

АКУСТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПЛЕНКУ МЕТАЛЛА

*Е. А. Данилов, С. А. Урюпин**

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

Поступила в редакцию 9 февраля 2026 г.,
после переработки 3 марта 2026 г.
Принята к публикации 3 марта 2026 г.

Изучены акустические импульсы, возникающие при воздействии импульса лазерного излучения на нанопленку металла, расположенную на подложке из диэлектрика. Импульсы возникают из-за нагрева решетки и электронов, а также из-за воздействия пондеромоторной силы на электроны. Дан анализ эволюции смещения атомов подложки при различных длительностях лазерного импульса и толщине пленки. Определены формы импульсов звука, их ширина и амплитуда. Показано, что при однородном нагреве пленки и воздействии фемтосекундного импульса ширина импульсов звука, возникающих из-за нагрева электронов и решетки, определяется временем прохождения звука по толщине пленки. При возбуждении звука вследствие воздействия пондеромоторной силы в пленках, толщина которых превышает глубину скин-слоя, ширина импульсов определяется временем прохождения звука через скин-слой. Если длительность лазерного импульса превышает это время, то ширина импульсов звука такая же, как у лазерного импульса.

Ключевые слова: лазерная генерация звука, пленка металла, нагрев решетки и электронов, пондеромоторная сила

DOI: 10.31857/S0044451026040011

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из явлений, возникающих при взаимодействии импульсов лазерного излучения с металлами, является генерация акустических импульсов [1–5]. Такие импульсы имеют пикосекундную длительность, а частоты звука лежат в диапазоне от нескольких гигагерц [2, 3, 6–8] до терагерц [9–13]. При этом генерация звука гигагерцевого диапазона в основном обусловлена нагревом решетки [2, 6, 14], а терагерцевого — нагревом электронов [12–15]. Возбуждение звука терагерцевого диапазона возможно и за счет воздействия пондеромоторной силы на электроны [14]. Методы лазерной акустики позволяют исследовать структуру и свойства материалов [16–18], выявлять дефекты и трещины [19], а также осуществлять диагностику наномасштаб-

ных объектов [10]. Возможности широкого применения акустических импульсов обуславливают длительный интерес к изучению генерации импульсов звука. В экспериментах часто используются тонкие пленки с толщиной меньшей 100 нм [6, 9, 11–13, 15, 20]. В тонких пленках из-за высокой теплопроводности металлов реализуется однородный нагрев электронов и решетки и закономерности генерации звука в них отличаются от имеющих место в массивных образцах. Например, в тонких пленках их толщина оказывает существенное влияние на характерные частоты звука и его амплитуду [9, 11, 13, 21, 22]. Несмотря на большое число экспериментальных работ [6, 9, 11–13, 15], посвященных лазерной генерации звука в тонких пленках металлов, исчерпывающего теоретического описания формы и амплитуды возникающих акустических импульсов пока нет. Вместе с тем с учетом широкого применения акустических импульсов для целей диагностики физических свойств образцов, изменяющихся на расстояниях в несколько нанометров, детальное описание

* E-mail: uryupinsa@lebedev.ru

формы, амплитуды и ширины акустических импульсов представляется весьма актуальным.

Ниже рассмотрена лазерная генерация звука в пленке металла на подложке из диэлектрика. Анализ проведен для случая, когда имеет место однородный нагрев пленки. В условиях слабой пространственной дисперсии металла приведено выражение для поля, порождаемого лазерным импульсом в пленке. В предположении слабого нагрева пленки приведено решение уравнений для температур электронов и решетки. Записаны и решены уравнения для смещений атомов в пленке и подложке. Далее основное внимание уделено звуку, проникающему в подложку. Дан количественный анализ интегрального выражения, описывающего смещение атомов в диэлектрике. Получены простые аналитические выражения, позволяющие детально описать форму акустических импульсов, их ширину и амплитуду. Рассмотрено влияние толщины пленки, физических констант металла и диэлектрика, а также длительности лазерного импульса на характеристики акустических импульсов. Проведено сравнение между собой вкладов в генерацию звука из-за различных механизмов, и указаны условия, в которых воздействие пондеромоторной силы на электроны вносит немалый вклад в генерацию звука.

2. ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЛЕНКУ МЕТАЛЛА

Рассмотрим воздействие фемтосекундного импульса лазерного излучения на пленку металла толщиной L на подложке из диэлектрика. Примем, что лазерное излучение распространяется вдоль нормали к поверхности металла, а размер фокального пятна велик и можно не учитывать изменение поля вдоль поверхности. Электрическое поле импульса представим в виде

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

где ω_0 — несущая частота лазерного излучения, $E_L(t)$ — огибающая импульса, слабо изменяющаяся за время $\sim 1/\omega_0$, c — скорость света. В видимом диапазоне частот ω_0 значительно превышает частоту ν столкновений электронов в типичных металлах при комнатной температуре. При этом считаем, что ω_0 меньше частоты, отвечающей границе межзонных переходов. Кроме того, примем, что $\omega_0 \gg |\kappa_L|v_F$ и $\omega_0 \gg v_F/L$, где v_F — скорость Ферми, $\kappa_L = (\omega_0/c)\sqrt{\omega_p^2/\omega_0^2 - \varepsilon_0(\omega_0)}$, $\omega_p = \sqrt{4\pi ne^2/m}$,

e и m — заряд и масса электрона, n — концентрация электронов проводимости, $\varepsilon_0(\omega_0)$ — вклад в диэлектрическую проницаемость металла от связанных электронов и решетки. В указанных условиях для плотности тока $j(z, t)$ электронов проводимости имеет место соотношение

$$j(z, t) = \frac{e^2}{m}n \int_{-\infty}^t dt' E(z, t') e^{\nu t' - \nu t}, \quad (1)$$

где $E(z, t)$ — напряженность электрического поля в металле. Используя уравнения Максвелла, дополненные материальным уравнением (1), найдем поле в металле, которое представим в виде

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

где функция $F(z)$ находится из уравнения

$$\frac{d^2 F(z)}{dz^2} - \kappa_L^2 F(z) = 0, \quad 0 < z < L. \quad (3)$$

В свою очередь, для определения поля в вакууме в (3) следует заменить κ_L^2 на $-\omega_0^2/c^2$, а в подложке на $-\varepsilon_d \omega_0^2/c^2$, где ε_d — диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Из условия непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля на границах пленки металла следует непрерывность $F(z)$ и $F'(z)$ при $z = 0, L$. Общее решение уравнения (3) имеет вид $C_1 \text{ch}(\kappa_L z) + C_2 \text{sh}(\kappa_L z)$, его аналога в подложке — $T \exp(i\sqrt{\varepsilon_d} \omega_0 z/c)$, а в вакууме — $\exp(i\omega_0 z/c) + R \exp(-i\omega_0 z/c)$, где R и T — комплексные коэффициенты отражения и прохождения. Коэффициенты R и T и константы C_1 и C_2 находятся из граничных условий при $z = 0, L$. С учетом сказанного в условиях, когда толщина пленки больше глубины скин-слоя и $\kappa_L(L - z) \gg 1$, для функции $F(z)$ приближенно имеем

$$F(z) = \frac{2\omega_0}{\omega_0 + i\kappa_L c} \exp(-\kappa_L z), \quad (4)$$

$$0 < z < L, \quad \kappa_L(L - z) \gg 1.$$

Воздействие лазерного излучения на металл приводит к нагреву электронов и решетки, а также к возникновению пондеромоторной силы, действующей на электроны. В рассматриваемых условиях пондеромоторная сила имеет вид

$$\nabla W(z, t) = \frac{e^2}{4m\omega_0^2} \nabla |E_c(z, t)|^2. \quad (5)$$

Для описания нагрева электронов и решетки воспользуемся уравнениями для температур. Примем, что толщина пленки удовлетворяет условию $L \lesssim v_F \sqrt{\tau_{ep}/3\nu_s}$, где $\tau_{ep} = CC_e/(C + C_e)G$ – время передачи энергии от электронов решетке, C и C_e – теплоемкости соответственно решетки и электронов, G – параметр, определяющий время передачи энергии от электронов к решетке, ν_s – частота столкновений электронов, определяющая коэффициент теплопроводности. В этих условиях из-за большой теплопроводности металла реализуется однородный нагрев пленки. Также при описании нагрева пленки пренебрегаем передачей энергии в диэлектрик ввиду его малой теплопроводности. Ограничимся рассмотрением условий, в которых изменения температур решетки $\Delta T(t)$ и электронов $\Delta T_e(t)$ малы по сравнению с начальной температурой пленки T_0 . Тогда, для определения $\Delta T_e(t)$ и $\Delta T(t)$ имеем уравнения [23, 24]

$$C_e \frac{d\Delta T_e(t)}{dt} = Q(t) - G[\Delta T_e(t) - \Delta T(t)], \quad 0 < z < L, \quad (6)$$

$$C \frac{d\Delta T(t)}{dt} = G[\Delta T_e(t) - \Delta T(t)], \quad 0 < z < L, \quad (7)$$

где $Q(t)$ – усредненная по толщине пленки поглощаемая мощность,

$$Q(t) = \frac{\nu}{8\pi L} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \int_0^L |E_c(z, t)|^2 dz. \quad (8)$$

Входящие в уравнения (6) и (7) величины C_e , C , и G не зависят от $\Delta T(t)$ и $\Delta T_e(t)$ и равны своим значениям при температуре T_0 . Поскольку до воздействия лазерного импульса приращения температур равны нулю, то решение уравнений (6) и (7) имеет вид

$$\Delta T_e(t) = \frac{1}{C+C_e} \left[\int_{-\infty}^t Q(t') dt' + \frac{C}{C_e} \int_{-\infty}^t Q(t') e^{-(t-t')/\tau_{ep}} dt' \right], \quad (9)$$

$$\Delta T(t) = \frac{1}{C+C_e} \left[\int_{-\infty}^t Q(t') dt' - \int_{-\infty}^t Q(t') e^{-(t-t')/\tau_{ep}} dt' \right]. \quad (10)$$

3. СМЕЩЕНИЕ АТОМОВ РЕШЕТКИ

Нагрев электронов и решетки, а также пондеромоторная сила приводят к возбуждению звука внут-

ри металла [1, 5, 14]. Для описания возникающего в металле смещения атомов решетки воспользуемся уравнением [4, 5, 14]

$$\rho \frac{\partial^2 u_z(z, t)}{\partial t^2} = \rho v_l^2 \frac{\partial^2 u_z(z, t)}{\partial z^2} - \frac{\partial \sigma(z, t)}{\partial z}, \quad 0 < z < L, \quad (11)$$

где ρ и v_l – плотность металла и продольная скорость звука. Входящая в (11) продольная компонента тензора напряжений $\sigma(z, t)$ имеет вид

$$\sigma(z, t) = \gamma C \Delta T(t) + 2\gamma_e C_e \Delta T(t) + nW(z, t), \quad (12)$$

где γ и γ_e – параметры Грюнайзена соответственно решетки и электронов. В свою очередь, для описания звука, проникающего в диэлектрик, используем уравнение

$$\rho_d \frac{\partial^2 u_z(z, t)}{\partial t^2} = \rho_d v_d^2 \frac{\partial^2 u_z(z, t)}{\partial z^2}, \quad z > L, \quad (13)$$

где ρ_d и v_d – плотность диэлектрика и продольная скорость звука в нем соответственно. При решении уравнений (11) и (13) примем, что до воздействия лазерного импульса смещения атомов в металле и диэлектрике, а также их производные по времени равны нулю. В качестве граничных условий для уравнения (11) используем условие отсутствия внешних сил на границах пленки:

$$\rho v_l^2 \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} - \sigma(0, t) = 0, \quad (14)$$

$$\rho v_l^2 \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=L-0} - \sigma(L, t) = \rho_d v_d^2 \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=L+0} \quad (15)$$

и условие идеального контакта на границе металл-диэлектрик:

$$u_z(L-0, t) = u_z(L+0, t). \quad (16)$$

Кроме того, при решении уравнения (13) оставляем только то решение, которое отвечает звуку, распространяющемуся в глубь диэлектрика.

При определении смещений атомов решетки воспользуемся преобразованием Лапласа по времени t . Сначала найдем образ Лапласа продольной компоненты тензора напряжений $\sigma(z, \omega)$, где ω – частота, возникающая после преобразования Лапласа. Он определяется образами Лапласа изменений температур решетки, электронов и пондеромоторного потенциала. Далее считаем, 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 $\tau_p = 2\sqrt{\ln 2} t_p$. В этих условиях для обра-

зов Лапласа возмущений температур из (9), (10) и (4), (8) получаем

$$\Delta T(\omega) = \frac{\Delta T_e(\omega)}{1 - i\omega C/G}, \quad (17)$$

$$\Delta T_e(\omega) = \frac{i\sqrt{\pi}t_p Q}{\omega} e^{-\omega^2 t_p^2/4} \left[C_e + \frac{C}{1 - i\omega C/G} \right]^{-1}, \quad (18)$$

где

$$Q = \frac{2\nu I}{c\kappa_L L} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 + \kappa_L^2 c^2}, \quad (19)$$

$I = cE_L^2/8\pi$ — плотность потока энергии лазерного излучения. Для образа Лапласа пондеромоторного потенциала с учетом соотношений (2) и (5) имеем

$$W(z, \omega) = \sqrt{\pi}t_p W(z, t=0) \exp(-\omega^2 t_p^2/4).$$

Зная $\sigma(z, \omega)$, из уравнений (11) и (13) найдем образы Лапласа смещений атомов $u_z(z, \omega)$. Совершая преобразование Лапласа, из этих уравнений находим

$$u_z(z, \omega) = u_+(\omega)e^{ik_a z} + u_-(\omega)e^{-ik_a z} - \frac{\sqrt{\pi}t_p I \omega_p^2}{\rho c v_l^2 (\omega_0^2 + \kappa_L^2 c^2)} \frac{4\kappa_L}{k_a^2 + 4\kappa_L^2} e^{-2\kappa_L z - \omega^2 t_p^2/4}, \quad (20)$$

$$0 < z < L;$$

$$u_z(z, \omega) = u_d(\omega)e^{ik_d(z-L)}, \quad z > L, \quad (21)$$

где $k_a = \omega/v_l$ и $k_d = \omega/v_d$. Неизвестные функции $u_{\pm}(\omega)$ и $u_d(\omega)$ находим из граничных условий (14)–(16):

$$u_{\pm}(\omega) = \frac{1}{v_l} \frac{e^{\mp ik_a L - \omega^2 t_p^2/4}}{i \sin(k_a L) - \mu \cos(k_a L)} \left\{ u_W \frac{ik_a(1 \pm \mu)}{k_a^2 + 4\kappa_L^2} - u_T \frac{1 \pm \mu - e^{\pm ik_a L} \gamma_C - 2i\gamma_e k_a v_l \tau_{ep}}{k_a^2 L} \frac{\gamma_C - 2i\gamma_e k_a v_l \tau_{ep}}{1 - ik_a v_l \tau_{ep}} \right\}, \quad (22)$$

$$u_d(\omega) = \frac{2}{v_l} \frac{e^{-\omega^2 t_p^2/4}}{i \sin(k_a L) - \mu \cos(k_a L)} \left\{ u_W \frac{ik_a}{k_a^2 + 4\kappa_L^2} - u_T \frac{1 - \cos(k_a L) \gamma_C - 2i\gamma_e k_a v_l \tau_{ep}}{k_a^2 L} \frac{\gamma_C - 2i\gamma_e k_a v_l \tau_{ep}}{1 - ik_a v_l \tau_{ep}} \right\}, \quad (23)$$

где $\mu = \rho_d v_d / \rho v_l$, $\gamma_C = (\gamma_C + 2\gamma_e C_e)/(C + C_e)$,

$$u_W = \frac{Q\sqrt{\pi}t_p \kappa_L L}{2\nu \rho v_l}, \quad (24)$$

$$u_T = \frac{Q\sqrt{\pi}t_p L}{2\rho v_l^2}. \quad (25)$$

Соотношения (22) и (23) позволяют найти смещения атомов в пленке и диэлектрике. Далее рассмотрим звук, проникающий в подложку. Для описа-

ния его необходимо совершить обратное преобразование Лапласа от выражения (23). Воспользуемся тождеством

$$\frac{1}{i \sin(k_a L) - \mu \cos(k_a L)} = -\frac{2}{1 + \mu} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{1 - \mu}{1 + \mu} \right)^n e^{i(2n+1)k_a L}, \quad (26)$$

и представим $\exp(-\omega^2 t_p^2/4)$ в (23) в виде интеграла по времени t' . С учетом этого $u_d(z, t)$ можно представить в виде

$$u_d(z, t) = \frac{2}{(1 + \mu)} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{1 - \mu}{1 + \mu} \right)^n \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt'}{\sqrt{\pi}t_p} [u_W S_W(\tau_d - t') + u_T S_T(\tau_d - t')] e^{-t'^2/t_p^2}, \quad (27)$$

где $\tau_d = t - (z - L)/v_d$,

$$S_W(\tau_d) = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\pi} \frac{i\omega\tau_L^2}{1 + \omega^2\tau_L^2} e^{-i\omega\tau_{dn}} = -\text{sign}(\tau_{dn}) e^{-|\tau_{dn}|/\tau_L}, \quad (28)$$

$$S_T(\tau_d) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\pi} e^{-i\omega\tau_{dn}} \frac{1 - \cos(\omega\tau_f)}{\omega^2\tau_f} \frac{\gamma_C - 2i\gamma_e\omega\tau_{ep}}{1 - i\omega\tau_{ep}}, \quad (29)$$

а $\tau_{dn} = \tau_d - (2n + 1)\tau_f$, $\tau_f = L/v_l$ — время прохождения звука поперек пленки, $\tau_L = 1/2\kappa_L v_l$. Для вычисления интеграла по частоте в (29) используем соотношения (A.1)–(A.3) из Приложения. С учетом этих соотношений, для $S_T(\tau_d)$ (29) имеем

$$S_T(\tau_d) = \gamma_C \left(1 - \frac{|\tau_{dn}|}{\tau_f} \right) \Pi \left(\frac{\tau_{dn}}{\tau_f} \right) + (\gamma_C - 2\gamma_e) \frac{\tau_{ep}}{\tau_f} \times \left[2H \left(\frac{\tau_{dn}}{\tau_{ep}} \right) - H \left(\frac{\tau_{dn} + \tau_f}{\tau_{ep}} \right) - H \left(\frac{\tau_{dn} - \tau_f}{\tau_{ep}} \right) \right], \quad (30)$$

где $\Pi(x) = \eta(x + 1) - \eta(x - 1)$, $H(x) = \eta(x)(1 - e^{-x})$, $\eta(x)$ — функция Хевисайда. Выражения (27), (28) и (30) составляют основу дальнейшего рассмотрения пространственно-временной структуры звуковых импульсов.

4. ЗВУКОВЫЕ ИМПУЛЬСЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ИЗ-ЗА НАГРЕВА РЕШЕТКИ И ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим пространственно-временную структуру импульсов, возникающих из-за нагрева электронов и решетки при различных длительностях лазерного импульса. Смещение атомов диэлектрика $u_T(\tau_d)$, возникающее из-за нагрева пленки, описывается вторым слагаемым в формуле (27). Сначала рассмотрим случай $t_p \ll \tau_f$. В экспериментах используются пленки из золота [15], серебра [25], никеля [20], хрома [6] или платины [9]. Далее приводятся результаты численных расчетов для пленок из серебра. Такой выбор обусловлен тем, что для серебра, в отличие от хрома, никеля или платины, хорошо определены все необходимые для расчетов параметры. Результаты расчетов для золота и серебра качественно не различимы. Для серебра $v_l = 3.7 \cdot 10^5$ см/с [26] и при толщине пленки $L \approx 20$ нм время $\tau_f \approx 5.4$ пс. Таким образом, условие $t_p \ll \tau_f$ выполняется при воздействии фемтосекундных импульсов. В этом случае в подынтегральном выражении формулы (27) можно приближенно заменить $\exp(-t'^2/t_p^2)/\sqrt{\pi}t_p$ на $\delta(t')$, где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака. Для типичных металлов при комнатной температуре $C \gg C_e$ и $\gamma \sim \gamma_e$. Для рассматриваемого ниже серебра $C = 3kN = 2.4 \cdot 10^7$ эрг/см³·К, где k — постоянная Больцмана, N — концентрация атомов решетки и $N \approx n = 5.9 \cdot 10^{22}$ см⁻³ [27], $C_e \approx 2.0 \cdot 10^5$ эрг/см³·К $\ll C$ [28] при $T_0 = 300$ К, а $\gamma = 2.3$ и $\gamma_e = 1.2$ [29]. Кроме того, для серебра $G = 3.5 \cdot 10^{17}$ эрг/см³·К·с [28] и время передачи энергии от электронов к решетке $\tau_{ep} \approx 0.6$ пс. Таким образом, $\tau_{ep} \approx \tau_f$ при толщине пленки $L \approx 2$ нм. Если же пленка не слишком тонкая, то $\tau_f \gg \tau_{ep}$ и в выражении для $S_T(\tau_d)$ (30) можно пренебречь последним слагаемым. Тогда, принимая во внимание сказанное выше, для $u_T(\tau_d)$ получаем

$$u_T(\tau_d) \approx \frac{2\gamma u_T}{1+\mu} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{1-\mu}{1+\mu}\right)^n \left(1 - \frac{|\tau_{dn}|}{\tau_f}\right) \Pi_n\left(\frac{\tau_{dn}}{\tau_f}\right), \quad (31)$$

$\tau_f \gg t_p, \tau_{ep}$.

Согласно (31) при $\tau_f \gg t_p, \tau_{ep}$ профиль смещения атомов решетки $u_T(\tau_d)$ представляет собой осцилляции треугольной формы с периодом $2\tau_f$. Амплитуда осцилляций уменьшается в $(1+\mu)/(1-\mu)$ раз на каждом периоде. Величина $(1+\mu)/(1-\mu)$ представляет собой коэффициент отражения звука от подложки, а величина $2/(1+\mu)$ — коэффициент пропускания.

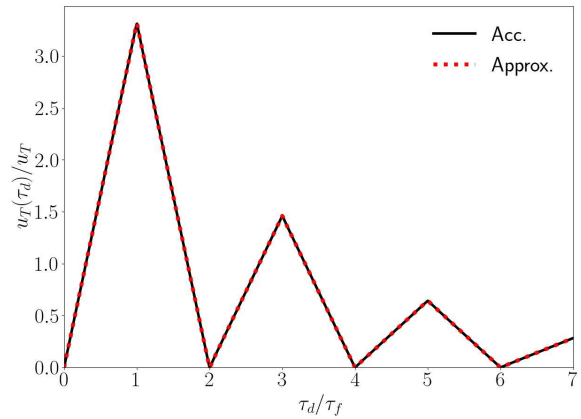


Рис. 1. Графики $u_T(\tau_d)$ для серебра при $t_p = 50$ фс и $L = 50$ нм. Черная сплошная кривая отвечает формуле (23), а красная пунктирная отвечает формуле (31). Кривые нормированы на величину u_T

На рис. 1 приведены графики $u_T(\tau_d)$ для серебра на подложке из SiO₂ при $t_p = 50$ фс и $L = 50$ нм, когда $\tau_f \approx 14$ пс. Для серебра $\rho = 10.5$ г/см³ [26], а для SiO₂ $\rho_d = 2.7$ г/см³ и $v_d = 5.7 \cdot 10^5$ [26], что дает $\mu \approx 0.4$. Кривые на рис. 1 построены с использованием приближенной формулы (31) и обратного преобразования Лапласа более точной формулы (23). Как видно на рис. 1, приближенное выражение (31) хорошо воспроизводит точный результат.

Отметим, что при $\tau_f \gg \tau_{ep}$ смещение $u_T(\tau_d)$ в основном определяется нагревом решетки. Если же $\tau_{ep} \gg \tau_f$, то разлагая функции $H(x)$ в (30) в ряд, можно получить выражение, аналогичное (31), в котором γ заменено на $2\gamma_e$. Таким образом, в этом случае $u_T(\tau_d)$ в основном определяется нагревом электронов. При этом звуковые импульсы имеют такую же форму и длительность, как и при $\tau_{ep} \ll \tau_f$.

Перейдем к рассмотрению воздействия более длинных пикосекундных лазерных импульсов. Увеличение длительности при $t_p \lesssim \tau_f$ приводит к тому, что осцилляции начинают приобретать более гладкую форму (см. рис. 2). Однако их период сохраняется. При этом, когда t_p сравнивается с τ_f , осцилляции пропадают и образуется один широкий импульс. В случае воздействия еще более длинного лазерного импульса, когда $t_p \gg \tau_f$, в (27) можно положить $\exp(-t'^2/t_p^2) \approx \exp(-\tau_{dn}^2/t_p^2)$. В этом приближении из (27) находим

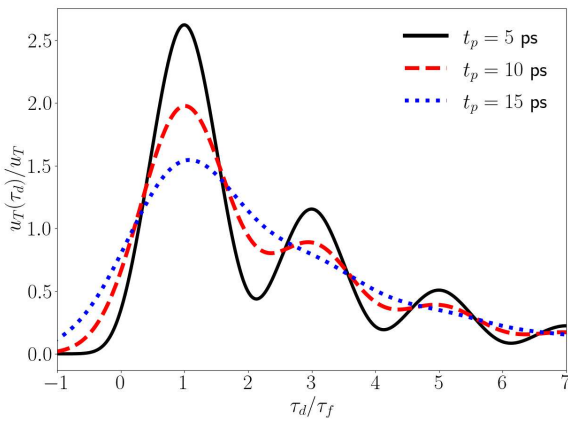


Рис. 2. Графики $u_T(\tau_d)$ для серебра при $L = 50$ нм и различных t_p . Черная сплошная кривая отвечает $t_p = 5$ пс, красная штриховая отвечает $t_p = 10$ пс, синяя пунктирная — $t_p = 15$ пс. Кривые нормированы на величину u_T

$$u_T(\tau_d) \approx \frac{2\gamma u_T}{1 + \mu} \frac{\tau_f}{\sqrt{\pi} t_p} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{1 - \mu}{1 + \mu} \right)^n e^{-\tau_{dn}^2/t_p^2}, \quad (32)$$

$t_p \gg \tau_f.$

Темп сходимости ряда в (32) зависит от величины μ . Для Ag, когда $\mu \approx 0.4$, достаточно удержать три-четыре слагаемых в сумме. Если t_p превышает τ_f в несколько раз, то можно приближенно принять $\tau_{dn} \approx \tau_d$ и просуммировать ряд в (32). В итоге получим

$$u_T(\tau_d) \approx \frac{\gamma u_T}{\mu} \frac{\tau_f}{\sqrt{\pi} t_p} e^{-\tau_d^2/t_p^2}, \quad t_p \gg \tau_f, \tau_{ep}. \quad (33)$$

Графики $u_T(\tau_d)$ при $t_p = 20$ пс и $t_p = 100$ пс приведены на рис. 3. Из рис. 3 и формулы (33) следует, что при $t_p \gtrsim \tau_f$ на профиле $u_T(\tau_d)$ присутствует не набор импульсов, а один импульс шириной t_p . При этом формулы (32) и (33) с приемлемой точностью описывают кривые, полученные с помощью формулы (23).

Обсудим зависимость амплитуды смещения атомов $u_T(\tau_d)$ от толщины пленки L . При воздействии фемтосекундного импульса, когда $t_p \ll \tau_f$, как следует из формулы (31), амплитуда $u_T(\tau_d)$ определяется величиной u_T , которая $\propto QL$ (см. формулу (25)). При $\kappa_L L \gg 1$, как следует из (19), величина u_T и амплитуда смещения атомов не зависят от толщины пленки. При $t_p \gg \tau_f$ амплитуда $u_T(\tau_d) \propto u_T \tau_f$ (см. формулу (32)). Таким образом, зависимость амплитуды смещения атомов будет отличаться от случая $t_p \ll \tau_f$ дополнительным фактором L .

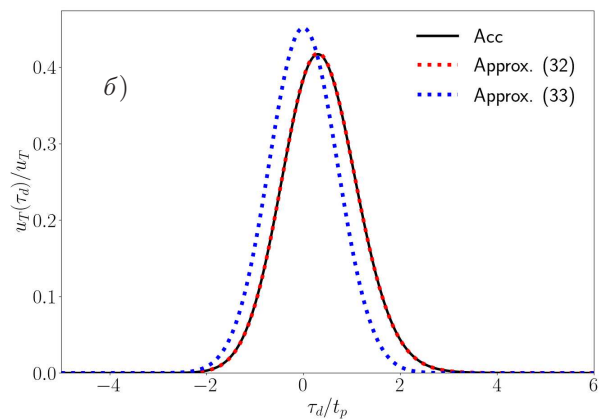
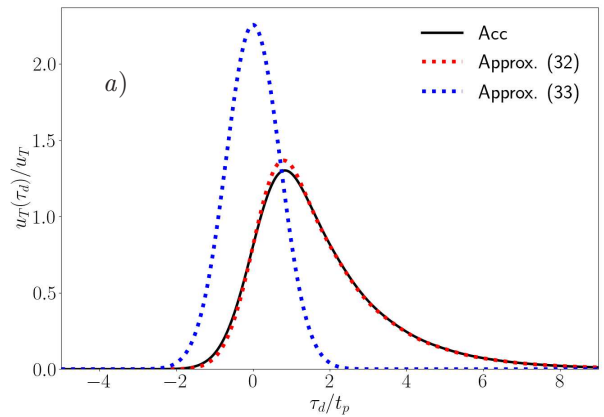


Рис. 3. Графики $u_T(\tau_d)$ для серебра при $L = 50$ нм и $t_p = 20$ пс (а) и $t_p = 100$ пс (б). Черная сплошная кривая отвечает формуле (23), красная пунктирная отвечает формуле (32), а синяя пунктирная отвечает формуле (33). Кривые нормированы на величину u_T

5. ИМПУЛЬСЫ ЗВУКА, ВОЗНИКАЮЩИЕ ИЗ-ЗА ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОНДЕРОМОТОРНОЙ СИЛЫ

Обсудим пространственно-временную структуру импульсов, возникающих из-за воздействия пондеромоторной силы на электроны. Такие импульсы описываются первым слагаемым в подынтегральном выражении формулы (27) и формулой (28). Когда толщина пленки больше глубины скин-слоя, тогда $\tau_f \gg \tau_L = 1/2\kappa_L v_l$. При воздействии фемтосекундного лазерного импульса, когда $t_p \ll \tau_L \ll \tau_f$, в (27) можно приближенно заменить $\exp(-t'^2/t_p^2)/\sqrt{\pi}t_p$ на $\delta(t')$. Тогда $u_W(\tau_d)$ принимает вид

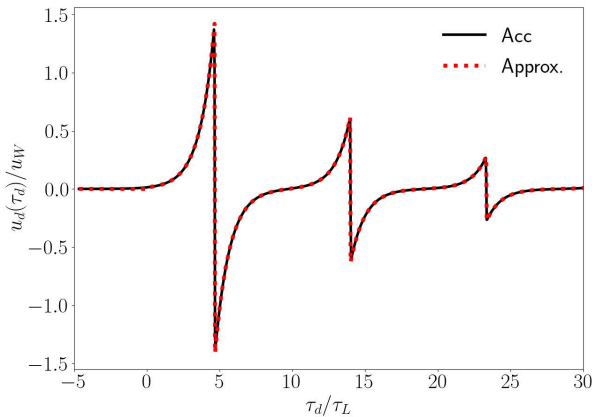


Рис. 4. Графики $u_W(\tau_d)$ для серебра при $t_p = 50$ фс и $L = 50$ нм. Черная сплошная кривая отвечает формуле (23), а красная пунктирная отвечает формуле (34). Кривые нормированы на величину u_W

$$u_W(\tau_d) = -\frac{2u_W}{1+\mu} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{1-\mu}{1+\mu}\right)^n \text{sign}(\tau_{dn}) e^{-|\tau_{dn}|/\tau_L}, \quad (34)$$

$$t_p \ll \tau_L \ll \tau_f.$$

Каждое слагаемое, стоящее под знаком суммы в (34) представляет собой импульс, имеющий такую же форму и длительность, как импульс, возбуждаемый в бесконечно толстом слое (см. формулу (13) из [30]). Задержка во времени каждого последующего импульса равна удвоенному времени $2\tau_f$ пробега звука по толщине пленки. При этом амплитуда первого импульса ($n = 0$) отличается от импульса в бесконечно толстом слое (см. формулу (13) из [30]) в $2/(1 + \mu)$ раз, а амплитуда каждого следующего импульса уменьшается в $(1 + \mu)/(1 - \mu)$ раз. Таким образом, в случае $t_p \ll \tau_L \ll \tau_f$ и при $2\text{Re}k_L L \gg 1$ конечная толщина пленки проявляется лишь в многократном пропускании звука в подложку и отражении от нее и не оказывает влияния на длительность и форму импульсов, возникающих из-за воздействия пондеромоторной силы. Приведем $u_W(\tau_d)$ для пленки из серебра на подложке из SiO_2 , где $\epsilon_d = 2.1$ [26]. Несущую частоту импульса примем равной $\omega_0 = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Поскольку для серебра $\omega_p \approx 1.4 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ [31] и $\nu \approx 1.9 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ [32], то на такой частоте ω_0 глубина скин-слоя составляет $L_{skin} = 1/\kappa_L \approx c/\omega_p \approx 22$ нм, а время прохождения звука через скин-слой $2\tau_L = 5.8$ пс. Остальные параметры Ag приведены ранее в разд. 4. Результаты расчетов $u_W(\tau_d)$ при $t_p = 50$ пс и $L = 50$ нм, когда

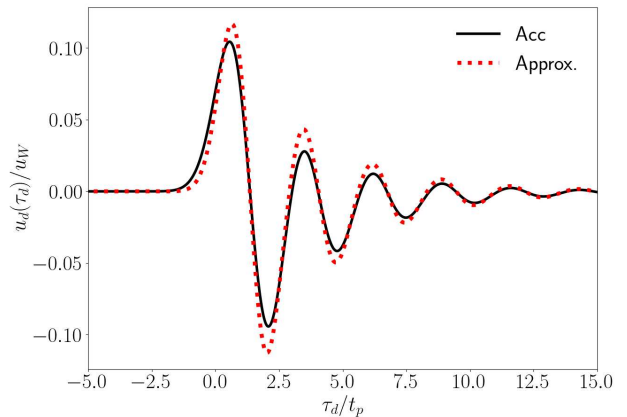


Рис. 5. Графики $u_W(\tau_d)$ для серебра при $t_p = 10$ пс и $L = 50$ нм. Черная сплошная кривая отвечает формуле (23), а красная пунктирная отвечает формуле (35). Кривые нормированы на величину u_W

$\tau_f \approx 14$ пс, приведены на рис. 4. На этом рисунке приведены кривые, полученные с помощью формулы (23), а также (34). Видно, что приближенная формула (34) находится в хорошем согласии с точной формулой (23).

Рассмотрим возбуждение звука при воздействии пикосекундного импульса, когда $t_p \gg \tau_L$. В этом случае основной вклад в (27) происходит от интегрирования по области $|\tau_{dn} - t'| \sim \tau_L$. В этой области $\exp(-t'^2/t_p^2)$ изменяется слабо. Тогда, используя приближенное соотношение

$$e^{-t'^2/t_p^2} \approx e^{-\tau_{dn}^2/t_p^2} [1 - 2\tau_{dn}(t' - \tau_{dn})/t_p^2],$$

находим

$$u_W(\tau_d) = -\frac{8u_W}{1+\mu} \frac{\tau_L^2}{\sqrt{\pi}t_p^3} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{1-\mu}{1+\mu}\right)^n \tau_{dn} e^{-\tau_{dn}^2/t_p^2}, \quad (35)$$

$$t_p \gg \tau_L, \tau_f \gg \tau_L.$$

Если $\tau_L \ll t_p \ll \tau_f$, то выражение (35) описывает набор импульсов шириной $\sim t_p$, повторяющихся через время $2\tau_f$. При этом, как и в случае $t_p \ll \tau_L \ll \tau_f$, форма импульсов совпадает с формой импульса в толстом слое (см. формулу (14) из [30]), а амплитуда каждого импульса изменяется в соответствии с законами отражения и проникновения. На рис. 5 приведена $u_W(\tau_d)$ при $t_p = 10$ пс.

Если же длительность лазерного импульса $t_p \gtrsim \tau_f$, то отдельные импульсы в (35) начинают перекрываться. При достаточно больших

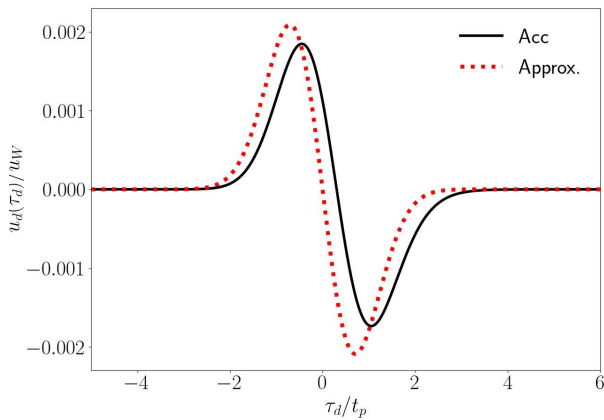


Рис. 6. Графики $u_W(\tau_d)$ для серебра при $t_p = 100$ пс и $L = 50$ нм. Черная сплошная кривая отвечает формуле (23), а красная пунктирная отвечает формуле (36). Кривые нормированы на величину u_W

$t_p \gg \tau_f$ можно приближенно положить $\tau_{dn} \approx \tau_d$ и просуммировать ряд. В итоге, для $u_W(\tau_d)$ имеем

$$u_W(\tau_d) = -\frac{4u_W}{\mu} \frac{\tau_L^2 \tau_d}{\sqrt{\pi} t_p^3} e^{-\tau_d^2/t_p^2}, \quad (36)$$

$$t_p \gg \tau_f \gg \tau_L.$$

В этом случае на профиле $u_W(\tau_d)$ имеется не набор импульсов, а только один импульс шириной $\sim t_p$. При этом он имеет такую же форму, как и в бесконечно толстом слое металла (см. формулу (14) из [30]), но амплитуда отличается в μ раз. Вид $u_W(\tau_d)$ при $t_p = 100$ пс приведен на рис. 6.

Отметим, что при $\kappa_L L \gg 1$ амплитуда смещения атомов, возникающего из-за воздействия пондеромоторной силы, не зависит от толщины пленки L (см. формулы (24) и (34)–(36)). При этом при воздействии фемтосекундного импульса отношение $u_T(\tau_d)/u_W(\tau_d) \sim u_T/u_W \sim \nu\tau_L$. В большинстве случаев $\nu\tau_L \gg 1$ и основная генерация звука происходит из-за нагрева пленки. Однако при малой частоте столкновений ν параметр $\nu\tau_L$ может быть $\lesssim 1$. Частота столкновений ν уменьшается с уменьшением температуры металла T_0 и частоты лазерного излучения ω_0 [32, 33]. Если ω_0 относится к инфракрасному диапазону частот или еще ниже, то эффективная частота столкновений ν слабо зависит от ω_0 и близка к значению в низкочастотной области. Например, используя данные по удельному сопротивлению алюминия при температуре 40 К $\rho_e = 1.8 \cdot 10^{10}$ Ом·м [26], получаем оценку $\nu \approx 8 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Учитывая, что для алюминия

$v_l = 6.3 \cdot 10^5$ см/с [26] и $1/\kappa_L \approx 17$ нм [34], что отвечает $\tau_L = 1.3$ пс, получаем $\nu\tau_L \approx 1$. Таким образом, воздействие пондеромоторной силы и нагрев пленки вносят соизмеримый вклад в генерацию звука. В случае воздействия пикосекундных импульсов $t_p \gg \tau_f \gg \tau_L$ и $u_T(\tau_d)/u_W(\tau_d) \sim \nu\tau_f t_p^2/\tau_L \tau_d \gg 1$. Для того чтобы при $\tau_d < t_p$ пондеромоторное воздействие вносило заметный вклад в генерацию звука, необходимо, чтобы $\nu\tau_f t_p/\tau_L \lesssim 1$, что даже при очень малых ν реализовать сложно.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше приведен анализ акустических импульсов, возникающих при воздействии импульса лазерного излучения на пленку металла на подложке из диэлектрика. Показано, какую форму имеют импульсы звука, возникающие при воздействии пондеромоторной силы на электроны и однородном нагреве решетки и электронов. Форма акустических импульсов описана при различных длительностях лазерного импульса. При воздействии фемтосекундного импульса, когда $t_p \ll \tau_f$, нагрев решетки приводит к возникновению акустических импульсов треугольной формы с периодом τ_f и убывающей амплитудой. При $t_p \gtrsim \tau_f$ формируется один гладкий импульс шириной $\sim t_p$. В случае генерации звука из-за воздействия пондеромоторной силы на профиле смещения атомов подложки формируются повторяющиеся через время τ_f импульсы шириной $\sim \tau_L$. При $\tau_L \ll t_p \ll \tau_f$ форма импульсов сглаживается, а их ширина определяется временем $\sim t_p$. Если же $t_p \gg \tau_f$, то на профиле смещения атомов формируется один импульс шириной $\sim t_p$. При $\kappa_L L \gg 1$ и $t_p \ll \tau_f$ амплитуда звука, возникающего из-за нагрева пленки и воздействия пондеромоторной силы, слабо зависит от толщины пленки. При $t_p \gg \tau_f$ вклад от воздействия пондеромоторной силы не зависит от толщины пленки, а вклад от ее нагрева $\sim L$. Показано, что генерация звука из-за воздействия пондеромоторной силы доминирует, если $\nu\tau_L < 1$. Реализовать такие условия можно при воздействии на охлажденный металл коротких импульсов инфракрасного лазерного излучения.

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для вычисления интеграла в (29) используем соотношение

$$\frac{1 - \cos(\omega\tau_f)}{\omega^2} = \int_0^{\tau_f} dt'' (\tau_f - t'') \cos(\omega t''). \quad (\text{A.1})$$

С учетом (A.1) интегралы в (29) можно представить в виде

$$\int_0^{\tau_f} \frac{dt''}{2} (\tau_f - t'') \left[\Phi_T(\tau_{dn} - t'') + \Phi_T(\tau_{dn} + t'') \right], \quad (\text{A.2})$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_T(\tau_{dn}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \left(2\gamma_e + \frac{\gamma_C - 2\gamma_e}{1 - i\omega\tau_{ep}} \right) e^{-i\omega\tau_{dn}} = \\ &= 2\gamma_e \delta(\tau_{dn}) + \frac{(\gamma_C - 2\gamma_e)}{\tau_{ep}} \eta(\tau_{dn}) e^{-\tau_{dn}/\tau_{ep}}. \quad (\text{A.3}) \end{aligned}$$

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. O. B. Wright and V. E. Gusev, *Ultrafast Generation of Acoustic Waves in Copper*, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. **42**, 331 (1995).
3. 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).
4. O. Matsuda, M. C. Larciprete, R. Li Voti, and O. B. Wright, *Fundamentals of Picosecond Laser Ultrasonics*, Ultrasonics **56**, 3 (2015).
5. P. Ruello and V.E. Gusev, *Physical Mechanisms of Coherent Acoustic Phonons Generation*, Ultrasonics **56**, 21 (2015).
6. T. Saito, O. Matsuda, and O. B. Wright, *Picosecond Acoustic Phonon Pulse Generation in Nickel and Chromium*, Phys. Rev. B **67**, 205421 (2003).
7. M. Grossmann, M. Klingele, P. Scheel, O. Ristow, M. Hettich, C. He, R. Waitz, M. Schubert, A. Bruchhausen, V. Gusev, E. Scheer, and T. Dekorsy, *Femtosecond Spectroscopy of Acoustic Frequency Combs in the 100-GHz Frequency Range in Al/Si Membranes*, Phys. Rev. B **88**, 205202 (2013).
8. 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).
9. 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).
10. V. Juve, A. Crut, P. Maioli, M. Pellarin, M. Broyer, N. Del Fatti, and F. Viallee, *Probing Elasticity at the Nanoscale: Terahertz Acoustic Vibration of Small Metal Nanoparticles*, Nano Lett. **10**, 1853 (2010).
11. 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).
12. P.-J. Wang, C.-C. Shen, K.-Yu 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).
13. 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).
14. 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).
15. X. Wang, J. Li, and J. Cao, *Coherent Phonon Generation in Laser Heated Gold Nanofilm*, J. Chem. Phys. **152**, 124704 (2020).
16. O. B. Wright, *Thickness and Sound Velocity Measurement in Thin Transparent Films With Laser Picosecond Acoustics*, J. Appl. Phys. **71**, 1617 (1992).
17. 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*, ТВТ **62**, 906 (2024)].

18. S. A. Romashevskiy, *Features of the Studying of Optically Transparent Materials Using an Acoustic Pulse Induced by an Ultrashort Light Pulse in a Film*, High Temp. **63**, iss. 6 (2025) [С. А. Ромашевский, *Особенности исследования оптически прозрачных материалов с помощью акустического импульса, индуцированного сверхкоротким световым импульсом в пленке*, ТВТ **63**, 750 (2025)].
19. 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).
20. Y. 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*, Zh. Эксп. Теор. Fiz. **167**, 645 (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)].
21. 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).
22. E. A. Danilov and S. A. Uryupin, *Influence of Inhomogeneous Temperature and Field Distribution on Sound Generation and Its Effect on Reflectivity of a Thin Film Heated by a Femtosecond Pulse*, J. Appl. Phys. **136**, 015304 (2024).
23. M. I. Kaganov, I. M. Lifshitz, and I. V. Tanatarov, *Relaxation Between Electrons and Lattice*, Sov. Phys. JETP **4**, 173 (1957) [М. И. Каганов, И. М. Лифшиц, Л. В. Танатаров, *Релаксация между электронами и решеткой*, ЖЭТФ **31**, 232 (1956)].
24. 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) [С. И. Анисимов, Б. Л. Капелиович, Т. Л. Перельман, *Эмиссия электронов с поверхности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов*, ЖЭТФ **66**, 776 (1974)].
25. O. B. Wright, *Ultrafast Nonequilibrium Stress Generation in Gold and Silver*, Phys. Rev. B **49**, 9985 (1994).
26. W. M. Haynes, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 97th ed., CRC Press (2016).
27. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 4th ed., John Wiley & Sons, Inc, New York (1971) [Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, Москва (1978)].
28. 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).
29. 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).
30. E. A. Danilov and S. A. Uryupin, *Sound Pulses Generated by the Effect of a Laser Pulse on a Metal*, Zh. Эксп. Теор. Fiz. **168**, 453 (2025) [Е. А. Данилов, С. А. Урюпин, *Звуковые импульсы, возникающие при воздействии лазерного импульса на металл*, ЖЭТФ **168**, 453 (2025)].
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. R. N. Gurzhi, *Mutual Electron Correlations in Metal Optics*, Sov. Phys. JETP **8**, 673 (1959) [Р. Н. Гуржи, *Взаимные электронные корреляции в оптике металлов*, ЖЭТФ **35**, 965 (1958)].
34. D. Y. Smith and B. Segall, *Intraband and Interband Processes in the Infrared Spectrum of Metallic Aluminum*, Phys. Rev. B **34**, 5191 (1986).

Acoustic Pulses Generated at the Effect of Laser Pulse on a Metal Film*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 February 9, 2026

Revised March 3, 2026

Accepted March 3, 2026

Abstract. Acoustic pulses generated at the effect of a laser pulse on a metal nanofilm deposited on a dielectric substrate are investigated. The pulses arise due to heating of the lattice and electrons, as well as due to the effect of the ponderomotive force on the electrons. An analysis of the evolution of atomic displacement in the substrate is presented for different laser pulse durations and film thicknesses. The shapes of the acoustic pulses, as well as their widths and amplitudes, are determined. It is shown that, in the case of homogeneous film heating under femtosecond excitation, the width of the acoustic pulses generated by electron and lattice heating is determined by the sound travel time across the film thickness. When sound is generated by the ponderomotive force in films whose thickness exceeds the skin depth, the pulse width is determined by the sound travel time across the skin layer. If the laser pulse duration exceeds these characteristic times, the acoustic pulse width becomes equal to the laser pulse duration.

Keywords: laser sound generation, metal film, lattice and electrons heating, ponderomotive force

Funding. The research was not sponsored.

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

Author contribution. The contribution of the authors is equal.