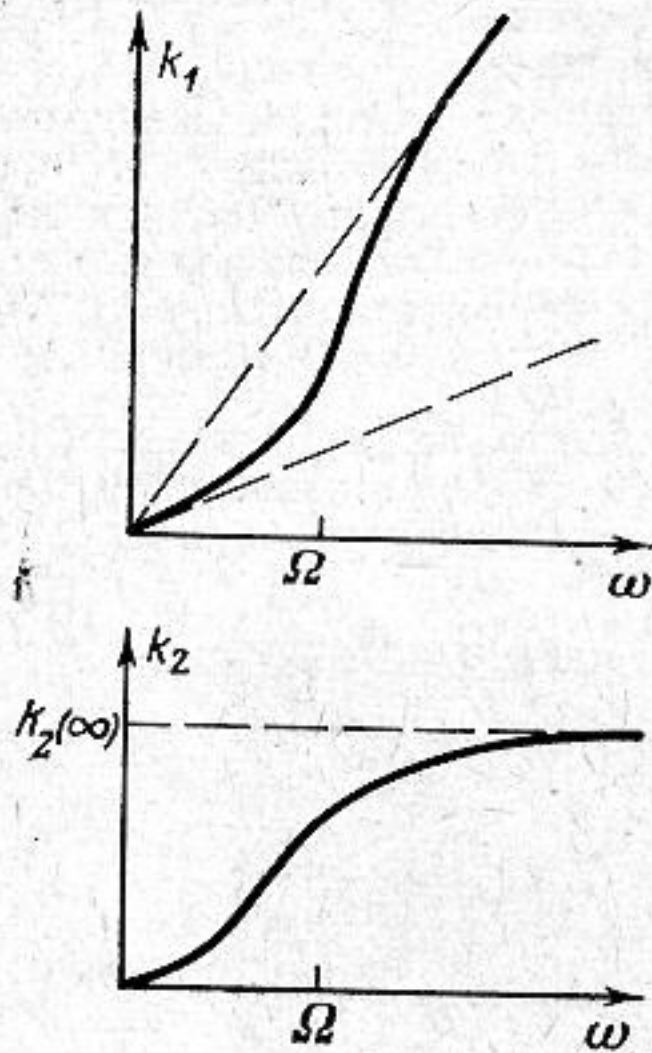


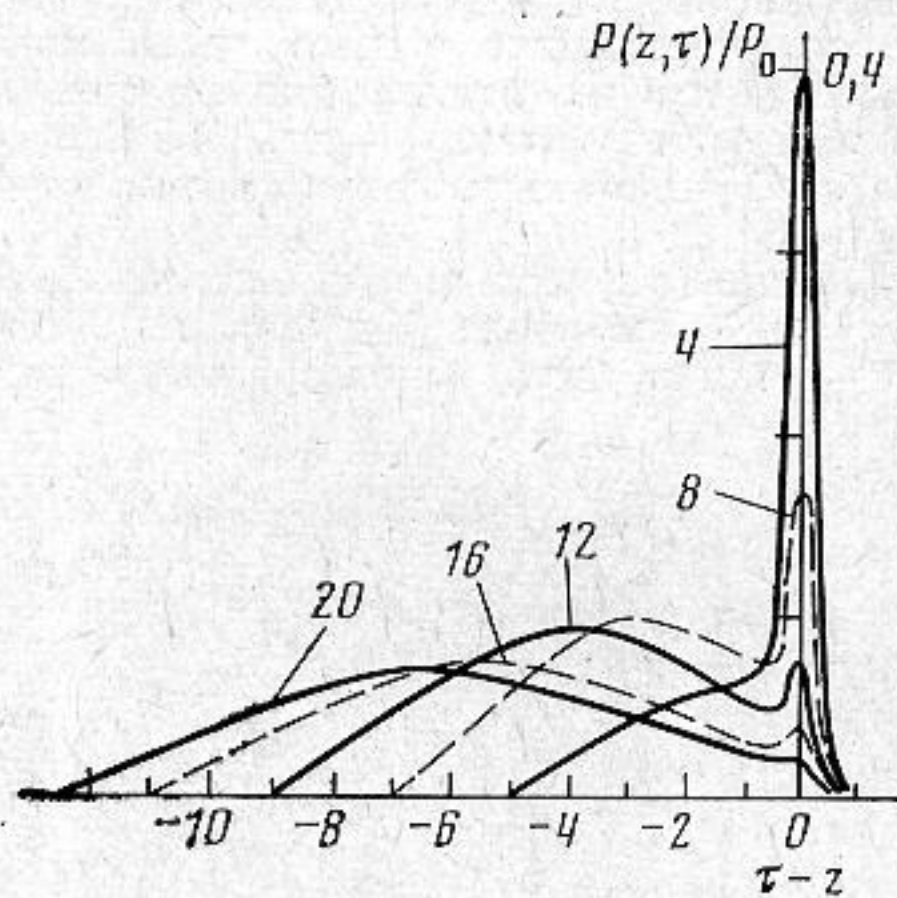
РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В СРЕДЕ С ВЫСОКОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

А. М. Лернер, В. Е. Фридман

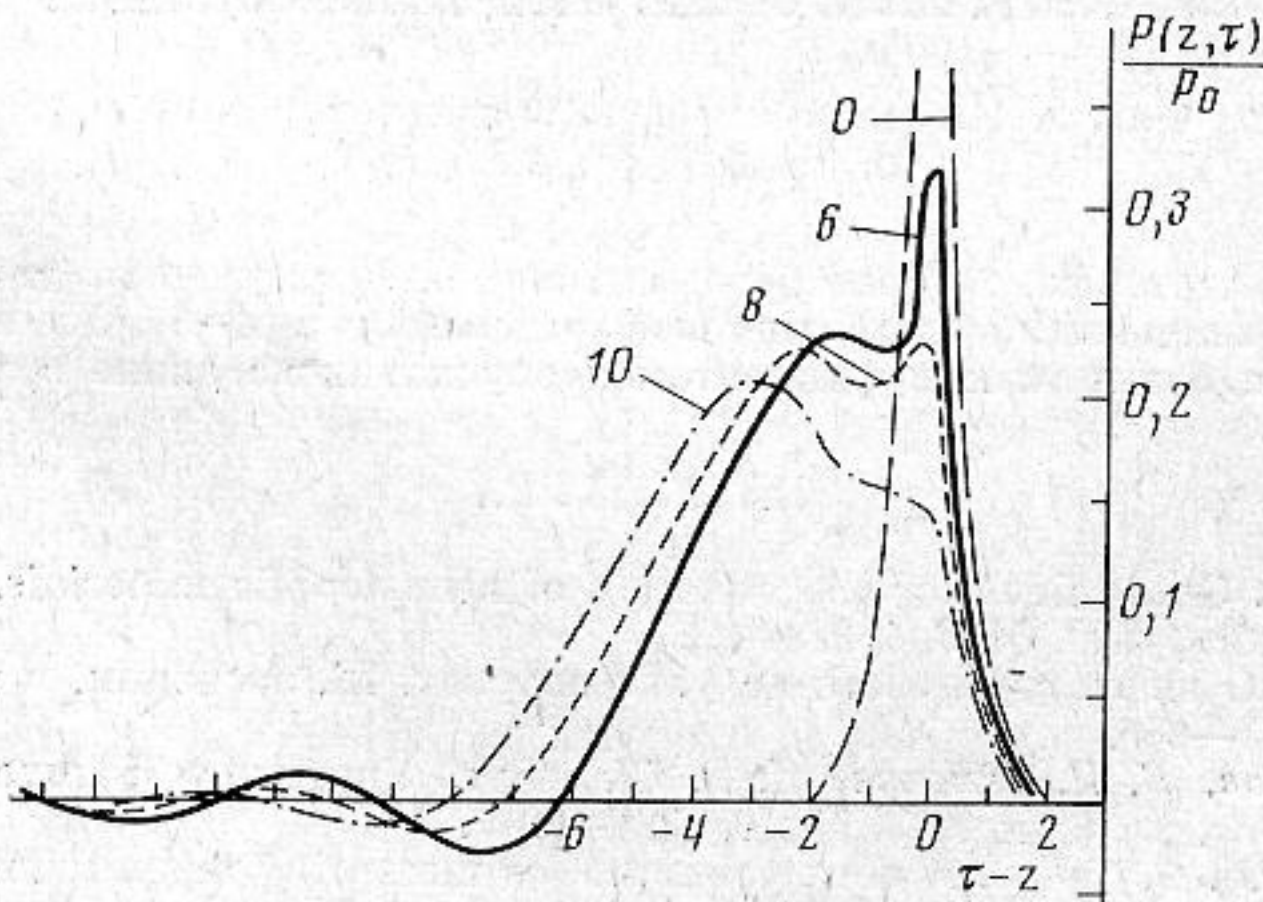
Как известно, в среде с высокой теплопроводностью при движении акустических возмущений проявляются дисперсионные эффекты, которые определяются наличием характерного масштаба переноса тепла [1, 2]. Здесь рассматривается задача о распространении акустического импульса в газе с высоким значением коэффициента теплопроводности. Такая модель достаточно хорошо описывает, например, оптически толстый слой газа, находящегося в поле собственного или стороннего излучения (приближение Росселанда), когда излучение можно рассматривать в диффузионном приближении [2-4].



Фиг. 1



Фиг. 3



Фиг. 2

Фиг. 1. Дисперсионная кривая $k_1 = \text{Re } k(\omega)$ и декремент затухания $k_2 = \text{Im } k(\omega)$. На малых частотах ($\omega \ll \Omega$) акустическое возмущение распространяется со скоростью c_s ; декремент затухания пропорционален ω^2 . На больших частотах ($\omega \gg \Omega$) скорость распространения — c_T , затухание частотно-независимое; $k_2(\infty) = (\gamma - 1)c_T/2\gamma\chi$

Фиг. 2. Изменение формы импульса при распространении ($\gamma=2$). Величины безразмерного расстояния z указаны на графике. Исходная ширина спектра $\nu=2$

Фиг. 3. Формы импульсов при $\gamma=2$, $\nu=5$. Расстояния указаны на графике

Линеаризуя исходные уравнения газодинамики, можно получить следующее дисперсионное уравнение для зависимости волнового числа k от частоты ω [1]:

$$(1) \quad k^4 - \left(\frac{i\omega}{\chi} + \frac{\omega^2}{c_T^2} \right) k^2 + \frac{i\omega^3}{\chi c_S^2} = 0.$$

Здесь c_T и c_S — изотермическая и адиабатическая скорости звука, $c_S^2 = \gamma c_T^2$, χ — коэффициент температуропроводности, γ — показатель адиабаты. Характерную частоту, связанную с масштабом переноса тепла, можно определить как $\Omega = c_T^2 / \chi$. Для малых и больших (относительно Ω) частот существуют асимптотические решения уравнения (1) [1, 2]. Низкочастотные спектральные компоненты акустического возмущения распространяются с адиабатической скоростью звука c_S , декремент затухания в этом случае мал и пропорционален ω^2 . Скорость высокочастотных компонент c_T меньше, а их декремент затухания выше и не зависит от частоты (фиг. 1). Следовательно достаточно короткое акустическое возмущение (если $\gamma \neq 1$) при распространении разобьется на медленно затухающий низкочастотный «предвестник» и экспоненциально затухающий высокочастотный «пик». Покажем это на примере одномерного распространения гауссова импульса, ограничиваясь в (1) решением, соответствующим одной бегущей волне, запишем интеграл Фурье для возмущения давления в любой точке пространства:

$$(2) \quad P(z, \tau) = p_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{v} \int_0^{\infty} e^{-\xi^2/2v^2} \cos[\xi\tau - \kappa_1(\xi)z] e^{-\kappa_2(\xi)z} d\xi.$$

Здесь p_0 — амплитуда волны давления в точке $x=0$, $v = \Delta/\Omega$, Δ — начальная ширина спектра сигнала, $\tau = \Omega t$, $z = \Omega x / c_T$, $\kappa_1 = \frac{c_T}{\Omega} \operatorname{Re} k(\omega)$, $\kappa_2 = \frac{c_T}{\Omega} \operatorname{Im} k(\omega)$. При малой на-

чальной ширине спектра ($v \ll 1$) из (2) можно получить аналитическое решение, из которого следует, что импульс при движении расплывается, оставаясь гауссовым, а его амплитуда уменьшается как $z^{-1/2}$. Изменение формы импульса происходит при большей величине v , однако на больших расстояниях форма импульса при любой начальной ширине спектра вновь становится гауссовой. Выявление особенности влияния дисперсии можно получить из численного решения интеграла (2). При увеличении ширины спектра ($v \approx 1$) начинают проявляться дисперсионные эффекты: появляются низкочастотные осцилляции малой амплитуды перед профилем волны (фиг. 2) и искажается форма импульса, что особенно сильно сказывается вблизи точки $\tau - z = \Omega^{-1}$ (фиг. 2, 3). (Профили импульса на фиг. 2 и 3 указываются в системе координат, движущейся со скоростью c_T). С увеличением v искажения импульса становятся более заметными; появляется «предвестник», амплитуда которого уменьшается как $z^{-1/2}$, и формируется узкий «пик», распространяющийся со скоростью c_T . На большом расстоянии, как указывалось, форма импульса вновь становится близкой к исходной (фиг. 3). Отметим, что рост γ вызывает увеличение дисперсии, вследствие чего искажения формы импульса начинаются на меньших расстояниях. Перечисленные особенности могут оказаться важными для понимания роли различных факторов (поглощения, дисперсии, нелинейности) при распространении акустических сигналов в средах с высокой теплопроводностью.

Авторы благодарят К. А. Горшкова, Л. А. Островского, Е. Н. Пелиновского за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Механика сплошных сред*. М., Гостехтеориздат, 1954.
2. Бай Ши-и. *Динамика излучающего газа*. М., «Мир», 1968.
3. В. А. Прокофьев. Расщепление пространственных начальных возмущений в излучающем газе. Докл. АН СССР, 1974, 217, 6, 1274—1276.
4. А. М. Лернер, В. Е. Фридман. Распространение акустического импульса в излучающем газе с высокой теплопроводностью. II Всес. конф. Динамика излучающего газа. Изд-во МГУ, 1975, стр. 31—32.

Научно-исследовательский радиофизический институт, Горький

Поступила
22 октября 1975 г.