ЖЭТФ, 2025, том 168, вып. 4 (10), стр. 453–463 © 2025

ЗВУКОВЫЕ ИМПУЛЬСЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА МЕТАЛЛ

Е. А. Данилов, С. А. Урюпин*

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

Поступила в редакцию 26 июня 2025 г.,
после переработки 2 августа 2025 г.
Принята к публикации 5 августа 2025 г.

Изучена эволюция во времени и пространстве смещения атомов решетки, возникающего при воздействии на массивный металл импульса лазерного излучения. Анализ эволюции смещения атомов позволил детально описать форму генерируемого звукового импульса. Показано, что при возбуждении звукового импульса из-за воздействия пондеромоторной силы на электроны ширина импульса определяется временем прохождения звука через скин-слой. Если генерация звука происходит из-за воздействия на решетку градиента давления электронов, то эффективная ширина акустического импульса определяется временем, за которое звук догоняет фронт теплового потока. Передача энергии от электронов к решетке приводит к уменьшению области прогрева металла, что сопровождается сокращением длительности звукового импульса до времени прохождения звука через область прогрева.

DOI: 10.7868/S3034641X25100014

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению генерации звука при взаимодействии лазерного излучения с твердыми телами связан с возможностью широкого применения звука в разнообразных физических исследованиях. Методы лазерной акустики используются при поиске дефектов и трещин [1–3], изучении структуры образцов [4,5], физических свойств и явлений в металлах [6–8] и для диагностики наномасштабных объектов [9–11]. При воздействии лазерных импульсов на металлы происходит генерация акустических импульсов с характерными частотами от нескольких гигагерц [12–17] до терагерц [10,18,19]. Генерация звука в гигагерцевом диапазоне частот обусловлена неоднородным нагревом решетки [12,13,17]. С приближением частоты звука к терагерцевому диапазону значительный вклад в генерацию вносит градиент давления электронов. В терагерцевом диапазоне, наряду с градиентом давления электронов, необходимо учитывать воздействие на электроны пондеромоторной силы [20]. Важной характеристикой генерируемого звука является ширина звуковых импульсов. Экспериментальные исследования относительных изменений коэффициента отражения пробного лазерного импульса металлом, в котором импульс накачки возбуждает звук, позволили получить богатую информацию о ширине звуковых импульсов. Установлено, что при возбуждении звука лазерными импульсами длительностью в десятки пикосекунд ширина генерируемого акустического импульса сопоставима с длительностью лазерного импульса [21]. В случае возбуждения звука фемтосекундными импульсами ширина акустического импульса определяется параметрами образца. В массивных образцах ширина гигагерцевых звуковых импульсов сравнима с временем распространения звука через область прогрева. В металлах с сильным электрон-фононным взаимодействием глубина области прогрева близка к глубине скин-слоя [12, 15, 22]. Напротив, если обмен энергии электронов с решеткой происходит не быстро, то область прогрева значительно превышает глубину скин-слоя [14, 23]. При возбуждении звука в тонких пленках ширина акустических импульсов существенно зависит и от толщины пленки [7, 8, 19, 24–27].

Теоретические работы (см., например, [14, 28]) позволяют описать основные зависимости ширины акустических импульсов от параметров металла. Основная цель настоящего сообщения — дополнить

* E-mail: uryupinsa@lebedev.ru

существующие представления о лазерной генерации звуковых импульсов в массивных образцах более детальным описанием формы звуковых импульсов. Наша задача, в частности, рассмотреть особенности формы звуковых импульсов, генерируемых из-за воздействия пондеромоторной силы, градиента давления электронов и одновременного воздействия градиентов давления электронов и решетки.

Ниже рассматривается смещение атомов, возникающее при воздействии лазерного импульса на металл, занимающий полупространство. Получено общее выражение для смещения атомов решетки. Это выражение проанализировано в трех случаях, когда возбуждение звука происходит из-за воздействия пондеромоторной силы, из-за нагрева электронов и из-за одновременного нагрева электронов и решетки. В каждом из этих случаев получены простые аналитические выражения для смещения атомов решетки, которые позволяют судить о форме и характерной ширине акустических импульсов.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим воздействие на металл импульса лазерного излучения, распространяющегося вдоль нормали к его поверхности. Считаем, что металл занимает полупространство $z > 0$. Электрическое поле в импульсе представим в виде

$$(1/2)E_L(t - z/c)\exp[-i\omega_0(t - z/c)] + \text{c.c.},$$

где ω_0 — несущая частота лазерного излучения, $E_L(t)$ — огибающая импульса, слабо изменяющаяся за время порядка $1/\omega_0$, c — скорость света. Примем, что

$$|\omega_0 + i\nu| \gg |\kappa_L| v_F,$$

где v_F — скорость Ферми,

$$\kappa_L = (\omega_0/c)[\omega_p^2/\omega_0(\omega_0 + i\nu) - \varepsilon_0(\omega_0)]^{1/2},$$

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2/m},$$

e и m — заряд и масса электрона, n — концентрация электронов проводимости, ν — частота столкновений электронов, осциллирующих с частотой $\sim \omega_0$, $\varepsilon_0(\omega_0)$ — вклад в диэлектрическую проницаемость металла от связанных электронов и решетки. В этих условиях электрическое поле в металле имеет вид

$$\frac{1}{2}E_c(z,t)e^{-i\omega_0 t} + \text{c.c.} = \frac{\omega_0}{\omega_0 + ic\kappa_L}E_L(t)e^{-i\omega_0 t - \kappa_L z} + \text{c.c.} \tag{1}$$

В таком поле происходит джоулев нагрев электронов с последующей передачей энергии атомам решетки. При этом удельная поглощаемая мощность описывается выражением

$$Q(z,t) = \frac{\nu}{8\pi}\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}|E_c(z,t)|^2, \tag{2}$$

если $\omega_0 \gg \nu$. Кроме того, из-за неоднородности поля на электроны проводимости воздействует пондеромоторная сила $-\partial W(z,t)/\partial z$, где $W(z,t)$ — пондеромоторный потенциал:

$$W(z,t) = \frac{e^2}{4m\omega_0^2}|E_c(z,t)|^2. \tag{3}$$

Вследствие неоднородного нагрева металла [12, 13, 16, 17] и пондеромоторного воздействия на электроны [20] возникает смещение атомов решетки $u_z(z,t)$. Для описания эволюции смещения $u_z(z,t)$ воспользуемся уравнением [12, 13, 16, 17]

$$\rho\frac{\partial^2 u_z(z,t)}{\partial t^2} = \rho v_l^2\frac{\partial^2 u_z(z,t)}{\partial z^2} - \frac{\partial\sigma(z,t)}{\partial z}, \tag{4}$$

где ρ — плотность металла, v_l — продольная скорость звука, $\sigma(z,t)$ — продольная компонента тензора напряжений. Вклад в $\sigma(z,t)$ дают пондеромоторный потенциал и давление электронов и решетки. Уравнение (4) следует дополнить начальными и граничными условиями. Далее считаем, что до воздействия лазерного импульса смещение $u_z(z,t)$ и его производная по времени равны нулю. Граничное условие на поверхности металла при $z = 0$ отвечает условию отсутствия внешних сил на поверхности:

$$\rho v_l^2\frac{\partial u_z(z,t)}{\partial z}\Big|_{z=0} - \sigma(0,t) = 0. \tag{5}$$

Смещения атомов $u_z(z,t)$ в глубине металла нет. При решении уравнения (4) воспользуемся преобразованием Лапласа по времени t. Принимая во внимание граничное условие (5), решение уравнения для образа Лапласа $u_z(z,\omega)$, где ω — частота, возникающая после преобразования Лапласа, запишем в виде

$$u_z(z,\omega) = \frac{1}{2\rho v_l^2}\left[\int_0^z dz'\sigma(z',\omega)e^{i\omega(z-z')/v_l} - \right.$$
$$\left. - \int_z^\infty dz'\sigma(z',\omega)e^{i\omega(z'-z)/v_l} - \int_0^\infty dz'\sigma(z',\omega)e^{i\omega(z+z')/v_l}\right]. \tag{6}$$

Совершая обратное преобразование Лапласа, находим $u_z(z,t)$:

$$u_z(z,t)=\frac{1}{2\rho v_l^2}\Bigg[\int\limits_0^z dz'\sigma\left(z',t-\frac{z}{v_l}+\frac{z'}{v_l}\right)-$$
$$-\int\limits_0^\infty dz'\sigma\left(z',t-\frac{z}{v_l}-\frac{z'}{v_l}\right)-\int\limits_z^\infty dz'\sigma\left(z',t+\frac{z}{v_l}-\frac{z'}{v_l}\right)\Bigg]. \quad (7)$$

Выражение (7) составляет основу дальнейшего описания эволюции смещения атомов решетки.

3. ШИРИНА ЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ИЗ-ЗА ПОНДЕРОМОТОРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Сначала рассмотрим генерацию звука из-за пондеромоторного воздействия поля на электроны. Вклад в тензор напряжений от пондеромоторного воздействия имеет вид [20]

$$\sigma_W(z,t)=nW(z,t)=\frac{1}{4\pi}\frac{\omega_p^2}{|\omega_0+ic\kappa_L|^2}E_L^2(t)e^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z}. \quad (8)$$

Примем, что огибающая импульса лазерного излучения записывается как

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

где t_p — параметр, определяющий ширину лазерного импульса $\tau_p=2\sqrt{\ln 2}t_p$. Принимая во внимание явный вид $\sigma_W(z,t)$ (8), из (7) находим смещение атомов решетки, обусловленное пондеромоторным воздействием поля на электроны:

$$u_W(z,t)=\frac{u_W}{2}e^{t_p^2/4\tau_L^2}\Bigg\{e^{\tau/\tau_L}\left[\mathrm{Erfc}\left(\frac{t_p}{2\tau_L}+\frac{\tau}{t_p}\right)-\right.$$
$$\left.-\mathrm{Erfc}\left(\frac{t_p}{2\tau_L}+\frac{t}{t_p}\right)\right]-e^{-\tau/\tau_L}\mathrm{Erfc}\left(\frac{t_p}{2\tau_L}-\frac{\tau}{t_p}\right)-$$
$$-e^{-\tau_+/\tau_L}\mathrm{Erfc}\left(\frac{t_p}{2\tau_L}-\frac{t}{t_p}\right)\Bigg\}. \quad (9)$$

Здесь $\tau=t-z/v_l$, $\tau_+=t+z/v_l$, $\tau_L=1/2\,\mathrm{Re}\,\kappa_L v_l$, $\mathrm{Erfc}(x)=1-\mathrm{Erf}(x)$, $\mathrm{Erf}(x)$ — функция ошибок, u_W — амплитуда смещения, равная

$$u_W=\frac{\sqrt{\pi}It_p}{c\rho v_l}\frac{\omega_p^2}{|\omega_0+ic\kappa_L|^2}, \quad (10)$$

где $I=cE_L^2/8\pi$ — максимальное значение плотности потока лазерного излучения. Приведем типичный пример условий воздействия лазерного импульса на металл. Здесь и далее будем рассматривать воздействие излучения с несущей частотой $\omega_0=2.3\cdot10^{15}$ с$^{-1}$ на серебро. Для серебра $n=5.9\cdot10^{22}$ см$^{-3}$ [29], $\rho=10.5$ г/см^3 [30], $v_l=3.7\cdot10^5$ см/с [30], $m\approx m_e$ [31], m_e — масса электрона, $v_F=1.4\cdot10^8$ см/с [29], $\omega_p\approx1.4\cdot10^{16}$ с$^{-1}$ и $\nu\approx1.9\cdot10^{14}$ с$^{-1}$ [32]. При указанных параметрах глубина скин-слоя составляет $1/\mathrm{Re}\kappa_L\approx c/\omega_p\approx22$ нм [32], а при флюенсе $\sqrt{\pi}It_p=50$ мкДж/см^2 амплитуда смещения $u_W\approx1.4\cdot10^{-7}a_0$, где $a_0=2.9$ Å — постоянная решетки серебра [29]. При этом время прохождения звука через скин-слой $2\tau_L=5.8$ пс. То есть при воздействии фемтосекундного импульса $t_p\ll2\tau_L$. В этом случае можно пренебречь параметром $t_p/2\tau_L$, стоящим в аргументах дополнительных функций ошибок в формуле (9). Кроме того, вне тонкого скин-слоя можно пренебречь последним слагаемым в формуле (9). При этом после окончания воздействия фемтосекундного импульса, когда $t\gg t_p$, смещение атомов решетки зависит от τ как

$$u_W(\tau)=\frac{u_W}{2}\left[e^{\tau/\tau_L}\mathrm{Erfc}\left(\frac{\tau}{t_p}\right)-e^{-\tau/\tau_L}\mathrm{Erfc}\left(-\frac{\tau}{t_p}\right)\right], \quad (11)$$
$$t_p\ll\tau_L,\quad t\gg t_p,\quad 2z\mathrm{Re}\kappa_L\gg1.$$

Первое слагаемое в этом выражении описывает импульс смещения, сформировавшийся в скин-слое и распространяющийся вглубь металла. Второе слагаемое соответствует импульсу, который изначально распространялся к поверхности, а затем отразился от нее. Согласно (11),

$$u_W(\tau)=-\frac{2u_W\tau}{\sqrt{\pi}t_p},\ t_p\ll\tau_L,\ |\tau|\ll t_p. \quad (12)$$

При больших $|\tau|$ смещение атомов $u_W(\tau)$ описывается приближенным выражением вида

$$u_W(\tau)=-\mathrm{sign}(\tau)u_We^{-|\tau|/\tau_L}, \quad (13)$$
$$t_p\ll\tau_L,\ |\tau|\gg t_p.$$

Отсюда видно, что характерная ширина генерируемого импульса составляет $\sim2\tau_L$. На рис. 1 *a* приведены зависимости $u_W(\tau)$ для серебра, на которое воздействует импульс лазерного излучения с $t_p=50$ фс. Кривые на рис. 1 *a* построены с использованием формулы (9). При этом более простая приближенная формула (11) воспроизводит кривые без визуально заметных отличий.

Если на металл воздействует пикосекундный или более длительный импульс и выполняется условие $t_p\gg2\tau_L$, то из (9) при $|\tau|\ll t_p^2/\tau_L$ для смещения атомов имеем

$$u_W(\tau)=-\frac{4u_W\tau_L}{\sqrt{\pi}t_p}\left(2\frac{\tau\tau_L}{t_p^2}e^{-\tau^2/t_p^2}+e^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z-t^2/t_p^2}\right), \quad (14)$$

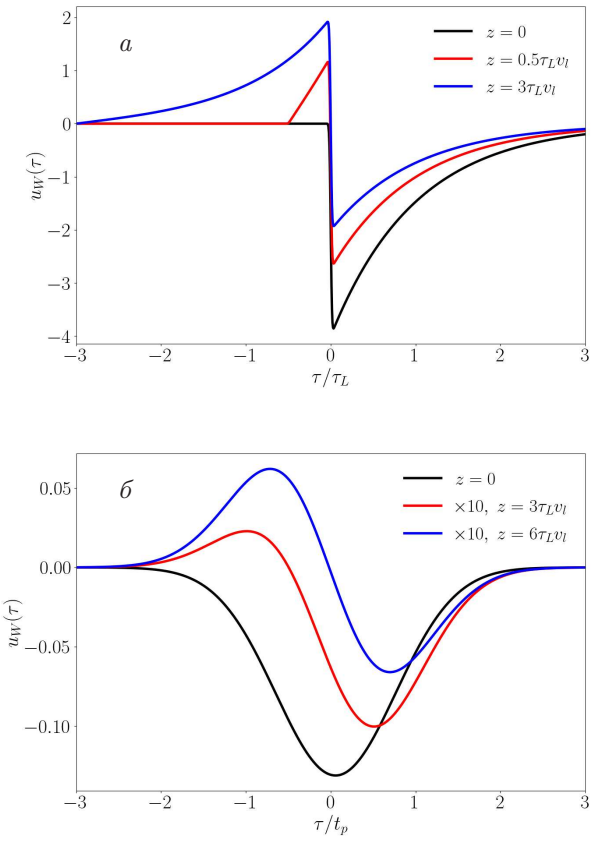

Рис. 1. Зависимости $u_W(\tau)$ для серебра при трех значениях z и $t_p = 50$ фс (*а*), 50 пс (*б*). На рис. *б* значения $u_W(\tau)$ при $z = 3\tau_L v_L$ и $z = 6\tau_L v_L$ увеличены в 10 раз. Кривые нормированы на величину $u_W/2$

$$t_p \gg \tau_L,\ |\tau| \ll t_p^2/\tau_L.$$

Если $\tau \gg t_p^2/\tau_L$, то $u_W(\tau)$ описывается выражением (11), в котором будет дополнительный множитель $\exp(t_p^2/4\tau_L^2)$. При этом смещение экспоненциально мало. Первое слагаемое в формуле (14) отвечает звуковому импульсу шириной $\sim t_p$, а второе описывает вклад от источника (8), обусловленного воздействием пондеромоторной силы на электроны. Внутри скин-слоя главным является второе слагаемое, которое много больше первого, отвечающего звуковому импульсу. Иными словами, при длительном воздействии лазерного импульса смещение в скин-слое подстраивается под профиль источника. После воздействия лазерного импульса остается только звуковой импульс, длительность которого такая же, как у лазерного импульса, $\sim t_p$. То есть увеличение t_p приводит к уширению звукового импульса. Профиль смещения атомов для серебра при $t_p = 50$ пс приведен на рис. 1 *б*.

4. ШИРИНА ЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ЗА СЧЕТ НАГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ

Обсудим теперь смещение атомов решетки, возникающее из-за нагрева электронов. Вклад в тензор напряжений от нагрева электронов имеет вид $\sigma_T(z,t) = \gamma_e C_e T_e(z,t)$ [12,16], где $T_e(z,t)$ — температура электронов, C_e — электронная теплоемкость, γ_e — параметр Грюнайзена электронов. Без учета передачи энергии от электронов решетке для описания нагрева электронов используем уравнение

$$C_e \frac{\partial T_e(z,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial T_e(z,t)}{\partial z}\right) + Q(z,t), \qquad (15)$$

где $\lambda = C_e v_F^2/3\nu_s$ — коэффициент теплопроводности, ν_s — частота столкновений электронов, определяющая λ, $Q(z,t)$ — удельная поглощаемая мощность (см. (2)). В качестве граничного условия для уравнения (15) используем условие отсутствия теплового потока на границе металл–вакуум, т. е. $(\partial T_e(z,t)/\partial z)|_{z=0} = 0$. Величиной температуры до воздействия лазерного импульса пренебрегаем, считая $T_e(z,t)$ большей исходной температуры образца. Вместе с тем считаем нагрев электронов не слишком большим, когда тепловая энергия электронов остается меньшей энергии Ферми ε_F: $kT_e \ll \varepsilon_F$, где k — постоянная Больцмана. При этом для теплоемкости электронов пригодна аппроксимация $C_e = \beta T_e$, где β не зависит от температуры. Учтя это и вид $\sigma_T(z,t)$, перейдем от уравнения для температуры (15) к уравнению для тензора напряжений:

$$\frac{\partial \sigma_T(z,t)}{\partial t} = \frac{v_F^2}{3\nu_s}\frac{\partial^2 \sigma_T(z,t)}{\partial z^2} + 2\gamma_e Q(z,t). \qquad (16)$$

Решение уравнения (16), отвечающее указанным выше граничным и начальным условиям, имеет вид

$$\sigma_T(z,t) = \frac{\gamma_e}{\sqrt{\pi}} \int\limits_{-\infty}^{t} dt' \int\limits_{0}^{+\infty} dz' Q(z',t') \frac{\sqrt{3\nu_s}}{v_F\sqrt{t-t'}} \times$$
$$\times \left\{ \exp\left[-\frac{3\nu_s (z-z')^2}{4v_F^2(t-t')} \right] + \exp\left[-\frac{3\nu_s (z+z')^2}{4v_F^2(t-t')} \right] \right\}. \qquad (17)$$

Как видно из (15) и (17), время выхода тепла из скин-слоя составляет $\tau_h = 3\nu_s/(2\mathrm{Re}\kappa_L)^2 v_F^2$. Например, для серебра, в котором $\nu_s = 4.5 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ [32], $\tau_h \approx 8$ фс. Поэтому на временах, больших τ_h, можно считать температуру электронов однородной по скин-слою. Кроме того, при рассмотрении эволюции

смещения атомов на временах, больших длительности фемтосекундного лазерного импульса, для огибающей импульса вместо выражения

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

воспользуемся более простым выражением

$$E_L^2(t) = \sqrt{\pi} t_p E_L^2 \delta(t),$$

где $\delta(t)$ — дельта-функция Дирака. При этих предположениях из (17) для $\sigma_T(z,t)$ имеем

$$\sigma_T(z,t) = \frac{\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L v_l} \frac{\eta(t)}{\sqrt{t\tau_{sh}}} \exp\left[-\frac{z^2}{4v_l t \tau_{sh}}\right], \qquad (18)$$

где

$$Q = \frac{4\nu I}{c} \frac{\omega_p^2}{|\omega_0 + ic\kappa_L|^2}, \qquad (19)$$

$\tau_{sh} = v_F^2/3\nu_s v_l^2$ — время, за которое звук достигает фронта теплового потока. Используя соотношения (7) и (18), найдем смещение атомов решетки, обусловленное нагревом электронов. Детали расчета приведены в Приложении. Принимая во внимание формулы (A.2), (A.3), (A.5) и (A.6), для смещения атомов находим

$$u_T(z,t) = \gamma_e u_T \left\{ e^{\frac{t}{\tau_{sh}}} \left[e^{-\frac{z}{v_l\tau_{sh}}} \mathrm{Erfc}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{t}{\tau_{sh}}}\left(\frac{z}{v_l t} - 2\right)\right) + \right.\right.$$
$$\left. + e^{\frac{z}{v_l\tau_{sh}}} \mathrm{Erfc}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{t}{\tau_{sh}}}\left(\frac{z}{v_l t} + 2\right)\right)\right] - 2\mathrm{Erfc}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{t}{\tau_{sh}}}\frac{z}{v_l t}\right) -$$
$$\left. - 2e^{\frac{\tau}{\tau_{sh}}} \mathrm{Erf}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sh}}}\right)\eta(\tau)\right\}, \qquad (20)$$

где

$$u_T = \frac{Q\sqrt{\pi} t_p \tau_L}{2\mathrm{Re}\kappa_L \rho v_l^2} = \frac{2\sqrt{\pi} I \nu t_p}{c\rho v_l^2 \mathrm{Re}\kappa_L} \frac{\omega_p^2}{|\omega_0 + ic\kappa_L|^2}. \qquad (21)$$

При флюенсе $\sqrt{\pi} I t_p = 50$ мкДж/см^2 параметр $u_T \approx 1.7 \cdot 10^{-4} a_0$. Согласно (20) величина τ_{sh} определяет характерный масштаб изменения $u_T(z,t)$ во времени. При $t \ll \tau_{sh}$ расстояние $v_l t$, которое прошел звук, много меньше характерного расстояния $v_l\sqrt{t\tau_{sh}}$, на которое распространился фронт теплового потока. На таких временах из (20) приближенно имеем

$$u_T(z,t) = 2\gamma_e u_T \left\{ \frac{t}{\tau_{sh}} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{z}{v_l\sqrt{t\tau_{sh}}}\right] - \right.$$
$$\left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sh}}} \eta(\tau)\right\}, \; t \ll \tau_{sh}, \quad z \ll v_l\sqrt{t\tau_{sh}}. \qquad (22)$$

Из (22) следует, что при $\tau = 0$ на границе фронта звуковой волны смещение атомов $u_T(z,t)$ имеет излом, который хорошо виден на рис. 2 *а*. На

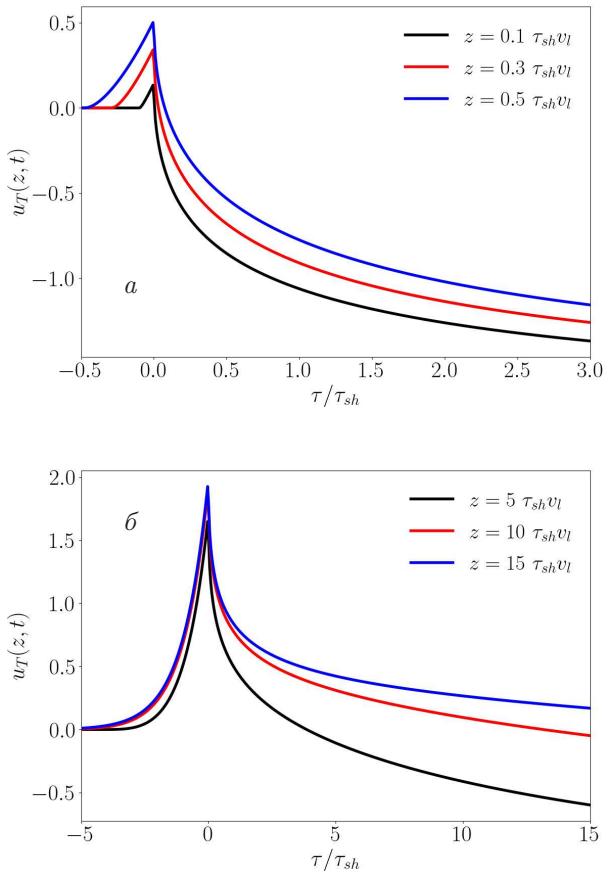

Рис. 2. Зависимости $u_T(z,t)$ для серебра без учета передачи тепла от электронов решетке при *а*) $z = 0.1\tau_{sh}v_l$ (черная кривая), $0.3\tau_{sh}v_l$ (красная кривая), $0.5\tau_{sh}v_l$ (синяя кривая) и *б*) $z = 5\tau_{sh}v_l$ (черная кривая), $10\tau_{sh}v_l$ (красная кривая), $20\tau_{sh}v_l$ (синяя кривая). Кривые построены при $t_p = 50$ фс. Значения $u_T(z,t)$ нормированы на величину $\gamma_e u_T$

рис. 2 *а* приведены профили $u_T(z,t)$ для трех значений $z/v_l\tau_{sh}$, равных 0.1, 0.3 и 0.5. Поведение кривых на рис. 2 *а* согласуется с тем, которое следует из приближенного соотношения (22). На малых временах звук отстает от фронта теплового потока и проявляется в смещении атомов в виде резкого излома на фоне смещения атомов, порождаемого электронным потоком тепла. При $t \gg \tau_{sh}$ расстояние $v_l t$, которое прошел звук, много больше $v_l\sqrt{t\tau_{sh}}$. На таких временах из (20) приближенно имеем

$$u_T(z,t) = 2\gamma_e u_T e^{\tau/\tau_{sh}} \left\{1 - \mathrm{Erf}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sh}}}\right)\eta(\tau)\right\}, \qquad (23)$$
$$t \gg \tau_{sh}, \quad 2v_l t \gg z \gg 2v_l\sqrt{t\tau_{sh}}.$$

Согласно (23) при $\tau < 0$ звуковой импульс экспоненциально быстро убывает с характерным време-

нем τ_{sh}, т. е. передний фронт импульса резкий. Напротив, при $\tau > 0$ импульс медленно уменьшается по закону $u_T(z,t) \propto \sqrt{\tau_{sh}/\tau}$. Наличие медленно убывающего хвоста обусловлено тем, что распространяющийся тепловой поток продолжает генерировать звук. Такие зависимости иллюстрирует рис. 2 *б*, на котором представлены графики $u_T(z,t)$ для трех больших значений $z/v_l\tau_{sh}$, равных 5, 10 и 20. Реализовать описанные здесь закономерности не просто. Дело в том, что для типичных металлов время τ_{sh} довольно велико. Например, для серебра имеем оценку $\tau_{sh} \approx 1$ нс. На столь больших временах необходимо учитывать передачу энергии от электронов к решетке (см. разд. 5). Время τ_{sh} можно уменьшить, если предварительно нагреть электроны до температуры порядка одного электронвольта. Последнее возможно в рамках часто используемой экспериментальной схемы «pump-probe». При таком увеличении температуры эффективная частота столкновений электронов увеличивается более чем на два порядка, а время τ_{sh} составляет несколько пикосекунд. Однако и в этом случае такое время сравнимо с временем передачи энергии в решетку, и представленные выше закономерности генерации звука необходимо дополнить рассмотрением нагрева решетки. Вместе с тем возможен случай, когда такой нагрев оказывает слабое влияние на изменение температуры электронов и генерацию звука. Это возможно при достаточно низких температурах металла. Как сказано выше, теплоемкость электронов $C_e = \beta T_e$, а теплоемкость решетки при температуре ниже температуры Дебая θ_D приблизительно равна $C \approx (12\pi^4/5)kN(T/\theta_D)^3$, N — концентрация атомов решетки. Если после воздействия лазерного импульса $C_e \gg C$, то решетке передается только малая часть поглощенной энергии, и тогда можно пренебречь ее нагревом. Например, для никеля, у которого $\beta \approx 10.8 \cdot 10^3$ эрг/см^3·К [33], $N = 9.1 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ [29] и $\theta_D \approx 450$ К [34] в области низких температур, условие $C_e \gg C$ выполняется при температуре меньшей 20 К.

Обсудим кратко генерацию звука при воздействии длинного лазерного импульса. В этом случае для поглощаемой мощности используем выражение

$$Q(z,t) = Qe^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z - t^2/t_p^2}. \tag{24}$$

Смещение атомов найдем численно с использованием соотношений (7), (17) и (24). Результаты расчетов $u_T(z,t)$ для серебра при воздействии лазерного импульса с $t_p = 10$ нс приведены на рис. 3. Как видно из рис. 3, при $z < \tau_{sh}v_l$ звуковой импульс практически не виден на фоне смещения атомов, которое подстраивается под вид распределения теплового потока. В свою очередь, при $z > \tau_{sh}v_l$ впереди фронта теплового потока проявляется звуковой импульс с характерной шириной t_p и медленно убывающим хвостом.

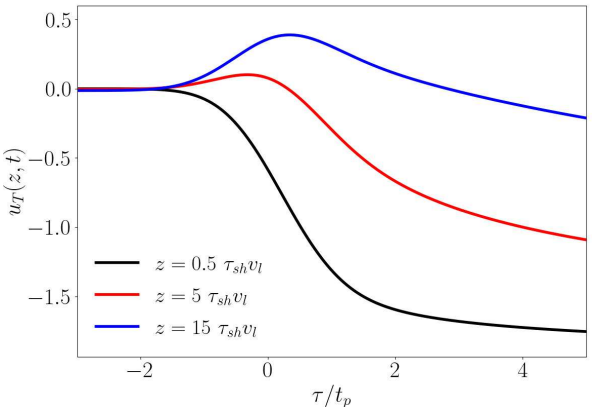

Рис. 3. Зависимости $u_T(z,t)$ для серебра без учета передачи тепла от электронов решетке при $t_p = 10$ нс и $z = 0.5\tau_{sh}v_l$ (черная кривая), $5\tau_{sh}v_l$ (красная кривая), $15\tau_{sh}v_l$ (синяя кривая). Значения $u_T(z,t)$ нормированы на величину $\gamma_e u_T$

5. УЧЕТ ВЛИЯНИЯ НАГРЕВА РЕШЕТКИ

В этом разделе учтем влияние нагрева решетки на смещение атомов. Для описания нагрева электронов и решетки используем уравнения двухтемпературной модели [35, 36]. При этом будем считать, что изменения температуры решетки и электронов относительно малы: $\Delta T(z,t)$, $\Delta T_e(z,t) \ll T_0$, где T_0 — начальная температура металла. Тогда для $\Delta T(z,t)$ и $\Delta T_e(z,t)$ имеем уравнения

$$C_e\frac{\partial \Delta T_e(z,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left[\lambda\frac{\partial \Delta T_e(z,t)}{\partial z}\right] + Q(z,t) - G[\Delta T_e(z,t) - \Delta T(z,t)], \tag{25}$$

$$C\frac{\partial \Delta T(z,t)}{\partial t} = G[\Delta T_e(z,t) - \Delta T(z,t)], \tag{26}$$

где C — теплоемкость решетки, G — параметр, определяющий время передачи энергии от электронов к решетке. В условиях слабого нагрева решетки и электронов, в уравнениях (25) и (26) теплоемкости C_e и C, параметр G, коэффициент теплопроводности λ и частота столкновений ν_s зависят от начальной температуры T_0. Для $Q(z,t)$ используем выражение (24). При определении $\Delta T(z,t)$ и $\Delta T_e(z,t)$ воспользуемся преобразованием Лапласа по време-

ни t. Учтя явный вид $Q(z,t)$ (24), из уравнений для образов Лапласа находим

$$\Delta T(z,\omega) = \frac{\Delta T_e(z,\omega)}{1 - i\omega C/G}, \tag{27}$$

$$\Delta T_e(z,\omega) = -\frac{1}{\lambda}\frac{Q\sqrt{\pi}t_p e^{-\omega^2 t_p^2/4}}{(2\mathrm{Re}\kappa_L)^2 - \kappa_T^2} \times \\ \times \left(e^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z} - \frac{2\mathrm{Re}\kappa_L}{\kappa_T}e^{-\kappa_T z}\right), \tag{28}$$

где

$$\kappa_T^2 = -\frac{i\omega C_e}{\lambda}\left(1 + \frac{C}{C_e}\frac{1}{1 - i\omega C/G}\right). \tag{29}$$

Зная $\Delta T(z,\omega)$ и $\Delta T_e(z,\omega)$, можно найти $u_T(z,\omega)$ — образ Лапласа смещения атомов решетки. Из уравнения (4) для $u_T(z,\omega)$ имеем обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial^2 u_T(z,\omega)}{\partial z^2} = -k_a^2 u_T(z,\omega) + \frac{1}{\rho v_l^2}\frac{\partial \sigma_T(z,\omega)}{\partial z}, \tag{30}$$

где

$$\sigma_T(z,\omega) = \gamma C \Delta T(z,\omega) + 2\gamma_e C_e \Delta T_e(z,\omega),$$

γ — параметр Грюнайзена решетки. Первое слагаемое в выражении для $\sigma_T(z,\omega)$ описывает вклад от нагрева решетки [12,16], а второе — от нагрева электронов. В выражении для $\sigma_T(z,\omega)$ оставлены только слагаемые, линейные по $\Delta T_e(z,\omega)$ и $\Delta T(z,\omega)$. Решение уравнения (30) с учетом граничного условия (5) и условия отсутствия $u_T(z,\omega)$ в глубине металла имеет вид

$$u_T(z,\omega) = \frac{u_T}{\lambda}\left(2\gamma_e C_e + \frac{\gamma C}{1 - i\omega C/G}\right) \times \\ \times \frac{(2\mathrm{Re}\kappa_L)^2}{(2\mathrm{Re}\kappa_L)^2 - \kappa_T^2}\frac{e^{-\omega^2 t_p^2/4}}{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2} \times \\ \times\left[e^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z} + \frac{ik_a e^{ik_a z}}{2\mathrm{Re}\kappa_L}\left(1 - \alpha\frac{2\mathrm{Re}\kappa_L}{\kappa_T}\right) - \alpha e^{-\kappa_T z}\right], \tag{31}$$

где $k_a = \omega/v_l$, $\alpha = (k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2)/(k_a^2 + \kappa_T^2)$.

Для определения зависимости $u_T(z,t)$ от времени необходимо совершить обратное преобразование Лапласа. Выполним это преобразование численно. Результаты расчета $u_T(z,t)$ для серебра при $T_0 = 300$ K, на которое воздействует импульс лазерного излучения с $t_p = 50$ фс, приведены на рис. 4. В расчете использованы следующие параметры серебра: $\beta = 676$ эрг/см^3·K, $C_e = \beta T_0 \approx 2.0\cdot 10^5$ эрг/см^3·K [33], $G = 3.5\cdot 10^{17}$ эрг/см^3·K·с [33], $C = 3kN = 2.4\cdot 10^7$ эрг/см^3·K, $\gamma = 2.3$ и $\gamma_e = 1.2$ [37]. Остальные параметры приведены ранее. Расчеты

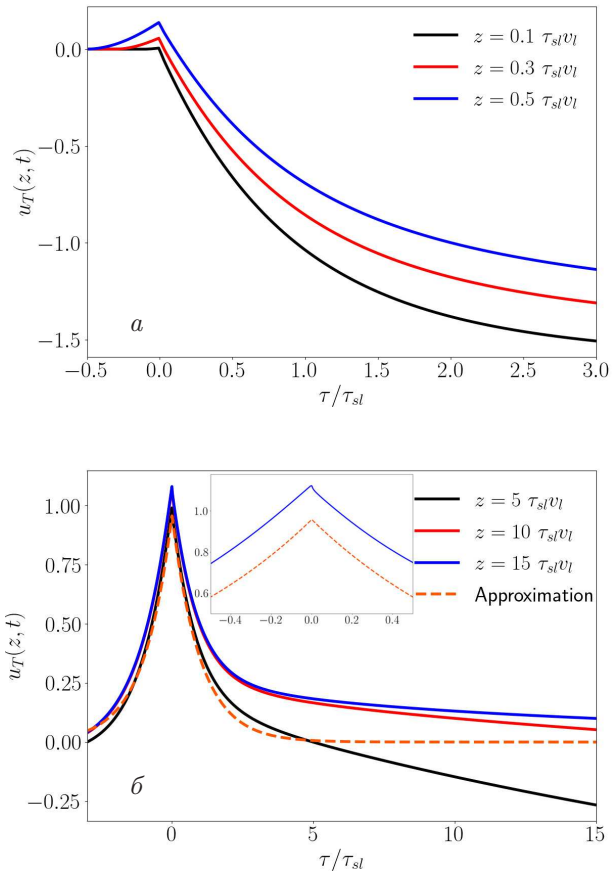

Рис. 4. Зависимости $u_T(z,t)$ для серебра с учетом нагрева решетки при *а*) $z = 0.1\tau_{sh}v_l$ (черная кривая), $0.3\tau_{sh}v_l$ (красная кривая), $0.5\tau_{sh}v_l$ (синяя кривая) и *б*) $z = 5\tau_{sh}v_l$ (черная кривая), $10\tau_{sh}v_l$ (красная кривая), $15\tau_{sh}v_l$ (синяя кривая). На рис. *б* штриховая кривая отвечает формуле (33). На вставке рис. *б* приведены $u_T(z,t)$ вблизи пика при $z = 15\tau_{sh}v_l$ и расчитанная по формуле (33). Значения $u_T(z,t)$ нормированы на величину $\gamma_e u_T$

выполнены для трех z, измеренных в единицах $\tau_{sl}v_l = \sqrt{\lambda/G}$. Время τ_{sl} много меньше τ_{sh}. Появление более малого времени связано с влиянием решетки на прогрев металла. Согласно (25) с момента времени $\tau_{ep} \sim C_e/G$, которое для Ag составляет 0.57 пс, происходит эффективное охлаждение электронов. К этому моменту времени тепловой фронт распространился на глубину $\sim \sqrt{\tau_{ep}\lambda/C_e} = \sqrt{\lambda/G}$. Для серебра $\sqrt{\lambda/G} = 91$ нм. Энергия электронов передается решетке, теплопроводность которой много меньше теплопроводности электронов. Из-за большой теплоемкости решетки распространение фронта теплового потока приостанавливается до момента времени $\sim C/G$, равного 71 пс для Ag. За это время звук проходит расстояние $v_l C/G = 263$ нм, кото-

рое больше $\sqrt{\lambda/G} = 91$ нм. В дальнейшем тепловой фронт распространяется более медленно ($\sim \sqrt{t\lambda/C}$) и не может догнать звуковой импульс. То есть, по существу, основная генерация звукового импульса происходит за время $\tau_{sl} = \sqrt{\lambda/G}/v_l = 25$ пс, которое и определяет ширину генерируемого импульса (см. рис. 4). На временах, больших $\sim C/G$, распространение теплового фронта является причиной формирования медленно убывающего хвоста на профиле звукового импульса (см. рис. 4), как и без учета передачи энергии решетке.

При $\tau \sim \tau_{sl}$ и в области $z \gg \sqrt{\lambda/G} \gg 1/2\mathrm{Re}\kappa_L$ можно записать приближенное выражение для $u_T(z,t)$. При $\tau \sim \tau_{sl}$ для Ag выполняется условие $C_e/G \ll \tau \ll C/G$. При этом характерные частоты ω, дающие основной вклад в $u_T(z,t)$, удовлетворяют условию $G/C \ll \omega \ll G/C_e$. Помимо этого, при воздействии фемтосекундного лазерного импульса выполняется неравенство $\omega \sim 1/\tau_{sl} \ll 1/t_p$. С учетом приведенных неравенств для κ_T (29) и $u_T(z,\omega)$ (31) приближенно имеем: $\kappa_T \approx \sqrt{G/\lambda}$,

$$u_T(z,\omega) \approx \frac{\gamma u_T}{v_L}\frac{\kappa_T}{\kappa_T^2 + k_a^2}e^{ik_a z}, \tag{32}$$

$$G/C \ll \omega \ll G/C_e,\ t_p; \quad z \gg \sqrt{\lambda/G} \gg 1/2\mathrm{Re}\kappa_L.$$

Совершая обратное преобразование Лапласа, отсюда находим

$$u_T(z,t) \approx \frac{\gamma}{2}u_T e^{-|\tau|/\tau_{sl}}, \tag{33}$$

$$C_e/G \ll \tau \ll C/G; \quad z \gg \sqrt{\lambda/G} \gg 1/2\mathrm{Re}\kappa_L.$$

Это выражение отвечает звуковому импульсу шириной $\sim \tau_{sl}$. Отметим, что формула (33) может быть получена интегрированием выражения для тензора деформации $\eta(z,t) = \partial u(z,t)/\partial z$ (см. формулу (25) из [14]). На рис. 4 *б* штриховой кривой показан результат расчета с использованием формулы (33). Из сравнения сплошной и штриховой кривых на рис. 4 *б* видно, что выражение (33) дает неплохое описание $u_T(z,t)$ при $\tau \sim \tau_{sl}$. Вместе с тем это выражение не описывает хвост звукового импульса, который возникает из-за генерации звука распространяющимся потоком тепла. Также оно неточно описывает амплитуду звукового импульса в пике (см. вставку на рис. 4 *б*), поскольку при $|\tau| \lesssim \tau_{ep}$ существенно влияние нагрева электронов, которое не учитывает формула (33).

Рассмотренное выше серебро имеет высокую теплопроводность и относительно небольшую величину параметра G, определяющего время передачи энергии решетке из-за электрон-фононного взаимодействия. Вследствие этого область генерации звука

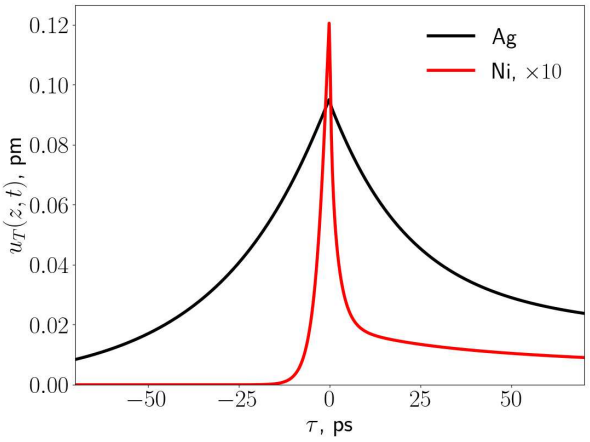

Рис. 5. Зависимости $u_T(z,t)$ для серебра (черная кривая) и никеля (красная кривая) на расстоянии $z = 1$ мкм. Значения $u_T(z,t)$ для никеля увеличены в 10 раз

значительно превосходит глубину скин-слоя. Вместе с тем возможны и другие условия. Например, в никеле теплопроводность меньше: $\lambda = 9.1{\cdot}10^6$ эрг/см·К [30], а параметр G значительно больше: $G = 4.4{\cdot}10^{18}$ эрг/см^3·К [38]. При этом характерное расстояние распространения теплового потока $\sqrt{\lambda/G} \approx 14$ нм и время $\tau_{sl} \approx 2.4$ пс почти на порядок меньше, чем в серебре. При оценке τ_{sl} учтено, что $v_l = 6.0 \cdot 10^5$ см/с [30]. Сравним акустические импульсы в серебре и никеле. Сравнение проведем при флюенсе $\sqrt{\pi}It_p = 50$ мкДж/см^2, $t_p = 50$ фс и $\omega_0 = 2.3 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$. Для никеля $\rho = 8.9$ г/см^3 [30], $1/\mathrm{Re}\kappa_L \approx 16$ нм [22], $\beta = 10700$ эрг/см^3·К^2, $C_e = \beta T_0 = 3.2{\cdot}10^6$ эрг/см^3·К [33], $N = 9.1{\cdot}10^{22}$ см$^{-3}$ [30], $\gamma = 1.9$ и $\gamma_e = 2.1$ [39]. Температура $T_0 = 300$ К близка к температуре Дебая никеля $\theta_D \approx 350$ К [34]. Несмотря на это и не претендуя на высокую точность в расчетах, используем аппроксимацию $C \approx 3kN = 3.9 \cdot 10^7$ эрг/см^3·К. Также не удалось найти надежных экспериментальных данных для ν — частоты столкновений электронов в никеле при $\omega_0 = 2.3 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$. Поэтому в расчетах использовалось значение $\nu \approx 7 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$, близкое к значениям ν, приведенным в работах [40, 41]. На рис. 5 представлены акустические импульсы, возникающие в серебре и никеле. Как видно из этого рисунка, амплитуда звукового импульса и его длительность в никеле меньше, чем в серебре. Амплитуды импульсов различаются почти в 8 раз. Это связано с различием механических и оптических свойств серебра и никеля, что приводит к значению $u_T^{\mathrm{Ag}}/u_T^{\mathrm{Ni}} \approx 7.9$. Напротив, различие в длительности импульсов обусловлено разницей в теплопроводности и скорости

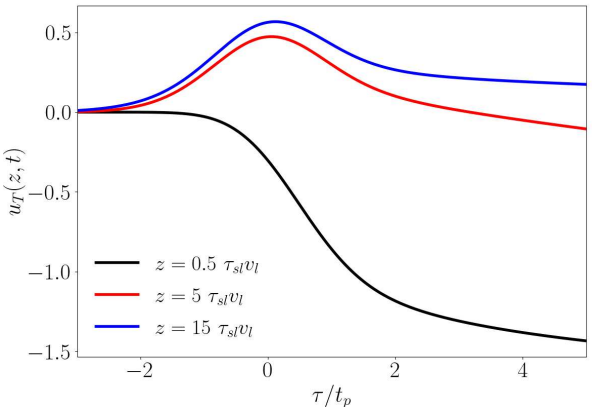

Рис. 6. Зависимости $u_T(z,t)$ для серебра с учетом нагрева решетки при $t_p = 50$ пс и $z = 0.5\tau_{sl}v_l$ (черная кривая), $5\tau_{sl}v_l$ (красная кривая), $15\tau_{sl}v_l$ (синяя кривая). Значения $u_T(z,t)$ нормированы на величину $\gamma_e u_T$

электрон-фононного обмена энергией, что приводит к сильному различию значений τ_{sl}.

В случае воздействия длинного лазерного импульса учет нагрева решетки не приводит к качественным изменениям профиля $u_T(z,t)$. Это видно из сравнения рис. 4 и рис. 6, на котором кривые получены при тех же параметрах лазерного импульса и серебра, но с учетом передачи энергии от электронов к решетке. Однако теперь закономерности генерации звука, присущие длинному лазерному импульсу, проявляются при намного меньшей длительности последнего. Отметим, что уширение звукового импульса, возникающего при нагреве электронов и решетки, с увеличением длительности пикосекундного лазерного импульса наблюдалось в работе [21].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен детальный анализ эволюции звуковых импульсов, возникающих при воздействии на металл импульса лазерного излучения. Из этого анализа видно, как изменяется форма и ширина акустических импульсов при генерации звука из-за неоднородного нагрева электронов и решетки, а также из-за воздействия пондеромоторной силы на электроны. Характерная ширина звуковых импульсов определяется временами: τ_L при воздействии пондеромоторной силы, τ_{sh} при воздействии градиента давления электронов, τ_{sl} при воздействии градиентов давления электронов и решетки. Для серебра эти времена составляют $\tau_L \approx 3$ пс, $\tau_{sh} \approx 1$ нс, $\tau_{sl} \approx 25$ пс. По существу, эти времена определяют время формирования соответствующих звуковых импульсов. Амплитуда звуковых импульсов определяется величиной смещения атомов решетки. При воздействии пондеромоторной силы амплитуда u_W дается выражением (10), а при воздействии градиентов давления для амплитуды u_T имеем выражение (21). В серебре отношение $u_T/u_W \sim \nu/v_l \mathrm{Re}\kappa_L \sim 10^3$. Это означает, что генерация звука из-за воздействия пондеромоторной силы значительно слабее, чем из-за воздействия градиентов давления, и может проявляться при воздействии на металл фемтосекундных импульсов только на временах меньших или порядка пикосекунды, когда формирование звуковых импульсов из-за других механизмов не проявилось в полной мере. Такой вывод согласуется с выводом работы [20], где показано, что воздействие пондеромоторной силы вносит значительный вклад в генерацию звука в терагерцевом диапазоне частот при воздействии на металл ультракороткого фемтосекундного импульса. При воздействии пикосекундных импульсов лазерного излучения на металл основной вклад в генерацию звука дает градиент давления решетки. Установленные закономерности эволюции смещения атомов решетки составляют основу для последующего изучения измеряемых экспериментально порождаемых звуком относительных изменений коэффициента отражения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Найдем смещение атомов решетки, вызванное нагревом электронов. Для этого используем выражение для $\sigma_T(z,t)$ (18) и формулу (7). Вычислим первый из интегралов, входящих в (7). Он имеет вид

$$I_1 = \int\limits_0^z dz' \sigma\left(z', t - \frac{z}{v_l} + \frac{z'}{v_l}\right) =$$

$$= \frac{\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L} \int\limits_{\tau/\tau_{sh}}^{t/\tau_{sh}} dx\, \frac{\eta(x)}{\sqrt{x}} \exp\left[-\frac{1}{4x}\left(x - \frac{\tau}{\tau_{sh}}\right)^2\right]. \quad \text{(A.1)}$$

Сначала рассмотрим случай $\tau > 0$. Совершая замену переменных, получаем

$$I_1 = \frac{\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L} \sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sh}}} \int\limits_1^{t/\tau} \frac{dy}{\sqrt{y}} \exp\left[-\frac{\tau}{4\tau_{sh}} \frac{(y-1)^2}{y}\right] =$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L} \left\{ \mathrm{Erf}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{t}{\tau_{sh}}} \frac{z}{v_l t}\right) - e^{\tau/\tau_{sh}} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\mathrm{Erf}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{t}{\tau_{sh}}}\left(\frac{z}{v_l t} - 2\right)\right) + \mathrm{Erf}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sh}}}\right)\right]\right\}. \quad \text{(A.2)}$$

В свою очередь, при $\tau < 0$ имеем

$$I_1 = \frac{\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L}\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sh}}}\int\limits_0^{t/|\tau|}\frac{dy}{\sqrt{y}}\exp\left[-\frac{|\tau|}{4\tau_{sh}}\frac{(y+1)^2}{y}\right] =$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L}\left\{e^{-|\tau|/\tau_{sh}}\mathrm{Erfc}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{t}{\tau_{sh}}}\left(\frac{z}{v_l t}-2\right)\right)-\right.$$

$$\left.-\mathrm{Erfc}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{t}{\tau_{sh}}}\frac{z}{v_l t}\right)\right\}. \quad \text{(A.3)}$$

Вычислим теперь второй интеграл в (7). Имеем

$$I_2 = \int\limits_0^{+\infty} dz'\sigma\left(z', t-\frac{z}{v_l}-\frac{z'}{v_l}\right) =$$

$$= \frac{\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L}\int\limits_{-\infty}^{\tau/\tau_{sh}} dx\,\frac{\eta(x)}{\sqrt{x}}\exp\left[-\frac{1}{4x}\left(x-\frac{\tau}{\tau_{sh}}\right)^2\right]. \quad \text{(A.4)}$$

При $\tau < 0$ этот интеграл равен нулю. Напротив, при $\tau > 0$, получаем

$$I_2 = \frac{\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L}\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sh}}}\int\limits_0^{1}\frac{dy}{\sqrt{y}}\exp\left[-\frac{\tau}{4\tau_{sh}}\frac{(y-1)^2}{y}\right] =$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L}\left\{1-e^{\tau/\tau_{sh}}\mathrm{Erfc}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{sh}}}\right)\right\}. \quad \text{(A.5)}$$

Наконец, аналогичные вычисления третьего интеграла в (7) дают

$$I_3 = \int\limits_z^{\infty} dz'\sigma\left(z', t+\frac{z}{v_l}-\frac{z'}{v_l}\right) = \frac{\sqrt{\pi}\gamma_e Q t_p}{\mathrm{Re}\kappa_L}\times \quad \text{(A.6)}$$

$$\times\left[\mathrm{Erfc}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{t}{\tau_{sh}}}\frac{z}{v_l t}\right)-e^{\tau_+/\tau_{sh}}\mathrm{Erfc}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{t}{\tau_{sh}}}\left(\frac{z}{v_l t}+2\right)\right)\right].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. K. L. Muratikov, A. L. Glazov, D. N. Rose, and J. E. Dumar, *Photoacoustic Effect in Stressed Elastic Solids*, J. Appl. Phys. **88**, 2948 (2000).

2. V. V. Kozhushko and P. Hess, *Nondestructive Evaluation of Microcracks by Laser-Induced Focused Ultrasound,* Appl. Phys. Lett. **91**, 224107 (2007).

3. A. L. Glazov and K. L. Muratikov, *Generalized Thermoelastic Effect in Real Metals and Its Application for Describing Photoacoustic Experiments with* Al *Membranes*, J. Appl. Phys. **128**, 095106 (2020).

4. S. Ramanathan and D. G. Cahill, *High-Resolution Picosecond Acoustic Microscopy for Non-Invasive Characterization of Buried Interface*s, J. Mater. Res. **21**, 1204 (2006).

5. J. C. D. Faria, P. Garnier, and A. Devos, *Non-Destructive Spatial Characterization of Buried Interfaces in Multilayer Stacks via Two Color Picosecond Acoustics*, Appl. Phys. Lett. **111**, 243105 (2017).

6. O. B. Wright, *Thickness and Sound Velocity Measurement in Thin Transparent Films with Laser Picosecond Acoustics*, J. Appl. Phys. **71**, 1617 (1992).

7. K. E. O'Hara, X. Hu, and D. G. Cahill, *Characterization of Nanostructured Metal Films by Picosecond Acoustics and Interferometry*, J. Appl. Phys. **90**, 4852 (2001).

8. 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*, ТВТ **62**, 906 (2024).

9. G. A. Antonelli, H. J. Maris, S. G. Malhotra, and J. M. E. Harper, *Picosecond Ultrasonics Study of the Vibrational Modes of a Nanostructur*e, J. Appl. Phys. **91**, 3261 (2002).

10. V. Juve, A. Crut, P. Maioli, M. Pellarin, M. Broyer, N. Del Fatti, and F. Vallee, *Probing Elasticity at the Nanoscale: Terahertz Acoustic Vibration of Small Metal Nanoparticles*, Nano Lett. **10**, 1853 (2010).

11. R. Fuentes-Domínguez, R. J. Smith, F. Pérez-Cota, L. Marques, O. Peña-Rodríguez, and M. Clark, *Size Characterisation Method and Detection Enhancement of Plasmonic Nanoparticles in a Pump–Probe System*, Appl. Sci. **7**, 819 (2017).

12. 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).

13. С. А. Ахманов, В. Э. Гусев, *Лазерное возбуждение сверхкоротких акустических импульсов: новые возможности в спектроскопии твердого тела, диагностике быстропротекающих процессов и нелинейной акустике*, УФН **162**, 3 (1992).

14. O. B. Wright and V. E. Gusev, *Ultrafast Generation of Acoustic Waves in Copper*, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. **42**, 331 (1995).

15. 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).

16. O. Matsuda, M. C. Larciprete, R. Li Voti, and O. B. Wright, *Fundamentals of Picosecond Laser Ultrasonics*, Ultrasonics **56**, 3 (2015).

17. P. Ruello and V. E. Gusev, *Physical Mechanisms of Coherent Acoustic Phonons Generation*, Ultrasonics **56**, 21 (2015).

18. A. Yu. Klokov, 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).

19. 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).

20. 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).

21. T. Dehoux, M. Perton, N. Chigarev, C. Rossignol, J.-M. Rampnoux, and B. Audoin, *Effect of Laser Pulse Duration in Picosecond Ultrasonics*, J. Appl. Phys. **100**, 064318 (2006).

22. T. Saito, O. Matsuda, and O. B. Wright, *Picosecond Acoustic Phonon Pulse Generation in Nickel and Chromium*, Phys. Rev. B **67**, 205421 (2003).

23. M. Lejman, V. Shalagatskyi, O. Kovalenko, T. Pezeril, V. V. Temnov, and P. Ruello, *Ultrafast Optical Detection of Coherent Acoustic Phonons Emission Driven by Superdiffusive Hot Electrons*, J. Opt. Soc. Am. B **31**, 282 (2014).

24. P.-J. Wang, C.-C. Shen, K.-Y. Chou, M.-H. Ho, J.-K. Sheu, and C.-K. Sun, *Studying Time-Dependent Contribution of Hot-Electron Versus Lattice-Induced Thermal-Expansion Response in Ultra-Thin Au-Nanofilms*, Appl. Phys. Lett. **117**, 154101 (2020).

25. E. A. Danilov and S. A. Uryupin, *Generation and Detection of Sound at the Effect of Femtosecond Pulses on a Metal Film on a Dielectric Substrate*, J. Appl. Phys. **133**, 203101 (2023).

26. E. A. Danilov and S. A. Uryupin, *Laser Sound Generation in a Thin Metal Film on a Dielectric Substrate*, Eur. Phys. J. Plus **139**, 861 (2024).

27. 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).

28. V. E. Gusev, *On the Duration of Acoustic Pulses Excited by Subpicosecond Laser Action on Metals*, Opt. Commun. **94**, 76 (1992).

29. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Hoboken, NJ, John Wiley & Sons (2005).

30. W. M. Haynes, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press (2016).

31. P. B. Johnson and R. W. Christy, *Optical Constants of the Noble Metals*, Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).

32. H. U. Yang, J. D'Archangel, M. L. Sundheimer, E. Tucker, G. D. Boreman, and M. B. Raschke, *Optical Dielectric Function of Silver*, Phys. Rev. B **91**, 235137 (2015).

33. Zh. Lin, L.V. Zhigilei, and V. Celli, *ELectron-Phonon Coupling and Electron Heat Capacity of Metals under Conditions of Strong Electron-Phonon Nonequilibrium*, Phys. Rev. B **77**, 075133 (2008).

34. P. K. George and E. D. Thompson, *The Debye Temperature of Nickel from 0 to 300°K*, J. Phys. Chem. Solids **28**, 2539 (1967).

35. M. I. Kaganov, I. M. Lifshitz, and I. V. Tantarov, *Relaxation between Electrons and Lattice*, Sov. Phys. JETP **4**, 173 (1957).

36. S. I. Anisimov, B. L. Kapeliovich, and T. L. Perel'man, *Electron Emission from Metal Surfaces Exposed to Ultrashort Laser Pulses*, Sov. Phys. JETP **39**, 375 (1974).

37. K. O. Mclean, C. A. Swenson, and C. R. Case, *Thermal Expansion of Copper, Silver, and Gold Below 30 K*, J. Low Temp. Phys. **7**, 77 (1972).

38. G. Tas and H. J. Maris, *Electron Diffusion in Metals Studied by Picosecond Ultrasonics*, Phys. Rev. B **49**, 15046 (1994).

39. T. Baron and J. Collins, *Thermal Expansion of Solids at Low Temperatures*, Adv. Phys. **29**, 609 (1980).

40. M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, *Optical Properties of Fourteen Metals in the Infrared and Far Infrared:* Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, *and* W, Appl. Opt. **24**, 4493 (1985).

41. A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, *Optical Properties of Metallic Films for Vertical-Cavity Optoelectronic Devices*, Appl. Opt. **37**, 5271 (1998).