

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиотехнический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 2 6 1

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЙ СКОРОСТИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА
НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ДАВЛЕНИЯ

Ю. В. П е т у х о в

Горький 1988

Петухов Д. В.

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЙ СКОРОСТИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ
АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ДАВЛЕНИЯ. //Препринт № 261. - Горький, НИРФИ.
- 1988. - 18 с.

УДК 571.9:533.7

Выяснено влияние конечной скорости теплопереноса на величину дисперсионных эффектов при распространении импульса давления в среде с высокой теплопроводностью. Рассмотрены изобарический, изотермический и адиабатический процессы возбуждения звука. В случае сильно разреженной среды для давления и температуры в волне получены простые аналитические выражения.

Известно, что при распространении акустических волн в среде с высокой теплопроводностью наблюдаются дисперсионные эффекты, которые особенно заметны в металлах при низких, а в газах - при высоких температурах /1-7/. Для последних модель, основанная на использовании уравнения теплопроводности, хорошо описывает оптически толстый слой газа, когда перенос излучения можно рассматривать в диффузионном приближении /2, 3/.

В отличие от работ /1-6/, где скорость теплопереноса предполагалась бесконечно большой, здесь рассмотрено влияние конечности этой скорости на дисперсию акустического возмущения.

В разреженных средах при высокоинтенсивных нестационарных процессах теплообмена или в металлах при низких температурах необходимо учитывать, что тепло распространяется с большой, но конечной скоростью v /7-10/:

$$v = (\chi/\tau)^{1/2}, \quad v_s = (\chi_v/\tau)^{1/2}, \quad v_T = (\chi_p/\tau)^{1/2}, \quad (1)$$

где χ - коэффициент температуропроводности (χ_p и χ_v - при постоянном давлении и объеме соответственно), τ - время релаксации. Закон Фурье для плотности потока тепла q запишется в следующем виде /7, II-14/:

$$q = -\alpha \frac{\partial T}{\partial x} - \tau \frac{\partial q}{\partial t}, \quad (2)$$

где T - температура, $\alpha = \chi_p \rho_0 C_p$ (или $\chi_v \rho_0 C_v$) коэффициент теплопроводности, ρ_0 - плотность среды, C_p и C_v - удельные теплоемко-

ти при постоянном давлении и объеме, t - время, x - координата.

Если ограничиться рассмотрением жидких и газообразных теплопроводящих сред, то при получении уравнения для возмущения давления p' необходимо воспользоваться линеаризованными уравнениями гидродинамики и уравнением состояния, имеющими следующий вид /1/:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial x}, \quad \frac{\partial p'}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \frac{dp'}{\rho_0} = \beta dp' - \alpha dT', \quad (3)$$

$$\rho_0 c_v \frac{\partial T'}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\alpha T_0}{\beta \rho_0} \frac{\partial p'}{\partial t}.$$

Здесь u , p' , T' - соответственно возмущения скорости, плотности и температуры в волне, α - коэффициент температурного расширения, β - коэффициент температурной сжимаемости. Из (3), с учетом выражения для плотности потока тепла (2), получаем уравнение для p' :

$$\frac{\partial^3 p'}{\partial t^3} - c_s^2 \frac{\partial^3 p'}{\partial t \partial x^2} = \tau (v_s^2 + c_s^2) \frac{\partial^4 p'}{\partial t^2 \partial x^2} - \chi_v c_T^2 \frac{\partial^4 p'}{\partial x^4} - \tau \frac{\partial^4 p'}{\partial t^4}, \quad (4)$$

где $c_T = 1/(\beta \rho_0)^{1/2}$ - изотермическая скорость звука, $c_s = c_T (1 + \alpha^2 T_0 / \beta \rho_0 v)^{1/2}$ - адиабатическая скорость звука ($c_s^2 = \chi c_T^2$). Стандартным приемом из (4) получаем дисперсионное уравнение:

$$k^4 - \left(\frac{i\omega}{\chi \rho} + \frac{\xi \omega^2}{c_T^2} \right) k^2 + \frac{\omega^4}{v_T^2 c_s^2} + \frac{i\omega^3}{\chi \rho c_s^2} = 0, \quad (5)$$

которое имеет два решения, отвечающих модифицированным звуковым и тепловым волнам /II-14/:

$$R_{1,2} = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{i\eta}{\gamma} + \xi \eta^2 \mp \frac{i\eta}{\gamma} \sqrt{1 - \alpha^2 \eta^2 - 2i b \eta} \right) \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

Здесь k - волновое число, ω - частота, $R = \frac{c_T k}{\Omega}$ - безразмерное воз-

новое число, $\Omega_2 = c_s^2 / \chi \rho$ - характеристическая частота, $\eta = \omega / \Omega$, $\xi = 1 + 1/V$, $a = \gamma^2 \xi - 4\gamma/V$, $b = \gamma \xi - 2$, $V = (v_s/c_s)^2$. В выражении (6) знак (+) соответствует появлению дополнительного решения R_2 , обусловленного теплопроводностью. Решения для возмущения давления и температуры в волне найдем, используя стандартный метод Фурье:

$$p' = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p^*(\omega, x) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (7)$$

$$T' = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T^*(\omega, x) e^{-i\omega t} d\omega,$$

где при $x > 0$, $p^*(\omega, x) = C_1(\omega) e^{ik_1 x} + C_2(\omega) e^{ik_2 x}$, а связь $T^*(\omega, x)$ с величиной $p^*(\omega, x)$ нетрудно найти из уравнений (3). Величины $C_1(\omega)$ и $C_2(\omega)$ определяются из граничных условий. В дальнейшем для удобства при численных и аналитических расчетах условимся задавать на границе $x = 0$ в зависимости от постановки задачи либо давление, либо температуру в виде импульса гауссовской формы.

Рассмотрим задачу о возбуждении тепловых волн звуковым источником $x = 0$, $p' = p_m \exp[-(t/t_m)^2]$, где p_m - амплитуда давления, t_m - постоянная времени. Для определения величин $C_1(\omega)$ и $C_2(\omega)$ необходимо задание второго граничного условия для температуры, но прежде найдем связь величин $p^*(\omega, x)$ и $T^*(\omega, x)$. Из уравнений (3) и формул (7) имеем:

$$x > 0, T^*(\omega, x) = \frac{\beta}{\alpha \kappa_T^2} \left[\frac{d^2 p^*(\omega, x)}{dx^2} + \kappa_T^2 p^*(\omega, x) \right], \quad (8)$$

где $\kappa_T = \omega / c_T$. Из (7) и (8) для двух предельных процессов возбуждения, а именно, изотермического:

$$x = 0, p^* = p_m t_m \sqrt{\pi} \exp\left[-\left(\frac{\omega t_m}{2}\right)^2\right], \frac{d^2 p^*}{dx^2} = -\kappa_T^2 p^*, T^* = 0$$

и адиабатического:

$$x = 0, p^* = p_m t_m \sqrt{\pi} \exp\left[-\left(\frac{\omega t_m}{2}\right)^2\right], \frac{d^2 p^*}{dx^2} = -\kappa_s^2 p^*, T^* = \frac{\beta}{\alpha \gamma} (\gamma - 1) p^*,$$

где $\kappa_s = \omega/c_s$, получаем решения, определяющие ρ' и T' в следующем виде:

$$\rho' = \frac{\rho_m}{\sqrt{\pi \nu}} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{\eta^2}{4\nu^2}}}{R_2^2 - R_1^2} \left[(R_2^2 - g\eta^2) e^{i(R_1 z - \eta \bar{t})} + (g\eta^2 - R_1^2) e^{i(R_2 z - \eta \bar{t})} \right] d\eta \right\}, \quad (9)$$

$$T' = \frac{\beta \rho_m}{\alpha \sqrt{\pi \nu}} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{\eta^2}{4\nu^2}}}{\eta^2 (R_2^2 - R_1^2)} \left[(R_2^2 - g\eta^2)(\eta^2 - R_1^2) e^{i(R_1 z - \eta \bar{t})} + (\eta^2 - R_2^2)(g\eta^2 - R_1^2) e^{i(R_2 z - \eta \bar{t})} \right] d\eta \right\} \quad (10)$$

Здесь $\bar{t} = t\Omega$, $z = x\Omega/c_s$, $\nu = (t_m\Omega)^{-1}$, $g = 1$ - для изотермического процесса возбуждения, $g = 1/\gamma$ - для адиабатического.

Рассмотрим теперь генерацию звука тепловым источником $x = 0$, $T' = T_m \exp[-(t/t_m)^2]$. В данной постановке необходимо задать граничное условие для возмущения давления. Из уравнений (3) и формул (7) имеем:

$$x > 0, \quad \frac{1}{\kappa_0^2} \frac{d^2 T^*(\omega, x)}{dx^2} + T^*(\omega, x) = \frac{\beta}{\alpha} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \rho^*(\omega, x), \quad (II)$$

где $\kappa_0^2 = \frac{\gamma \omega^2}{\nu_s^2} (1 + \frac{i}{\omega t})$. Считая процесс возбуждения звука изобарическим:

$$x = 0, \quad T^* = T_m t_m \sqrt{\pi} \exp\left[-\left(\frac{\omega t_m}{2}\right)^2\right], \quad \frac{1}{\kappa_0^2} \frac{d^2 T^*}{dx^2} + T^* = 0, \quad \rho^* = 0,$$

получаем решения для ρ' и T' в следующем виде:

$$\rho' = \frac{\alpha \gamma T_m}{\beta (\gamma - 1) \sqrt{\pi \nu}} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} e^{-\frac{\eta^2}{4\nu^2}} \frac{(\rho^2 - R_2^2)(\rho^2 - R_1^2)}{\rho^2 (R_1^2 - R_2^2)} (e^{iR_1 z} - e^{iR_2 z}) e^{-i\eta t} d\eta \right\}, \quad (12)$$

$$T' = \frac{T_m}{\sqrt{\pi\gamma}} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{\eta^2}{4\gamma^2}}}{R_1^2 - R_2^2} \left[(P^2 - R_2^2) e^{iR_1 z} + (R_1^2 - P^2) e^{iR_2 z} \right] e^{-i\eta t} d\eta \right\}, \quad (13)$$

где $\rho^2 = \left(1 + \frac{iV}{\gamma\eta}\right) \eta^2/V$. При адиабатическом процессе возбуждения звука^{*}:

$$x = 0, \quad T^* = T_m t_m \sqrt{\pi} \exp\left[-\left(\frac{\omega t_m}{2}\right)^2\right], \quad \frac{d^2 T^*}{dx^2} = 0, \quad \rho^* = \frac{\gamma d}{\gamma - 1} \frac{T^*}{\beta}$$

и решения для ρ' и T' будут следующими:

$$\rho' = \frac{\alpha \gamma T_m}{\beta(\gamma - 1)\sqrt{\pi\gamma}} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{\eta^2}{4\gamma^2}}}{P^2(R_2^2 - R_1^2)} \left[R_2^2(P^2 - R_1^2) e^{iR_1 z} - R_1^2(P^2 - R_2^2) e^{iR_2 z} \right] e^{-i\eta t} d\eta \right\}, \quad (14)$$

$$T' = \frac{T_m}{\sqrt{\pi\gamma}} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{\eta^2}{4\gamma^2}}}{R_2^2 - R_1^2} \left(R_2^2 e^{iR_1 z} - R_1^2 e^{iR_2 z} \right) e^{-i\eta t} d\eta \right\}. \quad (15)$$

Прежде чем приступить к расчетам дисперсионных характеристик (6), а также значений давления (9), (12), (14) и температуры (10), (13), (15) в волне, выясним возможные значения параметра V для различных механизмов теплопроводности. Согласно /15/, для коэффициента теплопроводности и времени релаксации одноатомного газа имеем

$$\alpha = \frac{5}{2} \mu_0(T_0) c_V, \quad \tau = \frac{3}{2} \mu_0(T_0) / \rho_0, \quad (16)$$

где $\mu_0(T_0)$ - коэффициент вязкости, ρ_0 - равновесное давление. Из (16) и (1) находим $u_s^2 = \frac{5}{3} \rho_0 / \rho_a$. Поскольку $c_V^2 = \rho_0 / \rho_a$, и для одноатомного газа $\gamma = 5/3$, то $V = 1$. Экспериментальные данные показали, что для газов V может быть и меньше единицы, так для азота $u_s = 150$ м/сек,

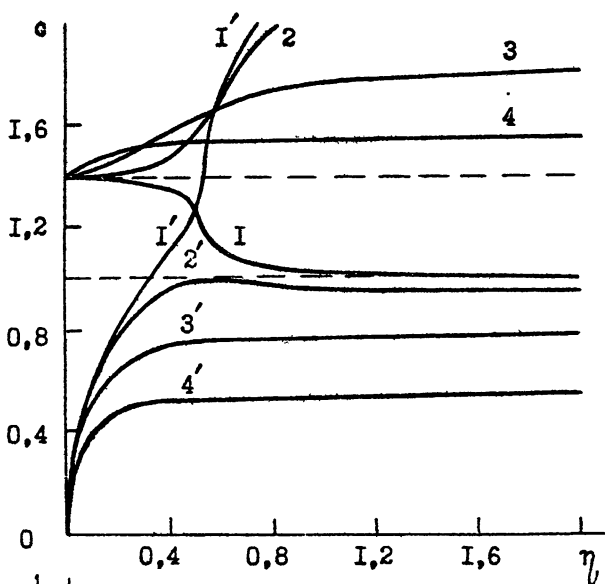
* В этом случае T_m - максимальное превышение температуры над ее равновесным значением T_0 , связано с максимумом давления p_m адиабатическим уравнением состояния.

$V = 0,04$ /7/. Следовательно, для процессов молекулярной теплопроводности в газах, $0 < V \leq 1$. В сильно разреженных газах при высоких температурах основным механизмом передачи тепла является излучение /2/. В оптически толстой среде скорость передачи тепла может быть как меньше, так и больше скорости звука, т.е. $V \geq 1/16$. С увеличением прозрачности среды увеличивается скорость переноса излучения, однако ее величина не может превышать значения $c/\sqrt{3}$, где c - скорость света /16/. В предельном случае ультрарелятивистского газа $C_s = c\sqrt{3}/17$, поэтому $V = 1$. Для твердых и жидких диэлектрических сред, где перенос тепла осуществляется в основном через фононный газ, можно считать по аналогии с волнами второго звука в жидком гелии /1/, что тепловые волны представляют собой согласованное распространение возмущений плотности в фононном газе, поэтому $V \leq 1/3$ /3/. В металлах существуют два независимых способа передачи тепла: свободными электронами и тепловыми колебаниями решетки. В области температур выше дебаевской теплопроводность определяется в основном свободными электронами, следовательно $V \geq 1$. Заметим, что дисперсионные характеристики волн в твердом теле можно получить из (6), сделав формальную замену параметров χ , a , b , ξ на следующие их значения /II-14/:

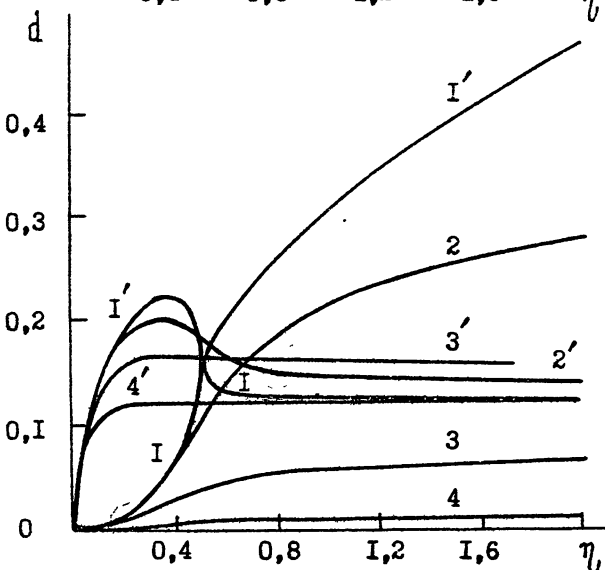
$$\begin{aligned} \chi &= (1 + \delta)^{-1}, \quad \xi = 1 + \frac{\delta}{V}, \quad V = \left(\frac{v}{c_l}\right)^2, \\ a^2 &= (\xi^2 - 4/V)\chi^2, \quad b = (\xi/\chi - 2)\chi^2, \\ \delta &= \frac{(C_p/C_v - 1)(1 + \sigma)}{1 - \sigma}, \end{aligned} \quad (17)$$

где σ - коэффициент Пуассона, c_l - скорость продольных волн, δ - определяет величину связности температурных и механических напряжений (для металлов $\delta = 10^{-2} + 10^{-1}$) /13/.

Анализ решений (6) дисперсионного уравнения (5) при различных значениях параметра V позволил установить, что предположение о бесконечной скорости теплопереноса приводит к пересечению зависимостей фазовых скоростей рис. 1а, аналогично и для коэффициентов затухания рис. 1б; учет конечной скорости теплопереноса для значений χ и V , удовлетворяющих условию $b > 0$ приводит к перезамыканию дисперсионных кривых рис. 1, в результате которого фазовая скорость обоих типов волн уве-



a)



б)

Р и с. 1. Зависимость фазовой скорости и затухания от частоты для быстрой и медленной волн: а) фазовая скорость c , б) коэффициент затухания d . Кривые 1-4 соответствуют быстрой волне ($c = \eta / \operatorname{Re}\{R_1\}$, $d = \operatorname{Im}\{R_1\}$) и отвечают значениям $V = \infty, 5, 1, 1/3$ и $\gamma = 2$; кривые 1'-4' - медленной $c = \eta / \operatorname{Re}\{R_2\}$, $d = \operatorname{Im}\{R_2\}$ и отвечают тем же значениям V и γ . Здесь $\eta = \omega / \Omega$.

личивается с ростом частоты. Поэтому удобнее говорить о быстрых и медленных волнах /13/. Если решение R_1 отождествить с волновым числом звуковой волны, то получим результат работы /18/, а именно, скорость звуковых волн оказывается больше адиабатической скорости звука на всех частотах. Для скоростей C_1 - быстрых и C_2 - медленных волн на высоких частотах нетрудно из (6) получить следующие выражения:

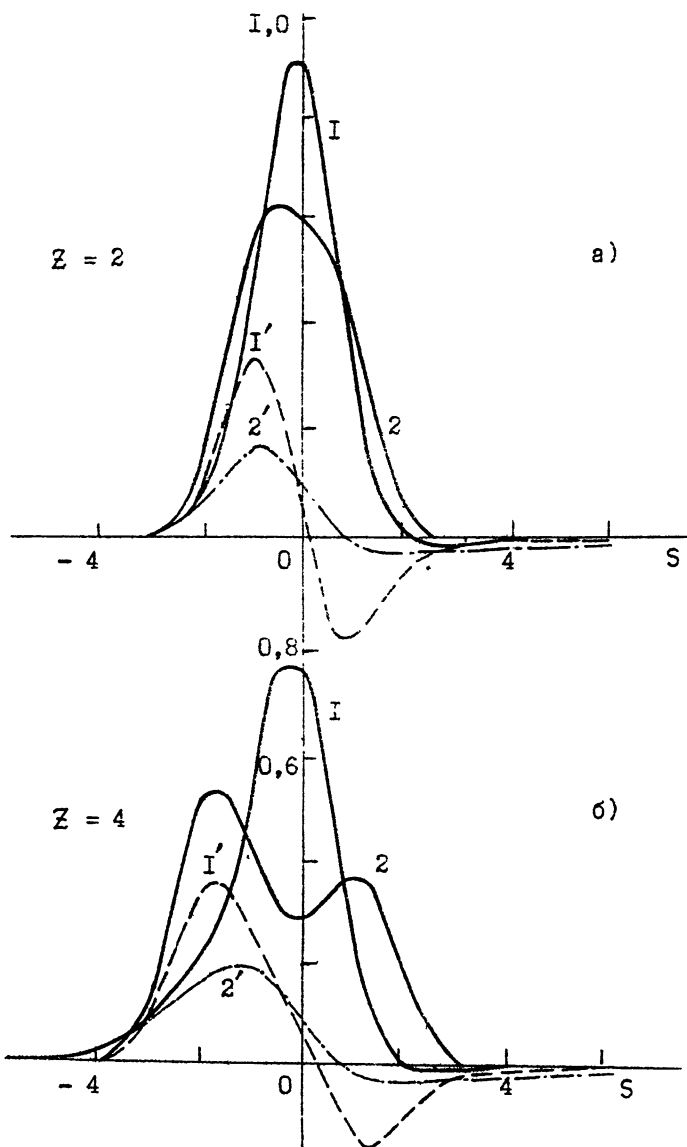
$$C_1^2 = \frac{2c_T^2}{\xi \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4}{\gamma \xi^2 V}}\right)}, \quad C_2^2 = \frac{2c_T^2}{\xi \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4}{\gamma \xi^2 V}}\right)}, \quad (18)$$

из которых при $V \gg 1$ и $V \ll 1$ находим простые зависимости C_1 и C_2 от V :

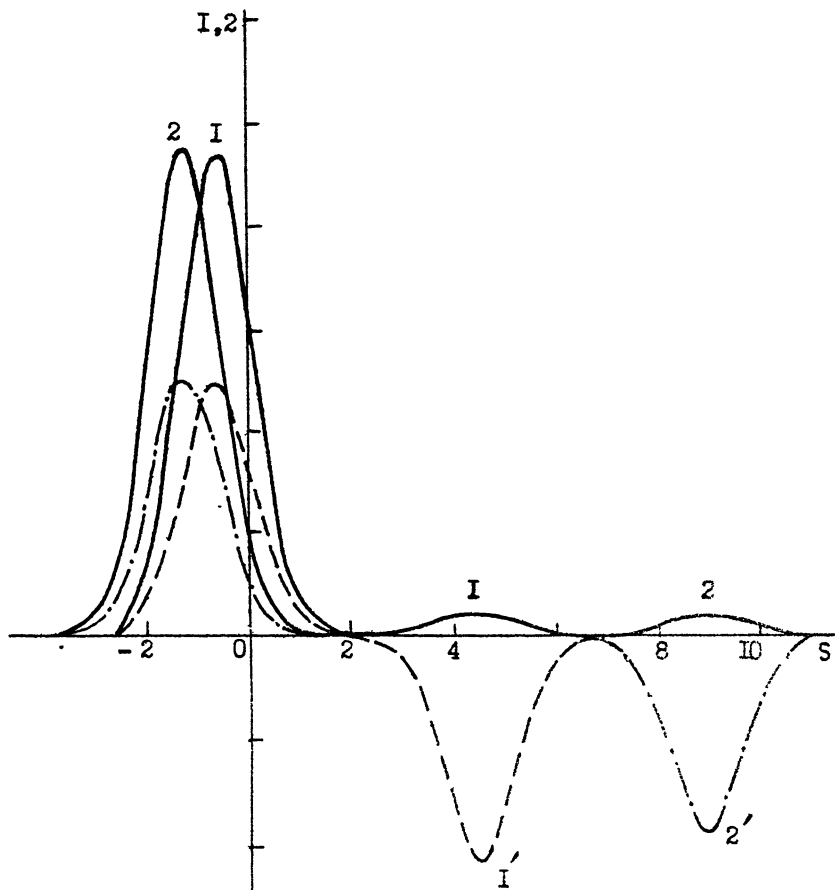
$$\left. \begin{aligned} C_1 &= c_s \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} V\right) \\ C_2 &= c_T \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} V\right) \end{aligned} \right\} V \ll 1, \quad \left. \begin{aligned} C_1 &= c_s \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{1}{V}\right) \\ C_2 &= c_T \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{1}{V}\right) \end{aligned} \right\} V \gg 1.$$

Следует отметить, что переаымыкание дисперсионных кривых (рис.1) возникает при изменении знака параметра (b), т.к. при этом изменяется знак корня $\sqrt{1 - a^2 \eta^2 - 2ib\eta}$, вследствие того, что главное значение аргумента комплексного числа определено в области $[-\pi, \pi]$.

Численный анализ решений для звуковых (9), (12), (14) и тепловых (10), (13), (15) волн позволил сделать следующие выводы. Во-первых, на определенных расстояниях от источника при изотермическом процессе возбуждения звука уменьшение параметра V приводит к появлению второго максимума давления, причем, амплитуда первого максимума увеличивается, а второго - уменьшается с уменьшением V . В температурной волне увеличивается амплитуда фазы нагревания и охлаждения (см.рис.2). Дальнейшее уменьшение параметра V приводит к разделению волн ρ' (9) и T' (10) на быстрые и медленные (рис.3). Во-вторых, при адиабатическом возбуждении звука аналогичные вариации параметра V приводят к более заметным качественным изменениям формы импульсов давления (9) и темпера-



Р и с. 2. Изотермический процесс возбуждения звука. Кривые 1,2 отвечают волне давления p'/p_m для $V=\infty$ и $V=1$ соответственно, $s = t - z$. Кривые 1' и 2' - тепловой волне $T'/\beta p_m$ для тех же значений V и $\gamma=2$, $\nu=1$.

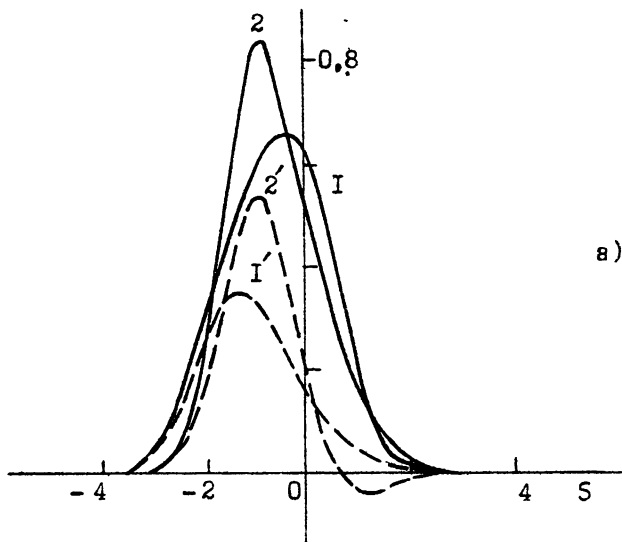


Р и с. 3. Изотермический процесс возбуждения звука в среде с низкой скоростью распространения тепла. Кривые 1, 2 отвечают волне давления p'/p_m для $z = 2$ и $z = 4$ соответственно при $V = 0, 1$ и $\gamma = 2$, $\nu = 1$; $S = t - z$. Кривые 1', 2' отвечают тепловой волне $T'/\beta p_m$ для тех же значений z , V и γ .

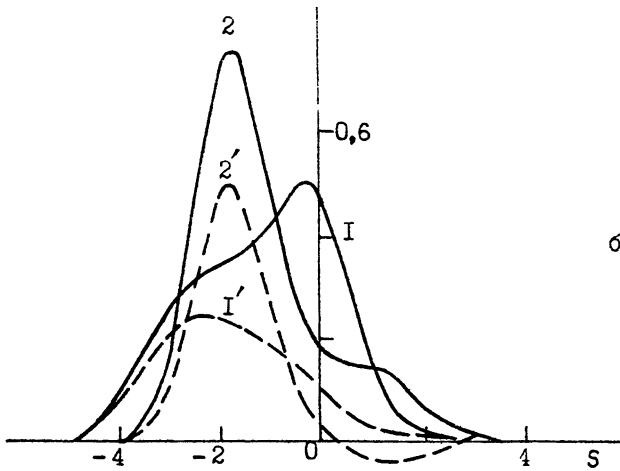
туры (10) (рис.4). В-третьих, предвестник перед фронтом волны давления и температуры является монотонно спадающей функцией времени при любых $\gamma \geq 1$ и $I/V \geq 0$ (рис.2, 3, 4, 5), что согласуется с приближенными расчетами /12/ и с автомодельными решениями /19/. Следовательно, в отличие от /5, 6/, где решение приводится в виде, не учитывающем второй корень R_2 (6) дисперсионного уравнения (5) импульс давления в среде с высокой теплопроводностью не распадается на осциллирующий низкочастотный предвестник и высокочастотный пик. Поэтому при учете нелинейных эффектов невозможно образование двух ударных фронтов: в пике и в предвестнике для $I/V = 0$ /20/. В-четвертых, на определенном расстоянии от источника, при тепловом изобарическом процессе возбуждения звука (12) уменьшение V приводит к увеличению амплитуды фазы сжатия и уменьшению амплитуды фазы разрежения рис. 5. Наблюдается увеличение амплитуд обоих максимумов в тепловой волне (13) (см. рис.5). При тепловом адиабатическом процессе возбуждения результаты расчетов ρ' и T' по формулам (14), (15) совпадают с расчетами по формулам (9), (10), где $q = I/\gamma$, несмотря на различие в подынтегральных выражениях.

Интересно отметить, что при конечных значениях параметра V фаза охлаждения в тепловой волне формируется для всех процессов возбуждения звука и становится заметнее с уменьшением V в определенных пределах (см. рис.2, 3, 4, 5). Фаза охлаждения в волнах второго звука (незатухающие тепловые волны /1/) наблюдалась в экспериментах при тепловом возбуждении звука в жидком гелии /21/. Ее существование в /21/ объясняется отличием фронта тепловой волны от плоского, т.е. дифракционными эффектами по аналогии с существованием фазы разрежения в цилиндрических и сферических импульсах давления /1/. Хотя, как отмечалось выше, при конечных значениях V , характерных для жидкого гелия ($V \lesssim 1/3$), на определенных расстояниях от источника фаза охлаждения формируется даже в плоской тепловой волне. Кроме того, в определенной области расстояний наблюдается увеличение амплитуды фазы охлаждения, в то время как амплитуда фазы нагревания уменьшается вследствие затухания (см., например, рис.5).

В заключение рассмотрим сильно разреженную среду $\rho_0 \rightarrow 0$, где решение для ρ' (9) и T' (10) можно получить в аналитическом виде. При $\rho_0 \rightarrow 0$, в уравнении теплопроводности (3) можно пренебречь членом $\rho_0 c_v \frac{\partial T}{\partial t}$ /7/. В этом приближении, которое в /22/ считается не вполне обоснованным, из (5) следует простое дисперсионное уравнение



а)

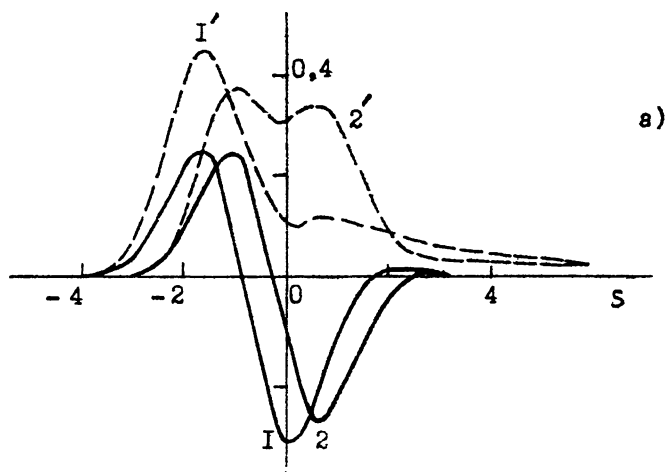


б)

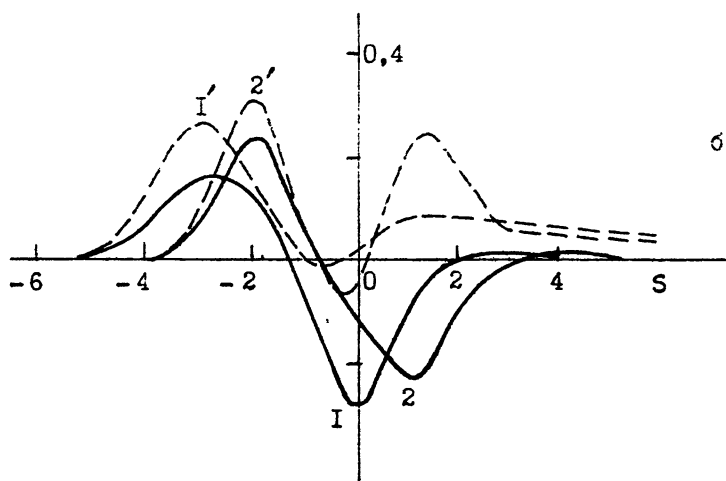
Р и с. 4. Адиабатический процесс возбуждения звука. Кривые 1, 2 отвечают волне давления p'/p_m для $V=\infty$ и $V=1$ соответственно, $S = \bar{t} - z$. Кривые 1', 2' - тепловой волне $T'/\beta p_m$ для тех же значений V и $\gamma = 2$, $\nu = 1$:

а) $z = 2$,

б) $z = 4$.



а)



б)

Р и с. 5. Изобарический процесс возбуждения звука. Кривые 1, 2 отвечают волне давления $p \beta (\gamma - 1) / \alpha T_m \gamma$ для $V = 100$ и $V = 1$ соответственно, $s = t - z$. Кривые 1', 2' - тепловой волне T'/T_m для тех же значений V и $\gamma = 2$, $\nu = 1$:

а) $z = 2$, б) $z = 4$.

$$K^4 - \frac{\xi \omega^2}{c_T^2} K^2 + \frac{\omega^4}{v_s^2 c_T^2} = 0,$$

решением которого является быстрая $R_1 = \eta \frac{c_T}{c_1}$ и $R_2 = \eta \frac{c_T}{c_2}$ - медленная волна. Скорости c_1 и c_2 определяются из (18). Учитывая сказанное, из (9) и (10) получаем простые временные зависимости:

$$p' = p_m \left\{ \frac{1 - g a_2^2}{1 - (a_2/a_1)^2} A + \frac{g a_1^2 - 1}{(a_1/a_2)^2 - 1} B \right\}, \quad (19)$$

$$T' = \frac{\beta}{\alpha} p_m \left\{ \frac{(1 - g a_2^2)(a_1^2 - 1)}{a_1^2 - a_2^2} A + \frac{(a_2^2 - 1)(g a_1^2 - 1)}{a_1^2 - a_2^2} B \right\}, \quad (20)$$

$$A = \exp \left[- \left(\frac{t - z/a_1}{\gamma} \right)^2 \right], \quad B = \exp \left[- \left(\frac{t - z/a_2}{\gamma} \right)^2 \right], \quad a_1 = \frac{c_1}{c_T}, \quad a_2 = \frac{c_2}{c_T}.$$

Простой анализ коэффициентов при временных функциях A и B в выражениях (19), (20) показывает, что при конечных значениях параметра V волна давления (19) имеет два максимума, в тепловой волне (20) за повышением температуры следует область охлаждения (см., аналогично рис. 2, 3). Для заданного значения V амплитуда дополнительного экстремума в (19) и (20) больше при изотермическом процессе возбуждения импульса давления (см. рис. 2 б и рис. 4 б).

Л и т е р а т у р а

- I. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Изд-во Гостехтеориздат, 1954.
2. Бай Ши-и. Динамика излучающего газа. М.: Изд-во Мир, 1968.
3. Прокофьев В.А. Расщепление пространственных начальных возмущений в излучающем газе. - Докл. АН СССР, 1974, т.217, № 6, с.1274-1276.
4. Smith P.W., Jr. Effect of heat radiation on sound propagation in gases. - J. Acoust. Soc. Amer., 1957, v.29, №6, p.693-698.
5. Лернер А.М., Фридман В.Е. Распространение акустического импульса в излучающем газе с высокой теплопроводностью. П. Всес. конф. Динамика излучающего газа. Изд-во МГУ, 1975, с.31-32.
6. Лернер А.М., Фридман В.Е. Распространение акустического импульса в среде с высокой теплопроводностью. - Акуст.ж., 1976, т.22, № 3, с.456-457.
7. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Изд-во Высшая школа, 1967.
8. Ackerman C.C., Bertman B., Fairbank H.A., Guyer R.A. Second sound in solid helium. - Phys.Rev.Letters, 1966, v.16, №18, p.789 - 791.
9. Chester M. Second sound in solids. - Phys.Rev., 1963, v.131, № 5, p. 2013 - 2015.
10. Brown J.B., Chung D.Y., Matthews P.W. Heat pulses at low temperatures. - Phys.Letters, 1966, v.21, № 3, p.241-242.
- II. Achenbach J.D. The influence of heat conduction on propagating stress jumps. - J.Mech.Phys.Solids, 1968, v.16, №4, p.273-282.
12. Lord H.W., Shulman Y. A generalized theory of thermoelasticity. - J.Mech.Phys.Solids, 1967, v.15, № 5, p.299-309.

13. Попов Е.Б. Динамическая связанная задача термоупругости для полупространства с учетом конечности скорости распространения тепла. - ПММ, 1967, т.31, № 2, с.328-334.
14. Крылович В.И., Дербан В.И. Термическая генерация упругих колебаний с учетом конечной скорости распространения тепла. - ИЖ, 1975, т.29, № 3, с.538-543.
15. Бубнов В.А. Молекулярно-кинетическое обоснование уравнения переноса тепла. - ИЖ, 1975, т.28, № 4, с.670-676.
16. Компанец А.С. Физико-химическая и релятивистская газодинамика. М.: Изд-во Наука, 1977.
17. Синдж Д.Л. Релятивистский газ. М.: Изд-во Атомиздат, 1960.
18. Перепечко И.И. О распространении звука в теплопроводной среде. - Акуст.ж., 1964, т.10, № 3, с.335-337.
19. Rosenar P., Frankental S. Shock disturbances in a thermal-ly conducting solar wind.-Astrophys.J.,1976,v.208,N2(2),p. 633 - 637.
20. Лернер А.М., Фридман В.Е. Модельные уравнения нелинейной акустики сред с высокой теплопроводностью. - Акуст.ж.,1978, т.24, № 2, с.228-237.
21. Межев-Деглин Л.П., Изнанкин А.Ю., Мчнев В.П. Наблюдение ударных волн разрежения второго звука в сверхтекучем гелии. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, № 3, с.217-222.
22. Булыга А.В. О применимости гиперболического уравнения теплопроводности к описанию закономерностей переноса в разреженных газах. - Докл. АН СССР, 1970, т.14, № 12, с.1078-1081.

Дата поступления статьи
24 мая 1988 г.

Юрий Васильевич Петухов

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЙ СКОРОСТИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА
НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ДАВЛЕНИЯ

Подписано в печать 10.10.88г. МЦ 00932. Формат 60x84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,08 усл. печ. л.
Заказ 4753. Тираж 100. Бесплатно.

Отпечатано на ротационте НИРФИ