

Если в уравнении (1) взять для  $\text{div } F / h\nu$  значение, полученное в предположении равновесного погранслоя, то величина этого слагаемого, например, в точке  $x = 2.6 \cdot 10^{-3}$  см,  $T = 3300^\circ \text{K}$  (см. фигуру) будет на два порядка больше любого из слагаемых в уравнении (1). Это обстоятельство свидетельствует о том, что погранслоем из-за воздействия излучения должен быть сильно неравновесным; так, концентрация молекул  $\text{O}_2$  должна быть существенно меньше равновесной, а концентрация  $\text{O}$  много больше. Вследствие уменьшения концентрации  $\text{O}_2$  произойдет просветление погранслоя (т. е. уменьшение поглощающих молекул  $\text{O}_2$ ), поэтому в уравнении (1) величина  $\text{div } F / h\nu$  уже не будет определяться ее равновесным значениям. Предположим, что в первом приближении концентрацию  $\text{N}_2$  можно считать равновесной, и рассчитаем концентрацию  $\text{O}_2$  и  $\text{O}$  с учетом просветления погранслоя. При  $p = 1.2$  атм,  $T = 3300^\circ \text{K}$  концентрация  $\text{O}_2$  молекул  $[\text{O}_2] = 3.6 \cdot 10^{16}$  вместо равновесного значения  $[\text{O}_2]^{(0)} = 3.33 \cdot 10^{17}$ , а концентрация  $\text{O}$  молекул  $[\text{O}] = 8 \cdot 10^{17}$  вместо  $[\text{O}]^{(0)} = 2.44 \cdot 10^{17}$ . Расчеты показывают, что в случае приведенного режима концентрация  $[\text{O}_2]$  будет неравновесной вплоть до температур  $T \leq 5000^\circ \text{K}$ . Таким образом, можно утверждать, что при больших скоростях и радиусах может наблюдаться вплоть до достаточно высоких давлений сильная неравновесность погранслоя, вызванная поглощением излучения. Естественно, что наличие сильного вдува изменяет ситуацию. При достаточно высоких давлениях погранслоем может быть неравновесным вследствие химических реакций воздуха со вдуваемой смесью. Однако и в этом случае поглощение излучения горячей области невязкого ударного слоя относительно холодным пограничным слоем будет создавать дополнительную неравновесность в погранслое, которую необходимо учитывать.

Поступило 13 IV 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дорренс Ч. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
2. Белоцерковский О. М., Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н., Фомин В. Н. Обтекание и нагрев затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом переноса излучения. Теплофизика высоких температур, 1969, № 3, стр. 529.
3. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н. Обтекание и нагрев затупленных тел при входе в атмосферу. Доклад на Специальной секции по численным методам и гидро- и аэродинамике II Международного коллоквиума по газодинамике взрыва и реагирующих систем, Новосибирск, 1969.
4. Мнацаканян А. Х. Фотодиссоциация и фотоионизация двухатомных молекул при высоких температурах. Теплофизика высоких температур, 1968, № 2, стр. 236.
5. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. J. Quant. Spectroscopy and Radiat. Trans., 1969, vol. 9, p. 89.
6. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.

УДК 533.6.071.4

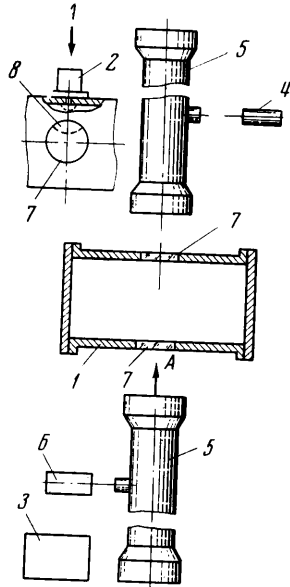
#### ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН, ОБРАЗОВАННЫХ МЕМБРАННОЙ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ КАМЕРОЙ

И. В. ЕРШОВ, Е. А. ЖМАЕВА, Г. А. МАКАРЕВИЧ,  
А. П. ОВЕЧКИН, С. К. ШИМАРЕВ

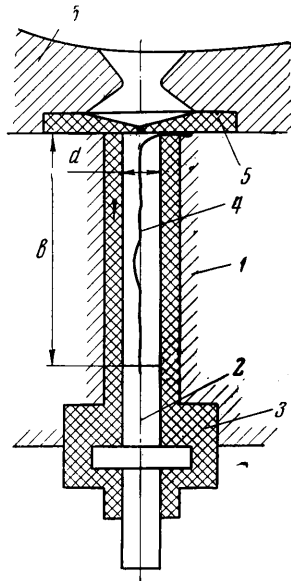
(Москва)

Приводятся некоторые результаты исследования ударных волн, полученных при разряде в диафрагменной электроразрядной камере. При помощи теневого прибора совместно со скоростной кинокамерой (ИАБ-451, СФР-2М) и оптическим квантовым генератором в качестве источника света визуализировалась картина процесса и определялась скорость волны. По данным расшифровки тенеграм получено относительное изменение плотности за ударной волной. Для визуализируемой области экспериментальные и расчетные данные удовлетворительно согласуются.

Способы применения импульсного электрического разряда от батареи конденсаторов для создания взрывной ударной волны описаны в работах [1-3]. Электрический разряд по характеру выделения энергии приближается к взрывному процессу, что достигается предельным уменьшением электрической емкости, индуктивности и полного сопротивления разрядной системы (с целью уменьшения периода разряда). Одновременное увеличение напряжения на конденсаторах позволяет увеличить энергию, передаваемую газу от батареи конденсаторов. Разряд носит характер слабозатухающего колебательного процесса, причем при каждом полупериоде колебания от разрядного промежутка распространяется ударная волна.



Фиг. 1



Фиг. 2

Интенсивность первичной ударной волны определяется количеством энергии, передаваемой газу за половину первого периода разряда. Вследствие слабого затухания колебаний количество передаваемой энергии за каждые полпериода разряда представляет собой незначительную долю запасенной в конденсаторах энергии.

В данной работе было применено электроразрядное устройство, характерной особенностью которого является высокий коэффициент (0,3—0,8) передачи газу энергии от батареи конденсаторов. Другой особенностью применяющегося разрядного устройства является понижение уровня электромагнитных наводок на измерительные цепи за счет понижения напряжения и уменьшения частоты разряда. В результате удалось генерировать ударные волны, подобные взрывным, при помощи «медленного» электрического разряда.

Принципиальная схема эксперимента представлена на фиг. 1. На стенке отсека 1 (длина отсека 1 м, диаметр 0,5 м) в одном сечении с оптическими окнами устанавливалась разрядная камера 2. На выходе разрядной камеры устанавливался насадок с крестообразно надрезанной резиновой мембраной толщиной 3 мм. Напряжение на электроды камеры подавалось через искровой разрядник. Пробой разрядного промежутка разрядной камеры осуществлялся при сгорании проволоочки, натянутой внутри изолятора между центральным электродом и корпусом камеры.

В описываемых экспериментах могли использоваться от 1 до 24 конденсаторов типа ИМ 5/150. Разрядное устройство с батареей конденсаторов, смонтированных в специальном контейнере 3, устанавливалось возле отсека. Здесь же находилось оборудование, обеспечивающее работу батареи (выпрямитель, система автоматики, блокировки). Вывод от батареи конденсаторов к разрядной камере был осуществлен 2,5-метровым жгутом из 20 отрезков коаксиального кабеля РК-47.

Схема разрядного канала и выхода разрядной камеры представлена на фиг. 2. Здесь 1 — корпус (катод) камеры, 2 — анод, 3 — изолятор, 4 — поджигающая проволоочка, 5 — резиновая мембрана, 6 — формирующий насадок. Длина канала камеры и диаметр канала составляют, соответственно, 100 и 10 мм.

Принцип действия применяемой камеры состоит в задержке выпуска из камеры нагретого разрядом газа на тот промежуток времени, пока газу не будет сообщена достаточная энергия. После этого происходит закрытие выходного отверстия камеры резиновой диафрагмой для устранения возмущений течения за фронтом ударной волны струями плазмы, истекающей из камеры в последующее время протекания разряда. Подобный способ позволяет получить ударные волны, близкие по своим параметрам к ударным волнам точечного взрыва. Ударная волна (3, фиг. 1), образованная при помощи электрического разряда между электродами разрядной камеры, распространялась в отсеке. Оптико-физическое исследование ударных волн осуществлялось при помощи системы оптический квантовый генератор 4, теневой прибор ИАБ-451 5, кинокамера СФР-2М 6, через оптические окна 7. Между оптическим квантовым генератором и теневым прибором устанавливалась переходная оптическая система, которая позволяла получать в плоскости входной щели теневого прибора регулируемый по яркости и размерам источник света. Для получения равномерно освещенного поля использовался оптический квантовый генератор на рубине с концентрическим резонатором.

Равномерная освещенность поля получалась при квазинепрерывном режиме генерации, а также в режиме регулярных пульсаций. Применение оптического квантового генератора в квазинепрерывном режиме генерации позволило осуществить непрерывную регистрацию исследуемого процесса во времени. При этом параметры генератора были следующие:  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ , энергия вспышки  $10 \text{ дж}$ ; продолжительность импульса  $800 \text{ мксек}$ . Запуск генератора производился от СФРа. Этим же импульсом, но задержанным на  $200\text{--}300 \text{ мксек}$  (время запаздывания генерации), инициировался исследуемый процесс распространения ударной волны.

Визуализация процесса осуществлялась при помощи теневого метода ножа и щели. Нож теневого прибора устанавливался вертикально или горизонтально. Ширина щели в коллиматорной части теневого прибора выбиралась равной  $0.1 \div 0.2 \text{ мм}$ , открытая часть изображения щели  $0.02 \div 0.05 \text{ мм}$ . Съемка производилась с частотой  $100\ 000 \div 2\ 000\ 000 \text{ кадров/сек}$ .

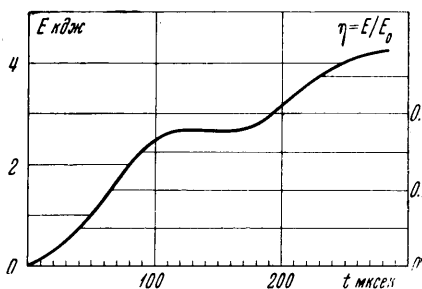
Оптический квантовый генератор позволял осуществлять регистрацию процесса даже в случае сильного собственного свечения плазмы, выброшенной из разрядной камеры. Чтобы отсечь свечение газа, непосредственно за входной диафрагмой СФР устанавливался нейтральный светофильтр НС-10, ослабляющий свечение газа настолько, что фотоматериал при данных частотах съемки не экспонировался этим излучением, в то время как свет от генератора обеспечивал нормальное почернение фотоматериала.

Для количественной оценки распределения плотности за фронтом ударной волны применялся теневой фотометрический метод эталонных линз [4]. Использовалась эталонная линза с фокусным расстоянием  $215 \text{ м}$ . Такая линза и учет симметричности изучаемой неоднородности давали возможность оценить весь диапазон изменения углов отклонения света в неоднородности (соответственно получить полное изменение плотности изучаемой неоднородности).

Ниже приводятся результаты исследования процесса распространения ударной волны в неподвижном воздухе с постоянным начальным давлением  $p_1 = 0.132 \text{ кг/см}^2$  и начальной плотностью  $\rho_1 = 0.016 \text{ кг·сек}^2/\text{м}^4$ . Энергия, запасенная в батарее конденсаторов, составляла  $E_0 = 7500 \text{ дж}$  (четыре конденсатора ИМ-5/150). В разрядную камеру переходило примерно 0.5 энергии, запасенной в конденсаторах. Измерение энергии разряда осуществлялось при помощи определения напряжения на камере (при помощи RC-делитель) и тока через нее (пояс Роговского). Характер выделения энергии во времени представлен на фиг. 3; при этом емкость  $C = 600 \text{ мкф}$ ,  $U = 5 \text{ кВ}$ .

На фиг. 4 приведены кинотеннеграммы (уменьшение в 7 раз), иллюстрирующие распространение ударной волны в отсеке в поле зрения теневого прибора.

Из рассмотрения отдельных кадров видно, что в первый момент времени появляется сферическая ударная волна. На некотором расстоянии от фронта наблюдается новое увеличение градиента плотности (вторичная волна), обусловленное вытеснением струи турбулизированной разрядной плазмы через отверстие резиновой диафрагмы. Следует отметить, что на третьем и последующих кадрах теннеграммы видны частицы, движущиеся со сверхзвуковой скоростью. Появление таких частиц связано с отдель-



Фиг. 3



Фиг. 4

ными случаями проникновения частиц электрода через отверстие диафрагмы. Сферичность формируемых в отсеке волн проверялась методом аппликаций. Контур волны на фотографии накладывался на выполненную в таком же масштабе контурную схему отсека. Обвод окна на фотографии совмещался с контуром окна на схеме. Таким образом проверялось совпадение волны с одной из полуокружностей разных радиусов с центром в точке, расположенной в центре среза разрядной камеры.

Исходя из того, что в отсеке распространяется взрывная волна со сферической симметрией, было сделано предположение о соответствии этой волны волне точечного взрыва. Поэтому экспериментальные данные по параметрам ударной волны сопоставлялись с расчетными, полученными по теории [5] точечного взрыва при учете противодействия для случая сферической симметрии (параметр сферической симметрии  $\nu = 3$ , показатель адиабаты  $\gamma = 1.4$ ).

В результате обработки отдельных кинокадров теневых картин была получена экспериментальная зависимость относительной скорости  $M = \dot{V} / a_1$  фронта (числа Маха фронта) от радиуса  $r_2$  фронта для  $l = r_2 / r^0 = 1.27$  (точка на Фиг. 5, а); здесь динамическая характерная длина  $r^0 = (E / p_1)^{1/3}$ .

Средняя погрешность в определении скорости фронта ударной волны, как известно, зависит от погрешности определения масштаба съемки, величины  $r_2$  и времени распространения фронта. В экспериментах она составляла 8%.

Отдельные кадры тенеграмм процесса были расшифрованы по плотности. Расшифровка производилась по тенеграммам, полученным при горизонтальном и вертикальном расположении ножа. В обоих случаях расшифровка проводилась с учетом сферичности фронта волны по методике расчета осесимметричных неоднородностей [6]. Оба способа расшифровки тенеграмм по плотности дали практически совпадающие результаты.

На Фиг. 5, б и в точками приведены экспериментальные данные по плотности за фронтом волны в функции радиуса ударной волны, полученные из расшифровки кадров тенеграммы ( $r_2 = 0.22$  м и  $M = 1.12$ ), и плотности во времени в фиксированной точке  $r = 0.22$  м пространства

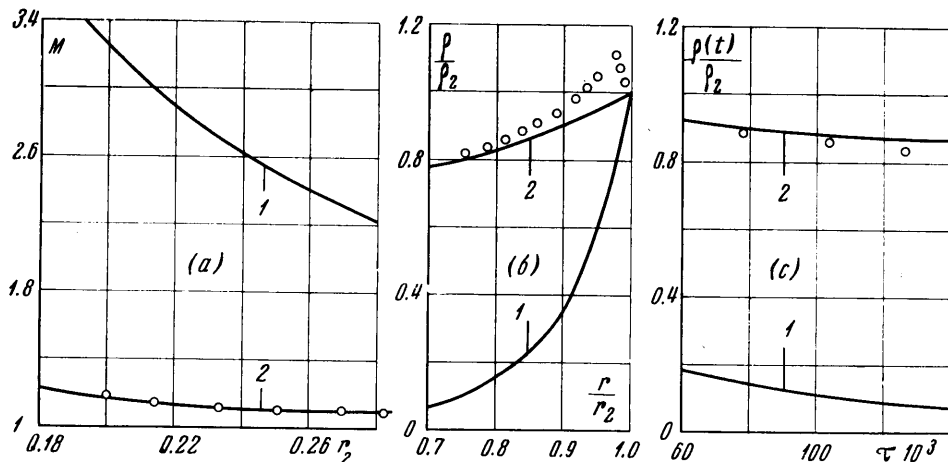
$$\frac{\rho(t)}{\rho_2} = f(\tau) \quad \left( \tau = \frac{t}{t^0}, \quad t^0 = E_1^{1/3} \rho_1^{-1/2} p_1^{-5/6} \right)$$

Здесь  $t$  — время, отсчитываемое с момента прихода волны в рассматриваемую точку,  $\rho_2$  — расчетное значение плотности, определяемое из условия на ударной волне.

На Фиг. 5 для сравнения приведены расчетные графики (позиция 1) [5] параметров сферической ударной волны для точечного взрыва (энергия взрыва  $E = 7500$  Дж) в совершенном газе с постоянной начальной плотностью  $\rho_1 = 0.016$  кг·сек<sup>2</sup>/м<sup>4</sup>, начальным давлением  $p_1 = 0.132$  кг/см<sup>2</sup>,  $\gamma = 1.4$ . Энергия  $E$  была определена из условия, что электрический к.п.д. разрядной камеры  $\eta$  равен 0.5 (Фиг. 3) и взрыв происходит в полупространстве  $E = 2E_0\eta^2 = 7500$  Дж.

Из сопоставления результатов видно, что расчетные и экспериментальные данные параметров ударной волны сильно расходятся. Такие расхождения по параметрам ударной волны можно объяснить ограничивающим действием резиновой диафрагмы, вследствие чего только небольшая доля выделенной в камере энергии затрачивалась на образование ударной волны. Количество энергии  $E_1$ , пошедшей на образование ударной волны (в предположении, что взрыв точечный), было приближенно определено следующим образом.

Используя экспериментальную зависимость  $M = M(r_2)$ , представленную на Фиг. 5, а, можно определить  $p_2 / p_1$  на фронте ударной волны как функцию  $M$ . Затем по значению  $p_2 / p_1$ , используя таблицы [5], можно найти безразмерную координату  $l = r_2 / r^0$ , по которой определить динамический линейный размер  $r^0$ , а также, используя формулу  $r^0 = (E_1 / p_1)^{1/3}$ , определяем  $E_1$ . В данных экспериментах для участка  $0.2 < r_2 < 0.3$  м, которому соответствуют  $M = 1.2-1.03$ , в среднем энергия  $E_1$ , пошед-



Фиг. 5

шая на образование ударной волны, составила  $E_1 = 68$  дж. На фиг. 5 приведены расчетные графики (позиция 2) параметров ударной волны для точечного взрыва в сферическом случае для  $\gamma = 1.4$ ,  $E_1 = 68$  дж,  $\rho_1 = 0.016$  кг·сек<sup>2</sup>/м<sup>4</sup> и  $p_1 = 0.132$  кг/см<sup>2</sup>. Эти расчетные данные и экспериментальные результаты для визуализируемой области удовлетворительно согласуются. Таким образом, к.п.д. мембранной электроразрядной камеры можно считать равным  $\eta \approx E_1/E_0 \cdot 100\% \approx 1\%$ .

Итак, в работе показано, что в описанных условиях эксперимента ударная волна, образованная мембранной электроразрядной камерой, получается по своим параметрам близкой к ударной волне точечного взрыва в сферическом случае.

Поступило 19 I 1970

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамсон И. С., Гегечкори Н. М. Осциллографические исследования искрового разряда. ЖЭТФ, 1951, № 21.
2. Долгов Г. Г., Мандельштам С. Л. Плотность и температура газа в искровом разряде. ЖЭТФ, 1953, № 24.
3. Миллер. Моделирование ударных волн для изучения их взаимодействия и измерения в гиперзвуковом потоке с помощью взрывных волн, образованных искровым разрядом. Ракетная техника и космонавтика, 1967, № 9.
4. Васильев Л. А. Теневые методы. М., «Наука», 1968.
5. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1965.
6. Емельянов В. А., Ершов И. В. Количественные исследования ударно-волновых процессов за ударной волной при помощи теневых методов. ПМТФ, 1969, № 1.

УДК 533.6.011.8

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НАСАДКА ПОЛНОГО ДАВЛЕНИЯ С ДОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Ю. А. КОШМАРОВ, С. Б. СВИРИЦЕВСКИЙ

(Москва)

Представлены результаты экспериментальных исследований влияния разрежения на величину давления торможения в тонкостенном цилиндрическом насадке с острой передней кромкой при дозвуковых скоростях потока. Эксперименты проведены при нулевом угле атаки в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_\infty = 0.59-6.99$ , чисел Маха  $M_\infty = 0.2-0.7$ , чисел Кнудсена  $Kn_\infty = 0.043-1.54$ .

Установлена формула, позволяющая расшифровать показания насадка полного давления при любых степенях разрежения (чисел Кнудсена).