

[6] G i t t l e m a n J.I., R o s e n b l u m B. // Proc. IEEE. 1964. V. 52. P. 1138-1147.

[7] Т и н к х а м М. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980. 310 с.

Московский  
государственный университет  
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
5 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5  
01; 03

12 марта 1989 г.

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОФИЛЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А.М. Башлыков, В.Ю. Великодный

Структура плоской ударной волны при отсутствии физико-химических превращений является простейшим примером сильнонеравновесных течений в газовых смесях. Хотя изучение этого физического явления уже продолжается достаточно много времени, интерес к нему не ослабевает.

Исследование эффекта разделения компонентов газовой смеси в ударных волнах имеет наиболее длительную историю, и ему посвящено достаточно большое количество работ теоретического и экспериментального плана [1]. В настоящее время есть определенная ясность (по крайней мере, для бинарной смеси) в вопросе о влиянии параметров смеси и потока на величину этого эффекта. Изучению температурной неравновесности, заключающейся в появлении разных температур компонентов газовой смеси, и наличию максимума в профиле тяжелого компонента, составляющего малую примесь к легкому компоненту, посвящено значительно меньшее число работ, появившихся относительно недавно [2-4]. Более тонкие характеристики потока, такие, как продольные и поперечные температуры компонентов газовой смеси, исследовались подробно в работах [3, 4]. Рассмотрению изменения тепловых потоков и вязких напряжений в ударных волнах не уделялось заметного внимания. Отметим лишь работу [4], где для числа Маха  $M=1.58$  и модели взаимодействия молекул "твердые сферы" приведены результаты для парциальных величин тензоров вязких напряжений.

Данная работа посвящена исследованию распределения тепловых потоков в профиле ударной волны и их связи с распределением парциальных температур. Задача решается на основе системы кинетических уравнений Больцмана для газовых смесей с использованием модификации метода Тамма-Мотт-Смита [5]. В литературе известны модификации метода Тамма-Мотт-Смита для решения задачи о структуре ударной волны в бинарной газовой смеси (см. например, [6]).

Однако в этих работах наряду с произволом в выборе замыкающего момента, присущего методам моментов, авторы проводят еще ряд серьезных допущений. В [5] построен алгоритм решения задачи, позволивший не привлекать дополнительных предположений помимо присущих моментным методам.

Согласно Тамму-Мотт-Смиту, ищем решение системы уравнений Больцмана в виде

$$f_{\alpha} = n_{s}^{\alpha} \left( \frac{m_{\alpha}}{2\pi k T_s^{\alpha}} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m_{\alpha} (u_{\alpha} - u_s^{\alpha})^2}{2k T_s^{\alpha}} \right\} + n_{T}^{\alpha} \left( \frac{m_{\alpha}}{2\pi k T_T^{\alpha}} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m_{\alpha} (u_{\alpha} - u_T^{\alpha})^2}{2k T_T^{\alpha}} \right\} \quad (1)$$

при следующих граничных условиях

$$\begin{aligned} n_s^{\alpha}(-\infty) &= n_s^{\alpha}; & n_s^{\alpha}(+\infty) &= 0; & T_s^{\alpha}(-\infty) &= T_1; \\ n_T^{\alpha}(-\infty) &= 0; & n_T^{\alpha}(+\infty) &= n_T^{\alpha}; & u_s^{\alpha}(-\infty) &= u_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Аналогичные функции распределения и граничные условия имеем и для другого компонента. Подставляя (1) в уравнение Больцмана, имеем замкнутую систему уравнений для определения величин, входящих в функцию распределения (1). В конечном итоге задача сводится к решению четырех нелинейных дифференциальных уравнений с особыми точками на границах [5]. Решая численно систему уравнений [5], мы получаем значения для величин  $u_s^{\alpha}$ ,  $T_s^{\alpha}$ ,  $n_s^{\alpha}$ ,  $n_s^{\beta}$ ,  $T_s^{\beta}$ ,  $u_s^{\beta}$ , ..., где верхний индекс обозначает сорт молекул. Через эти параметры можно выразить все моменты от функции распределения. В системе координат относительно среднемассовой скорости для температур, вязких напряжений и тепловых потоков имеем:

$$T_{\alpha} = \frac{(n_s^{\alpha} T_s^{\alpha} + n_T^{\alpha} T_T^{\alpha})}{n_{\alpha}} + \frac{\rho_s^{\alpha} W_s^{\alpha 2}}{3k n_{\alpha}} + \frac{\rho_T^{\alpha} W_T^{\alpha 2}}{3k n_{\alpha}}, \quad (3)$$

$$Q_{\alpha} = - \frac{2}{3} \rho_s^{\alpha} W_s^{\alpha 2} - \frac{2}{3} \rho_T^{\alpha} W_T^{\alpha 2}, \quad (4)$$

$$p_{\alpha} = \frac{5}{2} n_s^{\alpha} T_s^{\alpha} k W_s^{\alpha} + \frac{5}{2} n_T^{\alpha} T_T^{\alpha} k W_T^{\alpha} + \frac{\rho_s^{\alpha} W_s^{\alpha 3}}{2} + \frac{\rho_T^{\alpha} W_T^{\alpha 3}}{2}, \quad (5)$$

где  $W_s^{\alpha} = u_s^{\alpha} - U$ ,  $W_T^{\alpha} = u_T^{\alpha} - U$ ,  $U$  - среднемассовая скорость смеси,  $n_{\alpha}$  - плотность компонента сорта  $\alpha$ . Аналогичные выражения имеем для компонента сорта  $\beta$ . Выбор системы координат, связанной со средней скоростью смеси связан с тем, чтобы устранить не „физичную“ область в профилях парциальных и средней температур, где средняя температура превышает парциальные [3]. Это обусловлено тем, что в [3] парциальные температуры определены в собственной системе координат, а средняя температура - относительно движения системы в целом. Профили парциальных температур

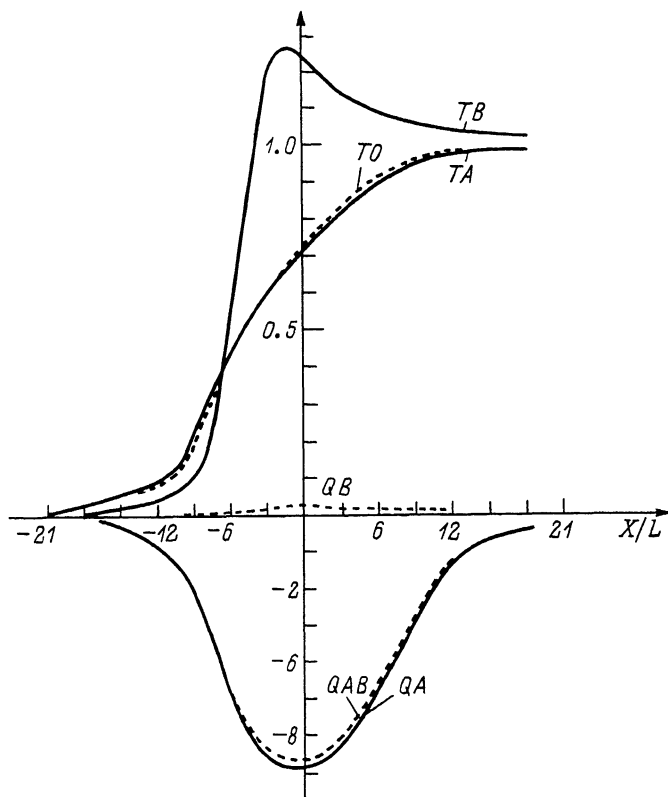


Рис. 1. Изменение парциальных и средних температур и тепловых потоков компонент газовой смеси He-He при  $M=4.4$  ( $\gamma = 14$ ).

и температуры смеси (He- 94 %, Xe - 6 %, потенциал межмолекулярного взаимодействия  $\varphi \sim \frac{1}{r^{14}}$ ) при  $M=4.4$  представлены на рис.1, где также приведены парциальные и средний тепловые потоки. Отсюда видно, что если тепловые потоки для легкого компонента и всей смеси в целом имеют знак противоположный градиенту температур по всему профилю ударной волны, то для значений теплового потока тяжелого компонента при  $X/L$  изменяющемся от  $-\infty$  до точки, соответствующей максимуму в профиле температуры тяжелого компонента, знак совпадает со знаком градиента температуры и лишь на отрезке от точки, соответствующей максимуму температуры, до  $X/L \rightarrow +\infty$  имеет знак, противоположный градиенту температуры.

Это наблюдается во всем диапазоне чисел Маха. Мы объясняем эту аномалию тем, что в случае малой примеси тяжелого компонента в смеси имеется существенное отличие средней парциальной скорости

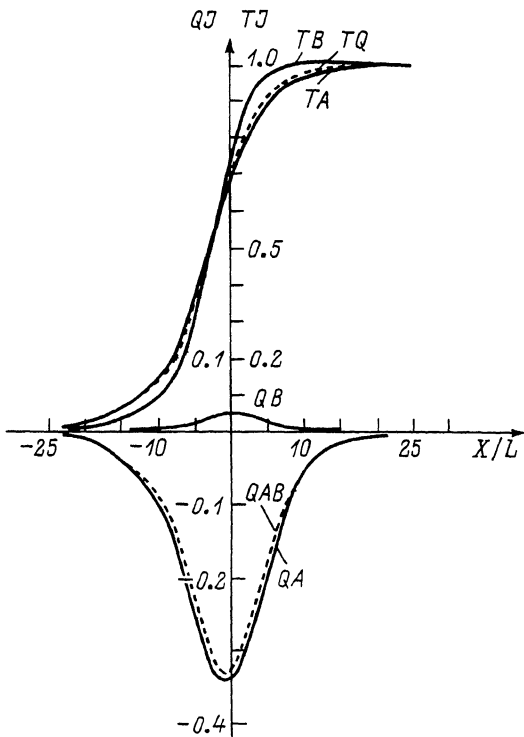


Рис. 2. Изменение парциальных и средней температур и тепловых потоков смеси He-Arg при  $M=1.58$  ( $\nu = \infty$ );  $X$  - текущая координата в профиле ударной волны,  $L$  - длина свободного пробега в смеси на  $-\infty$ ;  $T_A = \frac{T_2 - T_1}{T_2 - T_1}$  - безразмерная парциальная температура,  $Q_A = \frac{q_x}{n_1 k u_1 T_1}$  - безразмерная величина потока тепла.

„холодных“ молекул тяжелого компонента от среднемассовой скорости. Поэтому через выделенную единичную площадку в профиле ударной волны переносится энергии больше из более „холодной“ области, чем из более „горячей“. Изменение средней и парциальных температур смеси (He-Arg,  $\frac{n_{Ar}}{n_{He}} = 0.115$ , потенциал взаимодействия молекул „твердые сферы“) при  $M=1.58$ , где также приведены парциальные и средний тепловые потоки, представлено на рис. 2. Результаты для изменения вязких напряжений для модели взаимодействия „твердые сферы“ согласуются с данными [4]. Выбор модели потенциала  $\nu = 14$  (см. рис. 1) обусловлен тем, что он наиболее хорошо обеспечивает согласие наших расчетов с результатами экспериментальных данных по измерению парциальных концентраций компонентов в ударной волне [7].

В работе исследовано поведение высших моментов от функции распределения в профиле ударной волны. Найдено, что в системе координат, связанной со среднемассовой скоростью, при некоторых параметрах смеси существуют области в профиле ударной волны, где тепловой поток тяжелого компонента совпадает по знаку с градиентом его парциальной температуры.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] H a m e l В.В. // *Progress in Astrophysics and Aerophysics*. 1977. V. 51. P. 171-195.
- [2] Р у е в Г.А., Ф о м и н В.Н., Ш а в а л и е в М.Ш. Труды VII Всесоюзной конференции по динамике разреженных газов. М.: МАИ., 1985. Т. 4. С. 12-17.
- [3] B i r d G.A. // *Rarefied Gas Dynamics*. Tokyo: Un. of Tokyo Press, 1984. V. 1. P. 175-182.
- [4] M a u s b a c h P., B e y l i c h A.E. // *Rarefied Gas Dynamics*. N.-Y. - London: Plenum Press. 1985. V. 1. P. 285-292.
- [5] Б а ш л ы к о в А.М., В е л и к о д н ы й В.Ю. Прикладные задачи механики сплошной среды и геокосмической физики. М.: МФТИ, 1988. С. 12-15.
- [6] O b e r a i M.M., S i n h a U.N. // *Rarefied Gas Dynamics*. Göttingen: Povz Wahn. 1974. P. B25/1-B25/10.
- [7] G m u r e s y k A.S., T a r c z y n s k i M., W a l e n t a Z.A. // *Rarefied Gas Dynamics*. N.-Y.: Pergamon Press. 1979. V. 1. P. 333-341.

Поступило в Редакцию  
21 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5  
05.4

12 марта 1989 г.

ЗАХВАТ МАГНИТНОГО ПОТОКА И ВЧ - СВЧ  
ПОВЕРХНОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ  
*Tl<sub>2</sub>ВаСаСuO* КЕРАМИКИ

А.И. А к и м о в, М.М. Г а й д у к о в,  
В.И. Г а г а л ь с к а я, А. К а р п ю к,  
Л. К о в а л е в и ч, А.Б. К о з ы р е в,  
Л.А. К у р о ч к и н, Ю.Н. Л е о н о в и ч

Исследовались массивные керамические образцы сверхпроводящей керамики *Tl<sub>2</sub>ВаСаСu<sub>1.5</sub>O<sub>y</sub>*, приготовленной методом твердофазного синтеза по двухстадийной технологии [1] и обладающей по данным