АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 3

УДК 534:535.211:621.315

ТЕРМОУПРУГАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПРОДОЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Гусев В. Э., Жданов Б. В., Шакиров Б. Г.

Рассмотрен процесс возбуждения плоских акустических импульсов при нелинейном поглощении света как в случае увеличения поглощения, так и при просветлении среды. Показано, что на трансформацию профилей акустических волн существенное влияние оказывает изменение геометрии области оптического нагрева. Установлена зависимость амплитуды звукового сигнала от интенсивности лазерного воздействия.

С каждым годом метод регистрации импульсных акустических сигналов все шире используется для изучения процесса взаимодействия оптического излучения с полупроводниками. Из последних экспериментальных работ в этом направлении укажем, например, на импульсные оптоакустические исследования аморфного и кристаллического кремния [1—4]. Возможность оптоакустической диагностики определяется, в частности, тем, что значения многих физических параметров, определяющих взаимодействие света с веществом (например, коэффициентов отражения R и поглощения α) существенно влияют и на процесс лазерной генерации звука. В связи с использованием интенсивных лазерных воздействий и существенным изменением температуры вещества в процессе взаимодействия (вплоть до плавления поверхности [1—3]) значения этих физических параметров могут существенно изменяться, что приводит к характерным изменениям в профилях акустических волн. Например, результаты работы [5] указывают на связь нелинейных по интенсивности воздействия искажений профиля звукового импульса с изменением коэффициента поглощения света в металле при нагреве ($\alpha=\alpha(T)$, T — температура). Возникновение провала на профиле акустической волны [3], по мнению авторов, вызвано резким увеличением коэффициента отражения света при возникновении расплава на поверхности кристалла ($R=R(T)$). Наконец, отклонение от линейной зависимости амплитуды возбуждаемого импульса звука от интенсивности света уже традиционно используется для определения коэффициентов многофотонного поглощения света ($\alpha=\alpha(I)$, I — интенсивность оптического воздействия) в полупроводниках и диэлектриках [6—8].

Отметим, что в большинстве случаев (в том числе и в [7, 8]) определение сечений многофотонных процессов и поглощения света на фотовозбужденных носителях осуществляется в условиях достаточно слабого полного поглощения. Это обстоятельство позволяет эффективно проводить исследования в поперечной схеме (когда детектор акустических волн располагается на боковой грани образца, параллельно которой происходит распространение света [8]), так как изменение поглощения оптического излучения приводит лишь к изменению интенсивности термоупругих источников звука и практически не влияет на их пространственное распределение. Однако известны эксперименты [9], в которых проявлялось отклонение от цилиндрической геометрии задачи при увеличении поглощения света. С другой стороны, для изучения процессов нелинейного поглощения оптического излучения в непрозрачных образцах естественно использовать продольную схему эксперимента (когда приемник звуковых импульсов располагается на грани образца, противоположной облучаемой светом поверхности [10]). В этом случае нелинейные искажения возбуждаемых акустических сигналов могут быть связаны не только с не-

линейным изменением энерговложения вблизи поверхности, но и с изменением эффективности генерации звука из-за трансформации геометрии области нагрева [11]. Настоящая работа и посвящена анализу процесса возбуждения плоских продольных импульсов деформации при нелинейном поглощении света вблизи поверхности кристалла, в том числе и в процессе насыщения поглощения.

Интерес к исследованиям нелинейного поглощения света существенно возрос в связи с обнаружением и возможным практическим приложением эффекта абсорбционной оптической бистабильности [12]. Изучение этого явления еще раз показало, насколько разнообразны в зависимости от конкретной экспериментальной ситуации физические механизмы, приводящие к изменению поглощения света при увеличении его интенсивности [12—14]. В настоящей работе ограничимся рассмотрением лишь тех механизмов нелинейности, которые не связаны с изменениями температуры вещества в процессе оптического воздействия. В частности, не будем учитывать зависимости сечений поглощения от температуры, в том числе и из-за смещения энергетических зон и уровней при нагреве [14]. Возможность пренебрежения температурными зависимостями $\alpha=\alpha(T)$ должна, конечно, в каждом конкретном случае подтверждаться численными оценками (смотрите, например, [15]). Качественно же понятно, что температурные искажения зонной структуры будут незначительно влиять на поглощение, если, например, характерные энергии оптических квантов ($h\nu$, $2h\nu$, ...) существенно отличаются от характерных энергий разрешенных переходов (например, от энергии экситона E_{ex} и ширины запрещенной зоны E_g). Однако это условие не является необходимым [13, 15].

Для дальнейшего упрощения поставленной задачи будем предполагать, что преобладают каналы безызлучательной релаксации фотовозбужденной системы и время термолизации поглощаемой энергии существенно меньше времени лазерного воздействия τ_L. Рассмотрим, что дают сформулированные предположения в конкретном случае двухфотонного поглощения света в полупроводнике. Запишем систему уравнений для интенсивности света $I(x, t)$, концентрации неравновесных носителей $n(x, t)$ и температуры $T(x, t)$:

$$n_t=k_2\frac{I^2}{2h\nu}-\frac{n}{\tau(n)}-\frac{n}{\tau^*(n)}, \tag{1}$$

$$\rho_0 C_p T_t=\alpha_0 I+\sigma n I+\frac{2h\nu-E_g}{2h\nu}k_2 I^2+E_g\frac{n}{\tau^*(n)}, \tag{2}$$

$$\begin{gathered} I_x=-[\alpha_0+\sigma n]I-k_2 I^2, \\ I(x=0)=(1-R)I_s\equiv I_0. \end{gathered} \tag{3}$$

Здесь α_0 и k_2 — коэффициенты линейного и двухфотонного поглощения света, σ — сечение поглощения света на свободных носителях, τ и τ^* — времена излучательной и безызлучательной рекомбинации, ρ_0 — плотность, C_p — теплоемкость, I_s — интенсивность падающего излучения. Корректность пренебрежения в уравнениях (1), (2) процессами фононной теплопроводности и диффузии носителей в каждом конкретном случае может быть оценена по аналогии с [15]. Сформулированные выше предположения ($\tau\gg\tau^*$, $\tau_L\gg\tau^*$) позволяют считать, что в процессе взаимодействия света с веществом устанавливается квазистационарное распределение носителей $n=n(I)$, определяемое соотношением

$$\frac{n}{\tau^*(n)}=k_2\frac{I^2}{2h\nu}. \tag{4}$$

Это позволяет привести уравнения (2), (3) к виду

$$\rho_0 C_p T_t=\alpha(I)I, \quad I_x=-\alpha(I)I, \tag{5}$$

$$\alpha(I)=\alpha_0\left[1+\frac{\sigma}{\alpha_0}n(I)+\frac{k_2}{\alpha_0}I\right]. \tag{6}$$

Важно, что в случае, когда времена рекомбинации носителей значительно меньше времени лазерного воздействия, преобладает термоупругий механизм оптической генерации звука. Возможность пренебрежения концентрационно-деформационным механизмом в таких условиях теоретически оценивалась в работах [16, 17] и подтверждается результатами экспериментов [18, 19]. Тогда, используя следующую из (5) связь $\rho_0 C_p T_t = -I_x$, точное решение волнового уравнения с термоупругим источником $V_{tt} - C_0^2 V_{xx} = -k\beta\rho_0^{-1} T_{tx}$, удовлетворяющее граничным условиям на свободной поверхности ($x=0$), можно вне области генерации ($x \gg \alpha^{-1}$) преобразовать к виду

$$V = \frac{k\beta}{2C_p\rho_0^2 C_0}\left[\int_{-\infty}^{\tau} dt'\, I_x(C_0\tau - C_0 t', t') - \int_{\tau}^{\infty} dt'\, I_x(C_0 t' - C_0\tau, t')\right], \qquad (7)$$

где k, β — модуль упругости и коэффициент теплового расширения; $\tau = t - x/C_0$, а V — колебательная скорость в акустической волне. Для выявления основных закономерностей генерации звука лазерными импульсами удобно использовать простейшую модель для профиля их временной огибающей [4, 5, 15]: $I_0 \equiv I_0[\theta(t) - \theta(t-\tau_L)]$. В этом случае $I \equiv I(x)\,[\theta(t) - \theta(t-\tau_L)]$ и удается провести интегрирование в (7) для произвольного распределения $I(x)$:

$$V = k\beta\,(2C_p\rho_0^2 C_0^2)^{-1}[I(C_0|\tau|) - I(C_0|\tau - \tau_L|)]. \qquad (8)$$

В силу (8) акустический импульс имеет симметричный двухполярный вид ($V(\tau = \tau_L/2) = 0$, $V(\tau) = -V(\tau_L - \tau)$). Причем если вещество расширяется при нагреве ($\beta > 0$), то из убывания интенсивности света при его поглощении в среде ($I_x < 0$) следует, что сигнал начинается с импульса сжатия ($V(\tau < 0) > 0$). Используя (8), удается показать, что если энерговыделение уменьшается при удалении от поверхности ($T_{tx} < 0$), для чего необходимо выполнение

$$\frac{\partial}{\partial I}[\alpha(I)I] > 0, \qquad (9)$$

то акустический сигнал монотонно растет при $\tau < 0$ и $\tau > \tau_L$. Независимо от условия (9) звуковой сигнал убывает ($V_\tau < 0$) при $0 < \tau < \tau_L$. Поэтому для амплитуды акустической волны справедливо следующее представление:

$$|V|_{\max} = |V(0)| = |V(\tau_L)| = \frac{k\beta}{2C_p\rho_0^2 C_0^2}[I(0) - I(C_0\tau_L)]. \qquad (10)$$

Анализ соотношения (10) показывает, что простейшая связь амплитуды возбуждаемой акустической волны с коэффициентом поглощения света, характерная для поперечной схемы эксперимента, реализуется в продольной схеме лишь в предельном случае $\alpha^{-1} \gg C_0\tau_L$, т. е. когда длина поглощения света существенно превосходит расстояние, проходимое звуком за время оптического воздействия. При этом можно использовать разложение $I(C_0\tau_L)$ в ряд ($I(C_0\tau_L) \simeq I(0) + I_x(0)C_0\tau_L + \ldots$) и преобразовать (10) к виду $|V|_{max} \simeq k\beta\tau_L(2C_p\rho_0^2 C_0)^{-1}\alpha(I_0)I_0$. При этом описание (10) профиля акустической волны также можно упростить: $V \simeq -k\beta\tau_L \times (2C_p\rho_0^2 C_0)^{-1}\alpha[I(C_0|\tau|)]\,I(C_0|\tau|)\,\mathrm{sign}\,\tau$. В противоположном случае $\alpha^{-1} \ll C_0\tau_L$ вторым слагаемым в (10) можно пренебречь по сравнению с первым:

$$|V|_{\max} \simeq \frac{k\beta}{2C_p\rho_0^2 C_0^2} I_0. \qquad (11)$$

Согласно (11), в случае сильного поглощения света ($\alpha \gg (C_0\tau_L)^{-1}$) амплитуда волны линейно растет при увеличении интенсивности падающего света независимо от нелинейного изменения характера поглощения. Это связано с уменьшением эффективности генерации звука, которая, как известно, максимальна при $\alpha \simeq C_0\tau_L$ [11].

В общем случае для описания с помощью (9), (10) профиля и амплитуды акустического импульса достаточно знать пространственное распределение интенсивности света в образце.

Проведены расчеты $I(x)$ для ряда конкретных режимов нелинейного поглощения света. Если преобладает линейная рекомбинация неравновесных носителей ($\tau^*(n)\equiv\tau_0=\text{const}$), то при их двухфотонной генерации, используя (4), находим $n\simeq k_2\tau_0(2h\nu)^{-1}I^2$. Это позволяет с помощью (6) определить $\alpha(I)$ и далее рассчитать $I(x)$:

$$\alpha(I)\simeq\alpha_0\left[1+k_2\alpha_0^{-1}I+\sigma k_2\tau_0(\alpha_0 2h\nu)^{-1}I^2\right], \tag{12}$$

$$x=\int\limits_I^{I_0}\frac{dI}{I\alpha(I)}. \tag{13}$$

В случае безызлучательной оже-рекомбинации носителей $\tau^*(n)\simeq(\gamma n^2)^{-1}$ ($n\gg n_0$, n_0 — равновесная концентрация свободных носителей, γ — константа Оже) и установившаяся концентрация фотовозбужденных носителей определяется выражением

$$n\simeq\left(\frac{k_2}{2h\nu\gamma}\right)^{1/3}I^{2/3}. \tag{14}$$

Соответственно

$$\alpha(I)\simeq\alpha_0\left[1+\frac{\sigma}{\alpha_0}\left(\frac{k_2}{2h\nu\gamma}\right)^{1/3}I^{2/3}+\frac{k_2}{\alpha_0}I\right]. \tag{15}$$

Для моделирования нелинейного поглощения может быть удобно следующее представление зависимости коэффициента поглощения света от интенсивности

$$\alpha(I)=\alpha_0(1+II_{\text{нас}}^{-1})^{\delta}, \tag{16}$$

где $I_{\text{нас}}$ — критическая интенсивность для проявления нелинейных эффектов, δ — константа. При $\delta>0$ формула (16) описывает увеличение поглощения, а при $\delta<0$ — эффект просветления. В частности, значение $\delta=-{}^1/_2$ соответствует просветлению неоднородно-уширенного перехода, а $\delta=-1$ — насыщению однородно-уширенной линии поглощения [20]. Отметим, что (15) удовлетворяет условию (9) для всех I при $\delta\geqslant-1$.

Все перечисленные ситуации (12), (15), (16) допускают аналитическое интегрирование (13). Правда, в большинстве случаев зависимость выражается в неявном виде: $x=x(I)$, что делает наиболее удобным использование графических представлений $I(x)$ для построения профилей акустических импульсов (8) и определения их амплитуд (10).

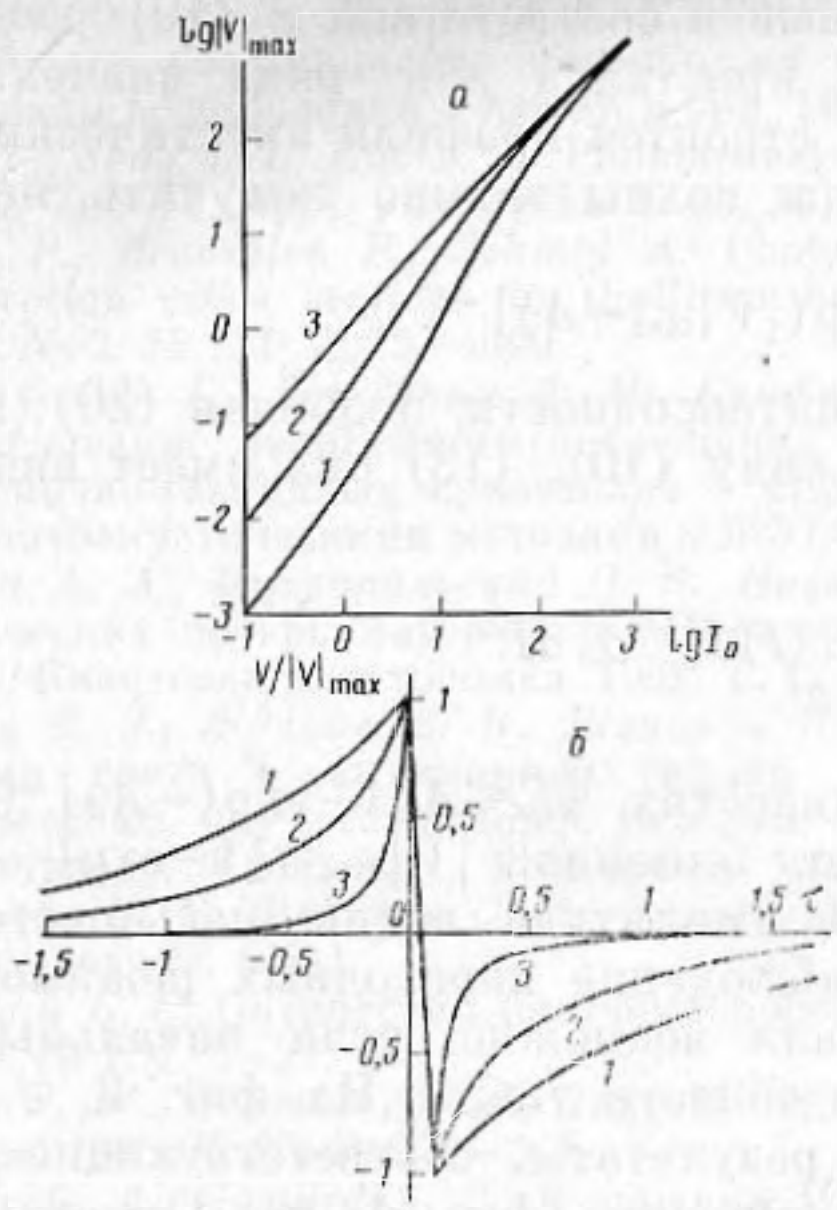
В качестве примера, позволяющего явно описать распределение интенсивности, рассмотрим модель (16) при $\delta=1$. С одной стороны, это отвечает пренебрежению в (12), (15) поглощением света свободными носителями. С другой (как увидим ниже) — незначительные изменения позволяют использовать полученные результаты в случае преобладания излучательной рекомбинации ($\tau\ll\tau^*$). В безразмерных переменных $I=II_{\text{нас}}^{-1}$, $I_0=I_0I_{\text{нас}}^{-1}$ $x=\alpha_0x$ распределение интенсивности (13) в этом случае можно представить в виде

$$I=\frac{I_0\exp(-x)}{1+I_0[1+\exp(-x)]}. \tag{17}$$

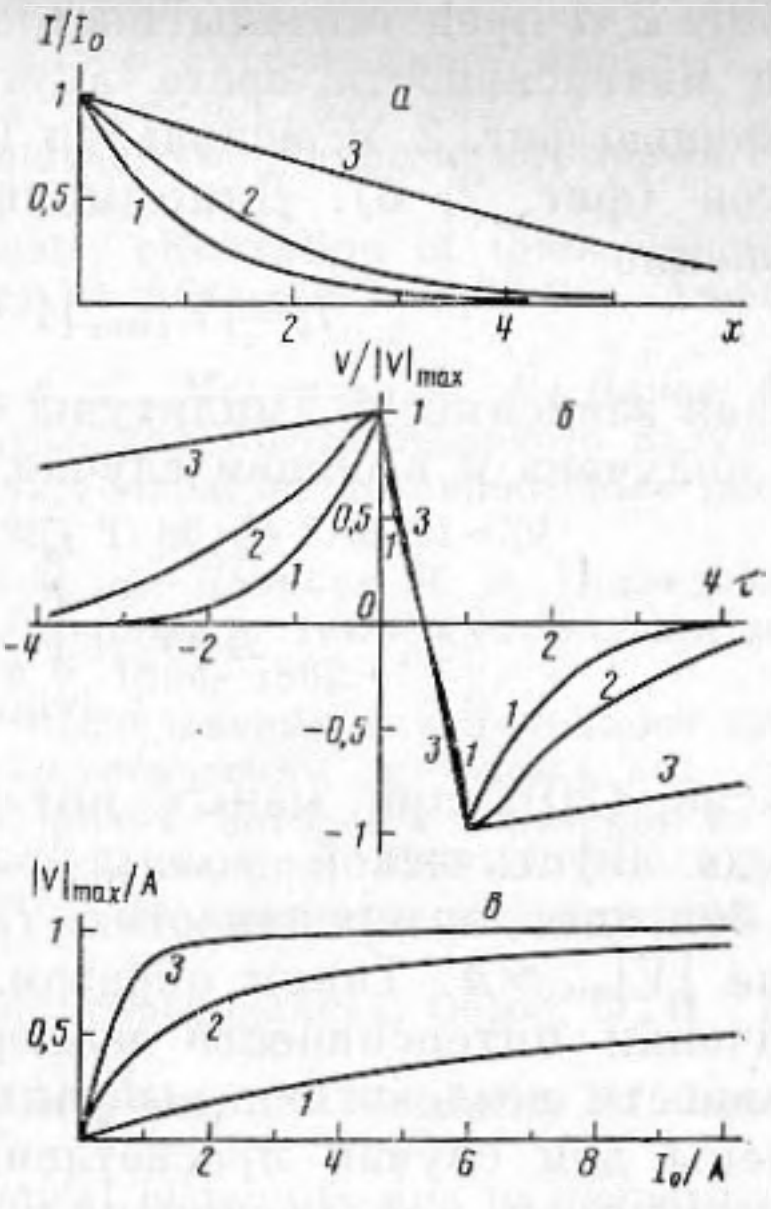
Для безразмерной амплитуды волны $|V|_{max}=|V|_{max}V_0^{-1}$ получаем

$$|V|_{\max}=I_0-I(A)=\frac{I_0(1+I_0)}{I_0+[1-\exp(-A)]^{-1}}, \tag{18}$$

где $V_0=k\beta I_{\text{нас}}(2C_p\rho_0^2C_0^2)^{-1}$, $A=\alpha C_0\tau_L$ — число, характеризующее эффективность оптотермоакустического преобразования при малых интенсивностях воздействия ($\alpha\simeq\alpha_0$) [11]. Согласно (18), $|V|_{max}\simeq[1-\exp(-A)]I_0$ при $I_0\ll1$ и $|V|_{max}\simeq I_0$ при $I_0\gg[1-\exp(-A)]^{-1}$. Отклонения от линейной



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость амплитуды акустического импульса от интенсивности оптического воздействия в случае нелинейного увеличения поглощения света (*а*) при различных значениях характерного параметра A: 1 – 0,01; 2 – 0,1; 3 – 1. Укорочение длительности акустического импульса с ростом интенсивности воздействия (*б*) при $A=0{,}1$: 1 – $I_0=0{,}1$; 2 – $I_0=1$; 3 – $I_0=10$

Фиг. 2. Распределение интенсивности оптического излучения в пространстве (*а*) и профили звуковых импульсов (*б*) ($A=1$) для различных значений интенсивности I_0: 1 – 0,1; 2 – 1; 3 – 10. Зависимость амплитуды акустического сигнала от интенсивности лазерного воздействия в режиме просветления среды (*в*) при различных значениях безразмерного параметра A: 1 – 0,1; 2 – 1; 3 – 10

зависимости наблюдаются в ограниченной области интенсивностей $1 \leqslant I_0 \leqslant [1-\exp(-A)]^{-1}$. Поэтому для их выявления в эксперименте нужно, с одной стороны, работать в этой области, с другой — при необходимости расширять ее, уменьшая параметр A. Последнее можно осуществить, например, сокращая длительность лазерного воздействия τ_L. При этом нужно помнить, что полученные выше результаты справедливы при условии $\tau_L \gg \tau^*$. В случае нелинейной рекомбинации такое неравенство фактически ограничивает область используемых интенсивностей снизу. В частности, для оже-рекомбинации в силу (14) оно сводится к $I \gg \left(\frac{2h\nu}{k_2\tau_L}\right)^{1/2} \frac{1}{(\gamma\tau_L)^{1/4}} \equiv I_{\text{кр}}$. Поэтому для возможности описания нелинейных эффектов с помощью развитых выше методов по крайней мере необходимо выполнение неравенства $I_{\text{кр}} I_{\text{нас}}^{-1} \leqslant [1-\exp(-A)]^{-1}$. На фиг. 1, *а* представлены зависимости амплитуды возбуждаемой звуковой волны от интенсивности при различных значениях параметра A, которые подтверждают наши качественные рассуждения. Представленные на фиг. 1, *б* профили генерируемых импульсов, нормированные на их амплитуды, свидетельствуют о сокращении длительности звуковых сигналов при увеличении интенсивности светового воздействия. Подобное укорочение может быть существенным только в том случае, если длительность акустических импульсов при малых интенсивностях воздействия определялась временем пробега звука по области энерговыделения ($(\alpha C_0)^{-1} \gg \tau_L$, т. е. $A \ll 1$).

В качестве примера неявного описания распределения интенсивности рассмотрим (15) при $\delta=-1$. В тех же безразмерных переменных

$$x=I_0-I+\ln(I_0 I^{-1}). \tag{19}$$

На фиг. 2, *а* представлены построенные в соответствии с (19) распределения интенсивности света внутри кристалла для ряда значений I_0. С помощью фиг. 2, *а*, используя (8), строятся профили акустических импульсов (фиг. 2, *б*). Для амплитуды волны можно получить неявное выражение

$$I_0=|V|_{\max}[1-\exp(|V|_{\max}-A)]^{-1}. \tag{20}$$

Неявная зависимость амплитуды от интенсивности, подобная (20), может быть получена и в общем случае. В силу (10), (13) она имеет вид

$$A=\int\limits_{I_0-|V|_{\max}}^{I_0}[\alpha(I)I]^{-1}\alpha_0\,dI.$$

Согласно (20), при малых интенсивностях ($I_0\ll A[1-\exp(-A)]^{-1}$) амплитуда акустической волны растет линейно: $|V|_{\max}\simeq[1-\exp(-A)]I_0$. При больших интенсивностях $I_0\gg A$ амплитуда волны насыщается на уровне $|V|_{\max}\simeq A$. Таким образом, наблюдение переходных режимов при увеличении интенсивности воздействия возможно, если начальные интенсивности воздействия выбраны в области $I_0\leqslant A$. На фиг. 2, *в* представлены для случая просветления результаты, соответствующие ранее рассмотренным при увеличении поглощения (фиг. 1, *а*). Отметим, что проведенные здесь расчеты качественно подтверждают выводы авторов работы [21] о том, что наблюдаемое ими экспериментально замедление роста амплитуды сигнала вызвано просветлением воды. Согласно проведенным оценкам, при поглощении в воде пикосекундных импульсов эрбиевого лазера ($\tau_L\sim60-100$ пс, $\alpha_0\simeq1{,}3\cdot10^4$ см$^{-1}$ [21]) параметр A имеет значение $A\sim0{,}1-0{,}2$. Поэтому просветление воды приводит к сублинейной зависимости амплитуды акустической волны от интенсивности из-за уменьшения эффективности генерации звука при увеличении области энерговыделения.

В заключение рассмотрим случай преобладания излучательной бичастичной рекомбинации ($\tau\ll\tau^*$, $\tau\simeq(Bn)^{-1}$ при $n\gg n_0$, B — константа рекомбинации). В этом случае из уравнения (1) следует $n\approx\left(\frac{k_2}{2h\nu B}\right)^{1/2}I$, что позволяет преобразовать (2), (3) к виду

$$\begin{gathered}\rho_0C_pT_t=\alpha_0\left\{1+\left[\sigma\left(\frac{k_2}{2h\nu B}\right)^{1/2}+k_2\frac{2h\nu-E_g}{2h\nu}\right]I\right\}I,\\ I_x=-\alpha_0\left\{1+\left[\sigma\left(\frac{k_2}{2h\nu B}\right)^{1/2}+k_2\right]I\right\}I.\end{gathered} \tag{21}$$

Отличие (21) от (5) связано с тем, что в случае излучательной рекомбинации не вся поглощаемая световая энергия идет на локальный нагрев вещества. В данной ситуации описание возбуждаемых акустических волн не удается свести к компактным соотношениям (подобным (8), (10)), однако поставленная задача допускает получение аналитического решения при последовательном использовании (13) и (7). Причем на первом шаге результат совпадает с (17).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Baltzer N., von Allmen M., Sigrist M. W.* Acoustic signals from laser – annealed amourphous silicon // Appl. Phys. Letters. 1983. V. 43. № 9. P. 826–828.
2. *Gorodetsky G., Kanicki J., Karyaka T., Melcher R. L.* Far UV pulsed laser melting of silicon // Appl. Phys. Letters. 1985. V. 46. № 6. P. 547–549.
3. *Веселовский И. А., Жиряков Б. М., Коротченко А. И., Самохин А. А.* Влияние фазовых переходов на фотоакустический эффект при воздействии лазерного излучения на конденсированные среды // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 2. С. 381–382.
4. *Avanesyan S. M., Gusev V. E., Zheludev N. I.* Generation of deformation waves in the process of photoexcitation and recombination of nonequilibrium carrers in silicon // Appl. Phys. A. 1986. V. 40. № 3. P. 163–166.

5. *Бондаренко А. Н., Вологдин А. К., Кондратьев А. И.* Влияние температурной зависимости коэффициента поглощения на форму акустического импульса при лазерном возбуждении // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 6. С. 828–832.
6. *Bae Y., Song J. J., Kin Y. B.* Photoacoustic study of two-photon absorption in hexagonal ZnS // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 1. P. 615–619.
7. *Horn P., Braunlich P., Schmid A.* Photoacoustic observation of three – photon – absorption cross sections in thallium halides at 1.06 μm // J. Opt. Soc. Amer. B. 1985. V. 2. № 7. P. 1095–1099.
8. *Горшков Б. Г., Дорожкин Л. М., Епифанов А. С., Маненков А. А., Панов А. А.* Исследование нелинейного поглощения ультрафиолетового лазерного излучения в щелочно-галоидных кристаллах в условиях генерации неравновесных носителей оптоакустическими методами // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 1. С. 21–29.
9. *Бетин А. А., Митропольский О. В., Новиков В. П., Новиков М. А.* Исследование оптических потерь материалов ИК-оптики лазерным оптико-акустическим методом // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 9. С. 1856–1862.
10. *Гусев В. Э., Жданов Б. В., Шакиров Б. Г.* Исследование двухфотонного поглощения света в антимониде галлия оптоакустическим методом // Тез. докл. III Всесоюз. науч.-техн. конф. Использ. совр. физич. методов в неразруш. исслед. и контроле. Хабаровск: Ротапринт. Крайстатуправления, 1987, с. 201–202.
11. *Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И.* Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981.
12. *Рывкин Б. С.* Оптическая бистабильность в полупроводниках. Обзор. ФТП // 1985. Т. 19. № 1. С. 3–27.
13. *Koch S. W., Schmidt H. E., Haug H.* Theory of absorptive bistability // J. Luminescence. 1985. V. 30. P. 232–242.
14. *Miller D. A., Gossard A. C., Wiegmann W.* Optical bistability due to increasing absorption // Opt. Letters. 1984. V. 9. № 5. P. 162–164.
15. *Гусев В. Э.* О роли поглощения света свободными носителями в процессе оптического возбуждения звука в полупроводниках // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 6. С. 778–784.
16. *Гусев В. Э., Карабутов А. А.* Теория возбужденных релеевских волн при поглощении оптических импульсов в полупроводниках // ФТП. 1986. Т. 20. № 6. С. 1070–1075.
17. *Гусев В. Э., Петросян Е. Г.* Линейная теория генерации продольного звука при межзонном поглощении оптического излучения // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 2. С. 223–232.
18. *Аванесян С. М., Гусев В. Э., Жданов Б. В., Кузнецов В. И., Теленков С. А.* Генерация поверхностных волн за счет деформационного и теплового механизмов при оптическом воздействии на кремний // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 562–564.
19. *Аванесян С. М., Гусев В. Э., Жданов Б. В., Желудев Н. И., Кузнецов В. И., Петросян Е. Г.* Нелинейный режим возбуждения релеевских волн в кремнии; термоупругий и концентрационно-деформационный механизмы // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 17. С. 1067–1071.
20. *Keilmann F.* Infrared saturation spectroscopy in p-type germanium // IEEE J. Quantum Electronics. 1976. V. 12. № 10. P. 592–597.
21. *Водопьянов К. Л., Кулевский Л. А., Михалевич В. Г., Родин А. М.* Лазерная генерация импульсов субнаносекундной длительности в жидкостях // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 1(7). С. 114–121.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
физический факультет

Поступила в редакцию
16.X.1987