

Краткие сообщения

01;03;08

К вопросу о длине образования разрыва в акустически активной среде

© Н.Е. Молевич

Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева,
443086 Самара, Россия
e-mail: molevich@mb.ssau.ru

(Поступило в Редакцию 11 апреля 2001 г.)

Найдена длина образования разрыва при распространении высокочастотного газодинамического возмущения в термодинамически неравновесной газовой среде.

Газодинамика термодинамически неравновесных сред, таких как колебательно-возбужденный газ, неизотермическая плазма, химически активная смесь и других с объемным источником тепловыделения, является в настоящее время предметом многочисленных экспериментальных исследований и теоретических работ. Известно, что в этих средах коэффициент второй (объемной) вязкости может инвертироваться и среда становится акустически активной [1,2]. Акустическая активность сред приводит к существенному изменению структуры и динамики нелинейных волн, в ней распространяющихся.

Одной из важнейших характеристик нелинейной акустики является длина образования разрыва L_b . В частности, эта величина определяет эффективную длину, в пределах которой возможны плосковолновые приближения, например, в задачах самовоздействия звука или рассеяния звуковых волн на волнах другой природы. В [2] показано, что в акустически активной среде разрыв должен образовываться на меньшей длине. В настоящей работе предлагается простая формула записи L_b , полученная с помощью методики, развитой в [3].

Известно, что распространение высокочастотных возмущений в релаксирующей среде описывается с точностью до величин второго порядка малости уравнением Бюргерса с источником в виде [1–3]

$$V_Y + \Psi_\infty V V_Z = \mu V_{ZZ} - \alpha_\infty u_\infty V, \quad (1)$$

где V — возмущение газодинамической скорости в акустической волне (уравнения для возмущений других величин аналогичны); $Z = X - u_\infty t$; $y = \Theta t$; $\Theta \ll 1$ — величина первого порядка малости; X, t — координата и время; $\Psi_\infty = (\gamma_\infty + 1)/2$ — коэффициент гидродинамической нелинейности; γ_∞ — показатель адиабаты; μ — вязкостно-теплопроводностный диссипативный коэффициент;

$$\alpha_\infty = \frac{\xi_0 C_{V0}^2}{2\rho_0 C_{V\infty}^2 u_\infty^3 \tau^2}$$

— высокочастотный диссипативный коэффициент, обусловленный наличием в среде релаксационного процес-

са с временем релаксации τ ; ρ_0 — плотность среды; $C_{V0}, C_{V\infty}$ — равновесная и замороженная теплоемкости при постоянном объеме; u_∞ — замороженная скорость звука; ξ_0 — низкочастотный коэффициент второй вязкости; в неравновесной среде возможно $\xi_0 < 0$ и, как следствие, $\alpha_\infty < 0$, т.е. акустическая активность среды.

Решение уравнения (1) при $\mu \rightarrow 0$ и начальном возмущении $V(y = 0, z) = V_0 \sin(\omega Z/u_\infty)$, где ω — частота, можно представить в виде

$$\frac{\omega Z}{u_\infty} = \arcsin \beta - \frac{\beta}{\alpha_\infty L_b^e} [1 - \exp(-\alpha_\infty u_\infty y)], \quad (2)$$

где $\beta = V \exp(\alpha_\infty u_\infty y)/V_0$; $L_b^e = u_\infty^2/\Psi_\infty V_0 \omega$ — известное выражение для длины образования разрыва при $\alpha_\infty = 0$ [3].

Легко убедиться, что выражение (2) является решением (1) как при $\alpha_\infty > 0$, так и при $\alpha_\infty < 0$. Согласно виду (2), разрыв начинает формироваться при

$$\frac{1}{\alpha_\infty L_b^e} [1 - \exp(-\alpha_\infty u_\infty y)] \approx 1,$$

откуда длина образования разрыва

$$L_b \approx -\frac{\ln(1 - \alpha_\infty L_b^e)}{\alpha_\infty}.$$

Таким образом, зная величину инкремента α_∞ , можно легко оценить величину L_b при распространении исходного высокочастотного газодинамического возмущения в акустически активной среде.

Список литературы

- [1] Молевич Н.Е., Ораевский А.Н. // Тр. ФИАН. 1992. Т. 222. С. 45–95.
- [2] Осипов А.И., Уваров А.В. // УФН. 1992. Т. 162. N 11. С. 1–42.
- [3] Khokhlov R.V., Soluyan S.I. // Acustica. 1964. Vol. 14. N 5. P. 241–246.