

[6] S l o n c z e w s k i I.C., A r g y l e B.E.,  
S p r e e n J.H. - IEEE Trans. Magh., 1981,  
v. 17, p. 2760.

Уральский электромеханический  
институт инженеров  
железнодорожного транспорта  
им. Я.М. Свердлова

Поступило в Редакцию  
22 сентября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

## ЭФФЕКТ ПРОДОЛЬНЫХ РЕБЕР ПРИ ОТРАЖЕНИИ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗАХ

В.П. Ф о к е е в, Д.К. Р а е в с к и й

Взаимодействие отраженной ударной волны в ударной трубе с пограничным слоем в многоатомном газе приводит к отрыву пограничного слоя и бифуркации (расщеплению) отраженной волны. Плоское течение в появившейся  $\lambda$  - конфигурации ударных волн исследовалось в ударных трубах квадратного или прямоугольного сечения (см. библиографию в работе [1]).

Влияние боковой поверхности с поперечным оребрением, образованным регулярным чередованием канавок, исследовалось в работе [2]. В этом случае ребра были перпендикулярны скорости потока, они вызывали сильные возмущения как в пограничном слое, так и за фронтом отраженной ударной волны. Совсем другой характер воздействия на пограничный слой наблюдается в области, примыкающей к продольному ребру в углу канала. Эта область нарушения двумерности течения имеется в любом канале прямоугольного сечения. Опыты в ударных трубах [1, 3] показывают, что отрыв и бифуркация отраженной ударной волны в углах, образованных боковыми стенками канала, запаздывает по сравнению с бифуркацией, расположенной ближе к ядру потока вблизи оси боковой стенки.

В настоящей работе влияние продольных ребер изучалось в углекислом газе при начальном давлении 20 мм рт. ст. в интервале чисел Маха  $M_s$  падающей ударной волны от 3 до 4.5. Исследования проводились с помощью модели, имеющей форму клина, которая помещалась в ударную трубу сечением 72 x 72 мм<sup>2</sup>. Использовались две модели: А - длина 120 мм с продольными ребрами, образованными чередующимися продольными канавками шириной 2,5 мм и глубиной 3 мм с интервалом 2,5 мм, Б - длина 140 мм с напаянными медными ребрами толщиной 0,2 мм и высотой 4 мм с шагом 4 мм. Картина течения визуализировалась теневым методом. На рис. 1 приведена типичная фотография бифуркации отраженной ударной волны для  $M_s=4.1$  торец ударной трубы справа, волна движется налево, в нижней части рис. 1 бифуркация отраженной волны на стенке удар-

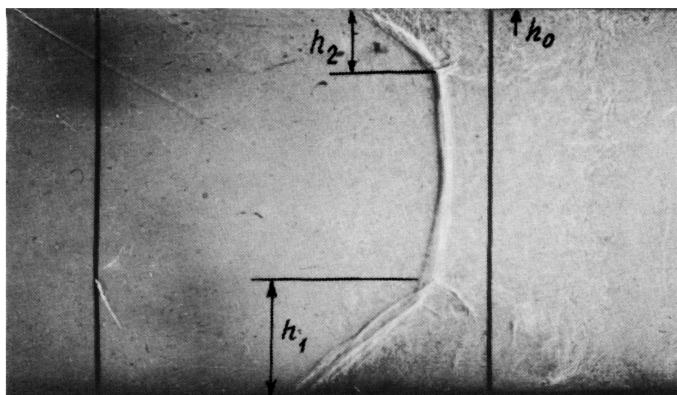


Рис. 1. Теневая фотография отражения ударной волны в ударной трубе в углекислом газе  $M_S = 4.1$ , модель А,  $h_1$  и  $h_2$  – высота зоны бифуркации на гладкой и ребристой поверхностях соответственно  $h_0$  – высота обрешетки (глубина канавки).

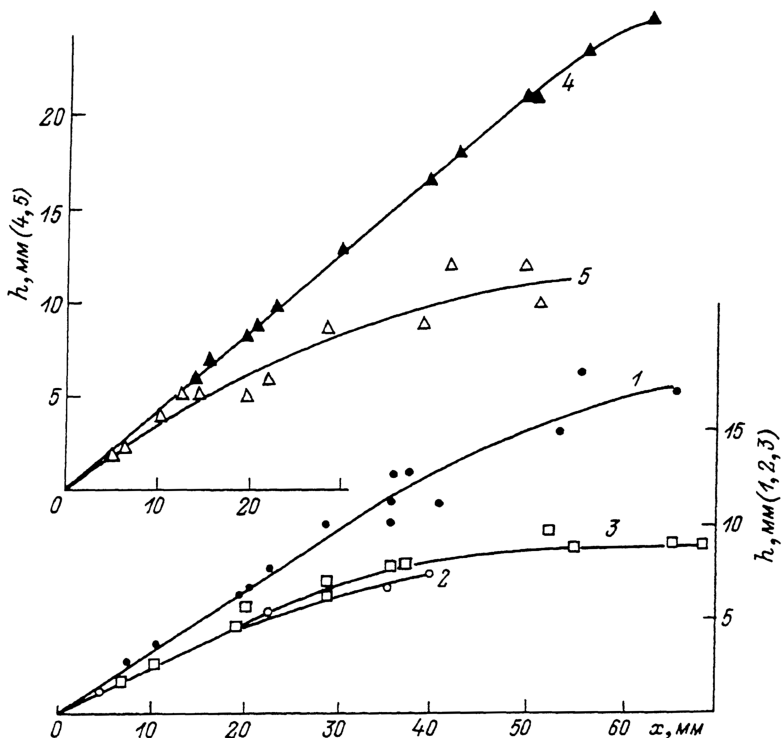


Рис. 2. Зависимости высоты бифуркации  $h_1$  и  $h_2$  от расстояния до торца ударной трубы  $x$ : гладкая стенка трубы – 1.4 (темные значки), модель А – 2.5, модель Б – 3,  $M_S = 3.1 \pm 0.1$  – 1, 2, 3,  $M_S = 4.2 \pm 0.3$  – 4, 5 (треугольники).

ной трубы, в верхней части – бифуркация волны на клине А при движении ударной волны вдоль фрезерованных канавок. Из рис. 1 видно, что зоны бифуркации на гладкой стенке и на модели существенно различаются, соответствующие высоты зон бифуркации  $h_1$  и  $h_2$  показаны.

На рис. 2 представлены экспериментальные значения  $h$  на стадии роста в зависимости от расстояния  $x$  от торца трубы до невозмущенной части отраженной волны, темными и светлыми значками обозначены значения  $h_1$  и  $h_2$  на гладкой и оребренной поверхностях соответственно. Линия 1 – значения  $h$  для гладкой поверхности, линии 2 и 3 – значения высоты бифуркации на моделях А и Б (кружки и квадраты, соответственно),  $M_S = 3.1 \pm 0.1$ . Линии 4 и 5 для  $M_S = 4.2 \pm 0.3$  – значения  $h$  на стенке трубы и модели А соответственно. Видно, что рост зоны бифуркации на оребренных поверхностях (линии 2, 3 и 5) идет с меньшей скоростью. Можно провести сравнение высоты бифуркации на стенке с „полной” высотой бифуркации на оребренной поверхности  $h'_2 = h_2 + h_0$ , где  $h_0$  – высота ребра ( $h_0 = 3$  для клина А и  $h_0 = 4$  для клина В). В этом случае  $h_1$  становится больше величины  $h'_2$  для  $M_S = 3.1 \pm 0.1$  на расстоянии  $x$  порядка 28 мм для клина А и несколько позже ( $x = 35$  мм) для клина Б.

Для больших чисел Маха  $M_S$  точка превышения бифуркации на гладкой поверхности сдвигается к началу (к торцу), в соответствии с более крутым ростом зависимости  $h$  от  $x$ :  $h_1 > h'_2$  при  $x = 21$  мм, для клина А и  $M_S = 4.2 \pm 0.3$ . Выявленная меньшая скорость роста  $h$  на оребренных поверхностях свидетельствует о влиянии профиля скорости в пограничном слое и о наличии пока не выявленных особенностей отрыва на оребренных поверхностях. Такая особенность в углах, как течение Прандтля второго рода с поперечной компонентной скорости, может быть одной из причин уменьшения области нестационарного отрыва на ребристых поверхностях.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Нестационарное взаимодействие ударных и детонационных волн в газах / Под ред. Коробейникова В.П., М.: Наука, 1986. 205 с.
- [2] T a y l o r J.R., H o r n u n g H.G. Real gas end wall roughness effects on the bifurcation of the shock reflected from the end wall of a tube. – In: Shock Tubes and Waves. Proc. 13-th Intern. Symp. on Shock Tubes and Waves. Ed. by C.E. Treanor, J.G. Hall. State University of New York Press, Albany, New York, 1981, p. 261-270.
- [3] B r o s s a r d J., C h a r p e n t i e r N., B a z h e n o v a T.V. et al. Experimental study of shock wave reflection in a narrow channel. –

In: Shock Waves and Shock Tubes. Proc. of the 15-th Intern. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes. Ed. by D. Berchader, R. Hanson. Stanford University Press, Stanford, California, 1986, p. 163-169.

Институт высоких температур  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
27 июля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6 26 марта 1988 г.

## О ТЕРМОФОРЕЗЕ НЕЛЕТУЧЕЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ КНУДСЕНА

Е.Г. М а я с о в, А.А. Ю ш к а н о в, Ю.И. Я л а м о в

Рассматривается сферическая частица радиуса  $R$ , обтекаемая неоднородным по температуре  $T$  потоком газа. Скорость газа  $\vec{u}_0$  и градиент температуры  $\vec{\nabla}T$  на большом расстоянии от частицы постоянны и малы, что позволяет провести решение задачи в линейной постановке. Поместим начало сферической системы координат  $r, \theta, \varphi$  в центре частицы, полярную ось  $\theta = 0$  направим вдоль векторов  $\vec{u}_0$  и  $\vec{\nabla}T$ . Движение разреженного газа описывается стационарным кинетическим уравнением Больцмана [1-3]:

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} f = J(f), \quad (1)$$

где  $\vec{v}$  — молекулярная скорость,  $f(\vec{r}, \vec{v})$  — функция распределения молекул газа,  $J(f)$  — больцмановский интеграл столкновений. В качестве потенциала межмолекулярных взаимодействий выбирается модель молекул, взаимодействующих как упругие твердые сферы.

Линеаризованная функция распределения вдали от поверхности частицы представляется рядом Чепмена-Энскога [1]:

$$f = f_{eq}(1 + \psi_1 + \psi_2), \quad (2)$$

где  $f_{eq}$  — локально-равновесная функция распределения,  $\psi_1$  — функция Чепмена-Энскога,  $\psi_2$  — функция Барнетта [1].

Вблизи поверхности функция распределения разрывна:

$$f^\pm = f_{eq}(1 + \psi_1 + \psi_2 + \varphi^\pm),$$

где  $f = f^+$  при  $c_{2r} > 0$ ,  $f = f^-$  при  $c_{2r} < 0$ . Поправка  $\varphi^\pm$ , учитывающая влияние поверхности частицы, ищется методом полупространственных моментов в виде