10

Теоретическое описание возбуждения акустических волн в слоистых системах типа пленочного термофона

© Н.В. Ларионов, Ф.Ф. Легуша, Н.Н. Семенов, Я.Ю. Ионченкова

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет,
190121 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: larionov@smtu.ru

Поступило в Редакцию 1 апреля 2026 г.
В окончательной редакции 9 июня 2026 г.
Принято к публикации 30 июня 2026 г.

Представлена теоретическая модель, описывающая возбуждение акустических волн в двух смежных средах переменным электрическим током, протекающим по тонкой проводящей пленке, разделяющей эти среды. На основе уравнения теплопроводности и законов сохранения получены явные выражения для амплитуд тепловых и акустических волн. Выявлена взаимосвязь между волнами, распространяющимися по обе стороны от поверхности пленки, обусловленная теплофизическими характеристиками как обеих сред, так и вещества проводящей пленки. Показана возможность возбуждения акустических колебаний в твердом теле на частотах от единиц герц до мегагерц и выше.

Ключевые слова: пленочный термофон, тонкая проводящая пленка, температурное поле, неоднородная тепловая волна, тепловая волна, акустическая волна.

DOI: 10.61011/JTF.2026.12.64070.86-26

Введение

Пленочные термофоны являются системой жестко связанных между собой слоев, отличающихся друг от друга как толщиной, так и физическими свойствами [1–5]. Элементарная модель такого термофона состоит из активного элемента (АЭ) — тонкой проводящей пленки, лежащей на плоской поверхности твердого тела с произвольными физическими параметрами (от теплоизолятора до теплопроводника). Над поверхностью АЭ находится газ или жидкость.

Протекание переменного электрического тока в АЭ обусловливает возникновение переменного температурного поля, что приводит к возбуждению неоднородных тепловых волн. Последние на масштабах толщины теплового пограничного слоя формируют бегущие акустические волны (термоакустический эффект), несущие информацию о термодинамических характеристиках тех сред, где они зарождаются.

В работах, посвященных изучению подобных моделей (см. [1–3] и ссылки в них) свойства акустической волны определяются по характеристикам АЭ и газовой/жидкой среды над ним, на которую в основном и обращено внимание исследователя, хотя понятно, что тепловая волна распространяется и в веществе твердого тела.

В настоящей работе, основываясь на уравнении теплопроводности и законах сохранения, мы строим простую теоретическую модель, позволяющую описать распространение акустических волн как в среде над АЭ, так и в твердом теле.

В разд. 1 описывается теоретический подход, и выводятся основные выражения для тепловых и акустических волн. Анализируются полученные выражения и оговариваются использованные приближения. В разд. 2 на основе полученных выражений проводятся расчеты для конкретных сред. В последнем разделе подытоживается проделанное исследование, приведены основные выводы.

1. Теоретическая модель

1.1. Модель пленочного термофона

АЭ пленочного термофона представлен тонкой проводящей пленкой, лежащей в координатной плоскости xy. Толщина пленки $2h$, ее площадь $S = L \times L$, при этом $L \gg h$. Координаты верхней и нижней поверхностей пленки равны $z = \pm h$.

Термодинамические характеристики АЭ будем отмечать индексом ae: $\alpha_{ae} = \kappa_{ae}/\rho_{ae}C_{p,ae}$ — температуропроводность, κ_{ae} — теплопроводность, ρ_{ae} — плотность, $C_{p,ae}$ — изобарная удельная теплоемкость, $C_{ae} = \rho_{ae}C_{p,ae}V$ — теплоемкость, где $V = 2hS$ — объем пленки.

В АЭ протекает переменный ток плотностью $\mathbf{j}$. Соответствующая мощность выделения тепла в единице объема АЭ дается законом Джоуля–Ленца — $w = \mathbf{jE} = \sigma E^2$, где $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, и использован закон Ома — $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$, где σ — удельная электрическая проводимость.

Будем рассматривать случай гармонической зависимости поля от времени $\mathbf{E} = \mathbf{e}_y E_\omega e^{-i\omega t}$, где $\mathbf{e}_y$ — орт в направлении оси OY, E_ω — постоянная действительная амплитуда и $\omega = 2\pi f$, f — частота возбуждения термо-

фона. Отсюда

$$w = Re[\mathbf{j}]Re[\mathbf{E}] = \frac{1}{2}\sigma E_\omega^2(1+\cos(2\omega t)) = w_0 + w_{ae}, \quad (1)$$

где $w_0 = \sigma E_\omega^2/2$ — мощность тепловыделения, обеспечивающая стационарный разогрев АЭ при протекании по нему переменного тока. Интересующую нас переменную компоненту мощности тепловыделения будем записывать в комплексном виде

$$w_{ae} = w_0 e^{-i2\omega t}. \quad (2)$$

Пленка нанесена на плоскую поверхность твердого тела (несущая пластина). Над пленкой находится газовая или жидкая среда. Характеристики твердого тела и среды: κ_n — теплопроводность, ρ_n — плотность, $C_{p,n}$ — изобарная удельная теплоемкость и $\alpha_n = \kappa_n/\rho_n C_{p,n}$ — температуропроводность, где нижний индекс $n = s$ соответствует твердому телу, а $n = g$ — среде над пленкой.

Переменное поле температур разделим на три составляющие: T_g и T_s — тепловые волны, распространяющиеся от граничных поверхностей АЭ в соответствующие области пространства; T_{ae} — переменное поле АЭ.

1.2. Неоднородные тепловые волны T_g и T_s

Поля T_n $(n = g, s)$ найдем из уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial t}T_n - \alpha_n \frac{\partial^2}{\partial z^2}T_n = 0, \quad (3)$$

где в силу геометрии задачи $T_n = T_n(z,t)$ — функции только от одной координаты z, при этом T_s задано в области $z \in (-\infty, -h]$, а T_g — в области $z \in [h, \infty)$.

Зарождение полей T_n происходит на соответствующих поверхностях пленки $z = \pm h$, на которых, как следует из (2), температура задается следующими периодическими функциями:

$$\begin{cases} T_g|_{z=+h} = T_{g,h}e^{-i2\omega t + i\pi/2}, \\ T_s|_{z=-h} = T_{s,h}e^{-i2\omega t + i\pi/2}, \end{cases} \quad (4)$$

где $T_{n,h}$ — постоянные действительные амплитуды и фазовый множитель $e^{i\pi/2}$ введен для удобства дальнейших вычислений.

Решая (3) с учетом граничных условий (4), получаем неоднородные тепловые волны [6]:

$$\begin{cases} T_g = T_{g,h}e^{-(1-i)k_{T,g}(z-h) - i2\omega t + i\pi/2}, \\ T_s = T_{s,h}e^{(1-i)k_{T,s}(z+h) - i2\omega t + i\pi/2}, \end{cases} \quad (5)$$

где $k_{T,n} = \sqrt{\omega/\alpha_n}$ представляет собой и коэффициент затухания, и волновое число, а обратная ему величина $\delta_{T,n} = \sqrt{\alpha_n/\omega}$ характеризует толщину теплового пограничного слоя.

Запишем соответствующие комплексные тепловые потоки, которые понадобятся нам в дальнейшем

$$\begin{cases} q_g = -\kappa_g \frac{\partial}{\partial z}T_g = q_{g,h}e^{-(1-i)k_{T,g}(z-h) - i2\omega t + i\pi/4}, \\ q_s = -\kappa_s \frac{\partial}{\partial z}T_s = q_{s,h}e^{(1-i)k_{T,s}(z+h) - i2\omega t + i\pi/4}, \end{cases} \quad (6)$$

где $q_{n,h} = \pm\sqrt{2}\kappa_n k_{T,n} T_{n,h}$ — действительные амплитуды; знак „+“ — для $n = g$, знак „-“ — для $n = s$.

1.3. Амплитуды тепловых волн $T_{n,h}$

Для нахождения амплитуд $T_{n,h}$ из (5) необходимо определить переменное поле T_{ae} АЭ. Будем считать, что оно однородно по всему объему пленки, т. е. $T_{ae} = T_{ae}(t)$.

В натурных экспериментах [1–3,5] толщины пленок АЭ варьируются от нескольких десятков нанометров до нескольких микрометров. Следовательно, масса и теплоемкость материала АЭ очень малы. Так, например, пленка АЭ в [5], вещество которой было представлено медью, имела массу 21.0 mg. Отсюда $C_{ae} = 8.09$ mJ/K.

Такая малая величина теплоемкости позволяет выразить поле T_{ae} через мгновенное количество тепла Q_{ae}, выделяющееся во всем объеме АЭ. В свою очередь, Q_{ae} есть первообразная для w_{ae} (2) — переменной составляющей мощности выделения тепла в единице объема АЭ. Тогда

$$\begin{cases} T_{ae}(t) = \frac{1}{C_{ae}}Q(t) = \frac{V}{C_{ae}}\int^t w_{ae}(t')\,dt' = T_{ae,0}e^{-i2\omega t + i\pi/2}, \\ q_{ae}(t) = 2hw_{ae}e^{i\pi/4} = q_{ae,0}e^{-i2\omega t + i\pi/4}, \end{cases} \quad (7)$$

где вторая формула определяет плотность переменного теплового потока, уходящего одновременно через обе поверхности пленки и в соответствии с (6) введен фазовый множитель $e^{i\pi/4}$.

Амплитуды в (7) имеют вид

$$\begin{cases} T_{ae,0} = \frac{1}{(2\tau_T\omega)}T_h, \\ q_{ae,0} = 2hw_0, \end{cases} \quad (8)$$

где $T_h = w_0 h^2/\kappa_{ae}$ и $\tau_T = (2h)^2/4\alpha_{ae}$ — характерное время диффузионного переноса тепла в пленке АЭ толщиной $2h$.

Выражение (8) позволяет найти неизвестные амплитуды $T_{n,h}$, используя законы сохранения энергии и потока энергии

$$\begin{cases} T_{ae,0} = T_{g,h} + T_{s,h}, \\ q_{ae,0} = q_{g,h} - q_{s,h}. \end{cases} \quad (9)$$

Подставляя в (9) явные выражения для $q_{n,h}$, $T_{ae,0}$, $q_{ae,0}$ из (6), (8) и разрешая систему относительно $T_{n,h}$, получаем

$$T_{n,h} = T_h \cdot \frac{2\eta_{ae}}{(\eta_m - \eta_n)} \cdot \frac{\sqrt{\omega_n} - \sqrt{\omega}}{\sqrt{2\tau_T\omega}}, \quad n \neq m, \quad (10)$$

где $\eta_n = \sqrt{\rho_n C_{p,n}\kappa_n}$ — коэффициент тепловой активности и введены частоты

$$\omega_n = \frac{1}{8\tau_T}\left(\frac{\eta_m}{\eta_{ae}}\right)^2, \quad n \neq m. \quad (11)$$

Выпишем явный вид амплитуд $q_{n,h}$, записанных через введенные в (10) обозначения

$$q_{n,h} = \pm q_{ae,0} \cdot \frac{\eta_n}{(\eta_m - \eta_n)} \cdot \frac{\sqrt{\omega_n} - \sqrt{\omega}}{\sqrt{\omega}}, \quad n \neq m, \quad (12)$$

где, как и ранее, знак „+“ — для $n = g$, знак „−“ — для $n = s$.

Проанализируем полученные выражения (10)–(12).

1.3.1. Пределы $\omega \to 0, \infty$

Проверим предельные случаи малых и больших частот. Так, учитывая (5) и (10), для реальной части любой из компонент T_n имеем

$$\begin{cases} \lim_{\omega\to 0} Re[T_n] \sim \frac{\sin(2\omega t)}{\omega} \sim t, \\ \lim_{\omega\to\infty} Re[T_n] \sim \frac{1}{\omega}. \end{cases} \tag{13}$$

Таким образом, в пределе $\omega \to 0$ переменная часть теплового поля переходит в стационарную. В самом деле, зависимость пропорциональная времени t в (13) указывает на проявление интегрального закона Джоуля–Ленца.

В противоположном случае больших частот $T_n \to 0$.

1.3.2. Частоты ω_s, ω_g

Решения (10), (12) имеют очевидную особенность — отсутствие возбуждения тепловой волны в среде n на частоте ω_n (11). При переходе через эти частоты решения (10), (12) меняют знак.

Для определенности положим $\eta_g < \eta_s$, тогда $\omega_g > \omega_s$ (11).

Для значений $\omega \in (\omega_s, \omega_g)$ амплитуды $T_{n,h}$ положительны, потоки направлены в соответствующие области: $q_{g,h} > 0$, $q_{s,h} < 0$.

Рассмотрим область частот $[0, \omega_s]$. Здесь амплитуда $T_{g,h} > 0$, а амплитуда $T_{s,h} < 0$. Этот, на первый взгляд, нефизический результат можно легко объяснить, рассмотрев поведение потоков. Так, для этой частотной области, поток $q_{g,h} > 0$ остается положительным, а поток $q_{s,h} > 0$ меняет знак, становясь положительным, т. е. направленным в газовую/жидкую среду. Это означает, что тепловая волна теперь распространяется только в среду над АЭ, т. е. в газ/жидкость.

Таким образом, для частот $\omega \in [0, \omega_s]$ амплитуда тепловой волны $T_{g,h}$ должна быть заменена на сумму амплитуд $(T_{g,h} + T_{s,h})$, равную амплитуде АЭ $T_{ae,0}$ (8), а амплитуда $T_{s,h}$ приравнена к нулю.

Другая ситуация имеет место для $\omega \in [\omega_g, \infty)$. Тут необходима следующая замена: $T_{s,h} \to (T_{g,h} + T_{s,h}) = T_{ae,0}$ и $T_{g,h} \to 0$. Таким образом, здесь тепловая волна распространяется только в область твердого тела. При этом важно отметить, что явных ограничений по частоте для амплитуды $T_{s,h} = T_{ae,0}$ (8) нет. Следовательно, появляется возможность возбуждения акустических колебаний в твердом теле в широком диапазоне частот. Физический смысл изменения направления потоков выясним в следующем разделе.

1.4. Акустические волны

Распространение неоднородных тепловых волн (5) сопровождается колебанием плотности вещества, что приводит к появлению акустических волн. Формирование последних происходит на расстояниях порядка толщины теплового пограничного слоя $\delta_{T,n}$ (5). Колебательная скорость $u_{z,n} \equiv u_n$ акустических волн может быть определена из уравнения неразрывности [6]:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} u_n = -i2\omega\beta_{V,n} T_n, \\ u_n|_{z=\pm h} = 0. \end{cases} \tag{14}$$

Здесь для газовой или жидкой среды $\beta_{V,g}$ является коэффициентом теплового объемного расширения. Для твердого тела $\beta_{V,s} = 3\alpha_l$, где α_l — температурный коэффициент линейного расширения.

Из (14) следует, что в среде, в которой распространяется тепловая волна, зарождаются бегущие акустические волны

$$\begin{cases} u_g = u_{g,\delta} e^{ik_{u,g}z - i2\omega t + i\frac{\pi}{4}}, \\ u_s = u_{s,\delta} e^{-ik_{u,s}z - i2\omega t + i\frac{\pi}{4}}, \end{cases} \tag{15}$$

где $k_{u,n} = \omega/c_n$ — волновое число, c_n — скорость звука в среде $n = g, s$.

Нетрудно показать, что амплитуды $u_{n,\delta}$ в (15) пропорциональны значениям амплитуд тепловых потоков $q_{n,h}$ (12):

$$u_{n,\delta} = \frac{\beta_{V,n}}{\rho_n C_{p,n}} q_{n,h}. \tag{16}$$

Формулы (10), (12) и (16) являются основным результатом нашей работы. Они описывают распространение тепловых и акустических волн по обе стороны от АЭ, т. е. в газовой/жидкой среде и в твердом теле. Каждая из найденных амплитуд этих волн зависит от теплофизических параметров всей системы. Проведение акустических измерений может позволить получить информацию об этих параметрах.

1.5. Условие безынерционной работы пленочного термофона

Для успешной работы пленочного термофона необходимо, чтобы переменная компонента температуры вещества АЭ T_{ae} следовала в реальном времени за мощностью переменного тепловыделения w_{ae}, что и предполагает формула (7). Физически это возможно в случае, когда АЭ является безынерционной термодинамической системой. Следовательно, параметры АЭ должны удовлетворять неравенству

$$\tau_T \ll 1/f, \tag{17}$$

где $\tau_T = h^2/\alpha_{ae}$ — введенное в (8) характерное время диффузионного переноса тепла, а $1/f$ — период колебаний температурного поля АЭ.

Из (17), полагая $\tau_T \approx 0.1 \cdot 1/f$, получаем максимальное значение частоты переменного тока $f_{\max} = 0.1/\tau_T$.

Таким образом, диапазон частот f безынерционной работы пленочного термофона равен

$$0 < f < f_{\max} = 0.1\tau_T^{-1}. \qquad (18)$$

1.6. Однородность поля E в АЭ

При более строгом рассмотрении зависимость **j** от **E** должна быть определена из совместного решения кинетического уравнения и уравнения Максвелла [7,8]. Закон Ома, который мы использовали при записи (1), получается из кинетического уравнения в предположении слабой зависимости поля **E** от пространственных координат в АЭ. Проверим, удовлетворяется ли такое предположение в нашем случае.

Толщина скин-слоя, образованного в металлической пластине при протекании в ней переменного тока, оценивается известной формулой $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\mu\omega}$ [9], (c — скорость света, μ — магнитная проницаемость).

В настоящей работе в качестве вещества АЭ будем рассматривать медь, для которой при частоте поля порядка мегагерц получаем $\delta \sim 10^{-4}$ m.

Таким образом, для используемых в пленочных термофонах толщин АЭ неравенство $\delta \gg h$ удовлетворяется вплоть до частот в несколько мегагерц. Это означает возможность использования приближения однородного поля в пленке, а, следовательно, и закона Ома.

2. Результаты расчетов

Так как амплитуда акустической волны $u_{n,\delta}$ (16) линейно связана с соответствующей амплитудой теплового потока $q_{n,h}$ (12), будем анализировать только амплитуды $T_{n,h}$ (10) и $q_{n,h}$. При этом сделаем их безразмерными $\overline{T}_{n,h} = T_{n,h}/T_h$, $\overline{T}_{ae,0} = T_{ae,0}/T_h$, $\overline{q}_{n,h} = q_{n,h}/q_{ae,0}$ и зависящими от безразмерной частоты $\overline{\omega} = 2\tau_T\omega$.

Выбирая вещество АЭ и двух смежных сред, будем ориентироваться на эксперимент [5], который проводился в стандартных условиях.

Так, в [5] в качестве материала пленки АЭ использовалась медь, для которой $\eta_{ae} = 37.1\,\mathrm{kJ/(m^2 \cdot K \cdot s^{1/2})}$. Толщина пленки бралась равной $2h = 9.0\,\mu$m.

Подставляя явные значения температуропроводности и толщины пленки АЭ в выражение (18), получаем диапазон частот f безынерционной работы пленочного термофона: $0 \le f \le f_{\max} = 5.7 \cdot 10^5$ Hz. Отметим, что в [5] f варьировалась от 100 Hz до 1 MHz.

2.1. Воздух/алюминий

Пусть над поверхностью АЭ пространство заполонено воздухом, а сама пленка АЭ лежит на несущей пластине, которая изготовлена из алюминия. Необходимые параметры этих двух сред равны: $\eta_g = 5.6\,\mathrm{J/(m^2 \cdot K \cdot s^{1/2})}$, $\eta_s = 24\,\mathrm{kJ/(m^2 \cdot K \cdot s^{1/2})}$. Отсутствие возбуждения тепловых волн в соответствующих средах происходит на частотах (11): $f_s = 2.6 \cdot 10^{-3}$ Hz, $f_g = 47.6$ kHz. Соответствующие безразмерные частоты равны: $\overline{\omega}_s = 0.6 \cdot 10^{-8}$, $\overline{\omega}_g = 0.1$.

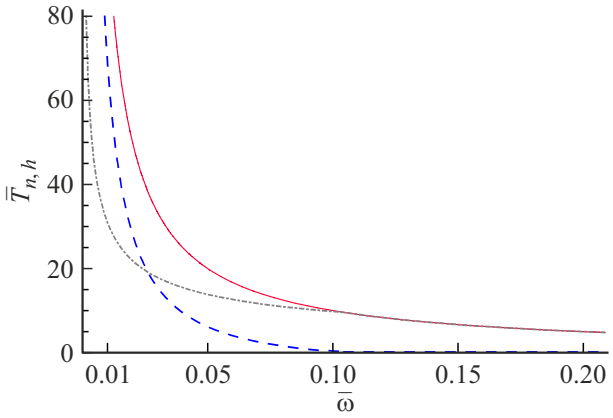


Рис. 1. Зависимость амплитуд $\overline{T}_{n,h}$ (10) от безразмерной частоты $\overline{\omega}$. АЭ — красная сплошная кривая, воздух — синий штрих, алюминий — серый штрихпунктир.

На рис. 1 построены графики зависимостей амплитуд $\overline{T}_{n,h}$ и $\overline{T}_{ae,0}$ от частоты $\overline{\omega}$. Так как в рассматриваемом случае $\overline{\omega}_s \approx 0$, будем анализировать поведение амплитуд для $\overline{\omega} > \overline{\omega}_s$.

До частоты $\overline{\omega}_1 = 0.026$, на которой $\overline{T}_{g,h} = \overline{T}_{s,h}$, выполняется неравенство $\overline{T}_{s,h} < \overline{T}_{g,h} < \overline{T}_{ae,0}$, при этом амплитуды тепловых волн качественно повторяют частотную зависимость амплитуды теплового поля АЭ. Далее, после частоты $\overline{\omega}_1$, амплитуда волны в воздухе $\overline{T}_{g,h}$ монотонно затухает и исчезает на частоте $\overline{\omega}_g = 0.1$, где соответствующий поток $\overline{q}_{g,h}$ меняет свой знак (рис. 2, *a*). Амплитуда волны в твердом теле, наоборот, возрастает, и на частоте $\overline{\omega}_g$ выходит на максимально возможное значение, равное амплитуде теплового поля АЭ.

Такое поведение амплитуд $\overline{T}_{n,h}$ можно объяснить разным термическим сопротивлением сред, которое оценим следующим образом: $R_{T,n} = \delta_{T,n}/\kappa_n$. Так как $\kappa_s \approx 10^4 \cdot \kappa_g$ и $\delta_{T,s} \approx 2.1 \cdot \delta_{T,g}$, $R_{T,g} \gg R_{T,s}$.

Таким образом, на частотах $\omega \approx \overline{\omega}_g$ термическое сопротивление газовой среды настолько велико, что исчезает тепловой поток в эту область. Вследствие этого наблюдается возрастание амплитуды $\overline{T}_{s,h}$ до значения $\overline{T}_{ae,0}$.

2.2. Вода/алюминий

Рассмотренный выше случай воздуха над поверхностью АЭ соответствует неравенству $\eta_s \gg \eta_g$, откуда $\omega_s \approx 0$ (11). Возьмем теперь вместо воздуха жидкую среду, в роли которой будет выступать вода, для которой $\eta_g = 1.6\,\mathrm{kJ/(m^2 \cdot K \cdot s^{1/2})}$. Видно, что η_g для жидкости примерно в 10^3 больше того же параметра для воздуха.

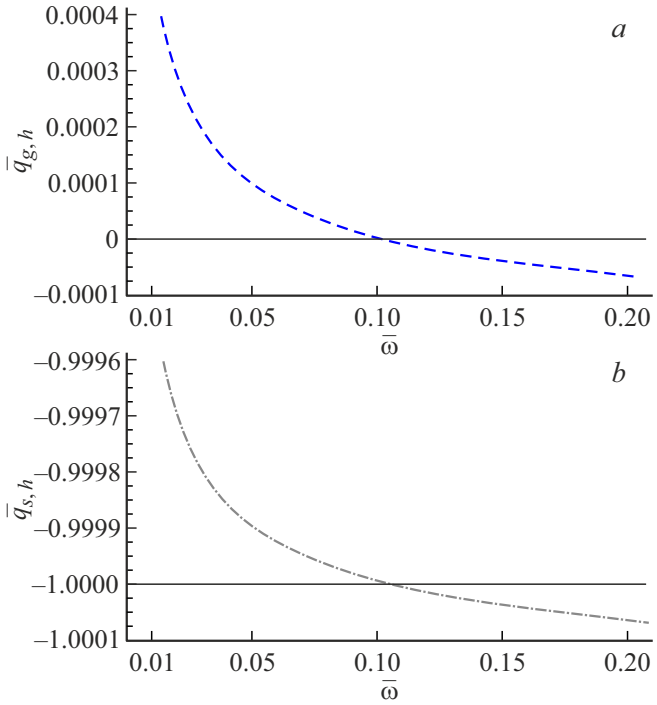


Рис. 2. Зависимость амплитуд потоков $\overline{q}_{n,h}$ (12) от безразмерной частоты $\overline{\omega}$: a — воздух, b — алюминий.

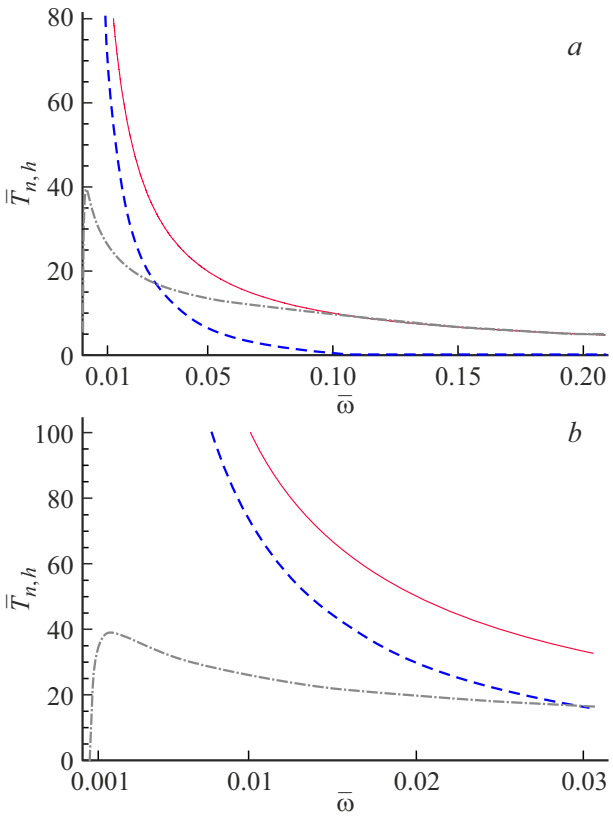


Рис. 3. Зависимость амплитуд $\overline{T}_{n,h}$ (10) от безразмерной частоты $\overline{\omega}$. АЭ — красная сплошная кривая, вода — синий штрих, алюминий — серый штрихпунктир; a — интервал частот $0 < \overline{\omega} < 2\overline{\omega}_g$. b — интервал частот $0 < \overline{\omega} < \overline{\omega}_1$.

Теперь частота (11), на которой исчезает возбуждение тепловой волны в твердой среде, уже не так мала и равна $f_s = 2.1 \cdot 10^2$ Hz. В безразмерных единицах — $\overline{\omega}_s = 4.5 \cdot 10^{-4}$.

На рис. 3 представлены зависимости амплитуд $\overline{T}_{n,h}$ и $\overline{T}_{ae,0}$ от частоты $\overline{\omega}$.

От частот, близких к $\overline{\omega}_1 = 0.03$, где $\overline{T}_{g,h}|_{\overline{\omega}=\overline{\omega}_1} = \overline{T}_{s,h}|_{\overline{\omega}=\overline{\omega}_1}$, до частот, превышающих $\overline{\omega}_g = 0.1$, амплитуды качественно повторяют зависимости, рассмотренные выше (ср. рис. 3, a и рис. 1).

Начиная с $\overline{\omega}_1$, уменьшение частоты приводит к выходу амплитуды тепловой волны в жидкости $\overline{T}_{g,h}$ к максимально возможному значению, равному $\overline{T}_{ae,0}$ (рис. 3, b). При этом амплитуда волны для твердого тела $\overline{T}_{s,h}$ сначала монотонно возрастает, не превышая $\overline{T}_{g,h}$, а затем относительно быстро спадает до нуля на частоте $\overline{\omega}_s$.

Такое поведение амплитуд в низкочастотной области также можно объяснить разным термическим сопротивлением смежных сред: $\kappa_s \approx 10^3 \cdot \kappa_g$, $\delta_{T,s} \sim 26 \cdot \delta_{T,g}$, и, следовательно, $R_{T,g} \gg R_{T,s}$.

2.3. Воздух/стеклотекстолит

Интересно рассмотреть случай, когда в качестве несущей пластины выступает стеклотекстолит, являющийся диэлектриком и теплоизолятором.

Параметр стеклотекстолита (КАСТ-В) [10] $\eta_s = 1.7\,\mathrm{kJ/(m^2 \cdot K \cdot s^{1/2})}$, что примерно в четырнадцать раз меньше того же параметра для алюминия. Однако это, в соответствии с формулой (11), приведет к существенному снижению значения частоты, на которой возбуждение тепловой волны в воздухе исчезнет — $f_g = 240$ Hz.

Качественно частотные зависимости амплитуд тепловых волн будут повторять приведенные выше графики. Однако теперь возбуждение тепловых волн в твердом теле достигнет амплитуды теплового поля АЭ гораздо раньше, чем в рассмотренных выше случаях.

Заключение

В работе нами построена теоретическая модель, описывающая физические процессы в слоистых системах типа пленочного термофона. Основные полученные результаты можно записать в виде следующих утверждений:

1) амплитуды тепловой и акустической волн, возбуждаемых в любой из двух смежных сред переменным электрическим током, текущим по тонкой проводящей пленке, разделяющей их, зависят от физических параметров обеих сред;

2) для рассмотренной нами слоистой системы существуют частоты возбуждения, на которых термическое сопротивление одного из слоев становится таким, что исчезает тепловой поток в этот слой;

3) переменный электрический ток, текущий в проводящей тонкой пленке АЭ, разделяющей две среды — газ/жидкость и твердое тело, позволяет возбуждать в последнем колебания на частотах от единиц герц до мегагерц и выше (см. комментарий ниже).

Первый результат явно следуют из аналитических выражений для тепловых (5), (10) и акустических (15), (16) волн, а также из выражения для теплового потока (6), (12), которые были получены на основе законов сохранения энергии и потока энергии.

Второй результат может быть объяснен различием термических сопротивлений сред.

Третий вывод не так очевиден. В самом деле, для рассмотренных нами случаев граничная частота (18) безынерционной работы слоистой системы оценивалась, примерно, половиной одного мегагерца. Значение этой частоты зависит как от теплофизических свойств материала проводящей тонкой пленки АЭ, так и от ее толщины. Следовательно, подбирая определенные параметры пленки, можно добиться требуемого диапазона частотных возбуждений тепловых волн в твердом теле.

С другой стороны, увеличение частоты переменного тока приводит к сильному скин-эффекту, при котором развитая нами теория перестает работать. Но и здесь выходом из ситуации является уменьшение толщины проводящей пленки АЭ.

Таким образом, в рамках развитой теории максимальная частота возбуждения колебаний в твердом теле ограничена лишь толщиной пленки АЭ. Важно отметить, что эта максимальная частота обратно пропорциональна толщине пленки в квадрате, т.е. $f_{\max} \sim 1/h^2$ (18) (аналогичная зависимость у частот $\omega_n \sim 1/h^2$ (11)).

В конце отметим, что в настоящее время интерес к тонким проводящим пленкам очень высок, что можно видеть по количеству публикуемых работ в этой области (см. [11–16] и ссылки в них). Практическое применение таких пленок широкое — это микроэлектроника, сенсоры, датчики, прозрачные проводящие покрытия, солнечные элементы, защита от электромагнитных помех и многое другое.

Например, в работе [17] слоистая система, содержащая такую пленку, выступала в роли механизма активного подавления звука в источнике акустического сигнала. В работе [18] система по типу пленочного термофона использовалась для исследования физических свойств газов. В статьях [19,20] развивался так называемый зондовый метод периодического нагрева (нагрева тонкой плоской пленки), при помощи которого исследовались теплофизические свойства диэлектрических материалов различного целевого назначения.

Методику подобного рода исследований мы предполагаем развивать в следующих наших работах.

Финансирование работы

Работа была выполнена за счет средств бюджета Санкт-Петербургского государственного морского технического университета.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.O. Niskanen, J. Hassel, M. Tikander, P. Maijala, L. Grönberg, P. Helistö. J. Phys. Lett., **95** (16), 163102 (2009). DOI: 10.1063/1.3249770

[2] H. Tian, D. Xie, Y. Yang, T.-L. Ren, T.-T. Feng, Y.-F. Wang, Ch.-J. Zhou, P.-G. Peng, L.-G. Wang, L.-T. Liu. Appl. Phys. Lett., **99**, 233503 (2011). DOI: 10.1063/1.3666224

[3] B. Leizeronok, S. Losin, A. Kleiman, Sh. Julius, I. Romm, B. Cukurel. J. Acoust. Soc. Am., **153** (3), 1682 (2023). DOI: 10.1121/10.0017598

[4] Ф.Ф. Легуша, Б.П. Васильев, М.М. Олейник, К.В. Разрезова. Письма в ЖТФ, **49** (9), 40 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.09.55324.19518 [F.F. Legusha, B.P. Vasiliev, M.M. Oleynik, K.V. Razrezova. Tech. Phys. Lett., **49** (5), 36 (2023). DOI: 10.21883/TPL.2023.05.56024.19518]

[5] Ф.Ф. Легуша, Н.Н. Семенов, М.М. Олейник, К.В. Разрезова. В сб. А.А. Родионов, И.А. Селезнев (ред.). *Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики* (Политех-Пресс, СПб., 2024), с. 399-401.

[6] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика* (Физматлит, М., 2015)

[7] А.В. Латышев, А.А. Юшканов. Физика плазмы, **32** (11), 1021 (2006). DOI: 10.1134/S1063780X06110092

[8] А.А. Абрикосов. *Основы теории металлов* (Физматлит, М., 2010)

[9] И.Н. Топтыгин. *Современная электродинамика, часть 2. Теория электромагнитных явлений в веществе* (НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, Москва-Ижевск, 2005)

[10] ГОСТ 10292-74. *Стеклотекстолит электротехнический. Технические условия*. https://electroplast.company/steklotekstolit

[11] И.В. Антонец, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. РЭ, **51** (12), 1481 (2006). [I.V. Antonets, L.N. Kotov, V.G. Shavrov, V.I. Shcheglov. J. Commun. Technol. Electron., **51**, 1394 (2006). DOI: 10.1134/S1064226906120096]

[12] И.А. Кузнецова, О.В. Савенко, А.А. Юшканов. ЖТФ, **87** (12), 1769 (2017). DOI: 10.21883/JTF.2017.12.45196

[13] В.В. Старостенко, В.Б. Орленсон, А.С. Мазинов, Л.Н. Ахрамович. Письма в ЖТФ, **46** (9), 43 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2020.08.49546.375-19

[14] А.В. Ситников, В.А. Макагонов, Ю.Е. Калинин, С.Б. Кущев, В.А. Фошин. ЖТФ, **93** (11), 1663 (2023). DOI: 10.61011/JTF.2023.11.56499.137-23

[15] А.С. Тойкка, Н.В. Каманина. Письма в ЖТФ, **50** (2), 36 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.02.56982.19722

[16] А.С. Воронин, И.И. Бриль, Ю.В. Фадеев, А.Ю. Павликов, М.М. Симунин, М.Н. Волочаев, И.В. Говорун, И.В. Подшивалов, М.О. Макеев, П.А. Михалев, Б.А. Паршин, С.В. Хартов. ЖТФ, **95** (1), 98 (2025). DOI: 10.61011/JTF.2025.01.59465.224-24

[17] S. Julius, R. Gold, A. Kleiman, B. Leizeronok, B. Cukurel. J. Sound Vib., **434**, 442 (2018). DOI: 10.1016/j.jsv.2018.02.007
[18] B. Leizeronok, A. Kleiman, S. Julius, A. Manela, B. Cukurel. J. Sound Vib., **545**, 117431 (2023). DOI: 10.1016/j.jsv.2022.117431
[19] Г.С. Асриянц, С.Н. Кравчун, О.Н. Третьякова. Труды МАИ, **25**, 8 (2006). https://mai.ru/publications/index.php?ID=34064
[20] О.Н. Третьякова. Труды МАИ, **61**, 21 (2012). https://mai.ru/publications/index.php?ID=35526