

01;03

## Профиль температуры во фронте ударной волны в стационарно неравновесном колебательно-возбужденном газе

© Р.Н. Галимов,<sup>1</sup> В.Г. Макарян,<sup>1</sup> Н.Е. Молевич<sup>2</sup><sup>1</sup> Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева,  
443086 Самара, Россия<sup>2</sup> Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,  
443011 Самара, Россия  
e-mail: molevich@fian.smr.ru

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2006 г.)

Исследовано изменение температурного профиля в ударной волне, распространяющейся в колебательно-возбужденном газе, в зависимости от ее скорости и степени неравновесности газа.

PACS: 43.25.Cb, 43.40.Jc

В [1–3] была рассмотрена структура профиля плотности во фронте стационарной ударной волны, распространяющейся по стационарно неравновесному колебательно-возбужденному газу с экспоненциальной моделью релаксации вида

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_e - E}{\tau(T, \rho)} + Q, \quad (1)$$

где  $E$  — колебательная энергия в расчете на одну молекулу;  $E_e$  — ее равновесное значение;  $\tau$  — время колебательной релаксации;  $Q$  — мощность источника накачки (в расчете на одну молекулу);  $\rho$ ,  $T$  — плотность и температура газа. Предполагается, что время релаксации уменьшается с ростом температуры. Для этой модели было показано, что имеются две критические скорости, определяемые параметрами неравновесной среды ( $D_{cr1}$ ,  $D_{cr2}$ ), одна из них определяет условие устойчивости ударной волны:  $D > D_{cr1}$ , где  $D$  — скорость ударной волны. Скорость  $D_{cr2}$  определяет тип профиля плотности за ударно-волновым скачком (разрывом). При  $D_{cr1} < D < D_{cr2}$  происходит плавное уменьшение плотности за скачком, а при  $D > D_{cr2}$  — плавное нарастание плотности до конечного значения. При  $D = D_{cr2}$  за скачком плотность остается постоянной.

В стационарной ударной волне, распространяющейся со скоростью  $D$ , давление является монотонной функцией плотности [4]

$$\frac{P}{P_0} = 1 + \frac{D^2 \gamma_\infty}{c_\infty^2} \left( 1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right). \quad (2)$$

В результате типы профиля давления качественно аналогичны профилю плотности. Здесь нижние нулевые индексы обозначают состояние газа впереди ударной волны;  $\gamma_\infty$  — замороженный показатель адиабаты,  $c_\infty$  — замороженная скорость звука перед ударной волной.

С учетом уравнения состояния  $P = \rho T/M$  и (2) температура в стационарной волне определяется как

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\rho_0}{\rho} + \frac{D^2 \gamma_\infty \rho_0}{c_\infty^2 \rho} \left( 1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right), \quad (3)$$

т. е. является немонотонной функцией плотности. Таким образом, профиль температуры может значительно отличаться от профиля плотности. Например, пусть до прихода ударной волны газ был равновесен ( $Q = 0$ ), и состояние колебательного равновесия нарушилось только в ударной волне. Тогда плотность в ударной волне всегда будет плавно нарастать за разрывом (для слабых волн разрыва вообще может не быть) до конечного значения. Для температуры это справедливо только в отношении слабых волн, а при сильных, как хорошо известно, температура, наоборот, будет значительно падать за разрывом [4,5].

В настоящей работе исследуется профиль температуры в ударной волне в зависимости от степени неравновесности среды  $S = (E_0 - E_{e0})/T_0 = Q\tau_0/T_0$  и скорости ударной волны.

Перепишем (3) в безразмерном виде как

$$\bar{T} = (1 + \gamma_\infty \bar{D}^2) \bar{V} - \gamma_\infty \bar{D}^2 \bar{V}^2, \quad (4)$$

где  $\bar{T} = T/T_0$ ,  $\bar{V} = V/V_0$ ,  $\bar{D} = D/c_\infty$ ,  $V$  — удельный объем.

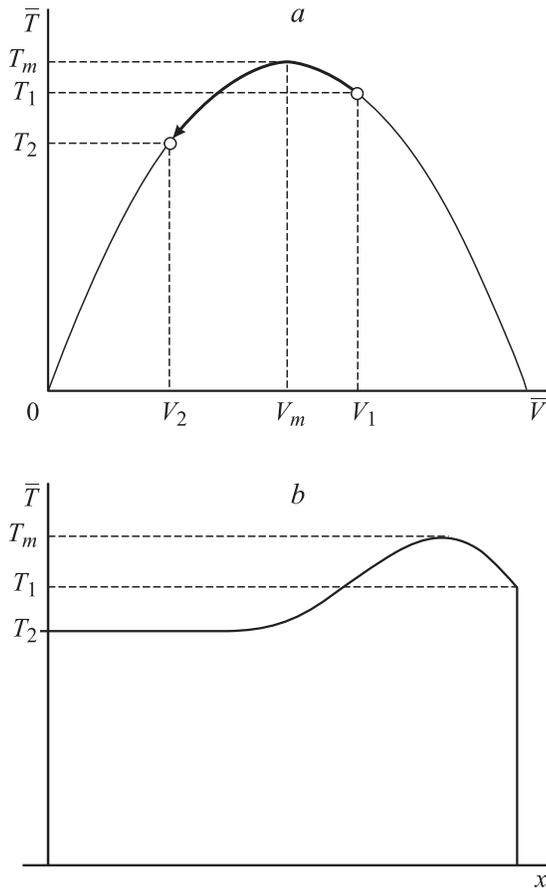
Согласно (4), зависимость  $\bar{T}(\bar{V})$  имеет вид параболы (рис. 1, а) с ветвями, направленными вниз, и максимумом

$$T_m = \frac{(1 + \gamma_\infty \bar{D}^2)^2}{4\bar{D}^2 \gamma_\infty},$$

который достигается при удельном объеме

$$V_m = \frac{1 + \gamma_\infty \bar{D}^2}{2\bar{D}^2 \gamma_\infty}.$$

Качественный вид температурного профиля полностью определяется взаимным расположением начального



**Рис. 1.** Парабола  $\bar{T}(\bar{V})$  (a) и вид температурного профиля (b), соответствующего скорости волны  $D_{cr2} < \bar{D} < D_m$  и степени неравновесности такой, что  $V_2 < V_m$ . Удельный объем монотонно уменьшается с начального значения  $V_1$  до значения  $V_m$ , затем до конечного значения  $V_2$ . При этом температура сначала повышается с начального значения  $T_1$  до максимального  $T_m$  по правой ветви параболы и затем, уже по левой ветви, понижается до  $T_2$ .

(сразу после скачка) и конечного состояний  $V_1$  и  $V_2$  на параболе  $\bar{T}(\bar{V})$ , и  $V_m$ .

Используя стандартные соотношения на разрыве [4], получаем, что удельный объем сразу после скачка определяется выражением

$$V_1 = \frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty + 1} + \frac{2}{\bar{D}^2(\gamma_\infty + 1)}.$$

При изменении скорости ударной волны от 1 до  $\infty$  значение начального объема монотонно меняется от  $V_1 = 1$  до

$$V_1 = \frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty + 1},$$

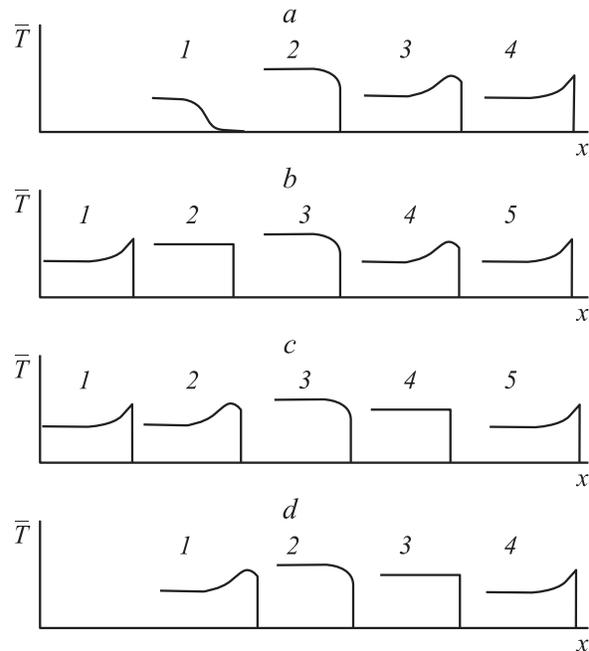
откуда следует, что состояние  $V_1 > V_m$ , т.е. будет справа от максимума параболы на рис. 1, a только для достаточно слабых ударных волн со скоростями

$$\bar{D}^2 < D_m^2 = \frac{3\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty(3 - \gamma_\infty)}.$$

Положение конечной точки  $V_2$  определяется по известным профилям плотности. Оно зависит от того, будет плотность за скачком нарастать или убывать, т.е. от величины скорости ударной волны  $\bar{D}$  и значений  $D_{cr1}$  и  $D_{cr2}$ . Критические значения скоростей растут с ростом степени неравновесности  $S$ . Аналитическое выражение для этих скоростей можно получить только в приближении слабой дисперсии, что и было сделано в [1]. С ростом  $S$  они могут превысить значение  $D_m$ .

В рамках рассматриваемой модели (1) были получены четыре различных вида температурных профилей в ударной волне: с возрастанием или убыванием температуры за скачком, без изменения температуры и с максимумом температуры. Например, ситуация, показанная на рис. 1, b, когда имеется максимум температуры после разрыва, соответствует случаю  $D_{cr2} < \bar{D} < D_m$ ,  $V_2 < V_m$ .

Важно, что начальное значение удельного объема  $V_1$  определяется только скоростью ударной волны, в то время как конечное значение объема  $V_2$  сильно зависит от начальной степени неравновесности среды. На рис. 2 показано, как происходит смена профилей при изменении скорости ударной волны и начальной степени неравновесности среды. Здесь  $c_e$  — равновесная скорость звука;  $S_{thr}$  — пороговое значение степени



**Рис. 2.** Смена профилей температуры во фронте ударной волны с ростом скорости  $\bar{D}$  при различных степенях неравновесности  $S$ : (a)  $0 \leq S \leq S_{thr}$ ; кривая 1 —  $c_e/c_\infty < \bar{D} < 1$ ; 2 —  $1 < \bar{D} < D_m$ ,  $V_2 > V_m$ ; 3 —  $1 < \bar{D} < D_m$ ,  $V_2 < V_m$ ; 4 —  $\bar{D} > D_m$ ; (b)  $S_{thr} < S < S_1$ ; кривые 1 —  $D_{cr1} < \bar{D} < D_{cr2}$ ; 2 —  $\bar{D} = D_{cr2}$ ; 3 —  $D_{cr2} < \bar{D} < D_m$ ,  $V_2 > V_m$ ; 4 —  $D_{cr2} < \bar{D} < D_m$ ,  $V_2 < V_m$ ; 5 —  $\bar{D} > D_m$ ; (c)  $S_1 < S < S_2$ ; кривые 1 —  $D_{cr1} < \bar{D} < D_m$ , 2 —  $D_m < \bar{D} < D_{cr2}$ ,  $V_2 > V_m$ ; 3 —  $D_m < \bar{D} < D_{cr2}$ ,  $V_2 < V_m$ ; 4 —  $\bar{D} = D_{cr2}$ , 5 —  $\bar{D} > D_{cr2}$ ; (d)  $S > S_2$ ; кривые 1 —  $D_{cr1} < \bar{D} < D_{cr2}$ ,  $V_2 > V_m$ ; 2 —  $D_{cr1} < \bar{D} < D_{cr2}$ ,  $V_2 < V_m$ ; 3 —  $\bar{D} = D_{cr2}$ ; 4 —  $\bar{D} > D_{cr2}$ .

неравновесности, при котором происходит изменение знака коэффициента второй вязкости, и среда становится акустически активной. В используемой модели она определяется аналитически из условия [3]:

$$S_{thr} = \frac{C}{C_{V\infty} - \frac{d \ln \tau_0}{d \ln T_0}},$$

где  $C = dE_{e0}/dT_0$ ,  $C_{V\infty}$  — замороженная теплоемкость при постоянном объеме. Величины  $S_1, S_2$  определены условиями  $D_{cr2}(S) = D_m$  и  $D_{cr}(S) = D_m$  соответственно, причем  $S_2 > S_1 > S_{thr}$ .

Согласно полученным результатам, вид температурного профиля в слабых ударных волнах зависит от начальной степени неравновесности среды  $S$ . Наоборот, для сильных ударных волн в неравновесной среде температурный профиль имеет вид, похожий на ударные волны в первоначально равновесном газе ( $S = 0$ ) с замедленным возбуждением внутренних степеней свободы: за скачком всегда происходит понижение температуры. Это связано с тем, что температура за скачком в сильной ударной волне значительно превосходит температуру невозмущенной среды  $T_1 \gg T_0$ , поэтому степень неравновесности сразу за скачком  $(E_0 - E_{e0})/T_1 \ll S$ . В результате за скачком структуры профилей плотности и температуры во фронте сильной ударной волны, распространяющейся по стационарно неравновесной среде, качественно не отличается от соответствующей структуры ударной волны в газе с релаксационным процессом (1) при  $Q = 0$ .

Работа выполнена в рамках российско-американской программы „Фундаментальные исследования и высшее образование“ (НОЦ14) при финансовой поддержке Министерства образования РФ, РАН и Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF Project SA-014-02).

## Список литературы

- [1] Макарян В.Г., Молевич Н.Е. // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 5. С. 181–191.
- [2] Макарян В.Г., Молевич Н.Е. // ЖТФ. 2005. Т. 75. С. 13–18.
- [3] Макарян В.Г., Молевич Н.Е. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2005. Т. 3 (<http://www.chemphys.edu.ru>).
- [4] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / М.: Физматгиз, 1963. 632 с.
- [5] Blythe P.A. // J. Fluid Mech. 1961. Vol. 10. Pt. 1. p. 33–47.