

4. Kutateladze S. S., Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G. Experimental investigation of wave processes in gas-and-vapour-liquid media.— In: Two-Phase Momentum and Heat-Mass Transfer. Vol. 1. Washington, N. Y., Hemisphere publishing corporation, 1979.
5. Покусаев Б. Г., Корабельников А. В., Прибатурин И. А. Волны давления в жидкости с пузырьками пара.— В кн.: Волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.
6. Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р. Модель распространения возмущений в парожидкостной смеси.— ТВТ, 1979, т. 17, № 4.
7. Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. и др. Распространение возмущений в газожидкостной смеси.— Акуст. журн., 1977, т. 23, № 2.
8. Гасенко В. Г., Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р. Приближение Бюргерса—Кортевега—де Вриза в волновой динамике газожидкостных систем.— В кн.: Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1977.
9. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1980.
10. Березин Ю. А., Карпман В. И. О нелинейной эволюции возмущений в плазме и других диспергирующих средах.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 5.
11. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. Усиление ударных волн в жидкости с пузырьками пара.— В кн.: Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1977.

УДК 532.525.6.011.5

СИЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ СИЛЬНО НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ НА ПЛОСКУЮ ПРЕГРАДУ

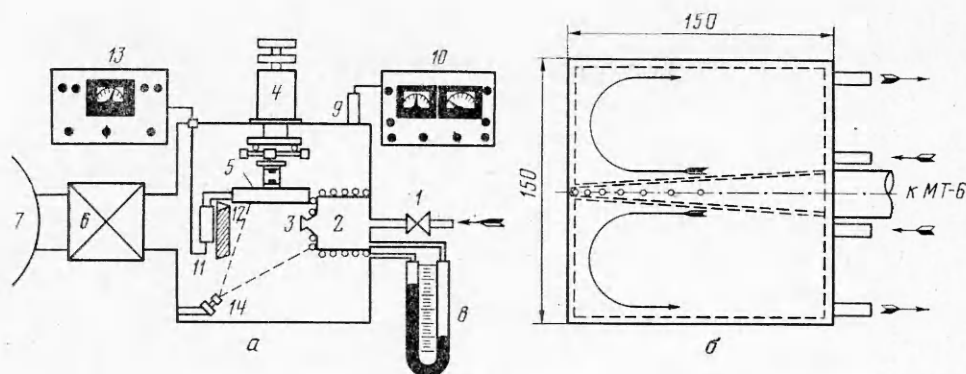
Э. Н. Вознесенский, В. И. Немченко

(Москва)

Одной из основных характеристик силового воздействия свободно расширяющейся или сильно недорасширенной струи газа на преграду является распределение давления на ее поверхности. Для феноменологического описания взаимодействия и разработки инженерных методов расчета полезно также знать форму возникающей при этом ударной волны. В качестве отдельной задачи следует выделить исследование взаимодействия сильно недорасширенной струи газа с плоской преградой, параллельной оси струи. Все опубликованные в литературе [1—5] результаты рассмотрения этой задачи получены, по сути дела, на плотных струях. В [1—3] приведены примеры конкретных распределений давления на преграде и наряду с этим даны способы приближенного расчета величины индуцированного давления. Как правило, рекомендуются различные варианты метода Ньютона или метод касательных клиньев. Точность подобных расчетов по оценкам [2, 4] не более чем удовлетворительна и быстро падает вниз по потоку. Представляет интерес поиск других путей решения задачи, в особенности моделирование явления в аэродинамических трубах с последующим представлением результатов в критериальном виде. Такой подход использован в [4, 5], где на основе теории подобия и критериальных характеристик сильно недорасширенной струи, выведенных в [6], построены критерии подобия для безразмерного представления формы ударной волны и обобщения распределений давления на пластине, параллельной оси струи, и предложены соответствующие эмпирические зависимости для плотных струй.

Ниже приводятся данные экспериментального исследования аналогичной задачи, выполненного на струях низкой плотности.

Условия, характеризующие истечение струи (рабочий газ — воздух), следующие: давление торможения $p_0 = 4,13 \cdot 10^4 - 6,67 \cdot 10^4$ Па, температура торможения $T_0 = 395 - 780$ К, давление в рабочей камере $p_\infty = 1,33 - 13,3$ Па, степень расширения потока $N = p_0/p_\infty = 0,5 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^4$ при числах Маха сопла, определенных без учета пограничного слоя, $M_a = 1,0 - 3,92$. Расстояние $h = H/r_a$ от поверхности модели до оси струи, выраженное в радиусах r_a выходного сечения сопла, изменялось в диапазоне 4—20. В условиях эксперимента число $Re_L = Re_* / \sqrt{N}$, где Re_* — число Рейнольдса, рассчитанное по критическим параметрам газа и диаметру критического сечения сопла, менялось от 14 до 160, т. е. было существенно меньше значений $Re_L \sim 10^3 - 10^4$, характерных для работ [1—5]. Следовательно, согласно классификации структуры течения в струе по числам Re_L [7, 8], представленное исследование занимает область между областью взаимодействия с поверхностью диффузной струи, с одной стороны, и струи с турбулентным слоем смешения, с другой, и соответствует



Фиг. 1

случаю взаимодействия с преградой полностью ламинарной струи, когда эффекты вязкости и разреженности, во всяком случае, еще не достигают той части ядра струи, которой для приведенного интервала значений h определяется силовая нагрузка на преграду.

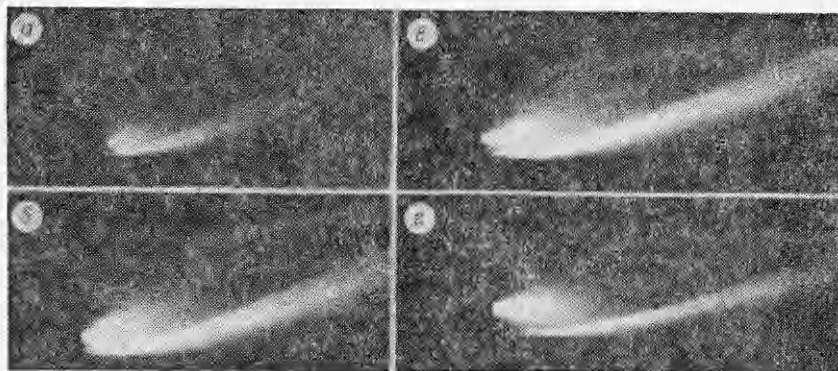
В работу включены данные только тех экспериментов, в которых не обнаружено влияния висячего скачка или внешнего давления на результаты измерений.

1. Эксперименты проводились на вакуумной аэродинамической трубе, схема рабочего участка которой показана на фиг. 1, а. Газ через натекатель 1 поступает в форкамеру 2, снабженную омическим подогревателем лабиринтного типа и закрытую охлаждаемым экраном, затем через охлаждаемое сопло 3 в режиме сильного недорасширения истекает в рабочую камеру, где на столе координатника 4 с помощью державки установлена охлаждаемая модель 5. Рабочая камера через вакуумный затвор 6 соединена с буферной емкостью 7, из которой газ откачивается системой бустерных и форвакуумных насосов.

В ряде экспериментов температуру стенки сопла варьировали и для экранирования лучистых тепловых потоков от сопла к модели сопло закрывали специальным охлаждаемым экраном — маской.

Давление p_0 в форкамере измеряли U-образным ртутным манометром 8, давление в рабочей камере p_∞ — калиброванной лампой ПМТ-2 с преобразователем ВИТ-1А (позиции 9 и 10 соответственно). Температуру газа в форкамере (температуру торможения струи T_0) определяли по показаниям калиброванной хромель-копелевой термопары, горячий спай которой располагался перед входом в сопло на его оси. Работа проводилась с шестью соплами: $M_a = 1; 1,675; 2,30; 2,88; 3,31; 3,92$. Диаметр критического сечения в серии сопел колебался от $1,5 \cdot 10^{-3}$ до $1,65 \cdot 10^{-3}$ м. Выходной участок всех сверхзвуковых сопел конический с углом полураствора 10° . Каждое сопло снабжено рубашкой кольцевого охлаждения, расположенной вокруг входного участка, но благодаря относительно небольшим размерам сопел и высокой теплопроводности материала обеспечивалось эффективное охлаждение сопла целиком, а также вакуумной прокладки (резиновой или фторопластовой), с помощью которой поддерживалась необходимая герметичность соединения сопло — подогреватель. Каждое сопло, кроме того, имеет специальное юстировочное кольцо для взаимной юстировки сопла, координатного механизма и модели.

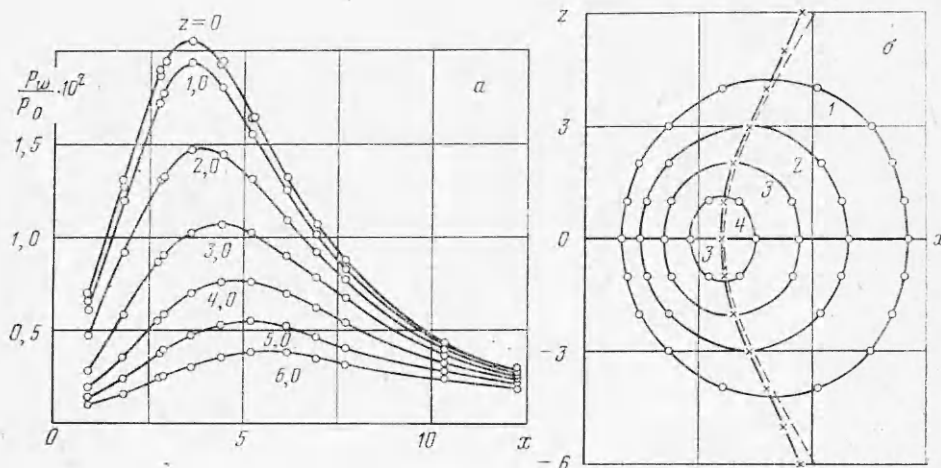
Модель охлаждаемой плоской преграды представляет собой квадратный в плане медный корпус с размерами $1,5 \cdot 10^{-1} \times 1,5 \cdot 10^{-1}$ м², покрытый со стороны, обращенной к потоку, тонким слоем малотеплопроводного материала. Покрытие оборудовано набором микротермопарных преобразователей для измерения тепловых потоков к преграде методом вспомогательной стенки [9], значения которых использовались при оценке точности результатов измерения давления. Корпус модели имеет три полости: центральную измерительную полость для отбора давления p_w на поверхности преграды и две боковые с вводами для термостатирующей жидкости



Фиг. 2

(фиг. 1, б). Стенка модели над центральной полостью дренирована вдоль осевой линии несколькими отверстиями с диаметрами $0,55 \cdot 10^{-3}$ и $0,8 \times 10^{-3}$ м, из которых в каждом конкретном измерении использовалось лишь одно, а все другие были заглушены. Относительная длина дренажного канала для разных моделей и разных отверстий равнялась 1,7—3,8. Измерительная полость соединена медным патрубком с калиброванным манометрическим датчиком МТ-6, защищенным от теплового действия струи охлаждаемым экраном (соответственно позиции 11 и 12 на фиг. 1, а). Длина соединительного патрубка $1,7 \cdot 10^{-1}$ м при среднем диаметре около $1 \cdot 10^{-2}$ м. Преобразователем сигнала с МТ-6 служит прибор, аналогичный вакуумметру ВСБ-1 (позиция 13 фиг. 1, а). Охлаждение экранов, маски, сопла и модели проводилось дистиллированной водой, подаваемой из термостата при комнатной температуре. После установки модели в рабочей камере на столе координатника и юстировок сопла и модели по отношению к его направляющим непараллельность поверхности модели и оси сопла не превосходила $3'$, что позволяло для получения распределения давления на преграде обойтись сравнительно небольшим числом дренажных отверстий (обычно тремя-четырьмя) за счет использования продольных и поперечных перемещений модели. При этом одновременно с высокой точностью ($0,1-0,2$ мм) определялись координаты максимума p_w на преграде.

Установленную в камере модель перед началом серии измерений в течение 4—5 сут выдерживали под вакуумом. Затем с целью оценки влияния проводимости и дегазации проводили тарировку модели, которая показала, что разница во временах выравнивания давления в рабочей камере и



Фиг. 3

в центральной полости модели не более 1 мин, что учитывалось в дальнейшем при измерениях.

Влияние термической транспирации в измерительной полости модели и трубопроводе на измерение давления было исключено заранее благодаря тому, что корпус модели и вся измерительная магистраль, включая корпус МГ-6, находились при одной и той же температуре, равной температуре термостатирующей жидкости.

Влияние термомолекулярных эффектов на результаты измерения давления было оценено по методике работы [10]. Расчеты показали, что в самом неблагоприятном случае ($M_a = 2,88$, $T_0 = 780$ К, $p_0 = 4,13 \times 10^4$ Па) величины поправок не превосходят 4,5%. На всех остальных режимах они около 1% и менее, что позволило отказаться от сквозной коррекции результатов.

С целью изучения геометрии волновой структуры течения, производилась его визуализация в плоскости симметрии (плоскости, проходящей через ось сопла перпендикулярно поверхности преграды). Для этого применен сканирующий электронный пучок, создаваемый электронной газоразрядной пушкой 14 (см. фиг. 1, а) [11]. Энергия электронов в пучке 10 кэВ.

2. Примеры волновой картины течения над преградой в указанной плоскости для некоторых случаев при $h = 4$ приведены на фиг. 2: а — $M_a = 1,675$, $N = 1 \cdot 10^4$, $Re_* = 7430$; б — $M_a = 2,88$, $N = 2,30 \cdot 10^4$, $Re_* = 7810$; в — $M_a = 3,31$, $N = 1,7 \cdot 10^4$, $Re_* = 7750$; г — $M_a = 3,92$, $N = 1,1 \cdot 10^4$, $Re_* = 7990$.

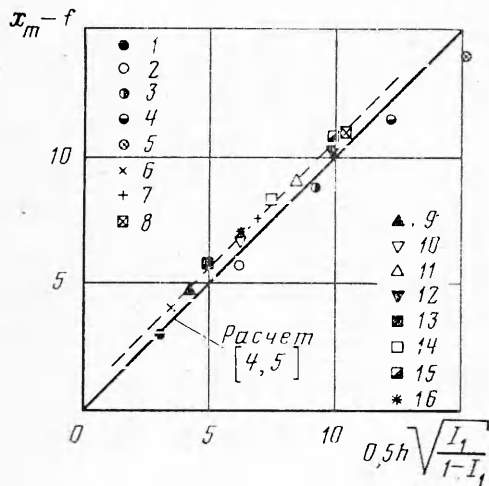
Ударная волна над преградой искривлена как в продольном, так и в поперечном направлении, возмущенное течение за ней является существенно трехмерным, а распределение давления по поверхности преграды должно иметь пикообразный характер. Типичный вид такого распределения показан на фиг. 3, а для режима, характеризуемого следующими параметрами: $M_a = 1$, $h = 4$, $p_0 = 5 \cdot 10^4$ Па, $T_0 = 535$ К, $N = 1,61 \cdot 10^4 - 2,95 \cdot 10^4$, $Re_* = 5340$, где $x = X/r_a$, $z = Z/r_a$ — безразмерные декартовы координаты точек плоскости, проходящей через поверхность преграды. Ось абсцисс является проекция оси сопла на поверхность преграды. Отсчет x ведется от плоскости среза сопла. Значение координаты абсолютного максимума давления на преграде x_m относительно «местного» фокуса струи, т. е. величина $x_m - f$, где $f = F/r_a$ (F — абсцисса проекции фокуса струи на преграду), для приведенного случая неплохо предсказывается формулой (6) из работы [5]:

$$(2.1) \quad x_m - f = 0,5h\sqrt{I_1/(1 - I_1)}.$$

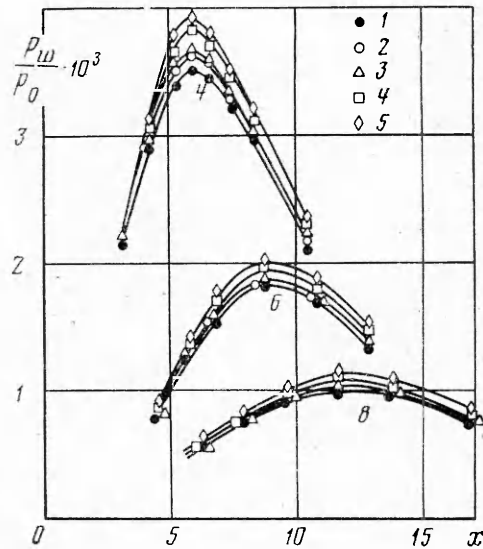
Однако при больших h в экспериментах на струях низкой плотности для $M_a = 1$ было получено более переднее положение максимума p_w по сравнению с расчетом по формуле (2.1). Смещение вниз по потоку максимумов боковых продольных распределений p_w при увеличении z также постепенно отклоняется от рекомендованной авторами [4, 5] гиперболической зависимости (штриховая линия на фиг. 3, б) и в действительности идет более медленно, причем при $z \gtrsim 3$ практически линейно. Форма изобар для представленного на фиг. 3, а распределения p_w/p_0 показана на фиг. 3, б: 1 — $p_w/p_0 \cdot 10^2 = 0,70$; 2 — 1,07; 3 — 1,475; 4 — 1,90. Все изобары вблизи максимума $p_w = p_{wm}$ сжаты вдоль оси x , откуда следует, что в данной окрестности $-\frac{\partial^2 p_w/p_0}{\partial x^2} > -\frac{\partial^2 p_w/p_0}{\partial z^2}$.

Аналогичный результат дает приближенный анализ распределения давления [12], основанный на методе Ньютона и формуле Робертса для поля плотности свободной струи.

Сопоставление данных измерений координаты x_m с расчетом по формуле (2.1) для разных чисел M_a и Re_* приведено на фиг. 4, где обозначения соответствуют следующим режимам: 1—5 — $M_a = 1$, $Re_* = 5340$, $h =$



Фиг. 4



Фиг. 5

= 4; 8; 12; 16; 20 соответственно; 6–8 — $M_a = 1,675$, $Re_* = 5390$, $h = 4$; 8; 12 соответственно; 9–12 — $M_a = 2,30$, $Re_* = 3020–6820$, $h = 4$; 6; 8; 9, 35 соответственно; 13–15 — $M_a = 2,88$, $Re_* = 2800–6300$, $h = 4$; 6; 8 соответственно; 16 — $M_a = 3,92$, $Re_* = 8440$, $h = 4$. В отличие от $M_a = 1$ при $M_a \geq 1,675$ измеренные значения x_m для струй низкой плотности систематически превышают расчетные, но, как и последние, подчиняются линейной зависимости. Эксперименты показали, что в диапазоне $Re_* = 2,8 \cdot 10^3 – 8,4 \cdot 10^3$ x_m не зависит от Re_* .

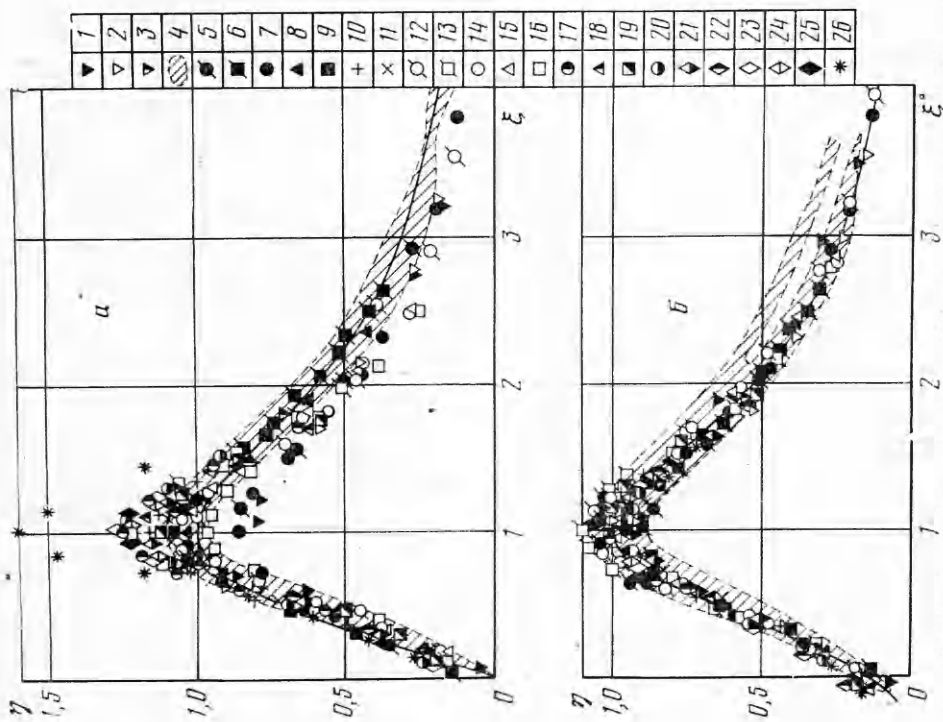
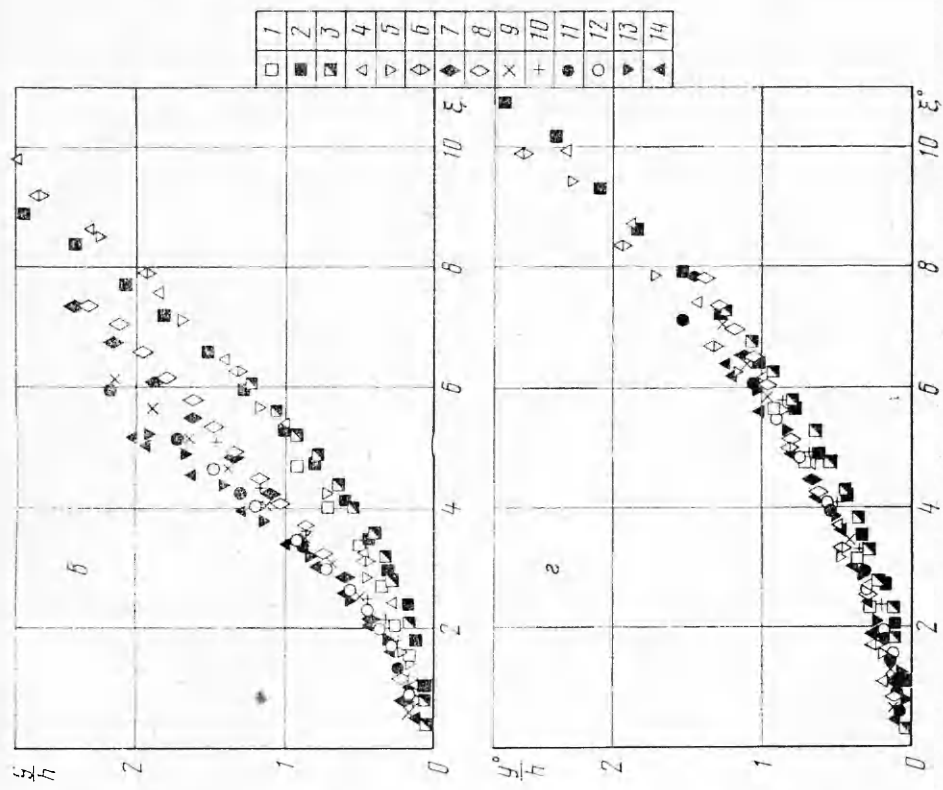
Однако изменение числа Re_* отражается на величине индуцированного давления: в окрестности максимума давление на преграде несколько уменьшается с уменьшением Re_* , как показано на фиг. 5 для $M_a = 2,88$: 1 — $Re_* = 2820$; 2 — 3150; 3 — 3470; 4 — 4840; 5 — 6250. Изменение числа Re_* достигалось варьированием параметров p_0 и T_0 .

Все приведенные сведения относятся к струям, истекающим из сопел с охлаждаемой стенкой, температура которой T_c равна температуре корпуса модели T_m . С целью выяснения влияния теплового режима сопла на силовые нагрузки были проведены сравнительные измерения распределений p_w при нескольких числах M_a и фиксированных Re_* для разных значений температурного фактора стенки сопла $t_c = T_c/T_0 : T_m/T_0 \leq t_c \leq 1$. В результате установлено, что распределение давления на преграде нечувствительно к изменению t_c .

3. Критериальное представление данных измерений распределения индуцированного давления на преграде вдоль оси абсцисс по рекомендациям работ [4, 5] приведено на фиг. 6, а, где $\xi = (x - f)/(x_m - f)$, $\eta = (p_w/p_a) h^2 / (1 + \kappa M_a^2) (1 - I_1)$, p_a — давление на срезе сопла, рассчитанное по числу M_a . Там же показаны результаты обработки экспериментов на плотных струях ($Re_L \sim 10^4$, $Re_* \sim 10^6$) из работы [2] (точки 1–3), а также полученные в аналогичных условиях данные опытов из работ [4, 5] (символ 4) и предложенная в работе [5] кривая для аппроксимации экспериментальных точек. Остальные пояснения содержатся в табл. 1.

Фактически разброс точек относительно упомянутой кривой намного больше, чем зафиксировано в работах [4, 5]. В окрестности максимума он достигает $-20\% – +60\%$.

Столь большое расхождение не может быть результатом влияния числа Re_* или следствием обработки данных измерений для струй низкой плотности без учета пограничного слоя на стенках сопла. Уменьшение Re_* должно приводить к снижению значений η (см. фиг. 5), однако боль-



Фиг. 6

Таблица 1

Номера точек фиг. 6, а,	M_a	h	Re_*	Номера точек фиг. 6, а,	M_a	h	Re_*
1	2	1,98	$8 \cdot 10^5$	14	2,88	4	6250
2	2	3,96	$8 \cdot 10^5$	15	2,88	4	4840
3	2	6,05	$8 \cdot 10^5$	16	2,88	4	2820
4	1,0—3,01	1,97—3,96	$8 \cdot 10^5$	17	2,88	6	6250
5	1	4	11500	18	2,88	6	4800
6	1	12	11340	19	2,88	6	2810
7	1	4	5340	20	2,88	8	6300
8	1	8	5340	21	2,88	8	4820
9	1	12	5340	22	2,88	8	2820
10	1	16	5340	23	3,14	4	8700
11	1	20	5340	24	3,14	4	6000
12	2,30	4	6820	25	3,14	4	4990
13	2,30	8	6820	26	3,92	4	8440

шая часть массива точек на фиг. 6, а, изображающих результаты опытов на струях низкой плотности, в районе максимума расположена заметно выше кривой, и, наоборот, существенное отклонение книзу характерно для точек, соответствующих случаю натекания плотной струи (точки 1), когда влияние числа Re_* и пограничного слоя на стенках сопла незначительно. С другой стороны, введение в расчеты реального числа M сопла и безразмерного расстояния от оси струи до преграды, выраженного в эффективных радиусах выходного сечения (с использованием, например, зависимостей из работ [13, 14]), дает в исследованном интервале Re_* довольно малую (до 5%) поправку к значениям η , чаще всего также увеличивающую расхождение. При этом обработка результатов неоправданно усложняется.

Причины расхождений между результатами данной работы и работ [4, 5] состоят, по-видимому, в следующем.

Во-первых, в работах [4, 5] взят для обобщения весьма ограниченный по параметру h круг данных ($1,6 \leq h \leq 4$), тогда как результаты представленного исследования значительно выходят за его рамки, охватывая к тому же и больший диапазон значений M_a .

Во-вторых, использование при формировании параметра подобия η закона изменения p_{wm}/p_0 по h в виде $p_{wm}/p_0 \sim h^{-2}$ в вышеуказанном диапазоне h не вполне корректно, так как этот закон имеет асимптотический характер и, следовательно, выполняется при больших h [3]. При малых и средних h более оправдана аппроксимация вида $p_{wm}/p_0 \sim (h^2 + ah + b)^{-1}$, где $a > 0$, $b > 0$. Отсюда следует, что произведение $(p_{wm}/p_0)h^2$ монотонно растет при увеличении h (стремясь к некоторому постоянному значению), что согласуется с экспериментами данной работы и работы [2], а также с результатами расчетов по методу Ньютона.

В-третьих, параметр η , как следует из фиг. 6, а, не остается неизменным при изменении M_a (но с сохранением $\xi \sim 1$, h , Re_*). В действительности между ними прослеживается монотонно возрастающая функциональная зависимость.

Отметим, что использование отношения p_w/p_a является нежелательным, так как обычно давление на срезе сопла не измеряют. В практических приложениях удобнее оперировать величиной p_w/p_0 .

Основываясь на идеях работ [4, 5], авторы предприняли попытку дать новое критериальное представление силовой нагрузки на преграду с целью уточнения влияния h , M_a и учета числа Re_* . Для струй воздуха ($\kappa = 1,4$) по результатам обработки и анализа экспериментов построены следующие переменные подобия:

Т а б л и ц а 2

Номера точек фиг. 6, в, з	M_a	h	Re_*	Номера точек фиг. 6, в, з	M_a	h	Re_*
1	3	1,51	$\geq 8 \cdot 10^5$	8	1,675	6	7430
2	3	1,60	$\geq 8 \cdot 10^5$	9	2,30	4	7040
3	3	2,40	$\geq 8 \cdot 10^5$	10	2,30	6	7040
4	2,35	1,51	$\geq 8 \cdot 10^5$	11	2,88	4	7810
5	1,94	1,48	$\geq 8 \cdot 10^5$	12	2,88	6	7810
6	1,64	1,43	$\geq 8 \cdot 10^5$	13	3,31	4	7750
7	1,675	4	7430	14	3,92	4	7990

$$\eta^0 = \frac{r_w}{F_0} (h^2 + 1,3h + 0,2) \left(1 + \frac{20}{\sqrt{Re_*}}\right) / 9 (1 - I_1)^{2,26}, \quad \xi^0 = 1 + (\xi - 1) \frac{I_1}{I_{11}}.$$

Здесь I_{11} — значение I_1 при $M_a = 1$.

Переход к параметрам ξ^0 , η^0 приводит в диапазоне $M_a = 1 - 3,92$, $h = 1,98 - 20$, $Re_* \geq 2800$ к уменьшению разброса данных вблизи координаты $\xi^0 = 1$ до $\pm 10\%$ (см. фиг. 6, б, где точки те же, что и на фиг. 6, а). Точки на фиг. 6, б удовлетворительно аппроксимируются зависимостью

$$\eta^0 = [5,28(\xi^0 + 0,41)^2 / (5,80 + (\xi^0 + 0,41)^{4,5})].$$

Приходится констатировать, что в новых переменных при $\xi^0 \geq 2$ происходит постепенное отклонение некоторой части результатов работ [4, 5] от результатов данной работы и работы [2], дать объяснение которому не представляется возможным, так как постановка и условия проведения экспериментов в работах [4, 5] не приводятся.

Конфигурация фронта ударной волны над пластиной в плоскости симметрии картины течения (плоскости визуализации) по итогам обработки фотоснимков (см. фиг. 2, а—г) при $Re_* \approx \text{const}$ представлена в переменных работы [5] на фиг. 6, в, где координата $y = Y/r_a$ отсчитывается в плоскости визуализации от поверхности пластины по нормали. Здесь же приведены данные по форме ударной волны работы [5], полученные теневым методом на плотных струях (точки 1—6). Сравнение показывает, что при взаимодействии струи низкой плотности с преградой скачок уплотнения существенно отнесен от ее поверхности, особенно на периферии, толстым пограничным слоем. Кроме того, внутри семейства точек, которыми представлены профили скачков уплотнения над преградой при низкой плотности потока, наблюдается расслоение по числу M_a . Введением переменных $y^0/h = (y/h) (1 - 35/\sqrt{Re_*})$ и ξ^0 , как видно из фиг. 6, г, достигается удовлетворительное обобщение всех групп данных в единую зависимость. Пояснения к фиг. 6, в, г даны в табл. 2.

Приведенные в работе результаты экспериментального исследования «бокового» воздействия сильно недорасширенной струи на плоскую преграду позволяют уточнить критериальные зависимости, определяющие форму ударной волны над преградой и распределение индуцированного давления на ее поверхности, и показывают возможность их применения как в случае струй с турбулентным слоем смешения, так и в случае чисто ламинарных струй.

Поступила 23 III 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Piesik E. T., Koppang R. R., Simkin D. J. Rocket-exhaust impingement on a flat plate at high vacuum. — J. Spacecraft and Rockets, 1966, vol. 3, N 11.
2. Жохов В. А. Расчет распределения давления при обтекании плоской пластины сверхзвуковой свободно расширяющейся струей газа. — Учен. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 4.

3. Лейтес Е. А. Исследование течения в области взаимодействия двух и четырех струй.— Труды ЦАГИ, 1974, вып. 1575.
4. Лейтес Е. А. Моделирование силового воздействия сильно недорасширенной струи на плоскую поверхность, параллельную ее оси.— Учен. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 1.
5. Кононов Ю. Н., Лейтес Е. А. Параметры течения в составных струях.— Труды ЦАГИ, 1975, вып. 1721.
6. Мурзинов И. Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 4.
7. Волчков В. В., Иванов А. В. и др. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления.— ПМТФ, 1973, № 2.
8. Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом.— ПМТФ, 1975, № 2.
9. Асланян В. К., Вознесенский Э. Н., Немченко В. И. Особенности применения метода вспомогательной стенки для измерения сильно неоднородных распределений локальных тепловых потоков.— ИФЖ, 1978, т. 35, № 1.
10. Potter J. L., Kinslow M., Boylan D. E. An influence of the orifice on measured pressures in rarefied flow.— In: Rarefied Gas Dynamics, 4 th Symp. Vol. II. N. Y.: Acad. Press, 1966.
11. Немченко В. И. Модели компактных электронных пушек для газодинамических исследований при низких давлениях.— В кн.: IV Всесоюз. конф. по динам. разреж. газа. Сб. аннотаций. М., 1975.
12. Васильев А. А., Елизаров В. А., Итин П. Г., Копятевич Р. М. Исследование теплового воздействия сильно недорасширенной газовой струи на плоскую поверхность.— В сб: Труды IV Всесоюз. конф. по динам. разреж. газа и молек. газ. динамике. М.: изд. ЦАГИ, 1977.
13. Ющенкова Н. И., Лыжникова С. А., Немченко В. И. К вопросу о структуре сверхзвуковых струй газа и низкотемпературной плазмы.— В кн.: Явления переноса в низкотемпературной плазме. Минск: Наука и техника, 1969.
14. Немченко В. И. Влияние температурного фактора на коэффициент расхода конического сверхзвукового сопла и определение температуры торможения газа или плазмы по местной скорости звука при низких числах Рейнольдса.— В кн.: IV Всесоюз. конф. по динам. разреж. газа. Сб. аннотаций. М., 1975.

УДК 532.526

РАЗВИТИЕ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СЛАБОНЕПАРАЛЛЕЛЬНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

*С. А. Гапонов, А. Д. Косинов, А. А. Маслов,
Н. В. Семенов
(Новосибирск)*

В настоящее время линейная теория устойчивости плоскопараллельных течений сжимаемой жидкости разработана достаточно хорошо [1]. Встречающиеся на практике течения, как правило, неоднородны в пространстве. Часто эту неоднородность можно считать слабой (например, течение в пограничном слое). В последние годы развито несколько вариантов построения решения, когда осредненные параметры потока слабо изменяются в некоторых направлениях.

Для пограничного слоя несжимаемой жидкости первые теоретические результаты, учитывающие непараллельность течения, получены в работах [2, 3]. Экспериментальная проверка полученных в них выводов проведена в [4]. Развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое с учетом непараллельности теоретически рассматривалось в [5—7]. В [5] рассмотрены двумерные возмущения, в [6, 7] — более общего вида. Эти работы для одних и тех же условий дают существенно разные результаты. Так, в [6] получено сильное влияние непараллельности на характеристики устойчивости, а в [5, 7] — слабое. Экспериментальных работ, поставленных с целью проверить выводы теории, нет.

Одно из основных достижений теории, учитывающей непараллельность течения в пограничном слое, состоит в том, что удается рассчитать зависимость степени нарастания возмущений α_1 от нормальной к обтекаемой поверхности координаты η . В [8] проведены измерения степени нарастания возмущений для трех значений η при числе Маха $M = 2,2$. Эти измерения показывают, что непараллельность течения влияет на характер развития возмущений, но каких-либо выводов даже о качественном соответствии теории и эксперимента сделать нельзя. Зависимость коэффициентов нарастания от поперечной координаты представляется наиболее удобной для сравнения теорети-