

ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ ЗВУКА ПРИ МЕЖЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В GaAs

Е. А. Данилов, С. А. Урюпин*

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 мая 2026 г.,

после переработки 3 июля 2026 г.

Принята к публикации 4 июля 2026 г.

Изучены импульсы звука, возникающие при воздействии на полупроводник фемтосекундного импульса лазерного излучения с несущей частотой, большей ширины запрещенной зоны. Импульсы звука возникают из-за изменения деформационного потенциала, порождаемого градиентом давления фотовозбужденных частиц. В зависимости от соотношения между временем τ_a распространения звука по области поглощения лазерного излучения и временем τ_{da} выхода фронта амбиполярной диффузии из области поглощения возможны два режима генерации звука. В случае медленной амбиполярной диффузии, когда $\tau_a \ll \tau_{da}$, импульс звука имеет два пика шириной $\sim \tau_a$. Первый пик отвечает звуку, уходящему из области поглощения в глубь полупроводника, а второй — звуку, который сначала распространяется к поверхности полупроводника, а затем отражается от нее. В случае быстрой амбиполярной диффузии, когда $\tau_a \gg \tau_{da}$, ширина импульса звука определяется временем $\sim \tau_{da}$. При этом импульс звука имеет относительно резкий передний фронт и медленно уменьшающийся задний фронт.

Ключевые слова: импульс звука, полупроводник, фотовозбужденные электроны, градиент давления, лазерный импульс

DOI: 10.31857/S0044451026090011

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из явлений, возникающих при взаимодействии ультракоротких импульсов лазерного излучения с твердыми телами, является генерация импульсов звука [1–3]. Интерес к лазерной генерации звука обусловлен возможностью использования акустических импульсов для изучения упругих свойств твердых тел, для диагностики структуры и неоднородностей образцов [4–6]. Лазерная генерация звука изучается как в металлах [7–11], так и в полупроводниках [12–17]. В типичных металлах генерация звука возникает из-за неоднородного нагрева электронов и решетки [1–3, 11] или вследствие воздействия пондеромоторной силы на электроны проводимости [18, 19]. При этом из-за относительно большой величины энергии Ферми и ширины

запрещенной зоны влияние на генерацию небольшого числа фотовозбужденных частиц, возникающих при межзонных переходах, не учитывается. В полупроводниках плотность электронов проводимости на несколько порядков меньше, чем в металлах. Из-за этого свойственные металлам механизмы генерации звука, при которых воздействие лазерного излучения на решетку происходит через передачу энергии электронам проводимости, малоэффективны. Определяющую роль в генерации звука играют фотовозбужденные электроны и дырки, которые образуются при поглощении лазерного излучения с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны. Локализованные в области поглощения лазерного излучения фотовозбужденные частицы создают градиент давления, под действием которого изменяется деформационный потенциал и происходит генерация звука [3, 12, 13]. Поскольку характерное время рекомбинации электронов и дырок не слишком мало, такой механизм генерации обычно оказывается доминирующим [3, 15].

* E-mail: uryupinsa@lebedev.ru

Настоящая работа посвящена детальному изучению формы импульсов звука в GaAs в предположении, что именно изменение деформационного потенциала из-за образования фотовозбужденных частиц является основным механизмом генерации звука. В развитии работ [14–16] основное внимание уделено изучению зависимости формы и длительности акустических импульсов от глубины поглощения лазерного излучения и величины коэффициента амбиполярной диффузии фотовозбужденных электронов. Сначала приведены уравнения, описывающие генерацию и диффузию фотовозбужденных электронов, легких и тяжелых дырок, образующихся при воздействии на GaAs фемтосекундного импульса лазерного излучения. Эти уравнения учитывают влияние электрического поля на движение фотовозбужденных частиц. С учетом условия отсутствия полного тока в массивном образце электрическое поле выражено через градиенты плотности фотовозбужденных частиц. Затем приведено и решено уравнение, описывающее генерацию и амбиполярную диффузию фотовозбужденных электронов. Далее записано и решено уравнение для смещения атомов решетки, которое возникает из-за изменения деформационного потенциала. Рассмотрено два режима генерации импульсов звука, которые реализуются в случае медленной или быстрой амбиполярной диффузии фотовозбужденных электронов. Найдена форма и длительность акустических импульсов. Численные расчеты формы импульсов звука выполнены для типичных параметров GaAs.

2. ОБРАЗОВАНИЕ И ДИФФУЗИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим воздействие импульса лазерного излучения на полупроводник, занимающий полупространство $z > 0$. Будем считать, что лазерное излучение распространяется вдоль нормали к поверхности полупроводника. В этом случае электрическое поле в импульсе можно представить в виде $E_L(t - z/c) \cos[\omega_0(t - z/c)]$, где c — скорость света, $E_L(t)$ — огибающая импульса, ω_0 — несущая частота лазерного излучения. Примем, что несущая частота излучения удовлетворяет условию $\hbar\omega_0 > E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны, $\hbar$ — постоянная Планка. В этом случае в полупроводнике образуются фотовозбужденные электроны и дырки. Считаем, что концентрация фотовозбужденных электронов, образовавшихся в зоне проводимости, мала и их плазменная частота много меньше ω_0 . Ограни-

чимся рассмотрением условий, в которых достаточно учесть только два сорта дырок — легкие и тяжелые. Обычно эффективные массы легких дырок m_l и тяжелых дырок m_h превосходят эффективную массу электронов m_e . Поэтому плазменные частоты дырок также меньше ω_0 . Лазерное излучение проникает в полупроводник на глубину $1/\alpha$, где α — коэффициент поглощения. Кроме того, как правило, выполняется условие $\omega_0\sqrt{\varepsilon_0} \gg \alpha c$, где ε_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника. В указанных выше условиях электрическое поле в полупроводнике можно представить в виде

$$E(z, t) = \frac{2E_L(t - \sqrt{\varepsilon_0}z/c)}{1 + \sqrt{\varepsilon_0}} e^{-\frac{\alpha z}{2}} \cos[\omega_0(t - \sqrt{\varepsilon_0}z/c)]. \quad (1)$$

Для описания эволюции плотности фотовозбужденных частиц воспользуемся уравнениями

$$\frac{\partial n_\gamma(z, t)}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi_\gamma(z, t)}{\partial z} + \frac{\alpha_\gamma I(z, t)}{\hbar\omega_0}, \quad (2)$$

где

$$I(z, t) = \frac{c}{2\pi} \left| E_L \left(t - \frac{\sqrt{\varepsilon_0}z}{c} \right) / (1 + \sqrt{\varepsilon_0}) \right|^2 \exp(-\alpha z),$$

$\gamma = e, l, h$, $n_\gamma(z, t)$ — плотность частиц сорта γ , α_γ — коэффициент поглощения при образовании частиц сорта γ , $\alpha_e = \alpha = \alpha_l + \alpha_h$, $\Phi_\gamma(z, t)$ — плотность потока частиц сорта γ . Для $\Phi_\gamma(z, t)$ используем соотношение

$$\Phi_\gamma(z, t) = s_\gamma \mu_\gamma n_\gamma E_a(z, t) - D_\gamma \frac{\partial n_\gamma}{\partial z}, \quad (3)$$

в котором $s_\gamma = -1$ для электронов и $s_\gamma = 1$ для дырок; μ_γ — подвижность, D_γ — коэффициент диффузии частиц сорта γ ; $E_a(z, t)$ — электрическое поле, возникающее из-за динамического разделения зарядов. Уравнения (2) не учитывают рекомбинацию фотовозбужденных носителей. Такое приближение оправдано тем, что характерные времена рекомбинации $\sim 1 \div 10$ нс [20, 21] и значительно превосходят рассматриваемые ниже времена. Используя выражение (3) и условие отсутствия суммарного тока $\Phi_e(z, t) = \Phi_l(z, t) + \Phi_h(z, t)$, поле $E_a(z, t)$ можно представить в виде

$$E_a(z, t) = \frac{-D_e \frac{\partial n_e}{\partial z} + D_l \frac{\partial n_l}{\partial z} + D_h \frac{\partial n_h}{\partial z}}{n_e \mu_e + n_l \mu_l + n_h \mu_h}. \quad (4)$$

Если $\alpha L_D \ll 1$, где L_D — дебаевская длина, то на рассматриваемых далее пространственных масштабах выполняется условие квазинейтральности:

$$n_e(z, t) = N(z, t) = n_l(z, t) + n_h(z, t).$$

Концентрации дырок $n_l(z, t)$ и $n_h(z, t)$ представим в виде

$$n_l(z, t) = \beta_l N(z, t), \quad n_h(z, t) = \beta_h N(z, t),$$

где $\beta_l + \beta_h = 1$. При этом

$$\beta_l/\beta_h = (m_l/m_h)^{3/2}.$$

Используя формулы (3), (4) и соотношение $D_\gamma \sim \mu_\gamma$, для плотности потока электронов запишем

$$\Phi_e = -D_a \frac{\partial N(z, t)}{\partial z}, \quad (5)$$

где

$$D_a = \frac{2D_e(\beta_l D_l + \beta_h D_h)}{D_e + (\beta_l D_l + \beta_h D_h)}$$

— коэффициент амбиполярной диффузии. Учитывая соотношение (5), перепишем уравнение для $n_e(z, t)$ в виде

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 N(z, t)}{\partial z^2} + \frac{\alpha I(z, t)}{\hbar \omega_0}. \quad (6)$$

При рассмотрении эволюции плотности фотовозбужденных электронов будем считать, что потока электронов на границе полупроводника нет,

$$\partial N(z, t)/\partial z|_{z=0} = 0.$$

Примем, что огибающая лазерного импульса имеет вид

$$E_L^2(t) = E_L^2 \exp(-t^2/t_p^2),$$

где время t_p связано с шириной импульса на полувысоте соотношением $\tau = 2\sqrt{\ln 2} t_p$. Совершая преобразование Лапласа по времени t в (6), для образа Лапласа $N(z, \omega)$ получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 N(z, \omega)}{\partial z^2} = \kappa_D^2 N(z, \omega) - \frac{N_0}{D_a} e^{-\kappa_a z - \omega^2 t_p^2/4}, \quad (7)$$

где ω — частота, возникающая после преобразования Лапласа,

$$\kappa_D^2 = -i\omega/D_a, \quad \kappa_a = \alpha - i\sqrt{\varepsilon_0}\omega/c,$$

$$N_0 = 4\sqrt{\pi}\alpha I t_p / \hbar \omega_0 |1 + \sqrt{\varepsilon_0}|^2,$$

$I = cE_L^2/8\pi$ — плотность потока энергии лазерного излучения. Решение уравнения (7) имеет вид

$$N(z, \omega) = \frac{N_0 e^{-\omega^2 t_p^2/4}}{D_a(\kappa_D^2 - \kappa_a^2)} \left(e^{-\kappa_a z} - \frac{\kappa_a}{\kappa_D} e^{-\kappa_D z} \right). \quad (8)$$

Это решение составляет основу дальнейшего рассмотрения генерации звука в полупроводнике.

3. СМЕЩЕНИЕ АТОМОВ РЕШЕТКИ

Неоднородно распределенные фотовозбужденные частицы порождают смещение атомов решетки $u(z, t)$ [1–3, 12]. Для описания эволюции $u(z, t)$ во времени и пространстве воспользуемся уравнением [12]

$$\rho \frac{\partial^2 u_z(z, t)}{\partial t^2} = \rho v_l^2 \frac{\partial^2 u_z(z, t)}{\partial z^2} + d_{eff} \frac{\partial N(z, t)}{\partial z}, \quad (9)$$

где ρ — плотность полупроводника, v_l — продольная скорость звука,

$$d_{eff} = d_e + \beta_l d_l + \beta_h d_h$$

— эффективный деформационный потенциал, d_γ — деформационный потенциал частиц сорта γ . Уравнение (9) описывает изменение $u(z, t)$, которое происходит при амбиполярной диффузии фотовозбужденных частиц. В качестве граничного условия для уравнения (9) используем условие отсутствия внешних сил на границе полупроводника:

$$\rho v_l^2 \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} + d_{eff} N(0, t) = 0.$$

Уравнение (9) позволяет рассмотреть генерацию импульсов звука. После преобразования Лапласа, учтя явный вид $N(z, \omega)$ (8), из (9) получаем уравнение для образа Лапласа смещения атомов решетки $u_z(z, \omega)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_z(z, \omega)}{\partial z^2} + k_a^2 u(z, \omega) = \\ = \frac{u_0 e^{-\omega^2 t_p^2/4}}{D_a} \frac{\alpha \kappa_a}{\kappa_D^2 - \kappa_a^2} (e^{-\kappa_a z} - e^{-\kappa_D z}), \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$k_a = \omega/v_l, \quad u_0 = d_{eff} N_0 / \rho v_l^2 \alpha.$$

Решение этого уравнения с учетом граничного условия имеет вид

$$\begin{aligned} u(z, \omega) = \frac{u_0 e^{-\omega^2 t_p^2/4}}{D_a} \frac{\alpha \kappa_a}{\kappa_D^2 - \kappa_a^2} \left[\left(\frac{i k_a}{\kappa_a(\kappa_a^2 + \kappa_D^2)} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{i k_a}{\kappa_D(\kappa_a^2 + \kappa_D^2)} \right) e^{i k_a z} + \frac{e^{-\kappa_a z}}{k_a^2 + \kappa_a^2} - \frac{e^{-\kappa_D z}}{k_a^2 + \kappa_D^2} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Для определения зависимости $u(z, t)$ от времени необходимо выполнить обратное преобразование Лапласа. Далее считаем, что на полупроводник воздействует фемтосекундный лазерный импульс. В этом случае из-за небольшой частоты звука выполнено условие $\omega t_p \ll 1$, и в формуле (11) можно приближенно заменить $\exp(-\omega^2 t_p^2/4)$ на 1. При этом

характерные частоты звука удовлетворяют и неравенству $\omega \ll \alpha c / \sqrt{\varepsilon_0}$. Поэтому приближенно можно считать, что $\kappa_a \approx \alpha$. Дополнительно примем, что $t > 0$. В этих условиях $u(z, t)$ можно представить в виде

$$u(z, t) = u_0 \sum_{i=1..4} I_i(z, t), \quad (12)$$

где $\tau = t - z/v_l$,

$$I_1(z, t) = -\frac{\tau_a}{\tau_{da}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{2\pi} \frac{e^{-ix\tau/\tau_{da}}}{1+ix} \frac{ix}{1+x^2\tau_a^2/\tau_{da}^2}; \quad (13)$$

$$I_2(z, t) = -\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{2\pi\sqrt{-ix}} \frac{e^{-ix\tau/\tau_{sd}}}{1+ix\tau_{da}/\tau_{sd}} \frac{1}{1+ix}; \quad (14)$$

$$I_3(z, t) = -e^{-\kappa_a z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{2\pi} \frac{e^{-ixt/\tau_{da}}}{1+ix} \frac{1}{1+x^2\tau_a^2/\tau_{da}^2}; \quad (15)$$

$$I_4(z, t) = -\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{2\pi ix} \frac{e^{-\sqrt{-ix}z/v_l\tau_{sd}-ixt/\tau_{sd}}}{1+ix\tau_{da}/\tau_{sd}} \frac{1}{1+ix}. \quad (16)$$

Здесь введены обозначения: $\tau_{sd} = D_a/v_l^2$ — время, за которое звук догоняет фронт фотовозбужденных электронов; $\tau_{da} = 1/\alpha^2 D_a$ — время выхода фотовозбужденных электронов из области поглощения лазерного излучения; $\tau_a = 1/\alpha v_l$ — время прохождения звука по области поглощения лазерного излучения. Эти времена связаны соотношением $\tau_{sd}\tau_{da} = \tau_a^2$. Вычисления интегралов $I_i(z, t)$ приведены в Приложении.

4. ФОРМА ИМПУЛЬСОВ ЗВУКА

Возможны два режима генерации импульсов звука. Режим медленной диффузии фотовозбужденных электронов реализуется при $\alpha D_a \ll v_l$, когда $\tau_{da} \gg \tau_a \gg \tau_{sd}$, а режим быстрой диффузии — при $\alpha D_a \gg v_l$, когда $\tau_{sd} \gg \tau_a \gg \tau_{da}$. В случае медленной диффузии, учтя неравенства $\tau_{da} \gg \tau_a \gg \tau_{sd}$, из формул (12), (A.1), (A.5), (A.6) и (A.11) получаем

$$u(z, t) \approx u_0 \left[-\frac{1}{2} e^{-|\tau|/\tau_a} - \frac{1}{2} e^{-\tau_+/ \tau_a} - \sqrt{\frac{\tau_{sd}}{\tau_{da}}} e^{-|\tau|/\tau_{da}} \eta(-\tau) - \sqrt{\frac{\tau_{sd}}{\tau_{da}}} e^{\tau/\tau_{da}} \text{Erfc}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{da}}}\right) \eta(\tau) + S(z, t) \right], \quad (17)$$

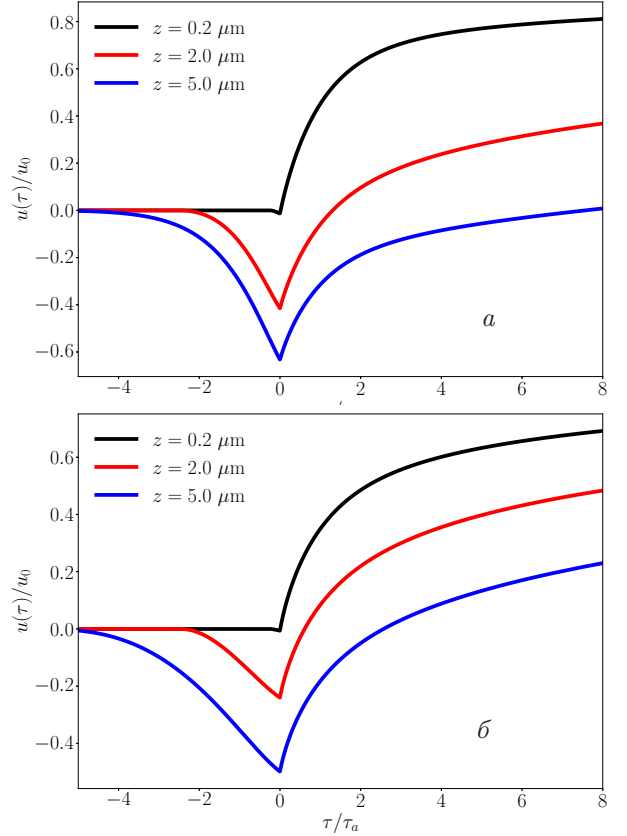


Рис. 1. Графики $u(\tau)$ для GaAs при различных z и для случаев медленной диффузии $D_a = 20 \text{ см}^2/\text{с}$ (а) и быстрой диффузии $D_a = 100 \text{ см}^2/\text{с}$ (б). Кривые нормированы на u_0

где $\tau_+ = t + z/v_l$, $\eta(x)$ — функция Хевисайда, и

$$S(z, t) = \text{Erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) + \frac{1}{2} \left[e^{t/\tau_{da} - \alpha z} \text{Erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_{da}}} - \frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) - e^{t/\tau_{da} + \alpha z} \text{Erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_{da}}} + \frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) \right]. \quad (18)$$

Два первых слагаемых в формуле (17) описывают импульсы звука шириной $\sim \tau_a$. Первое из них отвечает импульсу, сформировавшемуся в области поглощения и распространяющемуся в глубь полупроводника, а второе отвечает импульсу, который изначально распространялся к поверхности, а затем отразился от нее. В свою очередь, третье и четвертое слагаемые описывают более длинный импульс шириной τ_{da} , амплитуда которого в $\sqrt{\tau_{da}/\tau_{sd}} \gg 1$ раз меньше амплитуды основного импульса шириной $\sim \tau_a$. Поэтому длинный импульс вносит основной вклад в смещение атомов только при $|\tau| \gg \tau_a$.

Задний фронт у этого импульса не такой резкий, как у основного. В частности, при $\tau \gg \tau_{da}$ у длинного импульса имеется медленно убывающий хвост, который описывается выражением $\approx -\sqrt{\tau_{sd}/\pi\tau}$. Последнее слагаемое в (17) описывает вклад в смещение атомов, возникающий из-за изменения плотности фотовозбужденных частиц. Этот вклад изменяется по мере диффузии частиц в глубь полупроводника. При этом

$$\begin{aligned} S(z, t) &\approx 1, \quad \alpha z \ll 1; \\ S(z, t) &\approx \text{Erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right), \quad \alpha z \gg 1. \end{aligned} \quad (19)$$

В случае быстрой диффузии, учитывая

$$\tau_{sd} \gg \tau_a \gg \tau_{da},$$

из формул (12), (A.1), (A.5), (A.6) и (A.11) для $u(z, t)$ имеем

$$\begin{aligned} u(z, t) &\approx u_0 \left[-e^{-|\tau|/\tau_{sd}} \eta(-\tau) - \right. \\ &\quad \left. - e^{\tau/\tau_{sd}} \text{Erfc}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sd}}}\right) \eta(\tau) + F(z, t) \right], \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} F(z, t) &= \text{Erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) + \\ &+ \frac{1}{2} \left[e^{\tau/\tau_{sd}} \text{Erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_{sd}}} - \frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) - \right. \\ &\quad \left. - e^{\tau_+/\tau_{sd}} \text{Erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_{sd}}} + \frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

Как видно из формулы (20), в случае быстрой диффузии фотовозбужденных электронов, в отличие от случая медленной диффузии, при $\tau > 0$ импульс звука более широкий. Его ширина $\sim \tau_{sd} \gg \tau_a$ и тем больше, чем больше коэффициент диффузии D_a . Вклад в смещение атомов от изменения плотности фотовозбужденных частиц имеет аналогичный вид. Однако его изменение во времени определяется не масштабом $1/\alpha$, а расстоянием $\tau_{sd}v_l$, на котором звук догоняет фронт диффузии:

$$\begin{aligned} F(z, t) &\approx 1, \quad z \ll \tau_{sd}v_l; \\ F(z, t) &\approx \text{Erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right), \quad z \gg \tau_{sd}v_l. \end{aligned} \quad (22)$$

Профили смещения для случаев быстрой и медленной диффузии приведены на рис. 1. При расчетах использованы значения скорости звука и коэффициента поглощения на частоте $\omega_0 = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$

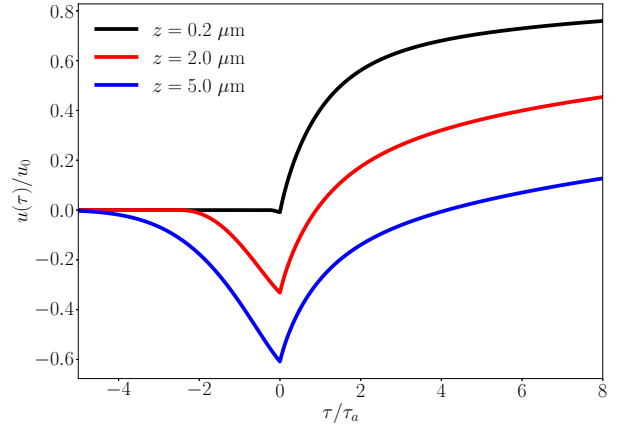


Рис. 2. Графики $u(\tau)$ для GaAs при различных z и $D_a = 47 \text{ см}^2/\text{с}$. Кривые нормированы на u_0

для GaAs: $v_l = 4.7 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ [22], $1/\alpha = 800 \text{ нм}$ [23]. При этом $\tau_a = 170 \text{ пс}$. Для случая медленной диффузии принято $D_a = 20 \text{ см}^2/\text{с}$, что отвечает $\tau_{sd} = 90 \text{ пс}$ и $\tau_{da} = 320 \text{ пс}$, а для случая быстрой диффузии $D_a = 100 \text{ см}^2/\text{с}$, что отвечает $\tau_{sd} = 452 \text{ пс}$ и $\tau_{da} = 64 \text{ пс}$. На рис. 1 видно, как с увеличением коэффициента диффузии происходит уширение импульса звука, а его амплитуда уменьшается. На рис. 2 приведены результаты расчетов для коэффициента диффузии D_a , отвечающего GaAs при комнатной температуре $T_0 = 300 \text{ К}$. Для оценки D_e , D_h , D_l и D_a использовано соотношение $D_\gamma = kT_0/m_\gamma\nu$, где ν — эффективная частота столкновений, $\nu = 4.1 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [24]. Использование простого выражения для D_γ оправдано тем, что в случае воздействия фемтосекундного лазерного импульса термализация частиц в GaAs происходит за время $\sim 100 \text{ фс}$ [25–27]. Эффективные массы для GaAs приняты равными: $m_e = 0.067m_0$, $m_h = 7.6m_0$, $m_l = 1.2m_0$ [28]. При таких параметрах коэффициенты диффузии равны: $D_e = 165 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_h = 22 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_l = 138 \text{ см}^2/\text{с}$. Также, поскольку $\beta_l/\beta_h = (m_l/m_h)^{3/2}$, величины $\beta_h = 0.96$ и $\beta_l = 0.04$. В итоге для коэффициента амбиполярной диффузии получаем оценку $D_a = 47 \text{ см}^2/\text{с}$. При такой величине коэффициента амбиполярной диффузии характерные времена равны $\tau_{sd} = 214 \text{ пс}$, $\tau_{da} = 135 \text{ пс}$, т.е. сравнимы по величине, $\tau_{sd} \sim \tau_{da}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучена генерация импульсов звука, возникающих при межзонном поглощении фемтосекундного импульса лазерного излучения в полупроводнике. Конкретные расчеты формы импуль-

сов звука выполнены для GaAs, на который воздействует излучение видимого диапазона частот. Однако основные закономерности формирования импульсов звука относятся и к другим полупроводникам (например, Si, Ge, GaP, GaN), в которых генерация звука происходит из-за изменения деформационного потенциала при образовании неоднородно распределенных фотовозбужденных электронов и дырок. Полученные результаты могут служить основой для развития представлений о лазерной генерации импульсов звука в условиях, когда наряду с изменением деформационного потенциала проявляются и иные механизмы генерации звука [15, 16]. Кроме того, описанные выше зависимости формы импульсов звука от величины коэффициента амбиполярной диффузии могут найти применение при изучении диффузии фотовозбужденных частиц.

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем вычисления интегралов $I_i(z, t)$. Для вычисления $I_1(z, t)$ воспользуемся интегрированием вдоль полуокружности бесконечного радиуса в плоскости комплексной переменной x . При $\tau > 0$ контур интегрирования замыкается в нижней полуплоскости, а при $\tau < 0$ — в верхней. Вклад от интегралов вдоль дуг полуокружности равен 0, а величина $I_1(z, t)$ определяется суммой вычетов в полюсах, лежащих внутри контура интегрирования. Полюсы подынтегрального выражения в (13) находятся в точках $x = i, \pm i\tau_{da}/\tau_a$. Вычисляя вычеты в полюсах, лежащих внутри контура интегрирования, получаем

$$I_1(z, t) = -\operatorname{sgn}(\tau) \frac{\tau_a}{\tau_{da}} \left[\frac{\tau_{da}}{2\tau_a} \frac{e^{-|\tau|/\tau_a}}{\tau_a/\tau_{da} + \operatorname{sgn}(\tau)} + \frac{e^{-|\tau|/\tau_{da}}}{1 - \tau_a^2/\tau_{da}^2} \eta(-\tau) \right], \quad (\text{A.1})$$

где $\operatorname{sgn}(x) = 1$ при $\tau > 0$ и $\operatorname{sgn}(x) = -1$ при $\tau < 0$. Для вычисления $I_2(z, t)$ воспользуемся соотношением

$$\frac{1}{1 + iax} = \int_0^\infty ds e^{-(1+iax)s}, \quad (\text{A.2})$$

а также тем, что

$$\int_{-\infty}^\infty \frac{dx}{2\pi\sqrt{-ix}} e^{-i(\tau/\tau_{sd} + as)x} = \frac{\eta(\tau/\tau_{sd} + as)}{\sqrt{\pi(\tau/\tau_{sd} + as)}}. \quad (\text{A.3})$$

Тогда $I_2(z, t)$ можно представить в виде

$$I_2(z, t) = \frac{1}{1 - \tau_{da}/\tau_{sd}} \times \int_0^\infty ds e^{-s} \left[\frac{\tau_{da}}{\tau_{sd}} \frac{\eta(\tau/\tau_{sd} + s\tau_{da}/\tau_{sd})}{\sqrt{\pi(\tau/\tau_{sd} + s\tau_{da}/\tau_{sd})}} - \frac{\eta(\tau/\tau_{sd} + s)}{\sqrt{\pi(\tau/\tau_{sd} + s)}} \right]. \quad (\text{A.4})$$

Вычисляя интеграл по s , окончательно находим

$$I_2(z, t) = \frac{1}{1 - \tau_{da}/\tau_{sd}} \left\{ \eta(\tau) \times \left[\sqrt{\frac{\tau_{da}}{\tau_{sd}}} e^{\tau/\tau_{da}} \operatorname{Erfc}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{da}}}\right) - e^{\tau/\tau_{sd}} \operatorname{Erfc}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sd}}}\right) \right] + \eta(-\tau) \left(\sqrt{\frac{\tau_{da}}{\tau_{sd}}} e^{-|\tau|/\tau_{da}} - e^{-|\tau|/\tau_{sd}} \right) \right\}. \quad (\text{A.5})$$

Выражение для $I_3(z, t)$ получается по аналогии с (A.1):

$$I_3(z, t) = -\frac{1}{2} \frac{e^{-\tau/\tau_a}}{\tau_a/\tau_{da} + 1}. \quad (\text{A.6})$$

Наконец, для вычисления $I_4(z, t)$ вновь используем соотношение (A.2), а также то, что

$$-\int_{-\infty}^\infty \frac{dx}{2\pi ix} e^{-\sqrt{-ix}z/v_l\tau_{sd} - i(t/\tau_{sd} + as)x} = \eta(t/\tau_{sd} + as) \operatorname{Erfc}\left(\frac{z}{2v_l\tau_{sd}} \frac{1}{\sqrt{t/\tau_{sd} + as}}\right). \quad (\text{A.7})$$

Тогда $I_4(z, t)$ можно представить в виде

$$I_4(z, t) = -\frac{1}{1 - \tau_{da}/\tau_{sd}} \times \int_0^\infty ds e^{-s} \left[\frac{\tau_{da}}{\tau_{sd}} \operatorname{Erfc}\left(\frac{z}{2v_l\tau_{sd}} \frac{1}{\sqrt{t/\tau_{sd} + s\tau_{da}/\tau_{sd}}}\right) - \operatorname{Erfc}\left(\frac{z}{2v_l\tau_{sd}} \frac{1}{\sqrt{t/\tau_{sd} + s}}\right) \right]. \quad (\text{A.8})$$

Рассмотрим первое слагаемое в подынтегральном выражении. Совершая замену переменных $p = t/\tau_{sd} + s\tau_{da}/\tau_{sd}$ и выполняя интегрирование по частям, вклад от него представим в виде

$$-\frac{\tau_{da}/\tau_{sd}}{1 - \tau_{da}/\tau_{sd}} \left[\operatorname{Erfc}\left(\frac{z}{2v_l\sqrt{t\tau_{sd}}}\right) + \frac{e^{t/\tau_{da}}}{\sqrt{\pi}} \frac{z}{2v_l\tau_{sd}} \times \int_{t/\tau_{sd}}^\infty \frac{dp}{p^{3/2}} e^{-z^2/4v_l^2\tau_{sd}^2 p - p\tau_{sd}/\tau_{da}} \right]. \quad (\text{A.9})$$

Вычисляя интеграл по p , получаем

$$-\frac{\tau_{da}/\tau_{sd}}{1-\tau_{da}/\tau_{sd}} \left\{ \operatorname{Erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) + \frac{1}{2}e^{t/\tau_{da}-\alpha z} \times \right. \\ \times \operatorname{Erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_{da}}} - \frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) - \frac{1}{2}e^{t/\tau_{da}+\alpha z} \times \\ \left. \times \operatorname{Erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_{da}}} + \frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) \right\}. \quad (\text{A.10})$$

Аналогичным образом вычисляется вклад от второго слагаемого в подынтегральном выражении формулы (A.8). Проводя соответствующие вычисления, окончательно получаем

$$I_4(z, t) = \operatorname{Erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) - \\ - \frac{1}{1-\tau_{da}/\tau_{sd}} \left(\frac{\tau_{da}}{\tau_{sd}} G(z, t, \tau_{da}) - G(z, t, \tau_{sd}) \right), \quad (\text{A.11})$$

где

$$G(z, t, \tau_i) = \frac{1}{2}e^{t/\tau_i - z/v_l\sqrt{\tau_i\tau_{sd}}} \operatorname{Erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_i}} - \frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right) - \\ - \frac{1}{2}e^{t/\tau_i + z/v_l\sqrt{\tau_i\tau_{sd}}} \operatorname{Erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_i}} + \frac{z}{2\sqrt{D_a t}}\right). \quad (\text{A.12})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, and J. Tauc, *Surface Generation and Detection of Phonons by Picosecond Light Pulses*, Phys. Rev. B **34**, 4129 (1986).
2. S. A. Akhmanov and V. E. Gusev, *Laser Excitation of Ultrashort Acoustic Pulses: New Possibilities in Solid-State Spectroscopy, Diagnostics of Fast Processes, and Nonlinear Acoustics*, Sov. Phys. Usp. **35**, 153 (1992) [С. А. Ахманов, В. Э. Гусев, *Лазерное возбуждение сверхкоротких акустических импульсов: новые возможности в спектроскопии твердого тела, диагностике быстротекущих процессов и нелинейной акустике*, УФН **162**, 3 (1992)].
3. P. Ruello and V. E. Gusev, *Physical Mechanisms of Coherent Acoustic Phonons Generation*, Ultrasonics **56**, 21 (2015).
4. A. L. Glazov and K. L. Muratkov, *Generalized Thermoelastic Effect in Real Metals and Its Application for Describing Photoacoustic Experiments with Al Membranes*, J. Appl. Phys. **128**, 095106 (2020).
5. V. V. Kozhushko and P. Hess, *Nondestructive Evaluation of Microcracks by Laser-Induced Focused Ultrasound*, Appl. Phys. Lett. **91**, 224107 (2007).
6. A. Yu. Klovov, V. S. Krivobok, A. I. Sharkov, V. A. Tsvetkov, V. P. Martovitskii, and A. V. Novikov, *Acoustic Properties of Strained SiGe/Si Layers in the Sub-Terahertz Frequency Range*, J. Appl. Phys. **127**, 154304 (2020).
7. C. J. K. Richardson, M. J. Ehrlich, and J. W. Wagner, *Interferometric Detection of Ultrafast Thermoelastic Transients in Thin Films: Theory with Supporting Experiment*, J. Opt. Soc. Am. B **16**, 1007 (1999).
8. K.-Yu Chou, C.-L. Wu, C.-C. Shen, J.-K. Sheu, and C.-K. Sun, *Terahertz Photoacoustic Generation Using Ultrathin Nickel Nanofilms*, J. Phys. Chem. C **125**, 3134 (2021).
9. S. A. Romashevskiy, S. I. Ashitkov, V. A. Khokhlov, and N. A. Inogamov, *Study of Energy Relaxation in a Nickel Nanofilm after Ultrafast Heating of the Electronic Subsystem by a Femtosecond Laser Pulse*, High Temp. **62**, 795 (2024) [С. А. Ромашевский, С. И. Ашитков, В. А. Хохлов, Н. А. Иногамов, *Исследование релаксации энергии в нанопленке никеля после сверхбыстрого нагрева электронной подсистемы фемтосекундным лазерным импульсом*, ТБТ **62**, 906 (2024)].
10. Yu. V. Petrov, S. A. Romashevskiy, A. V. Dyshlyuk, V. A. Khokhlov, E. M. Eganova, M. V. Polyakov, S. A. Evlashin, S. I. Ashitkov, O. B. Vitrik, and N. A. Inogamov, *Anomalous Light Transmission of Optically Thick Nickel Films Acting as Optoacoustic Transducers*, JETP **167** (2025) [Ю. В. Петров, С. А. Ромашевский, А. В. Дышлюк, В. А. Хохлов, Е. М. Еганова, М. В. Поляков, С. А. Евлашин, С. И. Ашитков, О. Б. Витрик, Н. А. Иногамов, *Аномальное пропускание света оптически толстыми пленками никеля, являющимися оптоакустическими трансдьюсерами*, ЖЭТФ **167**, 645 (2025)].
11. E. A. Danilov and S. A. Uryupin, *Sound Pulses Generated by the Effect of a Laser Pulse on a Metal*, JETP **168** (2025) [Е. А. Данилов, С. А. Урюпин, *Звуковые импульсы, возникающие при воздействии лазерного импульса на металл*, ЖЭТФ **168**, 453 (2025)].
12. V. E. Gusev, *Generation of Picosecond Acoustic Pulses by Laser Radiation in Piezosemiconductors*, Phys. Stat. Sol. B **158**, 367 (1990).
13. O. B. Wright and V. E. Gusev, *Acoustic Generation in Crystalline Silicon with Femtosecond Optical Pulses*, Appl. Phys. Lett. **66**, 1190 (1995).

14. P. Babilotte, P. Ruello, D. Mounier, T. Pezeril, G. Vaudel, M. Edely, J.-M. Breteau, V. Gusev, and K. Blary, *Femtosecond Laser Generation and Detection of High-Frequency Acoustic Phonons in GaAs Semiconductors*, Phys. Rev. B **81**, 245207 (2010).
15. E. S. K. Young, A. V. Akimov, R. P. Champion, A. J. Kent, and V. Gusev, *Picosecond Strain Pulses Generated by a Supersonically Expanding Electron-Hole Plasma in GaAs*, Phys. Rev. B **86**, 155207 (2012).
16. G. Vaudel, T. Pezeril, A. Lomonosov, M. Lejman, P. Ruello, and V. Gusev, *Laser Generation of Hypersound by a Terahertz Photo-Dember Electric Field in a Piezoelectric GaAs Semiconductor*, Phys. Rev. B **90**, 014302 (2014).
17. K. Ishioka, A. Rustagi, U. Höfer, H. Petek, and C. J. Stanton, *Intrinsic Coherent Acoustic Phonons in the Indirect Band GaP Semiconductors Si and GaP*, Phys. Rev. B **95**, 035205 (2017).
18. E. A. Danilov and S. A. Uryupin, *Terahertz Sound Generation at the Effect of a Femtosecond Pulse of Laser Radiation on a Metal*, Opt. Lett. **48**, 2170 (2023).
19. E. A. Danilov and S. A. Uryupin, *Excitation of Acoustic Pulses in an Optically Thin Metal Film*, Eur. Phys. J. Plus **141**, 549 (2026).
20. M. Niemeyer, P. Kleinschmidt, A. W. Walker, L. E. Mundt, C. Timm, R. Lang, T. Hannappel, and D. Lackner, *Measurement of the Non-Radiative Minority Recombination Lifetime and the Effective Radiative Recombination Coefficient in GaAs*, AIP Adv. **9**, 045034 (2019).
21. F. Cadiz, D. Lagarde, P. Renucci, D. Paget, T. Amand, H. Carrere, A. C. H. Rowe, and S. Arscott, *Spin and Recombination Dynamics of Excitons and Free Electrons in P-Type GaAs: Effect of Carrier Density*, Appl. Phys. Lett. **110**, 082101 (2017).
22. D. M. Photiadis, M. K. Zalalutdinov, A. S. Bracker, S. G. Carter, D. Gammon, and B. H. Houston, *Photoexcited Elastic Waves in Free-Standing GaAs Films*, Phys. Rev. B **101**, 245304 (2020).
23. T. S. Moss and T. D. F. Hawkins, *Infrared Absorption in Gallium Arsenide*, Infrared Phys. **1**, 111 (1961).
24. W. Walukiewicz, L. Lagowski, L. Jastrzebski, M. Lichtensteiger, and H. C. Gatos, *Electron Mobility and Free-Carrier Absorption in GaAs: Determination of the Compensation Ratio*, J. Appl. Phys. **60**, 899 (1979).
25. R. Tommasi, P. Langot, and F. Vallee, *Femtosecond Hole Thermalization in Bulk GaAs*, Appl. Phys. Lett. **66**, 1361 (1995).
26. A. M. T. Kim, S. Hunsche, T. Dekorsy, H. Kurz, and K. Kohler, *Time-Resolved Study of Intervalence Band Thermalization in a GaAs Quantum Well*, Appl. Phys. Lett. **68**, 2956 (1996).
27. F. Ganikhanov, K. C. Burr, and C. L. Tang, *Ultrafast Dynamics of Holes in GaAs Probed by Two-Color Femtosecond Spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **73**, 64 (1998).
28. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *Band Parameters for III-V Compound Semiconductors and Their Alloys*, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).

Generation of Acoustic Pulses under Interband Absorption of a Femtosecond Laser Pulse in GaAs

*E. A. Danilov, S. A. Uryupin**

P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
119991, Moscow, Russia

*E-mail: uryupinsa@lebedev.ru

Received May 27, 2026

Revised July 03, 2026

Accepted July 04, 2026

Abstract

Ultrashort acoustic pulses generated in a semiconductor under irradiation by a femtosecond laser pulse with a carrier frequency exceeding the band gap have been studied. The acoustic pulses arise due to modulation of the deformation potential induced by the pressure gradient of photogenerated carriers. Depending on the relation between τ_a — the sound travel time across the laser absorption region, and τ_{da} — the ambipolar diffusion front travel time across the absorption region, two regimes of acoustic pulse generation are possible. In the case of slow ambipolar diffusion, when $\tau_a \ll \tau_{da}$, the acoustic pulse exhibits two peaks of width $\sim \tau_a$. The first peak corresponds to the acoustic pulse propagating from the absorption region into the bulk of the semiconductor, while the second peak corresponds to the pulse initially propagating toward the semiconductor surface and subsequently reflected from it. In the case of fast ambipolar diffusion, when $\tau_a \gg \tau_{da}$, the acoustic pulse width is determined by the time scale $\sim \tau_{da}$. In this regime, the acoustic pulse possesses a relatively sharp leading edge and a slowly decaying trailing edge.

Keywords: acoustic pulse, semiconductor, photoexcited electrons, pressure gradient, laser pulse

Funding. The study was not sponsored.

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflicts of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.