $\mathbf{u}$ — смещение. Используя (2), найдем стандартным образом (см. [4, 5]) изменение пороговой энергии Оже-процесса, в результате которого рекомбинирующие электрон и дырка в экстремуме i передают энергию квазичастице в экстремуме j (большие оси эллипсоидов мы считаем приближенно перпендикулярными):

$$\Delta E_{ij} = \frac{m_{\perp}}{2m_{\parallel}}\, [\, (D_c^{\parallel} - D_v^{\parallel})\, (3u_{\parallel}^{i} + u_{\parallel}^{j}) + (D_c^{\perp} - D_v^{\perp})(3u_{\perp}^{i} + u_{\perp}^{j})\,]. \tag{3}$$

При этом изменение порога ударной ионизации $\Delta E_g^i + \Delta E_{ij}$ будет приближенно равно

$$\Delta E_g^i = (D_C^{\parallel} - D_V^{\parallel})\, u_{\parallel}^i + (D_C^{\perp} - D_V^{\perp})\, u_{\perp}^i. \tag{4}$$

Зависимость β_A от ширины запрещенной зоны и деформации определяется зависимостью от этих величин вероятности Оже-перехода $W_{f,v}$ при значениях квазиимпульсов частиц, близких к пороговым.

В пренебрежении обменным взаимодействием

$$W_{f,v} = (2\pi/\hbar)[2\pi e^2\hbar^2/(\varkappa^2|\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2|^2)]^2 |I_1|^2 |I_2|^2\, \delta(E_f - E_v),$$

где e — заряд электрона, $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость, $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ — квазиимпульсы рекомбинирующих электрона и дырки соответственно, $I_{1,2}$, $E_{f,v}$ — интегралы перекрытия волновых функций квазичастиц и суммарные энергии в начальных и конечных состояниях. Наибольший вклад в зависимость $\beta_A(E_g)$ вносит знаменатель выражения для $W_{f,v}$, который при нахождении R_A вычисляется при пороговых значениях квазиимпульсов. В условиях деформации $|\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2|^2 \sim$ $\sim (E_i + (m_\perp/(2m_\parallel))[(D_C^{\parallel} - D_V^{\parallel})(3u_{\parallel}^i + u_{\parallel}^i) + (D_C^{\perp} - D_V^{\perp})(3u_{\perp}^i + u_{\perp}^i)])$. Используя гамильтониан в матричном виде (см., например, [1]), в базисе Латтинжера и Кона, нетрудно найти также волновые функции в деформированном полупроводнике и величины I_1 и I_2 Далее, просуммировав по всем возможным переходам, можно найти поправку к β_A. Однако в дальнейшем для простоты ограничимся учетом зависимости от деформации пороговой энергии, полагая $E_i > T$ вклады в изменение R_A и g_A от β_A и ΔE_{ij} одного знака, и полученные результаты будут справедливы по порядку величины даже при $E_i \lesssim T$. Тогда

$$R_A \sim \sum_{i \neq j} (n_i p_i n_j + n_i p_i p_j) \exp(-(\Delta E_{ij} + E_i)/T),$$

$$g_A \sim n_0^2 \sum_{i \neq j} (n_j + p_j) \exp(-(\Delta E_g^i + E_i)/T). \tag{5}$$

Здесь n_i, p_i — концентрации электронов и дырок в i-экстремуме соответственно. В условиях междолинного равновесия (этой ситуацией в дальнейшем мы ограничимся)

$$n_i = n\left[\sum_j \exp((\Delta E_C^i - \Delta E_C^j)/T)\right]^{-1}, \quad p_i = n\left[\sum_j \exp(-(\Delta E_V^i - \Delta E_V^j)/T\right]^{-1}, \tag{6}$$

где

$$\Delta E_C^i = D_C^{\parallel} u_{\parallel}^i + D_C^{\perp} u_{\perp}^i, \quad \Delta E_V^i = D_V^{\parallel} u_{\parallel}^i + D_V^{\perp} u_{\perp}^i \quad [1].$$

Рассматриваемая неравновесная система описывается следующими уравнениями (ср. с [6]):

$$\partial n/\partial t = g + g_A + G - R_A - R + \frac{1}{e}\, \partial j_n^k/\partial x_k,$$

$$\rho \partial^2 u_k/\partial t^2 = \partial \sigma_{kj}/\partial x_j + \partial/\partial x_j\, (\partial E(n_i, p_i, u_{kj})/\partial u_{kj}),$$

$$j^k = \sum_i (n_i \mu_{kj}^i \partial(\Delta E_C^i - e\varphi)/\partial x_j + \mu_{kj}^i T \partial n_i/\partial x_j),$$

$$j^k = -j^k = \sum_i (p_i \mu_{kj}^i \partial(\Delta E_V^i - e\varphi)/\partial x_j - \mu_{kj}^i T \partial p_i/\partial x_j),$$

$$E(n_i, p_i, u_{kj}) = \sum_i [(n_i D_C^{\parallel} - p_i D_V^{\parallel})\, u_{\parallel}^i(u_{kj}) + (n_i D_C^{\perp} - p_i D_V^{\perp})\, u_{\perp}^i(u_{kj})]. \tag{7}$$

Здесь g — скорость генерации электронно-дырочных пар внешним источником, которая считается не зависящей от деформации, величины G и R описывают процес-

сы тепловой генерации и рекомбинации, не описанные членами g_Λ и R_Λ (зависимостью G и R от деформации мы также пренебрегаем), $j_{n,p}{}^k$ — плотности токов электронов и дырок вдоль оси x_k, u_{kj}, σ_{kj} — компоненты тензоров деформаций и напряжений, μ^i_{kj} — компоненты тензоров подвижностей электронов и дырок в долине i (подвижности квазичастиц мы считаем равными), φ — электрический потенциал, находится из условия квазинейтральности $\left(\sum n_i = \sum p_i\right)$, $e = |e|$, $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$. Направим ось x вдоль направления распространения акустической волны. Будем считать, что акустические флуктуации можно разделить на продольные и поперечные. Последнее возможно, например, для некоторых выделенных направлений распространения звука, либо при несущественной анизотропии упругих свойств кристалла. Тогда для продольной волны отличны от нуля только компоненты u_{xx} и σ_{xx} (соответствующих тензоров, а для поперечной — u_{yx} и σ_{yx}, причем $\sigma_{xx} = \rho s_l^2 u_{xx}$, $\sigma_{yx} = \rho s_t^2 \partial u_y/\partial x$, где ρ — плотность, $s_{l,t}$ — скорости продольных и поперечных волн соответственно, а ось y направлена вдоль вектора поляризации последних. Изменение скорости звука за счет деформационных эффектов в дальнейшем мы будем считать малым. Полагая g постоянной, исследуем на устойчивость однородное стационарное состояние с концентрацией n. Линеаризуем (7). С учетом (1)—(6) находим систему линейных уравнений для флуктуаций концентрации Δ_n и смещения u_x в продольной акустической волне

$$\partial^2 u_x/\partial t^2 = s_l^2 \partial^2 u_x/\partial x^2 + (\Lambda_l/\rho)\, \partial\Delta n/\partial x,$$

$$\partial\Delta n/\partial t = -\Delta n/\tau_R + \Lambda_l n/(\tau T)\, \partial u_x/\partial x + n\mu_{\text{эфф}}\Lambda_l/(2e)\, \partial^3 u_x/\partial x^3 + D\partial^2\Delta n/\partial x^2. \qquad (8)$$

Здесь D — коэффициент диффузии, который в условиях равномерного заселения долин считается изотропным,

$$\tau_R^{-1} = \partial\,(R - G)/\partial n + \tau_\Lambda^{-1},$$

$$\tau_\Lambda^{-1} = (3R_\Lambda(n) - g_\Lambda(n))/n, \quad \tau^{-1} = ((2m_\perp/m_\parallel)\, R_\Lambda - g_\Lambda(n)(1 + 2m_\perp/m_\parallel))/n,$$

$$\Lambda_l = \frac{1}{4}\sum_i (D_C^\parallel - D_V^\parallel)\cos^2\theta_i + (D_C{}^\perp - D_V{}^\perp)\sin^2\theta_i, \qquad (9)$$

$$\mu^l_{\text{эфф}} = \sum_i (\mu_l\cos^2\theta_i + \mu_t\sin^2\theta_i)\,[1 - (3/(4\Lambda_l))(D_C^\parallel - D_V^\parallel)\cos^2\theta_i -$$

$$- (3/(4\Lambda_l))(D_C{}^\perp - D_V{}^\perp)\sin^2\theta_i],$$

θ_i — угол между длинной осью i — эллипсоида и осью x, μ_l, μ_t — подвижности, соответствующие длинной и короткой осям каждого эллипсоида. Отличие $\mu^l_{\text{эфф}}$ от $\mu = eD/T$ связано с тем, что происходит заметное перераспределение квазичастиц между долинами, если направление распространения акустической волны не совпадает с осью $\langle 100\rangle$. Мы учли, что $u^i_\parallel = u_{xx}\cos^2\theta_i$, $u^i_\perp = u_{xx}\sin^2\theta_i$ для продольной волны. Полагая Δn, $u_x \sim \exp(-i\omega t + iqx)$, где $q \approx \mathrm{Re}\,\omega/s_l$ — волновой вектор, находим инкремент нарастания смещения в продольной акустической волне

$$\mathrm{Im}\,\omega = \frac{\Lambda_l^2 n q^2\,[\tau^{-1} - \mu^l_{\text{эфф}} T q^2/2e]}{2\rho\,[(\tau_R^{-1} + q^2 D)^2 + s_l^2 q^2]\,T}. \qquad (10)$$

Аналогично для поперечных волн имеем следующую систему линеаризованных уравнений для флуктуаций концентрации Δn и смещения u_y:

$$\partial^2 u_y/\partial t^2 = s_t^2 \partial^2 u_y/\partial x^2 + (\Lambda_t/\rho)\, \partial\Delta n/\partial x,$$

$$\partial\Delta n/\partial t = -\Delta n/\tau_R + (\Lambda_t n\tau^{-1}/T)\, \partial u_y/\partial x + (\mu^t_{\text{эфф}} n\Lambda_t/(2e))\, \partial^3 u_y/\partial x^3 +$$

$$+D\partial^2\Delta n/\partial x^2. \tag{11}$$

Здесь $\Lambda_t = \frac{1}{8}\,[D_c^{\parallel} - D_v^{\parallel} - D_c^{\perp} + D_v^{\perp}]\sum_i \sin 2\theta_i \cos\varphi_i$,

$$\mu^t_{\text{эфф}} = \sum_i (\mu_l \cos^2\theta_i + \mu_t \sin^2\theta_i)\left[1 - \frac{3\sin 2\theta_i \cos\varphi_i}{\sum_j \sin 2\theta_j \cos\varphi_j}\right], \tag{12}$$

φ_i — угол между проекцией оси x_i, характеризующей направление большой оси i-эллипсоида, на плоскость yz и осью y. Мы учли, что $u^i_{\parallel} = (u_{yx} + u_{xy})\sin 2\theta_i \cos\varphi_i/2 = -u_{\perp}{}^i$ для поперечной волны. Полагая $\Delta n, u_y \sim \exp(-i\omega t + iqx)$, где $\mathrm{Re}\,\omega \approx s_t q$, находим инкремент нарастания смещения в поперечной акустической волне:

$$\mathrm{Im}\,\omega = \frac{\Lambda_t^2 n q^2\,[\tau^{-1} - \mu^t_{\text{эфф}} T q^2/(2e)]}{2\rho\,[(\tau_R^{-1} + q^2 D)^2 + s_t^2 q^2]\,T} \tag{13}$$

При выводе формул (10) и (13) мы считали $\mathrm{Im}\,\omega << \mathrm{Re}\,\omega$, что соответствует слабой связи электронно-дырочной и фононной подсистем, мы также пренебрегли решеточным поглощением звука.

В формулах (10), (13) наличие члена τ^{-1} в числителе обусловлено зависимостью скорости Оже-рекомбинации и ударной ионизации от ширины запрещенной зоны полупроводника и соответственно от деформации. При $\tau^{-1} > 0$ инкременты нарастания флуктуаций продольных и поперечных звуковых волн становятся положительными для некоторых значений q, и в узкощелевом полупроводнике с неравновесной плазмой может развиться акустическая неустойчивость. Механизм неустойчивости состоит в следующем. Изменение ширины запрещенной зоны при деформации приводит к уменьшению темпа рекомбинации и росту концентрации ЭДП в областях максимумов потенциала деформации и соответствующему уменьшению в минимумах, так как R_A падает с ростом E_g для большинства полупроводников. Непосредственное влияние квазичастиц на решетку через потенциал деформации обусловливает в этой ситуации дальнейший рост амплитуды деформации. Интересной особенностью такой неустойчивости является то, что для ее развития в безграничном полупроводнике необходимо лишь превышение концентрацией квазичастиц некоторого порогового значения и нет необходимости в наличии внешнего электрического поля, градиента температуры и т. д. Важно, что ее инкремент увеличивается с уменьшением подвижности и коэффициента диффузии, так как механизм неустойчивости не связан ни с какими эффектами пространственного перемещения квазичастиц. В узкощелевых полупроводниках ударная ионизация может существенным образом препятствовать неустойчивости, так как ее скорость зависит от деформации сильнее скорости рекомбинации, причем с ростом ширины запрещенной зоны величина g_A уменьшается. Последнее способствует уменьшению n в максимумах потенциала деформации и увеличению в минимумах, так что в равновесных условиях учет зависимости этих величин от смещения в акустической волне приводит к дополнительному затуханию звуковых флуктуаций. Используя (1), (9), (10), (13), находим пороговую концентрацию ЭДП $n_{\text{пор}}$, при превышении которой $\tau^{-1} > 0$, и интервал волновых векторов q, для которых инкремент положителен, для продольных и поперечных волн соответственно

$$n_{\text{пор}} = n_0\,[(m_{\parallel}/(2m_{\perp}))(1 + 2m_{\perp}/m_{\parallel})]^{1/2} \approx n_0\,(m_{\parallel}/(2m_{\perp}))^{1/2},$$

$$0 < q^2 < 2\tau^{-1}(n)\,e/(\mu^l_{\text{эфф}} T),\quad 0 < q^2 < 2\tau^{-1}(n)\,e/(\mu^t_{\text{эфф}} T). \tag{14}$$

Величина $n_{\text{пор}}$ одинакова для продольных и поперечных волн, однако интервал волновых векторов, для которых инкремент положителен, различен для первых

и последних и зависит от направления распространения звука относительно осей кристалла в силу зависимости $\mu^l_{эфф}$, $\mu^t_{эфф}$ и Λ_l, Λ_t от θ_l и φ_l Отметим, что, поскольку по предположению $m_\parallel >> m_\perp$, величина $n_{пор}$ заметно больше n_0. Отметим, что без учета зависимости g_A от деформации $\tau^{-1} > 0$ и $n_{пор} = 0$. Поэтому включение в рассмотрение процессов ударной ионизации является принципиальным.

Поскольку соответствующие дисперсионные уравнения не имеют кратных корней, неустойчивость является сносовой. Однако в ограниченном полупроводнике звуковые флуктуации могут нарастать во времени. Например, найдем разрешенные значения q и форму нарастающих продольных волн в пластине полупроводника толщиной l, плоскость которой перпендикулярна оси ⟨100⟩, при $\omega << s_l^2/D$.

В этом случае диффузионные токи малы для акустических флуктуаций. Ограничимся рассмотрением флуктуаций, волновой вектор которых перпендикулярен плоскости пластины. Направим ось x параллельно волновому вектору, а в качестве граничных возьмем следующие условия:

$$u_x|_{x=0,l} = 0, \quad j^x_{n,p}|_{x=0,l} = 0.$$

Тогда флуктуации смещения

$$u_x \sim \exp(-i\omega t)\sin(qx), \tag{15}$$

где $q = \pi m/l$, m — целое число с волновым вектором, направленным вдоль оси x нарастают, если $n > n_{пор}$, выполняется первое из неравенств (14). Инкремент неустойчивости определяется формулой (10).

Сделаем численную оценку величины $n_{пор}$ для твердых растворов PbSnTe. Полагая $m_\perp/m_\parallel \approx 10^{-1}$, находим что $n_{пор} \approx 2{,}3\ n_0$.

В заключение отметим, что рассмотренные эффекты могут быть существенны в различных приборах на основе узкощелевых полупроводников, а также при лазерном отжиге полупроводников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бир Г. Л., Пикус Г. Е.* Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 584 с.
2. *Бугаев А. С., Гуляев Ю. В., Захарова А. А., Рыжий В. И.* Акустическая неустойчивость в полупроводниках с неравновесной электронно-дырочной плазмой // ФТП. 1984. Т. 18. Вып. 12. С. 255—259.
3. *Захарова А. А., Рыжий В. И.* О генерации звука при воздействии на поверхность полупроводника лазерного излучения // ФТП. 1989. Т. 23. Вып. 11. С. 1976—1980.
4. *Ziep O., Mocker M., Genzow D., Herrmann K. H.* Auger recombination in PbSnTe-like semiconductors // Phys. st. sol. (b). 1978. V. 90. N 1. P. 197—205.
5. *Emtage P. R.* Auger recombination and junction resistance in lead-tin telluride // J. Appl. Phys. 1976. T. 47. № 6. P. 2565—2568.
6. *Кочелап В. А., Соколов В. Н., Венгалис Б. Ю.* Фазовые переходы в полупроводниках с деформационным электрон-фононным взаимодействием. Киев: Наук. думка, 1984. 180 с.

Физико-технологический
институт Российской
академии наук

Поступила в редакцию
19.10.92

После исправления
03.02.93

A. A. Zakharova

ACOUSTIC INSTABILITY IN NARROW-GAP SEMICONDUCTORS WITH NONEQUILIBRIUM PLASMA UNDER AUGER RECOMBINATION CONDITIONS

A theory of acoustic instability in narrow-gap semiconductors with noneguilibrium plasma is developed. The mechanism of this instability is connected with the dependence of the Auger recombination on deformation. The effects of particles spatial motion are unessential. The increments for longitudinal and transversal waves, the inctability threshold and the intervals of wave vectors for which the increments are positive, are calculated. The effects of impact ionization have been shown to determine the threshold concentration.