

УДК535.211:621.315

© 1993 г. В.Э. Гусев, Л.Н. Макарова

**УКОРОЧЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ  
В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ ИХ ВОЗБУЖДЕНИИ  
ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

Проведен теоретический анализ влияния поверхностной рекомбинации на лазерную пьезогенерацию акустических импульсов полем Дембера. Обнаружено, что с ростом скорости поверхностной рекомбинации возможно укорочение длительности звуковых импульсов до времени поверхностной рекомбинации и увеличение их амплитуды. Выявлены условия, при которых возбуждение звука полем Дембера может быть на порядок и более эффективнее возбуждения звука за счет концентрационного механизма.

В последнее десятилетие лазерная генерация акустических импульсов с пикосекундными длительностями представляет весьма большой интерес [1–4]. Оптоакустические генераторы и акустооптические детекторы пикосекундных звуковых импульсов могут быть использованы для измерения толщин тонких пленок [1, 2], для изучения упругих свойств и распределения дефектов в пленках [3].

До сих пор экспериментально было исследовано возбуждение сверхкоротких акустических импульсов за счет термоупругого [4, 5] и деформационного механизмов [5, 6]. В работах [7, 8] были выявлены условия, при которых возможно пьезовозбуждение коротких акустических импульсов длительностью порядка времени дебаевской экранировки заряда, и показано, что пьезомеханизм оптоакустического преобразования эффективнее термоупругого и электронного. В работе [9] обнаружено, что при поверхностном поглощении лазерного излучения в приближении независимого движения электронов и дырок возможно укорочение возбуждаемых продольных акустических импульсов с ростом скорости поверхностной рекомбинации, причем при сверхзвуковой скорости поверхностной рекомбинации длительность акустического импульса определяется временем поверхностной рекомбинации. Кроме того, ранее было показано [7], что рост частоты объемной рекомбинации носителей приводит к укорочению возбуждаемых акустических импульсов от длительности, равной времени пробега звука по области поглощения света, до времени объемной рекомбинации фотовозбужденных носителей. Поэтому возникает вопрос: приводит ли увеличение скорости поверхностной рекомбинации к укорочению возбуждаемых акустических импульсов, если учесть конечность области поглощения лазерного излучения? Настоящая работа и посвящена исследованию этого вопроса.

Рассмотрим полубесконечный пьезополупроводник. В случае пространственно неоднородного фотовозбуждения полупроводника с различными подвижностями  $\mu_e, \mu_h$  носителей заряда разного знака квазинейтральность фотогенерируемой электронно-дырочной (ЭД) плазмы определяется возникновением электрического поля  $E_D$  (поля Дембера), которое препятствует пространственному разделению

электронов и дырок и обеспечивает их амбиполярную диффузию:

$$E_D = - \frac{D_e - D_h}{\mu_e + \mu_h} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z}. \quad (1)$$

Здесь  $D_{e, h}$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок,  $n$  — концентрация ЭД-плазмы. Неоднородное электрическое поле  $E_D$  и инициирует через обратный пьезоэффект генерацию продольных акустических импульсов. Отметим, что впервые генерация звука полем Дембера анализировалась с использованием аналогичной модели для сдвиговых акустических волн в работе [10]. С помощью интегральных преобразований (Фурье — по времени, Лапласа — по пространственной координате) и условия излучения находим решение одномерного волнового уравнения для колебательной скорости в бегущей акустической волне, возбуждаемой вблизи свободной поверхности кристалла вне области генерации:

$$V(\theta) = - \frac{1}{2\pi} \frac{e}{2\rho c_L^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega\theta} (i\omega) [\hat{E}_D(\omega, i \frac{\omega}{c_L}) - \hat{E}_D(\omega, -i \frac{\omega}{c_L})], \quad (2)$$

где  $\theta = t - \frac{z}{c_L}$  — сопутствующее время. Линеаризуя (1) ( $n' \ll n_0$ , где  $n', n_0$  — неравновесная и равновесная концентрация ЭД-плазмы соответственно), находим пространственно-временную компоненту поля Дембера:

$$\hat{E}_D(\omega, p) = - \frac{(D_e - D_h)}{(\mu_e + \mu_h)} \frac{1}{n_0} [-\tilde{n}(0) + p\hat{n}(\omega, p)]. \quad (3)$$

Здесь и в дальнейшем концентрация неравновесных носителей переобозначена  $n \equiv n'$ . В представлениях (2), (3) волнистая линия обозначает фурье-преобразование по времени, значок "Λ" — дополнительное преобразование Лапласа по координате, а также введено обозначение  $\tilde{n}(0) = \tilde{n}(\omega, z=0)$ . Поле концентрации фотовозбужденной ЭД-плазмы описывается уравнением диффузии и в спектральном представлении было получено в работе [9]. Функция источника неравновесных носителей при мгновенном и объемном поглощении света определяется следующим образом:

$$G(t, z) = \frac{\alpha(1-R)I_0\tau_L}{h\nu} \delta(t) e^{-\alpha z},$$

где  $R, \alpha$  — коэффициенты отражения и поглощения света,  $h\nu$  — энергия кванта лазерного излучения,  $I_0$  — интенсивность оптического воздействия,  $\tau_L$  — длительность лазерного импульса,  $\delta(t)$  — дельта-функция.

Используя (2), (3) и спектральные компоненты концентрации фотовозбужденной ЭД-плазмы из работы [9], можно описать колебательную скорость в бегущей акустической волне вне области генерации. Для исследования оптической генерации акустических импульсов в процессе амбиполярной диффузии ЭД-плазмы используем передаточную функцию оптоакустического (ОА) преобразования  $K(\omega)$ :

$$V(\theta) = \frac{1}{2\pi} \tau_L \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{-i\omega\theta} K(\omega),$$

которая определяет эффективность преобразования света в звук в зависимости от частоты:

$$K(\omega) = -V_0 \frac{\omega_{D0}}{\omega_{D0} + i\omega} \left\{ \left( \frac{\omega_S}{\omega_{D0}} \right)^{1/2} \frac{(-i\omega)^{1/2}}{[\omega_S^{1/2} + (-i\omega)^{1/2}]} \frac{(-i\omega)^{1/2}}{[\omega_n^{1/2} + (-i\omega)^{1/2}]} - \frac{(-i\omega)\omega_a}{\omega_a^2 + \omega^2} \right\}. \quad (4)$$

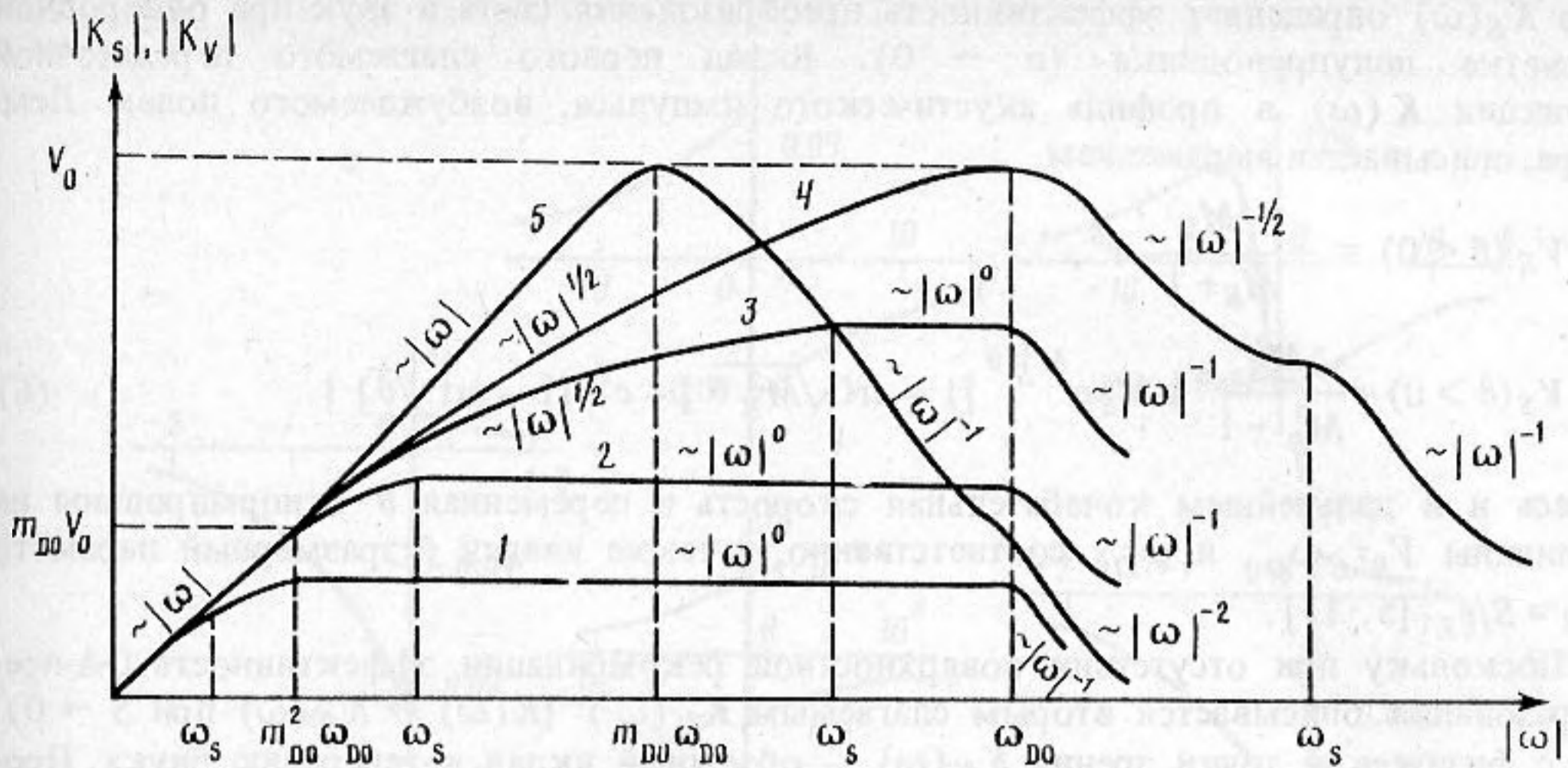


Рис. 1. Качественный вид передаточной функции ОА-преобразования в условиях амбиполярной диффузии при однородной засветке  $K_S(\omega)$  для различных скоростей поверхностной рекомбинации: 1 -  $M_S < m_{D0} < 1$  ( $\omega_S < \omega_n < \omega_\alpha < \omega_{D0}$ ); 2 -  $m_{D0}^2 < M_S^2 < m_{D0} < 1$  ( $\omega_n < \omega_S < \omega_\alpha < \omega_{D0}$ ); 3 -  $m_{D0} < M_S^2 < 1$  ( $\omega_\alpha < \omega_S < \omega_{D0}$ ); 4 -  $M_S^2 > 1$  ( $\omega_S > \omega_{D0}$ ); в отсутствие поверхностной рекомбинации  $K_V(\omega)$  (5)

Здесь  $V_0 \equiv \frac{\alpha(1-R)I_0}{h\nu} \frac{e(D_e - D_h)}{(\mu_e + \mu_h)} \frac{1}{n_0} \frac{1}{\rho c_L^2}$  — характерное значение колебательной скорости. Частоты  $\omega_S = S^2/D$  и  $\omega_{D0} = c_L^2/D$  с физической точки зрения соответствуют частотам, на которых скорость диффузионной волны носителей сравнивается соответственно со скоростью поверхностной рекомбинации квазинейтральной ЭД-плазмы ( $S$ ) и скоростью звука ( $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии). Частоты  $\omega_n$  и  $\omega_\alpha$  выражаются с помощью безразмерного параметра  $m_{D0} \equiv \frac{\alpha D}{c_L}$  через частоту  $\omega_{D0}$ :  $\omega_\alpha \equiv m_{D0} \omega_{D0} = \alpha c_L$ ,  $\omega_n \equiv m_{D0}^2 \omega_{D0} = \alpha^2 D$ .

Для выявления роли поверхностной рекомбинации при объемном поглощении лазерного излучения рассмотрим случай, когда время звукового пробега по области фотовозбуждения значительно меньше времени диффузии нерекombинировавших носителей по этой же области, т.е. когда  $m_{D0} \ll 1$ , что имеет место при  $\alpha \ll c_L/D \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

Из анализа передаточной функции (4) следует, что для дальнейших расчетов вкладом в сигнал частот  $\omega \ll \omega_n$  можно пренебречь (рис. 1) и рассматривать пьезогенерацию звука на частотах, для которых область поглощения света является диффузионно толстой. Кроме того, во втором слагаемом выражения (4) не играет существенной роли область частот  $\omega \gg \omega_{D0}$ . Тогда передаточная функция (4) запишется в виде:

$$K(\omega) = -V_0 \left[ \left( \frac{\omega_S}{\omega_{D0}} \right)^{1/2} \frac{(-i\omega)^{1/2}}{\omega_S^{1/2} + (-i\omega)^{1/2}} \frac{\omega_{D0}}{\omega_{D0} + i\omega} - \frac{(-i\omega)m_{D0}\omega_{D0}}{\omega^2 + (m_{D0}\omega_{D0})^2} \right] \equiv K_S(\omega) + K_V(\omega). \quad (5)$$

Трансформация передаточной функции по мере роста скорости поверхностной рекомбинации описывается первым слагаемым  $K_S(\omega)$  в выражении (5). Отметим,

что  $K_S(\omega)$  определяет эффективность преобразования света в звук при однородной засветке полупроводника ( $\alpha \rightarrow 0$ ). Вклад первого слагаемого передаточной функции  $K(\omega)$  в профиль акустического импульса, возбуждаемого полем Дембера, описывается выражением

$$V_S(\theta < 0) = -\frac{M_S}{M_S + 1} e^\theta,$$

$$V_S(\theta > 0) = \frac{M_S^2}{M_S^2 - 1} \{ M_S e^{M_S^2 \theta} [1 - \operatorname{erf} \sqrt{M_S^2 \theta}] - e^\theta [1 - \operatorname{erf} \sqrt{\theta}] \}. \quad (6)$$

Здесь и в дальнейшем колебательная скорость и переменная  $\theta$  отнормированы на величины  $V_0 \tau_L \omega_{D0}$  и  $\omega_{D0}$  соответственно, а также введен безразмерный параметр  $M_S = S/c_L$  [5, 11].

Поскольку при отсутствии поверхностной рекомбинации эффективность ОА-преобразования описывается вторым слагаемым  $K_V(\omega)$  ( $K(\omega) \rightarrow K_V(\omega)$  при  $S \rightarrow 0$ ), то с физической точки зрения  $K_V(\omega)$  — объемный вклад в генерацию звука. Профиль колебательной скорости в акустической волне, возбуждаемой при  $S = 0$ , является симметричным и дипольным:

$$V_V(\theta) = -\frac{m_{D0}}{2} \operatorname{sgn}(\theta) e^{-m_{D0} |\theta|}. \quad (7)$$

Используя выражение (6), (7), а также результаты проведенного в работе [9] анализа пьезовозбуждения звука по мере роста скорости поверхностной рекомбинации в условиях нарушения квазинейтральности фотовозбужденной ЭД-плазмы, качественно проследим трансформацию профиля колебательной скорости в акустической волне, возбуждаемой полем Дембера (рис. 2).

При отсутствии поверхностной рекомбинации ( $M_S = 0$ ) возбуждается акустический импульс с длительностью  $\tau_a \sim \omega_\alpha^{-1} \sim (\alpha c_L)^{-1}$ . Включение поверхностной рекомбинации приводит к укорочению акустических импульсов. Как видно из рис. 2, при дозвуковой поверхностной рекомбинации ( $M_S \ll 1$ ) акустический импульс укорачивается до  $\omega_{D0}^{-1}$ , а при сверхзвуковой поверхностной рекомбинации — до длительности  $\tau_a \sim \omega_S^{-1}$ . Укорочение импульсов от  $\tau_a \sim \omega_\alpha^{-1}$  ( $M_S = 0$ ) до  $\tau_a \sim \omega_S^{-1}$  ( $M_S \gg 1$ ) осуществляется за счет того, что в первом случае в отсутствие поверхностной рекомбинации генерация звука происходит в области градиента концентрации, обусловленного экспоненциальным по пространству фотовозбуждением носителей, а во втором случае — на более крутом приповерхностном градиенте, связанном с сильной поверхностной рекомбинацией.

Для выявления физической сути укорочения акустических импульсов от  $\tau_a \sim \omega_{D0}^{-1}$  ( $M_S \ll 1$ ) до  $\tau_a \sim \omega_S^{-1}$  ( $M_S \gg 1$ ) при однородном фотовозбуждении носителей ( $\alpha \rightarrow 0$ ) проанализируем изменение во времени и в пространстве поля Дембера. В случае однородного фотовозбуждения носителей в отличие от случая поверхностного фотовозбуждения ( $\alpha \rightarrow \infty$ ) с поверхности  $z = 0$  будет распространяться не диффузионная волна повышения концентрации, а диффузионная волна понижения концентрации, которая описывается следующим образом:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2},$$

$$D \frac{\partial n}{\partial z} = Sn,$$

$$n(t = 0) = n_1 \theta(z), \quad (8)$$

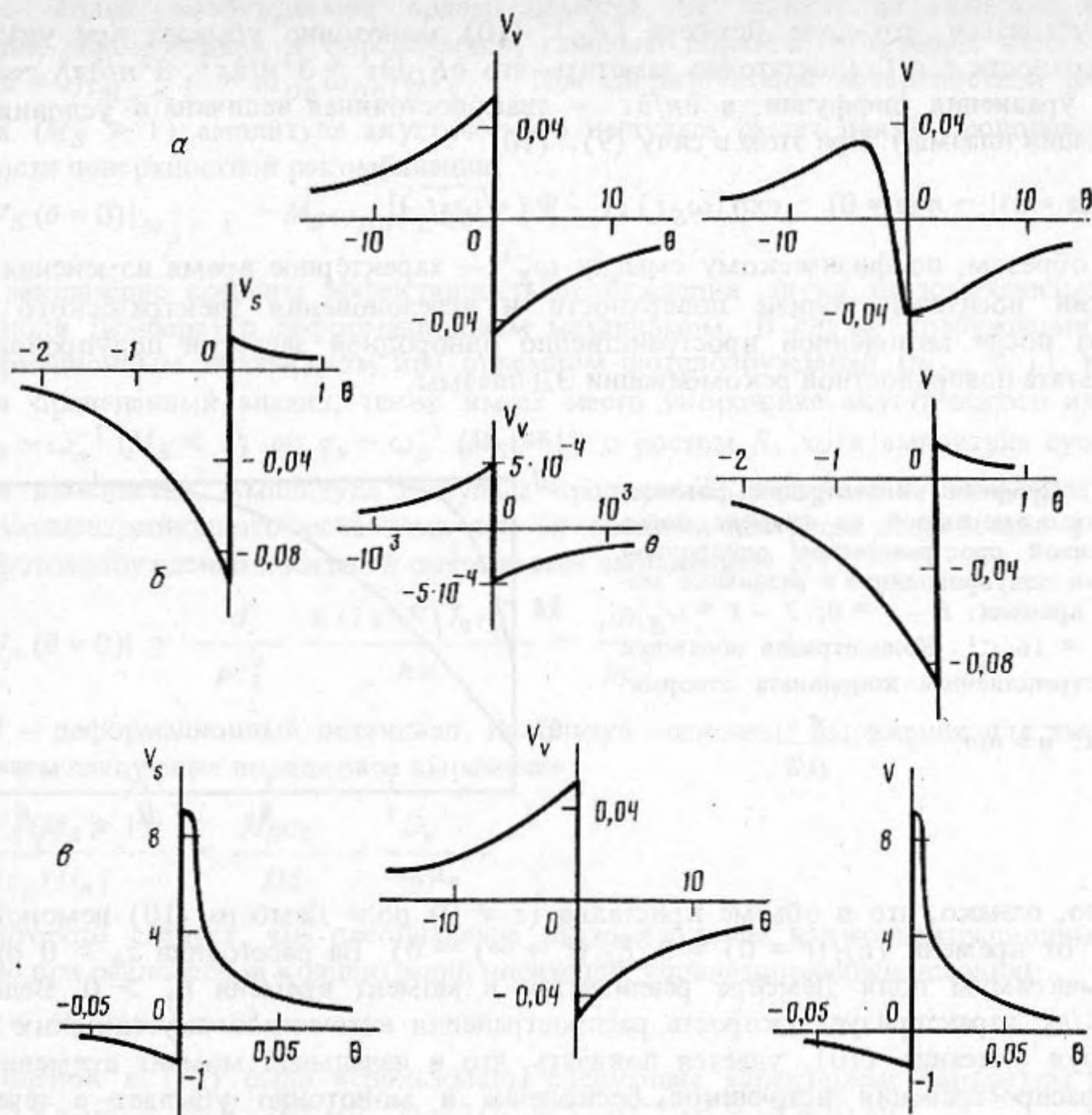


Рис. 2. Профили колебательной скорости в акустической волне, возбуждаемой полем Дембера (при однородной засветке полупроводника  $V_S(\theta)$ , при отсутствии поверхностной рекомбинации  $V_V(\theta)$ , результирующий  $V(\theta) = V_S(\theta) + V_V(\theta)$ ), для различных скоростей поверхностной рекомбинации: а -  $\frac{1}{2} m_{D0} < M_S < m_{D0}^{1/2} \ll 1$  ( $\omega_n < \omega_S < \omega_\alpha < \omega_{D0}$ ). Рисунок построен при  $m_{D0} = 0,1$ ;  $M_S = 0,1$ ; б -  $m_{D0}^{1/2} < M_S \ll 1$  ( $\omega_\alpha < \omega_S < \omega_{D0}$ ). Рисунок приведен для  $m_{D0} = 0,001$ ;  $M_S = 0,1$ ; в -  $M_S \gg 1$  ( $\omega_S \gg \omega_{D0}$ ). Рисунок построен при  $m_{D0} = 0,1$ ;  $M_S = 10$

где  $n_1 = \frac{\alpha(1-R)I_0\tau_L}{h\nu}$ ,  $\theta(z)$  - функция Хевисайда. Задача (8) имеет аналитическое решение:

$$n(z, t) = n_1 \left\{ \Phi\left(\frac{z}{2\sqrt{Dt}}\right) + \exp(\sqrt{\omega_S/D}z + \omega_S t) [1 - \Phi\left(\frac{z}{2\sqrt{Dt}} + \sqrt{\omega_S t}\right)] \right\}, \quad (9)$$

причем  $n - n_1 < 0$ . Профили концентрации по глубине в различные моменты времени представлены на рис. 3. С помощью (9) получаем следующее представление для поля Дембера:

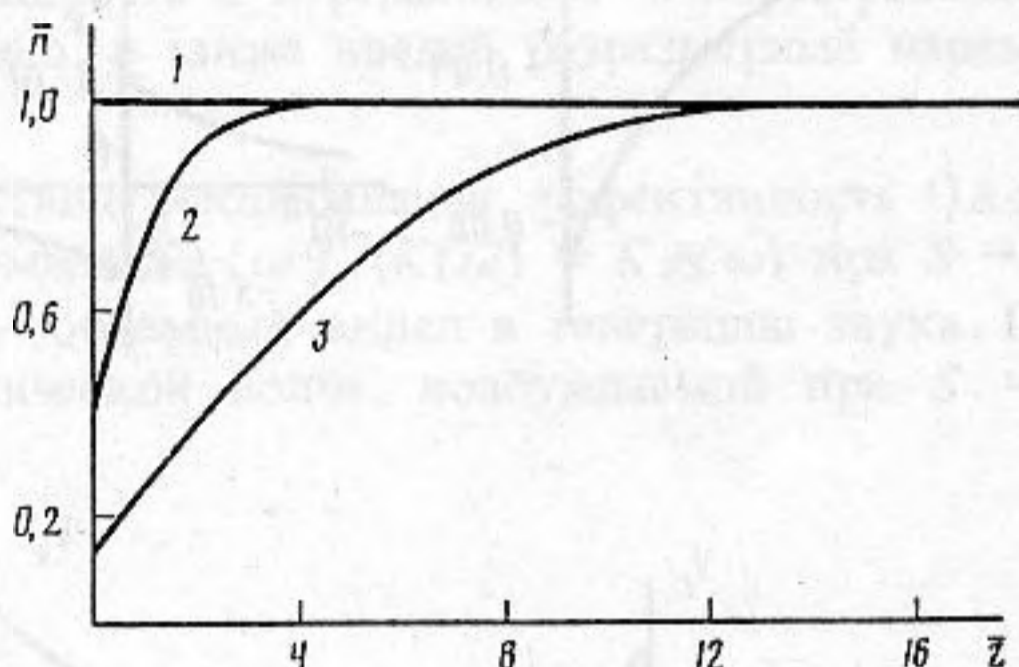
$$E_D = -\frac{(D_e - D_h)}{(\mu_e + \mu_h)} \frac{n_1}{n_0} \sqrt{\frac{\omega_S}{D}} \exp(\sqrt{\omega_S/D}z + \omega_S t) [1 - \Phi\left(\frac{z}{2\sqrt{Dt}} + \sqrt{\omega_S t}\right)] \quad (10)$$

Легко убедиться, что поле Дембера  $|E_D|$  (10) монотонно убывает при удалении от поверхности  $z = 0$  (достаточно заметить, что  $\partial E_D/\partial z \sim \partial^2 n/\partial z^2$ ,  $\partial^2 n/\partial z^2 \sim \partial n/\partial t$  в силу уравнения диффузии, а  $\partial n/\partial t$  — знакпостоянная величина в условиях рекомбинации плазмы). При этом в силу (9), (10)

$$|E_D(z=0)| \sim n(z=0) \sim \exp(\omega_S t) [1 - \Phi(\sqrt{\omega_S t})]. \quad (11)$$

Таким образом, по физическому смыслу  $\omega_S^{-1}$  — характерное время изменения концентрации носителей вблизи поверхности и исчезновения электрического поля Дембера после мгновенной пространственно однородной засветки полупроводника в результате поверхностной рекомбинации ЭД-плазмы.

Рис. 3. Профили концентрации фотовозбужденных носителей по глубине после мгновенной пространственно однородной засветки полупроводника в различные моменты времени: 1 —  $t = 0$ ; 2 —  $t = \omega_S^{-1}$ ; 3 —  $t = 16\omega_S^{-1}$ . Концентрация носителей и пространственная координата отнормированы:  $\bar{n} = n/n_1$ ,  $\bar{z} = \frac{z}{D/S}$



Важно, однако, что в объеме кристалла ( $z \neq 0$ ) поле Дембера (10) немонотонно зависит от времени ( $E_D(t=0) = 0$ ,  $E_D(t \rightarrow \infty) \rightarrow 0$ ). На расстоянии  $z_0 > 0$  от границы максимум поля Дембера реализуется в момент времени  $t_0 > 0$ . Величина  $V \sim z_0/t_0$  характеризует скорость распространения источников акустических волн. Используя описание (10), удастся показать, что в начальный момент времени скорость распространения источников бесконечна и монотонно убывает с течением времени. Отметим, что подобная ситуация типична для диффузионных процессов, инициируемых  $\delta$ -локализованным возмущением (в условиях рассматриваемой задачи (8) изменения начального распределения концентрации плазмы вызваны граничным условием). Если скорость поверхностной рекомбинации дозвуковая ( $M_S < 1$ ), то в процессе замедления движения источников их скорость сначала сравнивается со скоростью звука ( $\sqrt{D/\tau_{D0}} = c_L$ ) и лишь затем со скоростью поверхностной рекомбинации. В этом случае формирование акустического импульса завершается в момент  $\tau_{D0}$  отрыва акустической волны от диффузионной (от источников) ( $c_L \tau_{D0} = \sqrt{D\tau_{D0}}$ ), а его длительность определяется временем формирования  $\tau_a \sim \tau_{D0} \equiv \omega_{D0}^{-1}$  [12]. Если скорость поверхностной рекомбинации сверхзвуковая ( $M_S > 1$ ), то сначала диффузионная волна уменьшения концентрации в момент времени  $\tau_S$  замедляется до скорости поверхностной рекомбинации ( $\sqrt{\frac{D}{\tau_S}} \sim S$ ) и лишь затем до скорости звука. Однако  $\tau_S = D/S^2 = \omega_S^{-1}$  и, следовательно, одновременно является характерным временем существования источников. Поэтому в этом ( $M_S > 1$ ) случае формирование акустического импульса фактически в момент времени  $\tau_S$  завершается, так как при  $t > \tau_S$  источники отсутствуют. Соответственно длительность акустического импульса определяется временем поверхностной рекомбинации  $\tau_a \sim \tau_S = \omega_S^{-1}$ .

Как видно из рис. 2, с ростом скорости поверхностной рекомбинации происходит также увеличение амплитуды акустического импульса. При дозвуковой поверхностной рекомбинации ( $M_S \ll 1$ ) амплитуда колебательной скорости в акустиче-

ской волне, возбуждаемой полем Дембера, не зависит от скорости поверхностной рекомбинации и определяется, главным образом, объемным вкладом (7)  $|V_E(\theta=0)|_{M_S \ll 1} \sim m_{D0} \omega_{D0} \tau_L V_0$ . При сверхзвуковой поверхностной рекомбинации ( $M_S \gg 1$ ) амплитуда акустического импульса растет прямо пропорционально скорости поверхностной рекомбинации

$$|V_E(\theta=0)|_{M_S \gg 1} \sim M_S \omega_{D0} \tau_L V_0.$$

В заключение сравним эффективность возбуждения звука пьезомеханизмом (за счет поля Дембера) и деформационным механизмом. В случае возбуждения звука деформационным механизмом при объемном фотовозбуждении ( $m_{D0} \ll 1$ ), как показал проведенный анализ, также имеет место укорочение акустического импульса от  $\tau_a \sim \omega_\alpha^{-1}$  ( $M_S \ll 1$ ) до  $\tau_a \sim \omega_S^{-1}$  ( $M_S \gg 1$ ) с ростом  $S$ , хотя амплитуда существенно не изменяется. Амплитуда импульса продольной деформации, возбуждаемой за счет концентрационного механизма при мгновенном лазерном воздействии и объемном фотовозбуждении носителей описывается выражением [7]:

$$|U_n(\theta=0)| \simeq \frac{d}{\rho c_L^2} \frac{\alpha(1-R)I_0 \tau_L}{h\nu} \simeq \frac{dn_1}{\rho c_L^2},$$

где  $d$  — деформационный потенциал. Используя оценочные выражения для амплитуд, получаем следующее порядковое выражение:

$$\frac{|V_E(M_S \gg 1)|}{c_L |U_n|} \simeq \frac{M_S c_L}{Dd} e \frac{D_e}{n_0 \mu_e}, \quad (12)$$

из которого следует, что преобладание пьезомеханизма над концентрационным возможно при равновесной концентрации носителей, удовлетворяющей условию:

$$n_0 \leq M_S \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}. \quad (13)$$

Для оценок в (13) были использованы следующие характерные параметры в CdS:  $e \simeq 0,2 \text{ Кл/м}^2$ ,  $c_L \simeq 5 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ ,  $D \simeq 2D_n \simeq 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $d \sim 10 \text{ эВ}$ .

Как было рассмотрено выше, при сверхзвуковой поверхностной рекомбинации длительность акустического импульса  $\tau_a \sim \omega_S^{-1} \sim 0,1 \text{ пс}$  (при  $M_S = 10$ ). Возникает вопрос: не проявляется ли на столь малых временах отклонение ЭД-плазмы от квазинейтральности? Действительно, амбиполярная диффузия имеет место, когда длина акустической волны  $\lambda_a$  превышает длину экранировки заряда (длину Дебая)  $l_D$ . В случае невырожденной ЭД-плазмы длина Дебая связана с концентрацией носителей следующим образом:

$$l_D = \left( \frac{\epsilon \epsilon_0 k_B T}{4\pi n_0 Q_0^2} \right)^{1/2},$$

где  $T$  — температура,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\epsilon$ ,  $\epsilon_0$  — относительная и абсолютная диэлектрические проницаемости,  $Q_0$  — абсолютная величина заряда электрона. Следовательно, квазинейтральность ЭД-плазмы не нарушается при концентрации носителей, удовлетворяющей условию:

$$n_0 > \frac{\epsilon \epsilon_0 k_B T}{2(2\pi)^3} \frac{\omega^2}{c_L^2 Q_0^2}.$$

На высоких частотах  $\omega \sim \tau_a^{-1} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$  амбиполярная диффузия имеет место при

$$n_0 > 10^{17} \text{ см}^{-3}. \quad (14)$$

Таким образом, при сверхзвуковой поверхностной рекомбинации пьезомеханизм возбуждения звука при определенных условиях (13), (14) может быть на поря-

док и более эффективнее возбуждения звука за счет концентрационного механизма. Оценим амплитуду акустического импульса, возбуждаемого полем Дембера, при сверхзвуковой поверхностной рекомбинации. Представим выражение для амплитуды в следующем, удобном для оценок виде:

$$|V_E(\theta = 0)|_{M_S \gg 1} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см/с } M_S \frac{(1-R)I_0\tau_L}{1 \text{ мкДж/см}^2} \frac{1 \text{ eV}}{h\nu} \frac{5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}}{n_0}. \quad (15)$$

При поглощенных энергиях лазерного воздействия, допускающих линеаризацию задачи  $\epsilon_{abs} \equiv (1-R)I_0\tau_L \ll 3 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2$ , ( $\epsilon_{abs} \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ Дж/см}^2$ ) для CdS в случае  $M_S = 10$  и равновесной концентрации, удовлетворяющей (13), (14)  $n_0 \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , получаем из (15)  $|V_E(\theta = 0)|_{M_S \gg 1} \approx 0,4 \text{ см/с}$ .

Итак, в результате проведенного в настоящей работе теоретического анализа пьезовозбуждения акустических импульсов полем Дембера показана возможность трансформации профиля импульса от двуполярного к однополярному и укорочение длительности импульса до характерного времени поверхностной рекомбинации, что может быть использовано для определения скоростей поверхностной рекомбинации ( $S \geq 10^6 \text{ см/с}$ ) в пьезополупроводниках.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tam A.C. Pulsed-laser generation of ultrashort acoustic pulses: Application for thin-film ultrasonic measurement // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. № 5. P. 510–512.
2. Thomsen C., Strait J., Vardeny Z., Maris H.J., Tauc J., Hauser J.J. Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. № 10. P. 989–992.
3. Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Михалевич В.Г., Родин А.М. Лазерная генерация звуковых импульсов субнаносекундной длительности в жидкостях // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 1 (7). С. 114–121.
4. Thomsen C., Grahn H.T., Maris H.J., Tauc J. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. № 6. P. 4129–4138.
5. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1990.
6. Аванесян С.М., Гусев В.Э. Возбуждение сверхкоротких импульсов деформации при поглощении оптического излучения в полупроводниках // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 6. С. 1241–1249.
7. Gusev V.E. Generation of picosecond acoustic pulses by laser radiation in piezosemiconductors // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 158. № 1. P. 367–381.
8. Гусев В.Э., Макарова Л.Н. Нелинейные режимы возбуждения продольных акустических импульсов сверхкоротким лазерным воздействием в пьезоэлектриках // Акуст. журн. 1992. Т. 38. Вып. 4. С. 683–692.
9. Гусев В.Э., Макарова Л.Н. Влияние поверхностной рекомбинации на лазерную генерацию акустических импульсов в пьезодиэлектриках // Акуст. журн. 1991. Т. 37. Вып. 4. С. 670–681.
10. Козлов А.И., Плесский В.П. Возбуждение акустических волн полем Дембера при лазерной генерации электронно-дырочных пар в пьезополупроводнике // Акуст. журн. 1988. Т. 34. Вып. 4. С. 663–666.
11. Гусев В.Э., Жданов Б.В., Петросян Е.Г., Теленков С.А. Линейная теория генерации акустических импульсов при сверхзвуковых процессах диффузии и поверхностной рекомбинации фотовозбужденной электронно-дырочной плазмы // Акуст. журн. 1989. Т. 35. Вып. 3. С. 454–460.
12. Ахманов С.А., Гусев В.Э. Лазерное возбуждение сверхкоротких акустических импульсов: Новые возможности в спектроскопии твердого тела, диагностике быстропротекающих процессов, нелинейной акустике // УФН. 1992. Т. 162. № 3. С. 4–87.

НИИ прикладных физических проблем  
им. А.Н. Севченко при  
Белгосуниверситете им. В.И. Ленина

Московский государственный  
университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
15.04.92



**SHORTENING OF ACOUSTIC PULSES EXCITED BY LASER  
RADIATION IN A SEMICONDUCTOR**

Theoretical analysis of surface recombination influence on laser generation of longitudinal acoustic pulses by the Dember field resulting from the inverse piezoeffect is carried out. It is found out that the shortening of sound pulses duration up to the time of surface recombination and the increase of their amplitude is possible due to the growth of surface recombination velocity. The conditions are determined, under which sound excitation by the Dember field can be one order and even more efficient than that on account of the deformation mechanism. It is demonstrated that with the increase of surface recombination velocity the profile of an acoustic pulse transforms from a two-polar one to a one-polar profile.