

УДК 533.06.011.72+534.122

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ НАД ВЫЕМКАМИ

ГВОЗДЕВА Л. Г., ЛАГУТОВ Ю. П., РАЕВСКИЙ Д. К.,
ХАРИТОНОВ А. И., ШАРОВ Ю. Л.

На основании теневых и интерференционных картин, а также измерений давления пьезодатчиками исследуется распространение плоской ударной волны с числа Маха $M_1=1,2-5,0$ при начальных давлениях $p_0=0,6 \cdot 10^3 - 0,29 \cdot 10^5$ Н/м² над мелкой прямоугольной выемкой, расположенной в поперечном к распространению волны направлении.

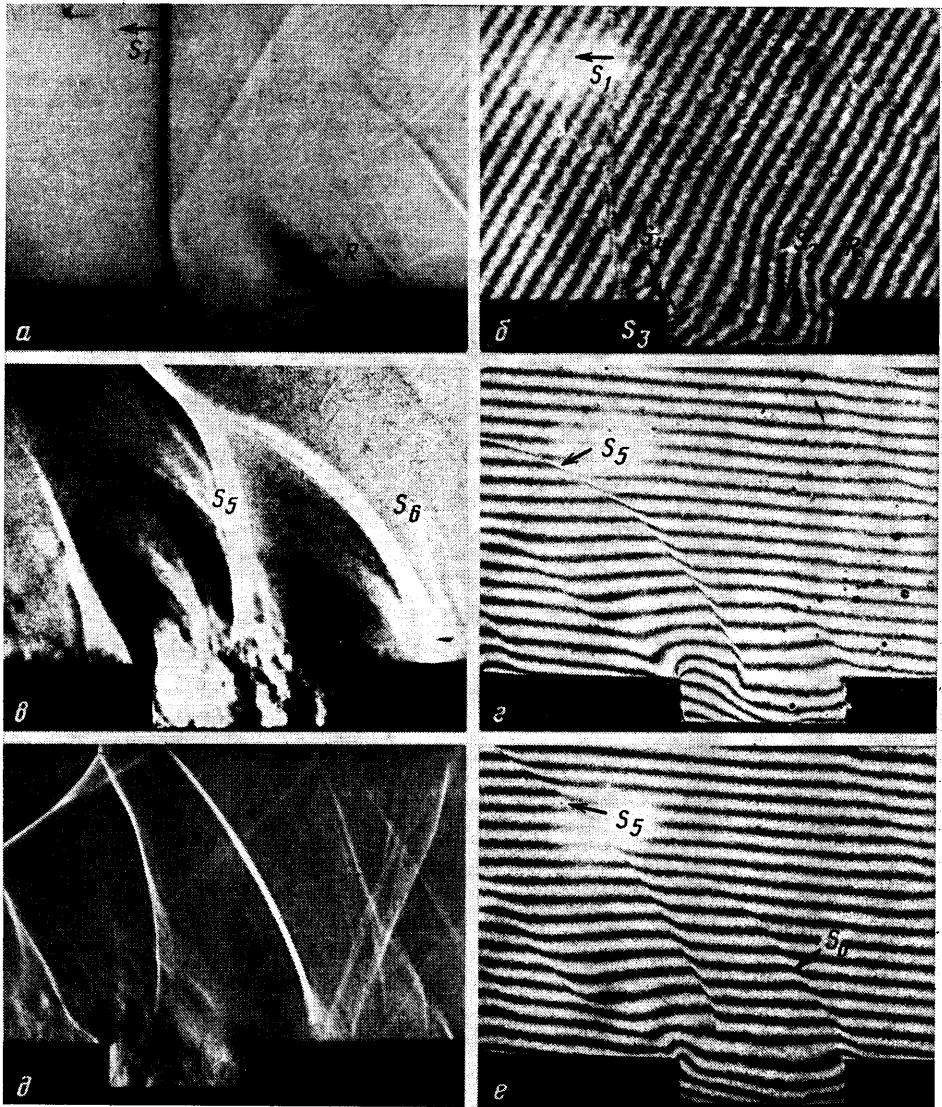
Будем называть выемку мелкой, если ударная волна достигает ее дна раньше, чем задней стенки. Если учесть скорость пристеночной части дифрагированной ударной волны по аппроксимационной формуле из [1], то отношение глубины мелкой выемки к ее длине $H/L \leq 0,29 (1-1/M_1) + 1/M_1$.

Ранее в [2-3] и других работах проводились исследования мелких выемок прямоугольной формы в аэродинамических трубах. Было показано, что в случае обтекания стационарным сверхзвуковым потоком при выполнении условия $2\delta < L$ [3], где δ — толщина сдвигового слоя, внутри выемки происходит самовозбуждение колебаний, обусловленных процессом обмена массой между выемкой и внешним потоком. Цель данной работы заключается в исследовании нестационарного взаимодействия ударной волны и спутного потока с выемкой, квазистационарного обтекания выемки горячим газом за ударной волной и сравнении с близкими по числу Re результатами, полученными на аэродинамических трубах [2-3].

1. Установка и методика измерений. Экспериментальное исследование взаимодействия ударной волны с прямоугольной выемкой проводилось на ударной трубе квадратного сечения 72×72 мм². Первичные ударные волны с числом Маха $M_1=1,2-5,0$ (числа Маха спутного потока соответственно $M_\infty=0,31-1,66$) образовывались при разрыве диафрагмы между камерой высокого давления, заполненной воздухом при давлениях $p_0=0,6 \cdot 10^3 - 0,29 \cdot 10^5$ Н/м². Модель имела прямоугольную выемку глубиной $H=10$ мм и длиной $L=40$ мм. В центре выемки устанавливался пьезоэлектрический датчик давления, обеспечивающий точность измерений 5-10%. Визуализация нестационарного течения около выемки в ударной трубе осуществлялась с помощью теневого прибора ИАБ-451 и высокоскоростной камеры ВСК-5. В каждом эксперименте получалось 72 теневых снимка процесса и одновременно регистрировалась осциллограмма давления. Для уточнения особенностей течения применялись интерферометр с узким опорным пучком и теневая съемка методом Кранца — Шардина [4], дающие существенно большее разрешение по сравнению с покадровой съемкой.

2. Развитие процесса во времени. Анализ теневых картин и данных измерений давления позволяет выделить следующие этапы процесса (фиг. 1): 1) дифракцию ударной волны S_1 на прямом угле передней стенки; 2) отражение дифрагированной волны S_1 от дна выемки; 3) взаимодействие волны S_1 с задней стенкой; 4) слияние отраженных от задней стенки ударных волн в единый скачок S_2 ; 5) бифуркацию этого скачка, выход передней волны из выемки и переход к квазистационарному обтеканию выемки.

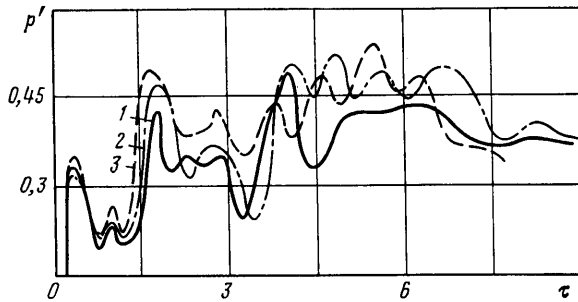
Результаты исследования процесса дифракции ударных волн на различных углах приведены в [1]. По данным [1], на угле 90° процесс ди-



Фиг. 1

фракции протекает с отрывом потока и формированием волны разрежения R и волны торможения T (фиг. 1, a). Через время $\tau \approx 0,5$ после начала процесса дифракции ($\tau = D_1 t / L$, где t — физическое время, D_1 — скорость волны S_1) дифрагированная часть волны S_1 достигает дна и отражается (фиг. 1, a), формируя ударную волну S_2 .

По мере продвижения волны S_1 вдоль дна выемки регулярное отражение сменяется маховским. В то же время отрыв потока на переднем угле формирует застойную зону у передней стенки. Волна торможения T , направленная вверх по потоку, и примыкающая к ней область высокого давления сносится по направлению к задней стенке. Ударная волна S_1 , двигаясь по дну выемки, достигает угла, образованного нижней стенкой ударной трубы и задней стенкой выемки. Происходит взаимодействие дифрагированной части волны S_1 с этим углом (фиг. 1, b). При этом образуются цилиндрические ударные волны S_3 и S_4 , отраженные от задней стенки выемки и от нижней стенки ударной трубы соответственно. Слияние этих скачков порождает единую отраженную ударную волну S_5 , что происходит за



Фиг. 2

время $\tau \approx 2,5$ после прохождения волной S_1 передней кромки выемки (фиг. 1, *в*).

На фиг. 2 приведены кривые давления $p' = (p - p_0) / p_n$ в центре выемки в зависимости от времени τ , где p_n — давление при нормальном отражении от жесткой стенки волны S_1 , p_0 — давление перед фронтом S_1 . Кривая 1 соответствует $M_1 = 2,62$, $p_0 = 5 \cdot 10^3$ Н/м²; 2 — $M_1 = 2,51$, $p_0 = 29,0 \cdot 10^3$ Н/м²; 3 — $M_1 = 1,94$, $p_0 = 29,0 \cdot 10^3$ Н/м².

Исходя из того что все кривые оказываются подобными, можно выделить три стадии развития течения в выемке: нестационарную ($\tau \leq 2$), переходную ($2 < \tau \leq 4$) и квазистационарную ($4 \leq \tau \leq 7$).

На больших временах давление в выемке приближается к p_1 — величине давления в спутном потоке за S_1 . На нестационарной стадии отчетливо проявляются три всплеска давления, первый из которых связан с приходом в точку измерения падающей волны S_1 (фиг. 1, *а*). Второй (малый) пик ($\tau \approx 1$), как можно предположить из анализа теневых фотографий, возникает за счет взаимодействия отраженной от дна волны S_2 с передней стенкой выемки. Следует отметить, что при уменьшении начального давления (увеличении кинематической вязкости ν) относительная величина этого всплеска возрастает. Третий пик давления на кривых фиг. 2 совпадает по времени с приходом в точку измерения ударной волны S_5 , отраженной от задней стенки.

Взаимодействие скачка S_5 со сложным течением у передней стенки приводит к расщеплению (бифуркации) ударной волны и возникновению ударной волны S_6 (фиг. 1, *з, д*). На теневой картине (фиг. 1, *д*) скачок S_6 находится выше по потоку, чем передняя кромка выемки, что вызвано накоплением массы газа между ударными волнами S_5 и S_6 . Такая λ -конфигурация из отраженной и расщепленной ударных волн существует как в дозвуковом, так и в сверхзвуковом потоке за падающей волной S_1 . При увеличении времени ($\tau > 2$), картины течения при $M_\infty < 1$ и $M_\infty > 1$ существенно различаются. При $M_\infty < 1$ оба скачка уходят вверх по потоку, течение над выемкой становится безразрывным, давление в центре выемки падает ниже давления в потоке (фиг. 2). В случае же, когда внешний поток сверхзвуковой ($M_\infty > 1$), вплоть до $\tau = 10$ происходит усиление волны S_6 , при этом скачок S_5 ослабевает и размывается, при возрастании M_1 до 3,5–5,0 над выемкой остается скачок S_6 .

3. Приближенная теория. Для описанной первой стадии процесса используем приближенную теорию [5], которая дает возможность получить простое аналитическое решение для процессов дифракции ударных волн на переднем угле и отражения их от дна выемки. Теория [5] развита на основании двух допущений: во-первых, траектории частиц все время остаются направленными по нормали к фронту волн, что дает возможность свести задачу к квазиодномерной задаче о распространении ударной волны по каналу с переменным сечением; во-вторых, при рассмотрении последнего процесса пренебрегается взаимодействием ударной волны с течением за фронтом. Точность этих допущений не поддается оценке, но сравнение с экспериментами по дифракции ударных волн на выпуклом угле и цилиндре, и отра-

жению от клина, приведенное в [5], говорит о том, что эта теория хорошо описывает процессы такого рода и, по-видимому, подходит для решения данной задачи.

Для описания динамики ударных волн вводится система координат α, β , в которой положение фронта ударной волны описывается соотношением $\alpha(x, y) - a_0 t = 0$, где a_0 — начальная скорость звука, переменная β относится к лучам, направленным по нормали к фронту. В плоскости (α, β) длина дуги $ds^2 = M^2 d\alpha^2 + A^2 d\beta^2$, где $A(\alpha, \beta)$ — некоторая функция, пропорциональная ширине плоского канала между лучами β и $\beta + d\beta$, θ — угол между β и осью x , M — число Маха ударной волны в точке (α, β) .

Тогда движение ударной волны описывается следующей системой уравнений [5]:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \beta} - \frac{A'(M)}{M} \frac{\partial M}{\partial \alpha} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \alpha} + \frac{1}{A(M)} \frac{\partial M}{\partial \beta} = 0$$

Характеристическая форма этих уравнений имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial \alpha} \pm c \frac{\partial}{\partial \beta} \right) \left(\theta \pm \int \frac{dM}{Ac} \right) = 0, \quad c(M) = \left(-\frac{M}{A} \frac{dM}{dA} \right)^{1/2}$$

Уравнение характеристик $\partial \beta / \partial \alpha = \pm c$ в декартовой системе имеет вид $dy/dx = \pm \operatorname{tg}(\theta \pm m)$; соответственно инварианты Римана $\theta \pm \int \frac{dM}{Ac}$. В случае острого угла (θ меняется скачком), как это имеет место для углов в выемке, $y/x = \operatorname{tg}(\theta + m)$, где $\operatorname{tg} m = Ac/M$. В случае сильных ударных волн ($M \rightarrow \infty$) связь $A = A(M)$ упрощается

$$Ac \rightarrow n^{-1/2} M, \quad \int \frac{dM}{Ac} \rightarrow n^{1/2} \ln M, \quad \operatorname{tg} m \rightarrow n^{1/2}, \quad n = 1 + \frac{2}{\gamma} + \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right)^{1/2}$$

В [5] показано, что для процесса дифракции ударных волн на угле приближенные сильные волны дают хорошее соответствие с экспериментом уже при $M > 2$.

Соответствующее значение числа Маха вдоль дифрагированной волны находится из инварианта Римана C^+ (на невозмущенной ударной волне $\theta = 0$)

$$M(x, y) = M_1 \exp \left(-\frac{\theta_1(x, y)}{n^{1/2}} \right) \quad (3.1)$$

Дифрагированная ударная волна отражается на дне выемки, при этом угол падения выражается соотношением

$$\omega = \frac{\pi}{2} - \theta_1 = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{H}{x} - m, \quad m = \operatorname{arctg} n^{-1/2} \quad (3.2)$$

где x — расстояние от передней стенки выемки.

Таким образом формулы (3.1) — (3.2) дают возможность определить местную интенсивность дифрагированной части волны и угол падения ω . Процесс отражения в теории [5] описывается также просто: для падения ударной волны с числом M на клин с углом при вершине θ_2 имеем

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{(M_2^2 - M^2)(A_2^2 - A^2)}{A_2 M_2 + A M} \quad (3.3)$$

где индекс 2 относится к волне Маха (в приближенной теории отражение сразу является маховским, не имея регулярной стадии). При $M \rightarrow \infty$ выражение (3.3) упрощается

$$\operatorname{tg} \theta_2 = (K^{n-1} + 1)^{-1} (1/K^2 - 1)^{1/2} (1 - K^{2n})^{1/2}, \quad K = \frac{M_1}{M_2} \quad (3.4)$$

при этом K оказывается независимым от числа Маха падающей волны. Поскольку $K < 1$ и $K^{2n} < K^{2n-1} < 1$, то с точностью до 30% $K = (1 + \operatorname{tg}^2 \theta)^{-1/2} = \cos \theta$. Например, для $\gamma = 1.4$ имеем $K = 0.592$.

Учитывая, что в рассматриваемом случае $\theta_1 = \theta_2$, получаем окончательное соотношение для давления отражения вдоль дна выемки

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \left[\left(\frac{M_1}{K} \exp(-\theta_1/n^{1/2}) \right)^2 - 1 \right] + 1 \quad (3.5)$$

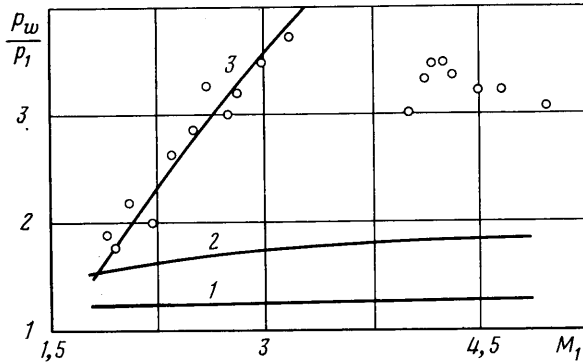
Анализ осциллограмм давления (фиг. 2) и фотографий (фиг. 1, а, б) показывает, что максимальный подъем давления внутри выемки, соответствующий третьему пику давления на фиг. 2 ($\tau \approx 1.8$), достигается в результате взаимодействия волны S_1

с задней стенкой выемки. Величина этого подъема p_m определяется по известной формуле Измайлова для нормального отражения плоской ударной волны, где в качестве исходной волны фигурирует волна Маха ($\theta = \arctg H/L + m$), определяемая из (3.4), (3.5)

$$\frac{p_m}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} \frac{(3\gamma - 1)p_2/p_1 - (\gamma - 1)}{(\gamma + 1)p_2/p_1 - (\gamma + 1)}$$

Поскольку положение каждой точки волны S_1 известно, по соотношению (3.4) можно рассчитать процесс отражения от боковой поверхности за задней стенкой. Следует отметить, что соотношения (3.1)–(3.5) остаются справедливыми для волны с произвольным углом наклона передней и задней стенок. При этом, когда угол наклона задней стенки $\theta_3 < 90^\circ$, для расчета давления используется соотношение (3.3).

4. Обсуждение результатов. Результаты измерений давления пьезодатчиками в момент прихода в точку изменения волны показана точками на фиг. 3 (датчик расположен посередине выемки). Результаты расчета по



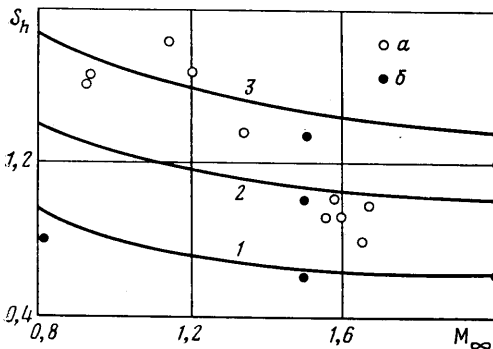
Фиг. 3

формулам (3.1)–(3.5) (кривая 1) лежит намного ниже данных эксперимента, так же как и результаты элементарной теории маховского отражения [6] (кривая 2). Кривая 3 соответствует решению для регулярного отражения [6]. Параметры падающей волны для расчета кривых 2, 3 определялись по формулам (3.1)–(3.2). Угол падения ω составлял 40° ($39,5^\circ$ по формуле (3.2)). Таким образом, можно видеть, что при $M_1 = 1,8 - 3,3$ теория регулярного отражения хорошо описывает результаты измерений, но при увеличении числа M_1 до 4 измеренные величины давления лежат намного ниже кривой 3, видимо, вследствие перехода от одной формы отражения к другой в точке измерения (при возрастании интенсивности ударной волны S_1 переход к нерегулярной форме отражения осуществляется ближе к передней стенке).

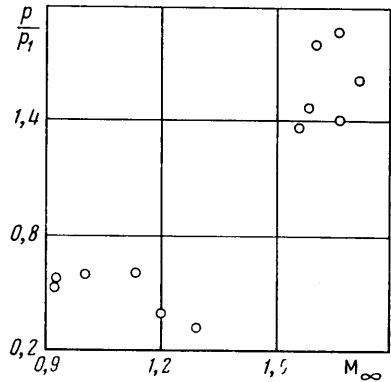
Как следует из фиг. 1, а, волна S_1 приближается к задней стенке выемки с уже сформированной волной Маха. Тем не менее линейный размер волны Маха оказывается меньшим, чем при развитии тройной конфигурации в результате отражения плоской ударной волны от клина. На фиг. 1, а отчетливо видна сложная структура течения за волной S_1 . Наличие вихря между линией срыва и скачком S_2 , безусловно, затягивает развитие тройной конфигурации.

После формирования отраженной волны S_5 картина течения, как следует из фиг. 2, существенно зависит от M_1 и p_0 . Во всех трех случаях происходит взаимодействие ударной волны S_5 с пограничным слоем, срывающимся с переднего угла. При $M_\infty < 1$ λ -конфигурация, состоящая из волн S_5 и S_6 , уходит вверх по потоку, давление в центре выемки (фиг. 2, кривая 3) изменяется сложным образом, достигая максимума при $\tau \approx 5,5$ и затем падая до уровня, близкого к p_1 — давлению во внешнем потоке. Эти изменения давления обусловлены взаимодействием λ -конфигурации с отор-

вавшимися пограничным слоем. В случае же сверхзвукового потока ($M_\infty > 1$) (фиг. 1, z, ∂) развитие λ -конфигурации происходит непосредственно над выемкой. Точка пересечения волн S_5 и S_6 постепенно уходит вверх, одновременно происходит усиление скачка S_6 за счет скачка S_5 , который трансформируется в волну сжатия. Следует отметить, что точка присоединения ударной волны S_6 находится выше по потоку, чем передняя стенка выемки (фиг. 1, ∂, e). Поведение давления в центре при



Фиг. 4



Фиг. 5

$\tau > 4$ значительно различается для $p_0 = 5,0 \cdot 10^3$ Н/м² — кривая 1 и $2,9 \cdot 10^4$ Н/м² — кривая 2. В первом случае (фиг. 2) пульсации отсутствуют, что говорит об устойчивом вязком течении внутри выемки. Вместе с тем при возрастании числа Маха ударной волны S_1 ($M_1 > 4$, $M_\infty > 1,55$) возбуждение колебаний в выемке происходит даже при уменьшении начального давления до $0,65 \cdot 10^3$ Н/м².

В работе [3] устойчивость сдвигового слоя рассчитывалась на основе линеаризованного для малых возмущений уравнения Эйлера, откуда был выведен критерий возникновения резонанса $2\lambda\delta/L < 1$. Результаты данной работы показывают, что для потоков за ударными волнами с числами $M_1 > 4,0$ этот критерий нарушается, так как при переходе от режима с $M_1 = 2,59$, $p_0 = 5,0 \cdot 10^3$ Н/м² (колебания отсутствуют) к режиму с $M_1 = 4,72$, $p_0 = 0,65 \cdot 10^3$ Н/м² (интенсивные колебания) число $Re = u_\infty L/\nu$ уменьшается в 6,2 раза, а толщина сдвигового слоя δ , пропорциональная $Re^{-1/2}$, увеличивается в 1,5 раза.

В [3] приведена формула для расчета частот колебаний в выемке, полученная Росситером на основе упрощенной модели взаимодействия сдвигового слоя, срывающегося с передней стенки

$$f_m = \frac{m u_\infty + \xi}{L(M_\infty c_\infty / c_1 + 1/k)}, \quad k = \frac{c_1}{u_\infty} \quad (4.1)$$

где u_∞ , M_∞ , c_∞ — скорость, число Маха и скорость звука потока, k — безразмерная скорость распространения волны в выемке, ξ — поправка на краевые эффекты, m — номер моды или число волн в выемке. Отношение скоростей звука по данным [2] выражается соотношением $c_1/c_\infty = [1 + 1/2r(\gamma - 1)M_\infty^2]$, где r — коэффициент восстановления.

На фиг. 4 представлены безразмерные частоты возбуждения (числа Струхала $Sh = f_m L / u_\infty$), рассчитанные по формуле (4.1) (кривые 1–3 соответствуют $m = 2, 3, 4$); результаты настоящей работы показаны точками *a*, результаты Хеллера [2] по обтеканию выемок в аэродинамической трубе — точками *b*. Данные обоих экспериментов приведены для $L/H = 4,0$ и $Re = u_\infty L/\nu = 1,2 \cdot 10^6$.

Видно, что возбуждение второй моды в настоящих экспериментах не происходит. Возможно, это связано с ограниченностью времени работы ударной трубы (~ 500 мкс). Вместе с тем на околосвуковых режимах возбуждена четвертая мода колебаний, что не отражено в [2, 3]. При числах Маха потока $M_\infty = 1,5$ частоты в обоих случаях оказываются близкими.

Измеренные амплитуды колебаний приведены на фиг. 5, где отчетливо видно, что на околосвуковых режимах амплитуда колебаний не превышает $0,5 p_1$, такая же величина приводится в [3]. При $M_\infty > 1,5$ возникающие в потоке за ударными волнами колебания имеют в несколько раз большую амплитуду. По всей видимости, такое изменение амплитуды связано с возрастанием нелинейности волн, генерируемых сдвиговым слоем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нестационарные взаимодействия ударных и детонационных волн в газах/Отв. ред. Коробейников В. П. М.: Наука, 1986. 206 с.
2. Биланин А. Дж., Коверт Е. Е. Оценка возможных частот возбуждения для прямоугольных полостей малой глубины // Ракетн. техника и космонавтика. 1973. Т. 11. № 3. С. 114–120.
3. Хэнки В. Л., Шенг Дж. С. Расчет пульсаций давления в открытой полости // Ракетн. техника и космонавтика. 1980. Т. 18. С. 38–46.
4. Sukhorukikh V. S., Kharitonov A. I., Sharov Y. L. Crantz-Schardin method in the parallel beams // Proc. 15th Intern. congr. HSPP. 1983. San-Diego. USA. P. 534–535.
5. Уивем Дж. Линеиные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
6. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.

Москва

Поступила в редакцию
24.IX.1987