

Для иллюстрации сказанного на рис. 2, 3 показан снимок процесса возбуждения детонации скользящим разрядом. В опыте искровой промежуток образован острыми кромками по длине, превышающей l . Поэтому высока вероятность зажигания разряда сразу на нескольких острых кромках. На приведенном снимке видны три светящиеся области. Яркая вспышка внизу показывает, что разряд произошел именно по этому каналу, однако детонация возникла в верхней области.

Таким образом, согласно предложенному механизму, развитие химических реакций происходит уже в процессе формирования искрового разряда в жидкой взрывчатой системе. Малые задержки инициирования вызваны тем, что размеры «горячих зон» сопоставимы с величиной критического диаметра распространения детонации.

Поступила в редакцию 20/X 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Баум и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
2. Ф. Боуден, А. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М.: ИЛ, 1955.
3. Б. В. Войцеховский, М. Е. Толчий. — В сб. Динамика сплошной среды. Вып. IX. Новосибирск, 1971.
4. Е. Ю. Орлова. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ. Л.: Химия, 1973.
5. А. Штетбахер. Пороха и взрывчатые вещества. М., 1936.
6. А. И. Алхимов и др. Докл. АН СССР, 1970, 194, 5.
7. В. С. Комельков. ЖТФ, 1961, 31, 8.
8. И. Адамчевский. Электрическая проводимость жидких диэлектриков. Л.: Энергия, 1972.

О СОПРОТИВЛЕНИИ ТЕЛ В ПОТОКЕ ДЕТОНИРУЮЩЕГО ГАЗА

М. М. Гилинский, Т. С. Новикова

(Москва)

Известно, что подвод тепла в сверхзвуковой поток сопровождается возрастанием давления, а дозвуковой — падением. В ряде экспериментов [1, 2] отмечается заметное снижение (до ~ 50%) сопротивления затупленных тел (сферы и цилиндрического торца) при подводе тепла за счет гомогенного горения вблизи передней критической точки тела. Оценки влияния теплоподвода на аэродинамические характеристики тел сделаны в [3—5]. Автор работы [5], используя в гиперзвуковом приближении решение с постоянной плотностью за бесконечно тонкой отошедшей детонационной волной, получил для тел с круговой образующей снижение сопротивления, близкое к экспериментально наблюдаемому: для сферы ~ 40%, цилиндра ~ 36%.

Цель настоящей работы — показать, что допущения в [5] сильные и оценки снижения волнового сопротивления существенно завышены. Для объяснения экспериментального факта следует искать другие причины: влияние вязких и нестационарных эффектов, турбулизации потока, изменения донного давления и другие.

Проанализируем влияние теплоподвода на величину давления торможения за прямым скачком детонации. Используя соотношения Рэнкина — Гюгопио на детонационной поляре и формулы изэнтропического сжатия за волной, получаем для отношения давления торможения за волной детонации p_{01} и обычной ударной волной p_0 следующую формулу:

$$\chi(M_\infty, \gamma_\infty, \gamma, F) = \frac{p_{01}}{p_0} = \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{s1}^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)}}{\left(1 + \frac{\gamma_\infty-1}{2} M_s^2\right)^{\gamma_\infty/(\gamma_\infty-1)}} \cdot \frac{1 + \frac{\gamma_\infty}{\gamma+1} \left(M_\infty^2 - \frac{\gamma}{\gamma_\infty}\right) F}{1 + \frac{2\gamma_\infty}{\gamma_\infty+1} (M_\infty^2 - 1)}, \quad (1)$$

где

$$M_{s1}^2 = \frac{\gamma_\infty}{\gamma} M_\infty^2 \left(1 - \frac{M_\infty^2 - \gamma/\gamma_\infty}{(\gamma+1) M_\infty^2} F \right) / \left[1 + \frac{\gamma_\infty}{\gamma+1} \left(M_\infty^2 - \frac{\gamma}{\gamma_\infty} \right) F \right];$$

$$M_s^2 = \left(1 + \frac{\gamma_\infty - 1}{2} M_\infty^2 \right) / \left(\gamma_\infty M_\infty^2 - \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \right);$$

$$F = 1 + \left[1 - M_\infty^2 \Gamma / \left(M_\infty^2 - \frac{\gamma}{\gamma_\infty} \right)^2 \right]^{1/2};$$

$$\Gamma = 2(\gamma^2 - 1) \left[q - \frac{1}{\gamma_\infty} \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{\gamma_\infty}{\gamma_\infty-1} \right) \right]; \quad q = Q/a_\infty^2.$$

Здесь M_∞ и a_∞ — число Маха и скорость звука в набегающем потоке; M_{s1} , M_s — число Маха за детонационной и обычной волной; Q — количество тепла, выделившееся при сгорании в волне детонации; γ_∞ и γ — показатели адиабаты в исходной смеси и продуктах сгорания. Параметр F характеризует степень пересжатия волны, $F=1$ соответствует волне Чепмена — Жуге, $F=2$ — обычной ударной волне. (Можно несколько усложнить модель детонационной волны, рассмотрев зависимость $\gamma = \gamma(q)$ или $q = q(\gamma)$ (см. [6]).)

Пределные выражения для функции χ при $M_\infty \rightarrow \infty$ и $\gamma \rightarrow 1$ имеют вид

$$\chi \xrightarrow{M_\infty \rightarrow \infty} \frac{\gamma_\infty + 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{F}{2} \left[1 + \frac{(\gamma - 1)(\gamma + 1 - F)}{2\gamma F} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left(\frac{\gamma_\infty + 1}{2\sqrt{\gamma_\infty}} \right)^{\frac{2\gamma_\infty}{\gamma_\infty-1}}, \quad (2)$$

$$\chi \xrightarrow{\gamma \rightarrow 1} \frac{M_\infty \rightarrow \infty}{4} \frac{(\gamma_\infty + 1) F}{2\sqrt{\gamma_\infty}} \exp \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{2} \right).$$

Анализ формул (1), (2) показывает, что минимальное значение функции $\chi = 0,824$ достигается в волне Чепмена — Жуге, т. е. при $F=1$ и $\gamma_\infty = \gamma = 1$. Следовательно, снижение давления торможения не может превысить $\sim 17,5\%$ и, в частности, использование модифицированной теории Ньютона для распределения давления по телу дает для снижения сопротивления ту же величину.

Для более точных оценок необходимо привлечение численных методов. Такие расчеты проведены с помощью нестационарного конечно-разностного метода [7]. Использовалась модель бесконечно тонкой детонационной волны с тремя законами тепловыделения: $1 - q = \text{const}$, $2 - q = q_0 \cos^2 \Theta$ и $3 - q = q_0 \sin^2 \Theta$ (рис. 1). Первый закон моделирует случай, реализующийся при стабилизации детонации Чепмена — Жуге на некотором расстоянии от тела, второй — уменьшение теплоподвода за счет конечной скорости экзотермических реакций и расщепления волны на ударную и фронт горения, третий — соответствует гиперзвуковым скоростям полета модели, когда в окрестности линии торможения преобладают реакции диссоциации и процесс в целом эндотермичен, а на периферии экзотермичен. Следует заметить, что допущение о постоянстве плотности в ударном слое в [5] приводит ко второму закону изменения теплоподвода.

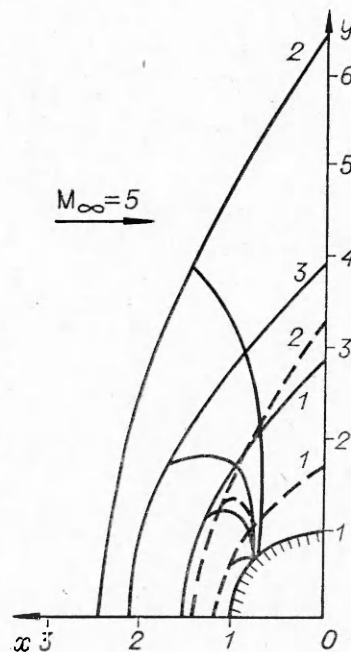


Рис. 1.

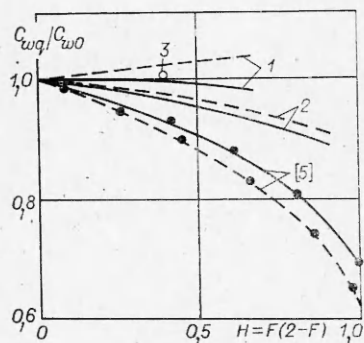


Рис. 2.

Расчетная область включала до- и трансзвуковую части течения до миделева сечения тела ($\Theta = \pi/2$). Сетка содержала 41 узел вдоль тела и 21 поперек ударного слоя. Оценки точности результатов показали, что погрешности в этом случае не превышают $\sim 0,5\%$. Кроме интегральных проверок сохранения расхода через различные сечения области, интеграла Бернулли, условия изэнтропичности делались проверки правильности определения локальных характеристик потока, углов наклона волны детонации в звуковой точке, наклона звуковой линии

к направлению набегающего потока, отношение кривизны ударной волны и отходящей линии тока и пр. Для этих характеристик выписаны соответствующие точные соотношения. Их анализ позволяет также изучить асимптотические свойства потока за волной детонации при ее ослаблении.

На рис. 1 показана геометрическая картина обтекания сферы (штриховые линии) и кругового цилиндра (сплошные) для различных законов теплоподвода, а на рис. 2 построено отношение коэффициентов сопротивления при теплоподводе и без (номера кривых соответствуют законам тепловыделения). Здесь полагалось $\gamma = \gamma_\infty$. Видно, что максимальное снижение сопротивления реализуется при втором законе и достигает 10%. Интересно, что для сферы при первом законе отмечается даже рост сопротивления. Это объясняется преобладающим влиянием увеличения давления в сверхзвуковой части потока перед сферой, в сравнении с падением давления в дозвуковой области в окрестности точки торможения. Черными точками на рис. 2 показаны результаты работы [5]. Сильное отличие результатов [5] от точного численного решения настоящей работы связано с сильным допущением постоянной плотности в ударном слое. Известно, что давление в этом решении определяется со значительными погрешностями.

Таким образом, установлено что падение волнового сопротивления затупленного тела и профиля за счет тепловыделения в ударном слое не может достигать значений $\sim 40-50\%$, наблюдаемых в экспериментах, и следует искать другие механизмы для объяснения этого эффекта.

В качестве дополнения к предыдущему проведены расчеты обтекания детонирующим газом сегментально-конических тел с затупленной передней частью и плоских тел с различными углами обратного клина. Расчеты велись от миделева сечения по стационарной схеме С. К. Годунова [8]. Диапазон углов β обратного конуса (клина) варьировался в пределах $0 < \beta < 0,5$, чтобы избежать заметного влияния отрыва потока в хвостовой части тела. Установлено, что теплоподвод приводит к увеличению интенсивности хвостового скачка, однако возрастание давления при этом на задней части тела или профиля незначительно, поэтому коэффициент сопротивления тела падает в рассмотренных случаях не более чем на 2-8%.

Поступила в редакцию 13/X 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Течения газа с подводом тепла вблизи внешней поверхности тела. Обзор БНТИ ЦАГИ, № 347, 1971.
2. А. В. Кулик. РТК, 1969, 7, 8.
3. К. Осватич. Тяга и сопротивление при подводе тепла. Техн. перевод. ЦАГИ, № 11658, 1969.
4. F. S. Billig. Appl. Phys. Lab. The Gohn. Hopkins Univ. T.— G.— 912, 1967.
5. W. Schneider. Zeitschrift für Flugwissenschaften, 1968, 16, 11.
6. С. М. Гилинский, Г. Г. Черный. Изв. АН СССР, МЖТ, 1968, 1.

7. К. И. Бабенко, В. В. Русанов.— В кн.: Тр. II Всес. съезда по механике. Вып. 2. М.: Наука, 1965.

8. М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Н. В. Михайлов. ЖВММФ, 1972, 12, 2.

ПРОЯВЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО ИЗОТОПНОГО ЭФФЕКТА В ПРОЦЕССЕ ДЕТОНАЦИИ

Михал Сычевски, Януш Фуркаль

(Варшава)

До настоящего времени нет полной ясности роли воды в водонаполненных ВВ, в которых в качестве горючего использован алюминий, а окислителя — неорганические соли. Известно только, что в смесях с недостатком окислителя вода выполняет его роль (особенно по отношению к Al). Цель настоящей работы заключается в попытке использования кинетического изотопного эффекта для выяснения роли воды в водонаполненных ВВ и изучения некоторых деталей механизма химических процессов в детонационной волне.

Согласно существующим представлениям [1], химические процессы в зоне реакции детонационной волны — это в основном процессы между ионами, радикалами, электронно-возбужденными атомами и молекулами. Результаты настоящей работы указывают на проявление кинетического изотопного эффекта в реакциях детонационной волны, что свидетельствует о первостепенной роли колебательного возбуждения.

В опытах исследовались водонаполненные ВВ с алюминием (горючее) и растворы разных неорганических солей (окислители). Окислительные вещества растворялись в обыкновенной или тяжелой воде. Все остальные параметры изготавливаемых ВВ в пределах ошибок эксперимента сохранились постоянными. В экспериментах измерялся критический диаметр заряда $d_{кр}$.

Состав и основные параметры исследуемых ВВ представлены в табл. 1. Во всех смесях использовался специальный загуститель в количестве 1% массы состава. Смесь содержала пузырьки воздуха в количестве, характеризуемом коэффициентом газонаполнения

$$\alpha = (1 - \rho_3/\rho_c) \cdot 100\%,$$

где ρ_c — плотность смеси без пузырьков; ρ_3 — плотность заряда ВВ.

Таблица 1

Состав и главные параметры исследованных ВВ (смесей)

№ состава	Содержание компонентов	Растворитель	ρ_c , кг/м ³	ρ_3 , кг/м ³	T, К	$d_{кр}$, мм
1	47% NH ₄ NO ₃ + 6% Al + +46% H ₂ O(D ₂ O)	H ₂ O	1224	1000	295	7
		D ₂ O	1305	1064	297	11,7
2	40% NaNO ₃ + 14% Al + +45% H ₂ O(D ₂ O)	H ₂ O	1380	960	297	12,3
		D ₂ O	1437	956	296	>24
3	54% KNO ₂ + 15% Al + 30% H ₂ O(D ₂ O)	H ₂ O	1495	964	298	10,5
		D ₂ O	1585	972	298	>28
4	53% KNO ₂ + 13% Al + 33% H ₂ O(D ₂ O)	H ₂ O	1476	1042	298	11,0
		D ₂ O	1565	1092	298	>26
5	41% NaClO ₃ + 12% Al + +46% H ₂ O(D ₂ O)	H ₂ O	1390	1046	293	6
		D ₂ O	1483	1064	296	9