

6. Алиновский Н. И., Нестерихин Ю. Е., Пахтусов Б. К. Усредненные сечения ионизации пучков нейтральных частиц электронами, имеющими максвелловское распределение скоростей. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 1.
7. Алиновский Н. И., Нестерихин Ю. Е. Источник нейтральных частиц. Приборы и техника эксперимента, 1968, № 5.
8. Алиновский Н. И., Пахтусов Б. К. Об одной схеме модуляции выходного сигнала фотоумножителя. Приборы и техника эксперимента, 1968, № 5.
9. Роуз Д., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М., Атомиздат, 1963.
10. Симонов В. А., Швилкин Б. Н., Кутуков Г. П., Получение чистой высокотемпературной плазмы в квазистационарных системах. Процессы, приводящие к поступлению примесей в плазму. Nuclear Fusion, 1962, vol. 2, pt. 1.
11. Алиновский Н. И. Пролетные масс-спектрометры для исследования плазмы. В сб.: «Диагностика плазмы», М., Атомиздат, 1968, вып. 2.

## СТРУКТУРА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

*В. И. Немченко, Н. И. Ющенкова*

(Москва)

Применение сверхзвуковых струй для получения интенсивных молекулярных пучков и высокоскоростных потоков низкотемпературной плазмы стимулировало развитие экспериментальных и теоретических работ по структуре недорасширенных сверхзвуковых струй. Структура начального участка сверхзвуковой недорасширенной струи характеризуется положением, размерами и формой замыкающего скачка.

В работах [1-7] приводятся теоретические оценки и некоторые опытные данные по форме висячего скачка, положению и диаметру центрального скачка. Однако большинство исследований соответствует условиям течения идеального газа в режиме континуума.

С уменьшением плотности струи следует ожидать изменения структуры течения, так как на формирование висячего скачка и границу струи существенное влияние оказывают процессы переноса, роль которых возрастает с разреженностью.

Приведенные в данной работе результаты экспериментального исследования структуры сверхзвуковой струи воздуха при различных условиях истечения  $10 \leq n \leq 10^4$   $1.15 \leq M_a \leq 3.3$ ,  $10^{-4} \leq K_* = \lambda_*/d_* \leq 10^{-3}$ , где  $M_a$  — число Маха на срезе сопла,  $\lambda_*$  — длина свободного пробега молекулы в критическом сечении сопла,  $d_*$  — диаметр критического сечения сопла,  $n$  — отношение давления на срезе сопла к давлению в окружающем пространстве, позволяют выявить влияние высоких отношений давлений  $n$ , числа Маха  $M_a$  и разреженности потока на структуру сверхзвуковой недорасширенной струи. Для характеристики разреженности потока использовано число Кнудсена  $K_*$  и параметр  $C = K_* \sqrt{n}$ .

1. Эксперимент проводился в аэродинамической трубе низкой плотности, описанной в работе [8]. В качестве рабочего газа использовался воздух, который подогревался до температуры  $\sim 600^\circ \text{K}$  для предотвращения конденсации при адиабатическом расширении [9]. Струя газа истекала через сверхзвуковое коническое сопло в камеру с пониженным давлением. Размеры сопел и условия истечения струй приведены в табл. 1, где в столбце  $d$  верхний ряд соответствует диаметру сопла в критическом сечении, нижний ряд — диаметру среза сопла;  $\xi_0$  — угол полураствора сопла; в столбце  $M$  в верхнем ряду даны значения числа Маха на срезе сопла  $M_a'$ , рассчитанные для изэнтропического расширения газа, в нижнем ряду число Маха на срезе сопла, полученное по результатам измерения давления полного напора  $p_0'$ ;  $p_0$  — давление в адиабатически заторможенном потоке в мм рт. ст.

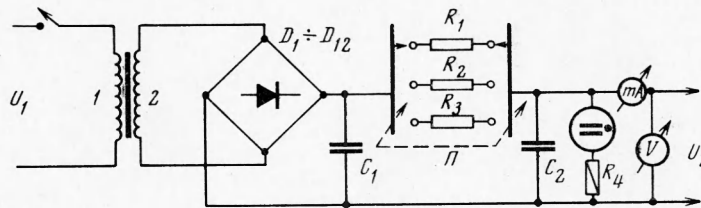
В процессе эксперимента измерялись следующие параметры: давление  $p_0$  и температура  $T_0$  в адиабатически заторможенном потоке,  $p_0'$  — давление полного напора,  $p_1$  — давление в вакуумной камере. Для измерения давления полного напора применялись трубки Пито диаметром 0.8 мм. Вязкостные поправки вводились в соответствии с методикой, изложенной в работе [8]. По результатам измерения  $p_0$ ,  $T_0$  рассчитывались параметры течения в критическом сечении сопла, а по измеренным значениям  $p_0'$ ,  $p_0$  — на срезе сопла и в струе.

Измерения давлений в диапазоне от  $10^{-3}$  до  $10^{-1}$  мм рт. ст. проводились термоманометром ЛТ-2, который градуировался по компрессионным манометрам, более высокие давления от  $10^{-2}$  до 10 мм рт. ст. — радиоактивным манометром ВР-3, который также градуировался по компрессионным манометрам. Измерение давления в диапа-

Таблица 1

$d$	$\xi_0$	$M$	$p_0$	$K_*$	$n$
1	55'	1.14	700	$2.14 \cdot 10^{-4}$	100—8000
1.01			500	$3.01 \cdot 10^{-4}$	
			300	$5.01 \cdot 10^{-4}$	
1.85	6°12'	2.23—2.27	700	$1.16 \cdot 10^{-4}$	17—785
3			500	$1.62 \cdot 10^{-4}$	
			300	$2.7 \cdot 10^{-4}$	
			150	$5.4 \cdot 10^{-4}$	
			50	$1.62 \cdot 10^{-4}$	
1.85	7°57'	2.75	700	$1.16 \cdot 10^{-4}$	37—1000
3.35			500	$1.62 \cdot 10^{-4}$	
			300	$2.7 \cdot 10^{-4}$	
			150	$5.4 \cdot 10^{-4}$	
1.85	10°05'	3	700	$1.16 \cdot 10^{-4}$	20—500
3.83			500	$1.62 \cdot 10^{-4}$	
			300	$2.7 \cdot 10^{-4}$	
1.5	10°20'	3.5	700	$1.43 \cdot 10^{-4}$	24—227
4.4			500	$2.1 \cdot 10^{-4}$	
			300	$3.34 \cdot 10^{-4}$	

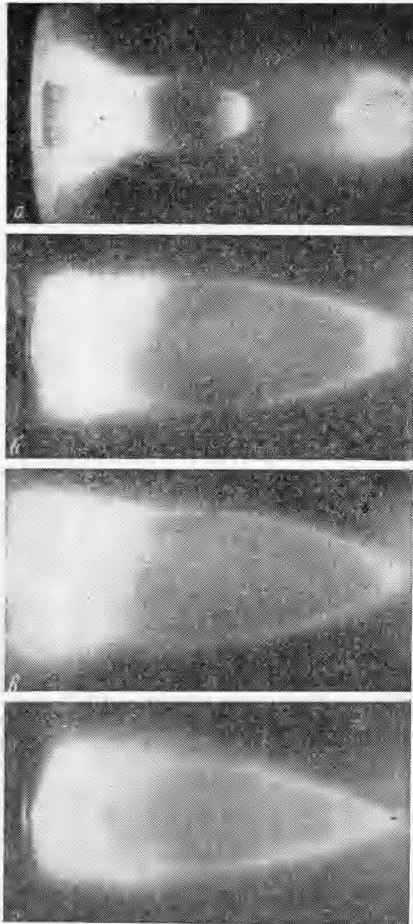
зоне от 1 до 700 мм рт. ст. проводилось масляными и ртутными U-образными манометрами. Относительная ошибка измерения давления в диапазоне от  $10^{-3}$  до 1 мм рт. ст. не превышала 3%, а в диапазоне от 1 до 700 мм рт. ст. 1%.



Фиг. 1. Схема питания разрядного промежутка

Для исследования структуры начального участка сверхзвуковой недорасширенной струи при низких плотностях потока, когда тепловая техника не может быть использована, применялся метод визуализации течения тлеющим разрядом, широко распространенный при исследовании обтекания тел сверхзвуковым потоком газа. Например, исследования обтекания пластины с острой передней кромкой гиперзвуковым потоком разреженного газа, проведенные в работе [10] при помощи техники тлеющего разряда, шпирен-метода, пленочными датчиками, термоанемометрами, трубками полного напора показали, что формы ударных волн, полученные различными методами, совпадают.

При визуализации поля струйного течения в качестве анода разрядного промежутка использовался молибденовый стержень, армированный кварцем, в качестве катода — сопло, которое термостатировалось. Схема питания разрядного промежутка приведена на фиг. 1, на которой  $D_1, \dots, D_{12}$  — диоды выпрямительного мостика,  $U_1, U_2$  — напряжения на входе и выходе выпрямителя. Напряжение  $U_1$  варьировалось автотрансформатором от 10—250 в. Для конкретных условий истечения ток разрядного промежутка  $I$  и падение напряжения  $V$  на нем подбирались экспериментально в пре-



Фиг. 2. Результаты визуализации струй в тлеющем разряде. Для случая  $M_a = 2,8$   $K_* \approx 1,62 \cdot 10^{-4}$ , (а), (б), (в) соответствуют значения  $n = 56, 176, 185$ , для случая  $M_a \approx 3,3$   $K_* \approx 1,43 \cdot 10^{-4}$ , (г) соответствует  $n = 87$

чения коэффициентов  $A$  (точки 2 на фиг. 3, а), полученные в результате обработки фотографий струй, визуализированных в тлеющем разряде, хорошо согласуются с зависимостью (2.2) и результатами экспериментов других авторов [1,2], полученных шпирен-методом при высоких плотностях потока (точки 3 и 4 на фиг. 3, а) вплоть до некоторого предельного числа Маха  $M_{a1}$ .

Результаты измерений диаметра центрального скачка уплотнения показывают, что при больших плотностях потока и  $M_a < M_{a1}$  диаметр центрального скачка уплотнения — функция  $\sqrt{n}$

$$D_0/d_a = F \sqrt{n} \quad (2.3)$$

Коэффициент пропорциональности  $F$  в диапазоне чисел Маха на срезе сопла  $1,1 \leq M_a \leq 2,8$  слабо зависит от  $M_a$  и для приближенных расчетов может быть принят равным 0,5 при  $n > 20$ . Значения коэффициента  $F$  даны на фиг. 3, б, где точкам 1, ..., 10 соответствуют следующие сочетания параметров ( $M_a, K_*$ ); 1 (1,15, 2,14,

делах  $0,5 \leq I \leq 40$  ма,  $300 \leq V \leq 700$  в. Мощность, вкладываемая в разрядный промежуток, не превышала 20 вт.

Проведенные измерения распределения давления полного напора вдоль оси струи при наличии разряда и без него показали отсутствие влияния разряда на течение газа при  $I < 40$  ма. Концентрация свободных электронов в струе по данным зонда Ленгмюра не превышала  $10^8 - 10^9$  см<sup>-3</sup>, что соответствует степени ионизации газа  $10^{-6}$ . При степени ионизации ниже  $10^{-3} - 10^{-4}$  влиянием разряда на поля газодинамических параметров в струе можно пренебречь [1], что позволяет применить метод визуализации потока тлеющим разрядом для исследования геометрии и положения ударных волн, возникающих при истечении сверхзвуковой недорасширенной струи.

2. Полученные фотографии струй (см., например, фиг. 2, а, б, в, г) позволили определить геометрию замыкающего скачка в сверхзвуковой недорасширенной струе воздуха при различных режимах истечения:  $x_0$  — расстояние до замыкающего скачка вдоль оси струи,  $D$  — максимальный диаметр висячего скачка уплотнения,  $D_0$  — диаметр центрального скачка уплотнения,  $\alpha$  — угол в тройной точке между падающей ударной волной и направлением оси. Результаты исследования показывают, что при больших плотностях потока  $K_* \sqrt{n} < 10^{-3}$  и  $\gamma = \text{const}$ , когда влияние разреженности несущественно, отношения  $D/x_0, D_0/x_0$  (табл. 2) будут функциями числа Маха на срезе сопла и не зависят от  $n$ , что характеризует автомодельность структуры струи. В работе [1] для струи с  $M_a \approx 1$  получен при помощи тепловской техники аналогичный результат.

Положение центрального скачка уплотнения определяется линейной функцией  $\sqrt{n}$

$$x_0/r_a = A \sqrt{n} \quad (2.1)$$

где  $r_a$  — радиус выходного сечения сопла,  $A$  — коэффициент пропорциональности, определяемый эмпирической зависимостью

$$A \approx 1,38 \sqrt{\gamma M_a} \quad (2.2)$$

предложенной в работе [4]. В формуле (2.2)  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей. Зна-

10<sup>-4</sup>), 2 (1.15, 3·10<sup>-4</sup>), 3 (1.15, 5·10<sup>-4</sup>), 4 (2.27, 1.16·10<sup>-4</sup>), 5 (2.27, 1.62·10<sup>-4</sup>), 6 (2.27, 10<sup>-4</sup>), 7 (2.27, 5.4·10<sup>-4</sup>), 8 (2.8, 1.16·10<sup>-4</sup>), 9 (2.8, 1.62·10<sup>-4</sup>), 10 (2.8, 2.7·10<sup>-4</sup>). Результаты исследования диаметра центрального скачка уплотнения (кривые 11 и 12 на фиг. 3, б), полученные шпирен-методом и опубликованные в работах [1] и [2], находятся в хорошем согласии с данными визуализации струй в тлеющем разряде при малых значениях  $K_*\sqrt{n}$ .

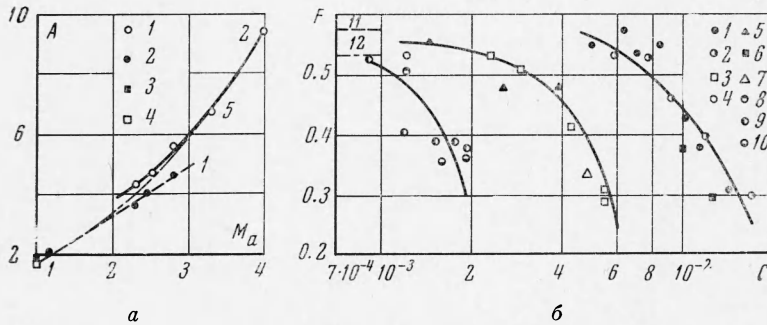
Увеличение числа Маха  $M_a$  на срезе сопла свыше некоторого предельного значения  $M_{a1} = f(K_*, n)$  приводит к переходу нерегулярного отражения высячего скачка уплотнения в регулярное (фиг. 2, з). При этом угол падения высячего скачка  $\omega$  (фиг. 4, а) становится ниже предельного значения,

$$\omega_l = \arcsin \frac{1}{\gamma} \quad [12]$$

На фиг. 4, а приводятся экспериментальные данные по величине угла падения на ось струи, соответствующие значениям  $M_1 > 10$  и  $K_*\sqrt{n} \approx 10^{-3}$ . Переход от одного типа отражения к другому при больших плотностях потока происходит практически скачком и сопровождается резким уменьшением диаметра центрального скачка и удале-

Таблица 2

$M_a$	$D/x_0$	$D_0/x_0$	$C$
1.15	0.60	0.54	$2.8 \cdot 10^{-3} - 7 \cdot 10^{-3}$
2.27	0.53	0.41	$1.2 \cdot 10^{-3} - 1.7 \cdot 10^{-3}$
2.5	0.46	0.27	$1.4 \cdot 10^{-3} - 1.7 \cdot 10^{-3}$
2.8	0.39	0.22	$1.1 \cdot 10^{-3} - 2.0 \cdot 10^{-3}$
3.3	0.28		$10^{-4} - 2.3 \cdot 10^{-3}$



Фиг. 3. а) Зависимость коэффициентов пропорциональности  $A$  и  $A_1$  (2.1) от числа Маха на срезе сопла; б) значения коэффициента  $f$  при различных  $M_a$  и  $K_*\sqrt{n}$

нием от среза сопла точки пересечения замыкающего скачка с осью струи. Положение  $x$ -скачка при  $M_a > M_{a1}$  определяется зависимостью, аналогичной (2.1), но с другим коэффициентом пропорциональности (кривая 2 и точки 1 на фиг. 3, а)

$$A_1 = \sqrt{\gamma} M_a^{3/2} \quad (2.4)$$

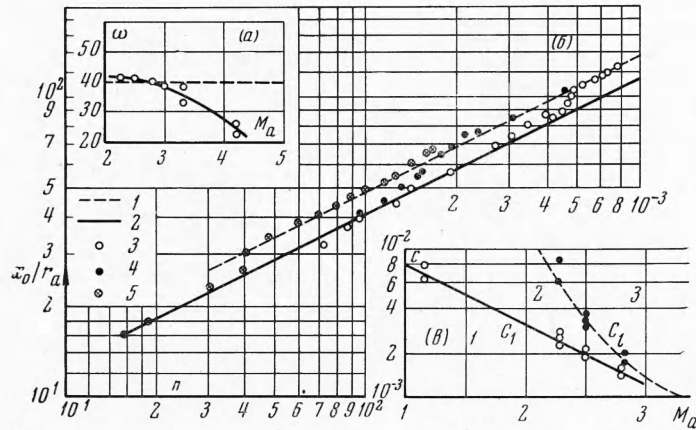
Результаты расчета  $A$  (кривая 5 на фиг. 3, а) по приближенной теории [13] удовлетворительно согласуются с данными эксперимента при  $M_a \gg M_{a1}$  и  $M_a \ll M_{a1}$  и больших плотностях потока; в области перехода это соответствие нарушается.

По мере увеличения разреженности струи при  $M_a < M_{a1}$ , вследствие уменьшения давления в адиабатически заторможенном потоке или в результате сильного расширения при больших отношениях давлений  $n$ , наблюдается изменение геометрических характеристик криволинейного и центрального скачков уплотнения, что в первую очередь выражается в уменьшении диаметра центрального скачка уплотнения (фиг. 2, а, б). При фиксированных значениях  $K_*$  начало отклонения отношения  $D_0/d_a$  от значения, характерного для течения идеального газа, зависит от  $M_a$  и  $n$ . Чем выше число Маха при одинаковых значениях  $K_*$ , тем раньше начинается отклонение  $D_0/d_0$  от значений, определяемых зависимостью (2.3).

Для обобщения полученных результатов по влиянию разреженности на течение в области центрального скачка был использован параметр  $C$  [13].

Результаты измерений безразмерного диаметра центрального скачка уплотнения приведены на фиг. 3, б, где  $M_a$  играет роль параметра. С увеличением разреженности

при  $c > c_1 = f(M_a, \gamma)$  одновременно с уменьшением диаметра центрального скачка происходит его постепенное удаление от среза сопла. На фиг. 4, б приведено положение центрального скачка уплотнения в функции  $n$  при  $M_a = 2.5$  и трех значениях числа  $K_*$ : 3 ( $1.62 \cdot 10^{-4}$ ), 4 ( $2.7 \cdot 10^{-4}$ ), 5 ( $5.4 \cdot 10^{-4}$ ). Таким образом, увеличение  $C > C_1$  при-



Фиг. 4. а) зависимость угла падения висячего скачка на ось струи от числа Маха на срезе сопла  $M_a$ , б) переход центрального скачка уплотнения в  $x$ -скачок при  $M_a = 2.5$  и различных  $K_*$  с увеличением отношения давлений  $n$ , в) область существования различных типов конфигураций ударных волн вблизи оси струи: 1 — область существования центрального скачка уплотнения, 2 — область перехода центрального скачка уплотнения в  $x$ -скачок, 3 — область существования  $x$ -скачка

водит к переходу центрального скачка, положение которого определяется зависимостями (2.1) и (2.2) (кривая 2 на фиг. 4, б) в  $x$ -скачок (фиг. 2, б, в), положение которого определяется зависимостями (2.1) и (2.4) (кривая 1 на фиг. 4, б).

Область перехода центрального скачка уплотнения в  $x$ -скачок приведена на фиг. 4, в в координатах  $M_a$  и  $C$ . С увеличением  $M_a$  область перехода сужается и при  $M_a \approx 3.3$  и больше в условиях эксперимента имеет место регулярное отражение висячего скачка от оси струи (фиг. 2, г). Характерным для конфигурации центрального скачка в области перехода будет выпуклость его против потока (инверсия) (фиг. 2, б). При числах  $1.2 \leq M_a < 3.3$  и значениях  $C < C_1$  имеет место нерегулярное сверхзвуковое отражение скачка с образованием центрального скачка уплотнения. При  $2.25 \leq M_a < 3.3$  и  $C \approx C_1$  центральный скачок уплотнения вырождается в  $x$ -скачок. Уменьшение центрального скачка при  $C > C_1$  и его вырождение в  $x$ -скачок при  $C \approx C_1$  и фиксированном угле падения косога скачка на ось струи, значение которого близко к предельному (фиг. 4, а), можно объяснить уменьшением интенсивности падающей ударной волны вследствие влияния диссипативных процессов.

Приведенные результаты показывают, что на формирование течения в области центрального скачка уплотнения оказывает влияние как число Маха на срезе сопла, определяющее конфигурацию висячего скачка, так и разреженность потока. Увеличение разреженности при  $C > C_1$  будет приводить к утолщению и размыванию криволинейных скачков уплотнения, уменьшению интенсивности падающей ударной волны по сравнению с идеальными значениями. Зависимость  $C_1$  и  $C_2$  от  $M_a$  для  $\gamma = 1.4$  дана на фиг. 4, в.

Поступила 15 VI 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Crist S., Sherman P. M., Glass R. D. Study of the highly underexpanded sonic jet. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 1.
2. Love E. S., Grigsby C. E., Lee L. P., Woodling M. I. Experimental and theoretical studies of axisymmetric free jets. NASA, TRR-6, 1959.



3. Bier K., Schmidt B. Zur Form der Verdichtungs — stöße in frei expandierenden Gasströmungen. Z. Angew. Phys., 1961, Bd 13, H. 11.
4. Lewis C. H. Jr., Carlson D. J. Normal shock location in underexpanded gas and gas — particle jets. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 4. (Рус. перев.: Положение центрального скачка уплотнения в недорасширенной газовой струе и в струе газа с твердыми частицами. Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 4.)
5. Ющенкова Н. И., Немченко В. И., Лыжников С. А. Влияние кинетики элементарных процессов на ионизацию сверхзвуковых струй низкотемпературной плазмы. Низкотемпературная плазма, М., «Мир», 1967.
6. Гинзбург И. П. Аэрогазодинамика. М., «Высшая школа», 1966.
7. Волконская Т. Г. Расчет сверхзвуковых осесимметричных струй. В сб.: «Численные методы в газовой динамике», М., Из-во МГУ, 1963.
8. Костерин С. И., Ющенкова Н. И., Белова Н. Т., Камаев Б. Д. Исследование влияния разреженности сверхзвукового потока на показания зондов полного напора. Инж.- физ. ж., 1962, т. 5, № 12.
9. D a u m F. L. Air condensation in a hypersonic wind tunnel. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 5. (Рус. перев.: Конденсация воздуха в гиперзвуковой аэродинамической трубе. Ракетная техника и космонавтика, 1963, № 5.)
10. M c S t o s k e y W. J., M c D o u g a l l J. G. Shock wave shapes on a sharp flat plate in rarefied hypersonic flow. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 1. (Рус. перев.: Исследование формы ударной волны, возникающей при обтекании заостренной плоской пластины разреженным гиперзвуковым потоком. Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 1.)
11. Коровин В. М. О возможных упрощениях уравнений двухтемпературной частично ионизированной плазмы. ПМТФ, 1965, № 6.
12. Основы газовой динамики. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
13. Ющенкова Н. И., Камаев Б. Д., Лыжников С. А., Немченко В. И. Структура и параметры сверхзвуковой струи низкотемпературной плазмы и явления переноса в струях. В сб.: Теплофизические свойства жидкостей и газов при высоких температурах и плазмы. т. 2. М., Изд-во Комитета стандартов, мер и измер. приборов, 1969.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ТЕЛАМИ

А. Н. Иванов, С. Ю. Чернявский

(Москва)

Основные результаты исследования взаимодействия ударных волн с телами получены экспериментальным путем в ударных трубах, характеризующихся постоянными параметрами течения за фронтом волны, например, [1, 2]. В данной работе рассмотрено взаимодействие с телами сферической взрывной волны, отличающейся существенной нестационарностью течения за скачком уплотнения. Проводились измерения импульса силы (интеграла силы по времени), сообщенного взрывной волной неподвижному телу цилиндрической формы, и исследования формирования картины течения около летящего затупленного тела.

1. Измерения импульса силы. Сферическая ударная волна в экспериментах создавалась при взрыве заряда химического взрывчатого вещества. Волна взаимодействовала с цилиндром кругового сечения, свободно подвешенным с помощью тонких нитей перпендикулярно направлению распространения скачка уплотнения. Так как масса цилиндра в процессе эксперимента сохранялась постоянной, а реакциями нитей его подвески в направлении движения можно пренебречь, величина импульса силы в каждый момент времени пропорциональна скорости тела. Определение мгновенных значений скорости производилось двумя методами: путем электрического интегрирования по времени сигнала от пьезодатчика ускорения, установленного на теле, и электромагнитным методом.

При измерениях первым методом в центре цилиндра был установлен пьезодатчик ускорения типа ИС-313, имеющий размеры  $16 \times 16 \times 19$  мм<sup>3</sup> и чувствительность 0.5 мсек<sup>2</sup>/м. Сигнал от датчика по антивибрационному кабелю поступал на вход предусилителя, затем интегрировался по времени интегрирующим усилителем и регистрировался с помощью двухканального катодного осциллографа. Второй канал осциллографа ис-