

ЛИТЕРАТУРА

1. Morrow N. R. Interplay of capillary, viscous and buoyancy forces in the mobilization of residual oil.— J. Canad. Petr. Technol., 1979, v. 18, № 3, p. 35–46.
2. Reamer H. H., Sage B. H. Phase equilibria in hydrocarbon system. Volumetric and phase behavior of the *n*-decan-CO₂ system.— J. Chem. Eng. Data, 1963, v. 8, № 4, p. 508–513.
3. Евгеньев А. Е. Об относительных фазовых проницаемостях при фильтрации двухкомпонентных смесей.— Изв. вузов. Нефть и газ, 1965, № 1, с. 83–86.

Москва

Поступила в редакцию
5.VI.1984

УДК 533.6.011.72

ОТРАЖЕНИЕ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ТЕЛА С ВЫЕМКОЙ

ИБРАГИМ М. А., СЕРОВ А. О., ШТЕМЕНКО Л. С., ШУГАЕВ Ф. В.

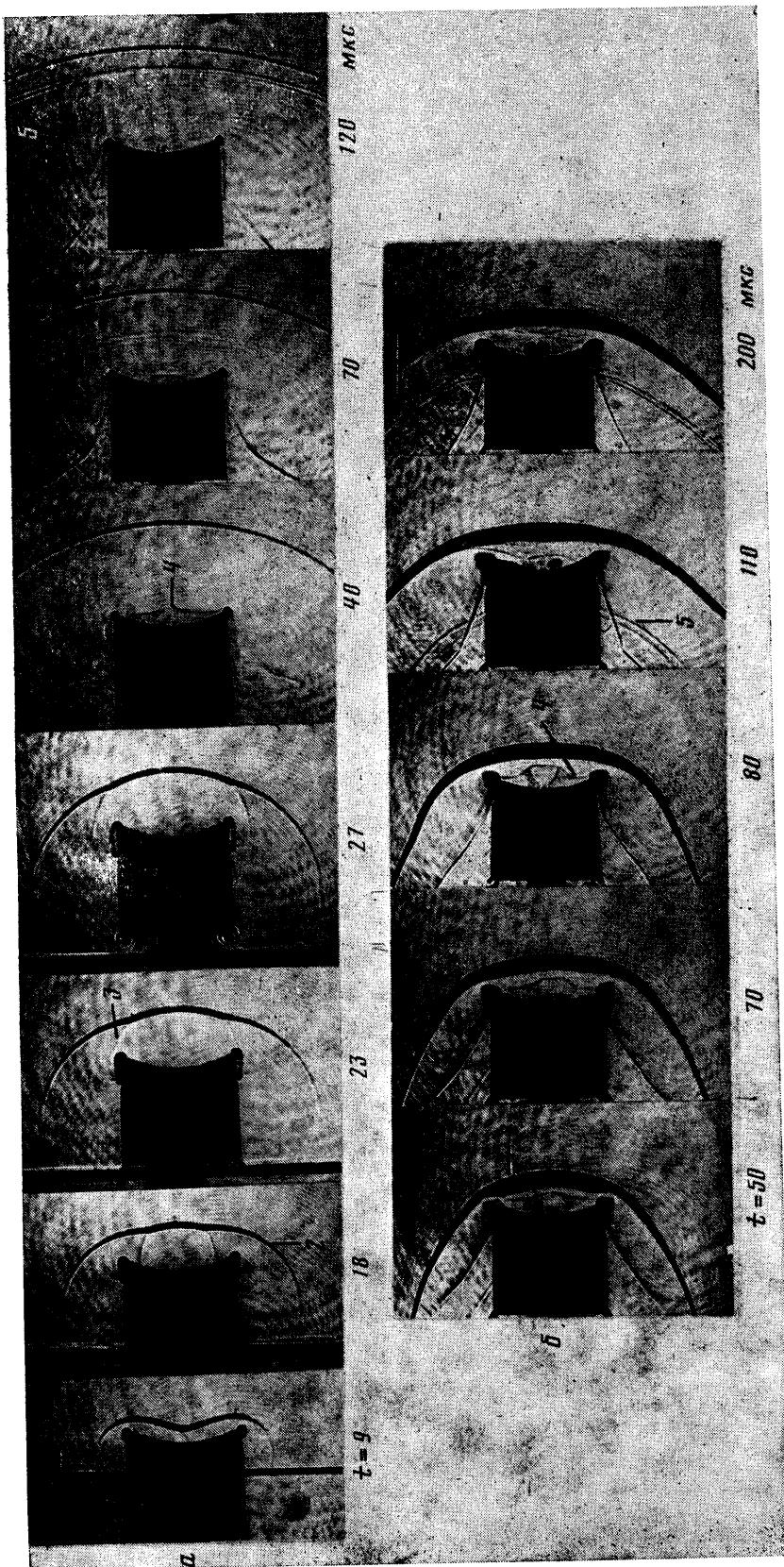
При падении плоской ударной волны на тела с выемками и при обтекании таких тел сверхзвуковым потоком газа возникает сложная картина течения. В ряде случаев наблюдаются колебания головной волны [1–3] и аномальный нагрев газа в выемке [4–6]. Нестационарное отражение ударной волны от тел с выемками и процессы, происходящие внутри выемки, исследованы сравнительно слабо.

В данной работе детально изучена картина нестационарного отражения плоской ударной волны от тел с цилиндрической выемкой различной глубины. Рабочими газами служили воздух и фреон-14. Приводятся данные об образовании вихрей вблизи острых кромок выемки и внутри нее. Поперечный размер вихрей возрастает с увеличением глубины выемки. Обнаружено, что внутри выемки возникает струя газа, направленная навстречу потоку за падающей ударной волной. В выемке зафиксирована сложная картина взаимодействия поперечных ударных волн с головной и возникновение вследствие этого нескольких контактных поверхностей. Во фреоне время установления стационарного обтекания тел с выемкой почти в 2 раза больше, чем для аналогичных тел без выемок ($M=2,6$).

Опыты выполнены в ударной трубе прямоугольного сечения (34×72 либо $28,5 \times 28,5$). Модели имели вид параллелепипедов высотой 10 мм с цилиндрической выемкой, образующей которой служила дуга окружности. Использовались модели двух типов. Модели первого типа имели ширину, равную ширине внутреннего канала ударной трубы. При этом возникало течение, близкое к двумерному. Модели второго типа имели квадратное сечение, их ширина была меньше ширины ударной трубы. Отношение глубины выемки h к ее высоте l было равно 0,15 и 0,5. Число Маха падающей ударной волны менялось от 2 до 4,5. При таких числах Маха и данных размерах моделей и канала ударной трубы стационарное обтекание в воздухе не устанавливалось.

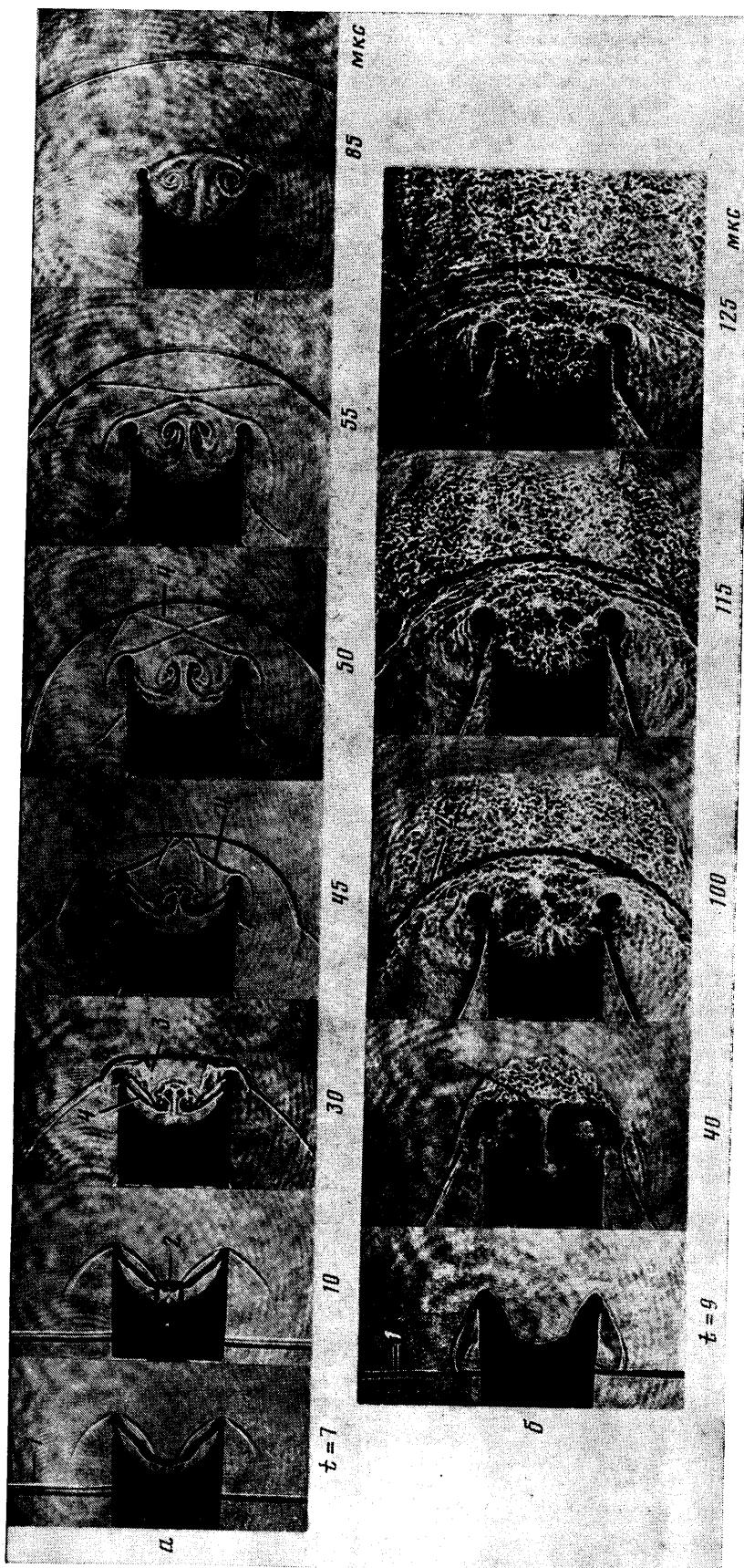
Течение визуализировалось прямым теневым методом. Источником света служил импульсный рубиновый лазер с модулированной добротностью, излучающий одну пространственную моду. Скорость ударной волны измерялась пьезодатчиками, монтированными в стенку ударной трубы.

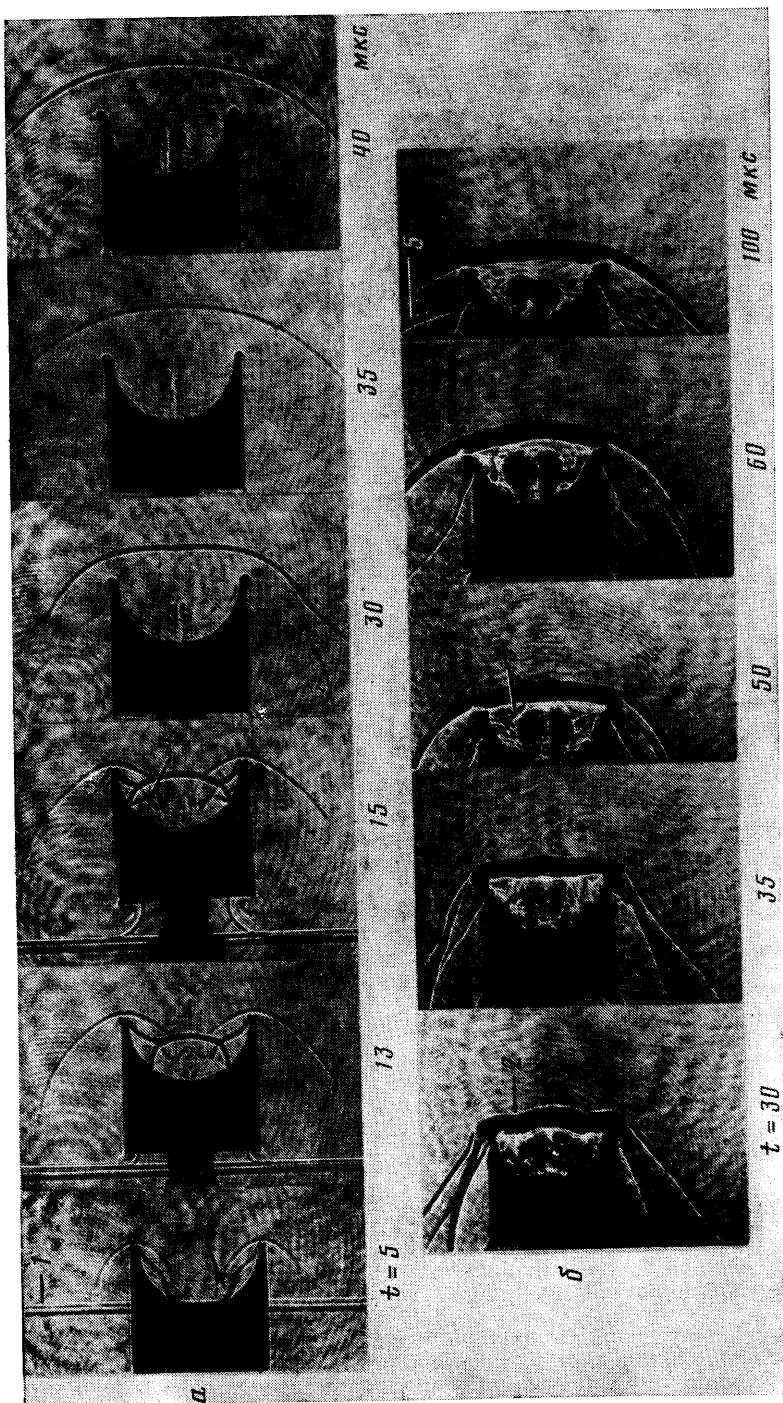
На фиг. 1–3 приводятся теневые снимки исследуемого процесса. Здесь 1 – падающая ударная волна, 2 – отраженная волна, 3 – поперечные волны, 4 – контактные поверхности, 5 – след отраженной волны на оптических окнах рабочей секции; t – время от начала отражения в мкс; a – воздух, b – фреон. На фиг. 1 представлено отражение ударной волны от модели 2-го типа ($h/l=0,15$; $a - M=2,1$; начальное давление $p_0=115$ мм рт. ст.; $b - M=2,6$; $p_0=150$ мм рт. ст.). На фиг. 2 показано отражение ударной волны от модели 1-го типа ($h/l=0,5$; $a - M=2,9$; $p_0=40$ мм рт. ст.; $b - M=4,5$; $p_0=45$ мм рт. ст.). На фиг. 3 приводится картина отражения ударной волны от модели 2-го типа ($h/l=0,5$; $a - M=2,7$; $p_0=45$ мм рт. ст.; $b - M=2,6$; $p_0=150$ мм рт. ст.).



Фиг. 1

Фиг. 2





ФИГ. 3

Схема процесса отражения ударной волны такова. Сначала падающая ударная волна дифрагирует на острых кромках модели. В этот же момент вблизи кромок возникают вихри. Далее в окрестности острых кромок развивается течение Прандтля – Майера, хорошо заметное на интерферограммах (фиг. 4; рабочий газ – воздух, $M=2,1$). За счет того, что поток за отраженной от поверхности выемки волной движется вдоль вогнутой стенки, в нем образуются поперечные волны, ранее описанные в [7]. Поперечные волны вначале распространяются к плоскости симметрии выемки, затем к ее краям. Кривизна отраженной волны в плоскости симметрии в начальный момент положительна. После схлопывания волны кривизна ее меняет знак, поперечные волны взаимодействуют с отраженной волной. На ее фронте возникают две тройные точки, образуются контактные поверхности как внутри выемки, так и вне ее. По мере движения поперечных волн за края выемки контактные поверхности приближаются к ее краям, а затем достигают ее дна на поздних стадиях процесса отражения. Это хорошо видно как на теневых фотографиях, так и на интерферограммах. Плотность увеличивается от фронта ударной волны к контактной поверхности, а затем уменьшается от контактной поверхности к телу. По мере приближения контактных поверхностей ко дну выемки скачок плотности на них уменьшается.

Картина отражения зависит как от глубины выемки, так и от поперечных размеров модели.

В глубокой выемке поперечные ударные волны сильнее, чем в мелкой; при движении от плоскости симметрии выемки к ее краям они отражаются от поверхности выемки. Отраженные волны снова движутся к плоскости симметрии выемки,

а затем – в противоположном направлении, взаимодействуя с головной ударной волной. Таким образом, если газ в мелкой выемке испытывает троекратное сжатие, то в глубокой – пятикратное. Соответственно в мелкой выемке образуются четыре контактные поверхности, в глубокой – шесть. По скорости падающей, отраженной и поперечных ударных волн с помощью законов сохранения на волне были оценены температура и давление за отраженной ударной волной при $M=2$ и $h/l=0,15$ для модели 1-го типа. При этих условиях температура оказалась на 20% выше температуры за отраженной ударной волной (без учета поперечных волн), а давление – в 2 раза больше. В глубокой выемке поперечные ударные волны четыре раза пересекают область газа внутри нее и, возможно, могут поднять температуру газа в этой области на 40–50%, а давление – в 3–5 раза.

Интересно, что через несколько микросекунд после начала отражения внутри выемки формируется струя, заканчивающаяся двумя вихрями. Струя особенно отчетливо видна в глубокой модели 1-го типа. Отношение длины струи к глубине выемки равно 1,3 при числе Маха падающей волны $M=3$ (фиг. 2, а). С уменьшением глубины выемки длина струи падает.

Образование струи можно объяснить тем, что в начальной стадии процесса отражения центральный участок ударной волны, отраженной от дна выемки, схлопывается. В результате за отраженной ударной волной возникает распределение давления, способствующее образованию струи с двумя вихрями в плоскости симметрии выемки.

Данное явление подтверждают расчеты отражения плоской волны от модельной выемки, имевшей форму синусоиды $x/x_0 = \sin(0,5y/x_0)$, x_0 – глубина выемки. Методика расчета основана на разложении газодинамических функций в ряд по времени с центром разложения в точке пересечения отраженной волны с телом. На фиг. 5 приводятся изолинии давления в различные моменты времени ($M=2$, $\tau=tM_\infty c_\infty / x_0$, $a - \tau = 2$; $1 - p/p_\infty = 12,6$; $2 - 13$; $3 - 13,4$; $4 - 13,8$; $5 - 14,2$; $6 - 14,6$; $7 - 15,0$; $6 - \tau = 2,5$; $1 - 12,1$; $2 - 12,8$; $3 - 13,4$; $4 - 14,1$; $5 - 14,8$; $6 - 15,4$; $7 - 16,1$; $a - \tau = 3$; $1 - 11,5$; $2 - 12,5$; $3 - 13,5$; $4 - 14,6$; $5 - 15,6$; $6 - 16,6$; $7 - 17,6$). Видно, что с течением времени давление внутри выемки растет.

Отметим, что при большой глубине выемки наблюдается взаимодействие между отраженной ударной волной, выходящей из выемки, и волнами вблизи острых кромок.

При отражении ударной волны от модели 2-го типа внутри выемки наблюдается несколько мелких вихрей. Они возникают в результате неустойчивости контактных поверхностей, образующихся при взаимодействии ударных волн с головной.

Отметим особенности процесса отражения во фреоне. На теневых снимках перед отраженной от модели 1-го типа волной и за ней видна область турбулизированного неоднородного потока. Она возникает в результате взаимодействия отраженной волны с пограничным слоем на стенах ударной трубы, что приводит к известному явлению бифуркации [8]. Специфическая картина бифуркации наблю-



Фиг. 4

ся, давление за волной повышается. В результате за отраженной ударной волной возникает распределение давления, способствующее образованию струи с двумя вихрями в плоскости симметрии выемки.

Данное явление подтверждают расчеты отражения плоской волны от модельной выемки, имевшей форму синусоиды $x/x_0 = \sin(0,5y/x_0)$, x_0 – глубина выемки. Методика расчета основана на разложении газодинамических функций в ряд по времени с центром разложения в точке пересечения отраженной волны с телом. На фиг. 5 приводятся изолинии давления в различные моменты времени ($M=2$, $\tau=tM_\infty c_\infty / x_0$, $a - \tau = 2$; $1 - p/p_\infty = 12,6$; $2 - 13$; $3 - 13,4$; $4 - 13,8$; $5 - 14,2$; $6 - 14,6$; $7 - 15,0$; $6 - \tau = 2,5$; $1 - 12,1$; $2 - 12,8$; $3 - 13,4$; $4 - 14,1$; $5 - 14,8$; $6 - 15,4$; $7 - 16,1$; $a - \tau = 3$; $1 - 11,5$; $2 - 12,5$; $3 - 13,5$; $4 - 14,6$; $5 - 15,6$; $6 - 16,6$; $7 - 17,6$). Видно, что с течением времени давление внутри выемки растет.

Отметим, что при большой глубине выемки наблюдается взаимодействие между отраженной ударной волной, выходящей из выемки, и волнами вблизи острых кромок.

При отражении ударной волны от модели 2-го типа внутри выемки наблюдается несколько мелких вихрей. Они возникают в результате неустойчивости контактных поверхностей, образующихся при взаимодействии ударных волн с головной.

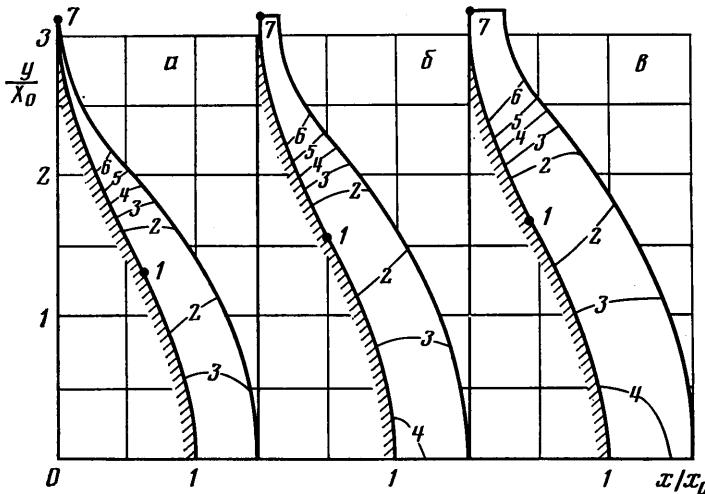
Отметим особенности процесса отражения во фреоне. На теневых снимках перед отраженной от модели 1-го типа волной и за ней видна область турбулизированного неоднородного потока. Она возникает в результате взаимодействия отраженной волны с пограничным слоем на стенах ударной трубы, что приводит к известному явлению бифуркации [8]. Специфическая картина бифуркации наблю-

дается на фотографиях. Вихревое движение легко возникает во фреонах, поскольку малые возмущения всегда присутствуют в потоках фреонов вследствие низкой скорости рассасывания этих возмущений.

Далее, во фреоне вихри внутри выемки и на острых кромках ее оказываются более интенсивными, чем в воздухе. Внутри модели 2-го типа происходит процесс образования двух крупных вихрей из нескольких мелких.

При возрастании глубины выемки картина течения во фреоне меняется сильнее, чем в воздухе. Появляется много мелких вихрей, что может быть связано еще и с отрывом пограничного слоя от поверхности выемки при взаимодействии с ним поперечных ударных волн. В случае глубокой выемки поперечные ударные волны во фреоне не выходят из нее (фиг. 3, б). Струя фреона подхватывает эти мелкие вихри и образует два центральных вихря, более интенсивных, чем вихри вблизи кромок выемки.

При обтекании модели 2-го типа фреоном ($M=2,6-4,5$) устанавливается стационарное обтекание с отошедшей головной ударной волной. При этом наблюдается



Фиг. 5

лись небольшие пульсации величины отхода волны. При $M=2,6$ и $h/l=0,15$ время установления стационарного обтекания тела с выемкой почти в 2 раза больше такого времени для тела без выемки (при одинаковых размерах и геометрии).

Таким образом, при проведенных опытах зафиксировано образование струи и оценены ее параметры при отражении плоской ударной волны от тела с выемкой. Внутри выемки отмечено образование двух крупных вихрей из более мелких. Показано, что распределение плотности в нестационарном течении внутри выемки носит немонотонный характер и имеет максимум между отраженной волной и поверхностью выемки. Температура и давление газа внутри выемки превышают соответствующие значения за волной, отраженной от плоской стенки, и зависят при прочих равных условиях от отношения глубины выемки к ее высоте.

Авторы выражают благодарность В. И. Иванову за проведение расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shigemi M., Koyama H., Aihara Y. A note on oscillating shock wave. Some experiments with a resonance tube.— Trans. Jap. Soc. Aeronaut. and Space Sci., 1976, v. 19, № 44, p. 68–80.
2. Антонов А. Н., Шалаев С. П. Экспериментальное исследование нестационарного течения в полостях, обтекаемых сверхзвуковым потоком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 5, с. 180–183.
3. Знаменская И. А., Шугаев Ф. В. О затухающих колебаниях ударной волны при отражении ее от тела с выемкой.— Докл. АН СССР, 1980, Т. 254, № 1, с. 57–59.
4. Елисеев Ю. Б., Черкез А. Я. Об эффекте повышения температуры торможения при обтекании газом глубоких полостей.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 3, с. 8–18.
5. Клопов Б. А., Мешков Е. Е., Толшияков А. И. Кумулятивный эффект ударной волны, отраженной от сферической вогнутой стенки.— Журн. прикл. мех. и техн. физики, 1976, № 4, с. 33–37.

6. Елисеев Ю. Б., Черкез А. Я. Экспериментальное исследование аномального аэродинамического нагрева тел с глубокой полостью.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 1, с. 112–119.
7. Мешков Е. Е. Отражение плоской ударной волны от жесткой вогнутой стенки.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 4, с. 33–39.
8. Баженова Т. В., Георгева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.

Москва

Поступила в редакцию
7.VIII.1984

УДК 533.6.011.72:531.787

ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ ДАТЧИКАМИ ОБЪЕМНОГО ТИПА

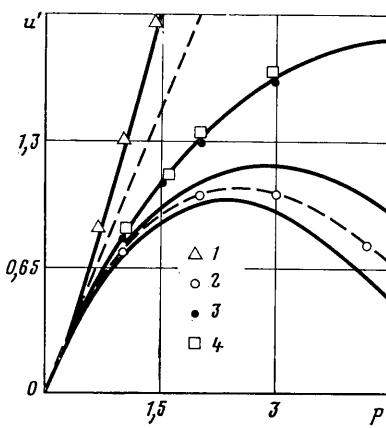
НЕЩИМЕНКО Ю. П., ТАЛЫКОВ В. В., ЧИКИН И. И.

При измерении давления в ударных волнах широко используются преобразователи давления (датчики) объемного типа, которые вводятся в исследуемые точки пространства. Известны, например, пьезоэлектрические преобразователи с чувствительным элементом в виде сферы или цилиндра конечной длины, а также в виде плоской воспринимающей поверхности. Вследствие торможения спутного потока, образования граничного слоя и других процессов давление p_T , действующее на каждый элемент воспринимающей поверхности датчика ds , оказывается отличным от давления p_2 в набегающей волне. Датчик регистрирует среднее значение давления

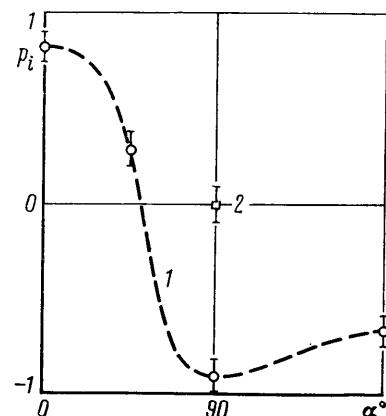
$$p_c = \int (p_T - p_1) \frac{ds}{S}$$

которое в общем случае не равно давлению $p = p_2 - p_1$, где p_1 – начальное давление, S – площадь воспринимающей поверхности.

Цель данной работы – исследование связи p_c с измеряемой величиной p . Предположим, что изменение параметров невозмущенного потока на длине порядка ха-



Фиг. 1



Фиг. 2

рактерного размера датчика мало, а процесс нестационарного взаимодействия фронта волны с датчиком завершен. Введем локальный p_g и интегральный p_i коэффициенты давления

$$p_g = \frac{p_T - p_2}{q}, \quad p_i = \int p_g \frac{ds}{S}$$

Через q обозначен скоростной напор невозмущенного потока за фронтом волны.

Большинство p_i в общем случае зависит от большого числа факторов: формы тела и степени ее шероховатости, чисел M и Re , степени турбулентности потока, профиля давления $p(t)$ и т. д. Однако если $M \approx 1$, то для тел по форме, близкой к шаровой, коэффициент p_i практически постоянен и не зависит от чисел M и Re . Этот результат получается при расчете p_i по приведенным в [1] кривым распределения давления на шаре, обдуваемом потоком постоянной скорости.