

**О СТРУКТУРЕ ВЫСОКОНАПОРНЫХ СТРУЙ
НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ ЗА СВЕРХЗВУКОВЫМ СОПЛОМ**

Н. И. Кисляков, А. К. Ребров, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Представлены результаты экспериментального исследования структуры высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом при истечении газа в покоящуюся среду.

Струям вязкого газа за сверхзвуковыми соплами посвящено много работ. Однако до недавнего времени в большинстве случаев исследовались турбулентные струи при малой нерасчетности (отношении давлений на срезе сопла и в окружающем газе $n = p_a/p_\infty < 100$). Об уровне и основных результатах исследований струй при большой нерасчетности дают представление работы [1-5].

Качественные особенности изменения структуры струи при увеличении разреженности (утолщение зон смещения, зон ударных волн, усиление диссипативных процессов в ядре струи, перестройка течения) в настоящее время хорошо известны по исследованиям струй за звуковым соплом (см. [6] и ссылки там же) в переходной области течений, вплоть до режима рассеяния [7]. Работы [4,5] дополняют картину течения в струях низкой плотности за сверхзвуковым соплом.

В данной работе на основании измерений плотности в струях N_2 и CO_2 получены количественные сведения о структуре течения в режимах от ламинарного сплошного до сильно разреженного, показана возможность обобщения экспериментальных данных, изучена структура струи в области диска Маха и X-образной конфигурации.

1. Соображения о подобии струй. Общие вопросы подобия струй рассмотрены в работах [1,8-10]. Более ранним результатом в анализе подобий струй является доказательство автомодельности геометрической конфигурации струи по нерасчетности.

Для конкретных условий расширения газа иногда необходимо знание характера приближения к автомодельности по нерасчетности и влияния вязкости на геометрию струи и распределение параметров. Для ответа на первый вопрос ниже проведен анализ результатов расчетов струй невязкого газа. Поиски решения второго вопроса составили основное содержание экспериментальных исследований, описанных в последующих разделах.

Будем считать, что расчетная структура струи невязкого газа является асимптотически предельной для ламинарного течения при увеличении характерного числа Рейнольдса (без перехода к турбулентному течению) и может быть использована как исходная при анализе влияния вязкости. Как известно, расстояние вдоль оси струи от среза сопла до замыкающего скачка при $n \gg 1$ пропорционально величине комплекса $M_a \sqrt{\gamma n}$, где γ — показатель адиабаты; M_a — число Маха на срезе сопла. Рассмотрим изменение поперечных размеров струи (диаметров висячих волн и границ струи) по данным численного расчета [11]. На расстояниях по оси от среза сопла $x/d_a \sqrt{n} > 0,5$ строгой автомодельности не наблюдается. В безразмерных координатах $x/d_a \sqrt{n}$, $y/d_a \sqrt{n}$ (y — расстояние

от оси струи) контуры висячих ударных волн при $x/d_a\sqrt{n} > 0,5$ заметно различны. Можно говорить о приближенной пропорциональности поперечных размеров величине n^α , где $\alpha < 0,5$; при $n \rightarrow \infty \alpha \rightarrow 0,5$. Характер этой асимптотики иллюстрируется на фиг. 1 примером из атласа [11], где дано распределение относительной плотности $\frac{\rho}{\rho_a} \cdot n$ по нормированной поперечной координате для сечения с $\bar{x}^1 = \frac{x}{0,7d_a M_a \sqrt{\gamma n}} =$

$= 0,5$ для $M_a=4$, $\gamma=1,3$, $\Theta=10^\circ$: 1— $n=10$; 2— 10^2 ; 3— 10^4 ; 4— 10^6 (Θ —полуугол раствора сопла). Максимальный радиус висячих волн можно выразить приближенной зависимостью

$$(1.1) \quad r/d_a\sqrt{n} = 0,725 - 0,325/n^{0,25},$$

откуда следует, например, что такие струи при $n \approx 250$ автомодельны с точностью до 10%-го изменения максимальных поперечных размеров.

Аналогичная тенденция прослеживается по результатам расчета [12] для $M_a=4$, $\gamma=1,4$, $\Theta=10^\circ$, $n=10 \div 10^7$ с той лишь разницей, что в зависимости (1.1) максимальное значение $r/d_a\sqrt{n}$ при $n \rightarrow \infty$ составляет 0,68.

Влияние числа M_a и γ на максимальный радиус ударной волны в поперечном сечении может быть учтено использованием зависимости, следующей из расчетов Э. А. Ашратова:

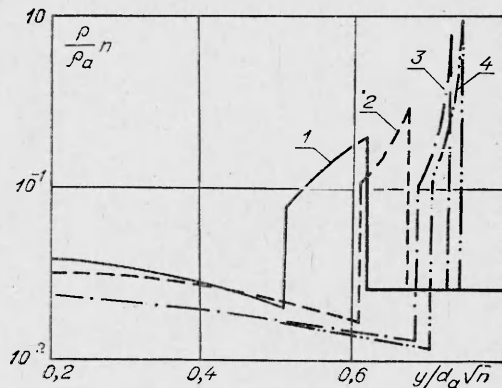
$$(1.2) \quad r_a/d_a\sqrt{n} \sim (1 - 0,38/M_a^{1,5})/\gamma.$$

К сожалению, расчетных данных недостаточно, чтобы установить общую зависимость типа (1.1) для различных сопел и рабочих тел с указанием допустимых пределов ее использования по M_a , n , Θ и γ . Поэтому зависимость (1.1) совместно с поправкой (1.2) для условий, отличных от рассмотренных, может быть использована только в оценке приближения к автомодельности при изменении нерасчетности.

Влияние вязкости приводит к смещению фронта висячих ударной волны и изменению условий автомодельности геометрии струи по нерасчетности. Для описания вязких эффектов в зоне смешения на начальном участке струи можно пользоваться характерным локальным числом Рейнольдса в виде [2]

$$\text{Re} = \frac{w L_m \rho_c}{\mu_c},$$

где L_m — расстояние от среза сопла до диска Маха; w — максимальная скорость по параметрам торможения; μ_c , ρ_c — средние значения динамической вязкости и плотности в зоне смешения струи с окружающим газом. Для постоянного числа M_a в интегрально-адиабатных условиях



Фиг. 1

($T_0 = T_\infty$) этот критерий просто пропорционален комплексу $Re_L = \frac{Re_*}{[p_0/p_\infty]^{-1/2}}$ где Re_* — число Рейнольдса в критическом сечении. В работе [6] показано, что комплекс Re_L характеризует влияние вязкости во всех зонах струи. Коэффициент пропорциональности между Re и Re_L есть некоторая функция Ma и T_0/T_∞ . В дальнейшем будем пользоваться комплексом Re_L как определяющим.

2. Условия проведения экспериментов. Исследования данной работы проводились на газодинамической установке низкой плотности с комбинированной откачкой бустерными и криогенными вакуумными насосами. Схема установки кратко описана в работе [13]. Для расширения диапазона по нерасчетности и числам Рейнольдса использовались криогенные насосы, работавшие на жидком азоте. При этом производительность установки (для CO_2 в качестве рабочего газа) возрастала на порядок и достигала 7 г/с при давлении в вакуумной камере 1 Н/м².

Изучение струй низкой плотности в данной работе основано на измерении плотности и визуализации картины течения с помощью электронного пучка. Для измерений плотности были выбраны участки спектра $3900 \pm 25 \text{ \AA}$ для азота и $2876 \pm 20 \text{ \AA}$ для CO_2 . Сведения для выбора этих участков имеются в работах [14, 15]. Погрешность определения плотности при прямом измерении не превышала 8%, а при фотометрировании — не более 14%.

Все эксперименты проведены на коническом сопле с диаметром в критическом сечении и на срезе $0,51 \pm 0,01$ и 2,46 мм соответственно и полууглом раствора 10° . Число Маха на срезе сопла определялось с помощью трубки Пито по параметрам равновесного расширения. Условия экспериментов приведены в таблице.

Исследованные режимы течения соответствуют: 1а — ж — изменению нерасчетности при постоянном расходе CO_2 ; 2а — к — изменению расхода CO_2 при постоянной нерасчетности; 4а — к — сериям экспериментов на азоте при постоянных значениях комплекса Re_L . На режимах 3а, б и 5а обнаруживалось влияние конденсации, на режимах 5а — г — влияние температурного фактора на структуру струи азота. В таблице $(N/Z)^*$ — отношение числа молекул в кластере к его заряду.

3. Общая структура струи. Переход к X-образной конфигурации. Рассмотрим изменение структуры струи при снижении уровня плотности на примере расширения CO_2 из сопла с $Ma = 4,35$. Плоское осевое сечение струи на длине двух циклов показано на фиг. 2 для условий $p_0/p_\infty = 860$, $T_0/T_\infty = 2 \div 2,4$ (режимы 2а — к). Так как температурный фактор меняется незначительно, влияние разреженности будем характеризовать числом Re_L .

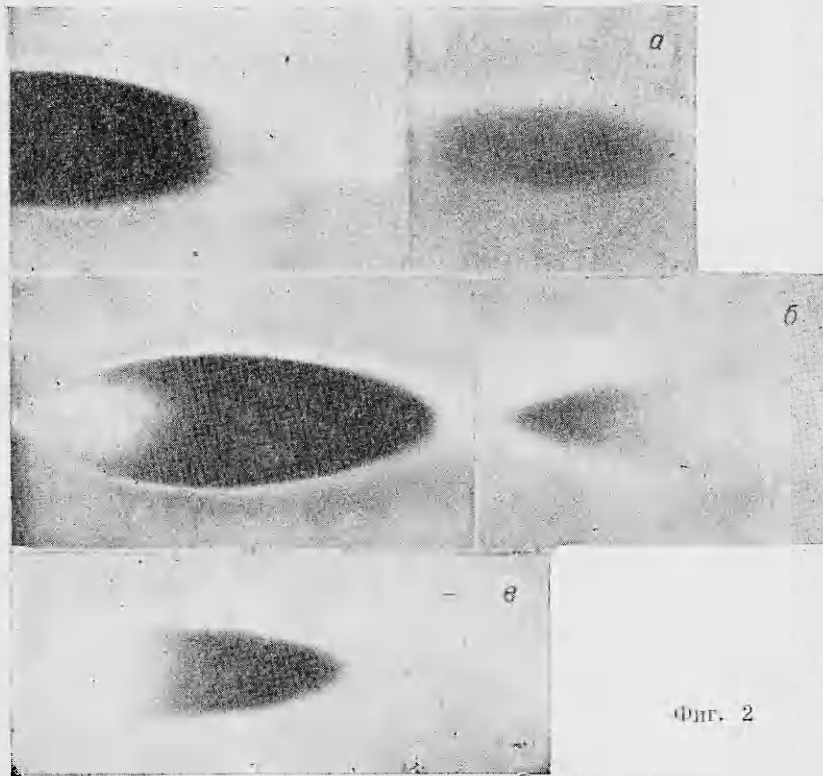
В относительно плотном газе, когда $Re_L = 380$ (см. фиг. 2,а), начальный участок струи замыкается диском Маха, после чего формируется второй цикл. В диапазоне $Re_L = 380 \div 348$ происходит переход к новой конфигурации, имеющей вид «регулярного отражения». В отличие от маховской конфигурации ее будем называть X-образной. На фиг. 2,б ($Re_L = 320$) структура с ударными волнами наблюдается на длине двух «бочек». При уменьшении Re_L размеры ядра сокращаются, структура становится размазанной и уже при $Re_L = 27,6$ (см. фиг. 2,в) во втором цикле ударные волны на кадре не обозначаются, видны лишь диффузные сгустки плотности; первый же цикл сохраняет свою структуру.

На фиг. 3 показано распределение плотности по оси струи для режимов 1а — ж (а — минимальная, ж — максимальная нерасчетности). Число Re_* сохраняется постоянным, поэтому прослеживается влияние нерас-

Номер режима	$p_a \cdot 10^{-6}$	p_∞	T_0	n	Re_L	$(N/Z)^*$
CO ₂						
1а	3,19	13,3	680	714	213	300
б	3,21	8,8	680	1090	171	300
в	3,21	4,0	695	2400	116	300
г	3,21	2,13	690	4500	86	300
д	3,21	1,56	690	6540	70,5	300
е	3,21	0,91	690	10000	58,3	300
ж	3,27	0,13	710	73000	8,4	300
з	0,47	12,5	550	101	109	30
и	1,03	13,3	590	232	148	120
к	1,95	13,3	700	437	166	100
2а	6	19,9	715	886	380	1550
б	5,76	19,6	610	860	361	2500
в	5,4	18,4	720	870	348	1000
г	4,9	18,2	720	835	320	800
д	4,45	15,1	720	860	288	600
е	4,0	13,7	710	860	266	550
ж	3,4	11,7	710	860	228	500
з	1,45	5	605	856	107	140
и	0,720	2,49	605	860	53	40
к	0,36	1,25	580	860	27,6	12
3а	3,02	8,9	600	1000	217	900
б	0,955	2,61	293	1090	224	28 000
N ₂						
4а	1,78	5,98	680	580	92	100
б	1,25	9,15	700	265	94	30
в	0,82	13,3	715	120	93	7
г	1,78	3,06	680	1140	66	100
д	1,25	3,93	700	620	60	30
е	1,25	4,72	730	515	66	28
ж	0,82	6,91	750	231	66	5
з	1,78	1,66	700	2100	37	80
и	1,25	2,39	700	1000	37	30
к	0,82	3,33	730	480	35,5	7
5а	1,2	9,3	293	212	265	35 000
б	0,56	3,93	550	229	52	30
в	1,2	9,2	750	214	85	18
г	1,97	15,3	950	210	104	7

четности. Здесь обнаруживается одна из особенностей струй за сверхзвуковым соплом — повышение плотности в области смыкания ударных волн, существенно превосходящее повышение плотности в ударной волне, а также ранний и существенный отход зависимости плотности от энтропии, обусловленный влиянием фронтов боковых ударных волн.

На фиг. 4 в обобщенных координатах показаны контуры ударных волн на режимах с $Re_L=380$ (при наличии диска Маха) и $Re_L=348$ (с X-образной конфигурацией). Положение ударной волны определялось по точкам с максимальным градиентом плотности. Здесь же приведены контуры поверхностей струи вязкого газа (наиболее близкой по параметрам к исследуемой) $N=10^5$, $M_c=4$, $\Theta=10^\circ$, $\gamma=1,3$ из серии рассчитанных в работе [11]. Висячая ударная волна в реальных условиях отнесена к оси. Положение диска Маха совпадает с таковым для вязкого газа. Появление X-образной конфигурации не вносит изменений в положение висячей ударной волны, увеличивается лишь

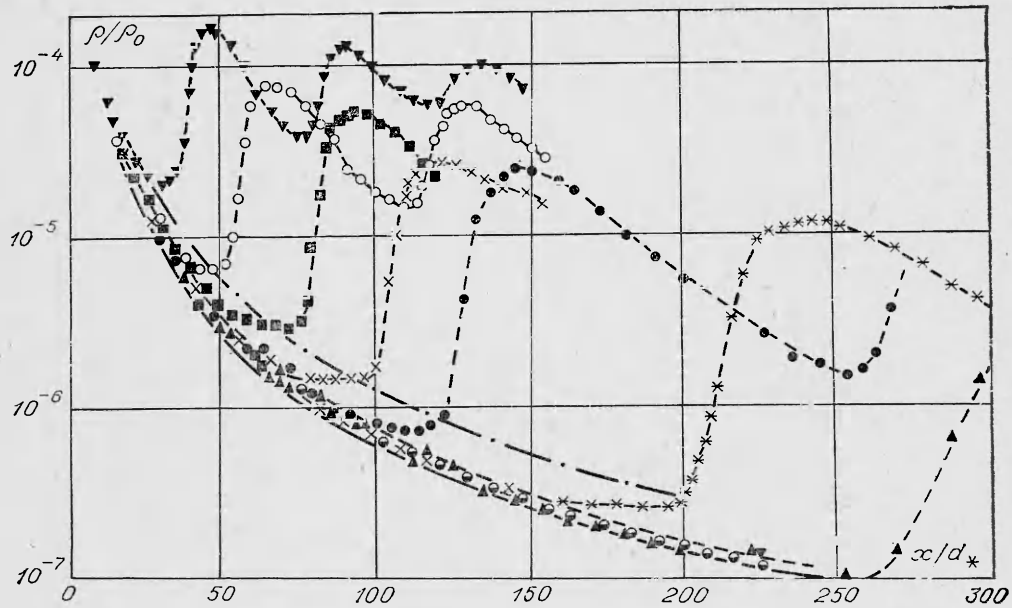


Фиг. 2

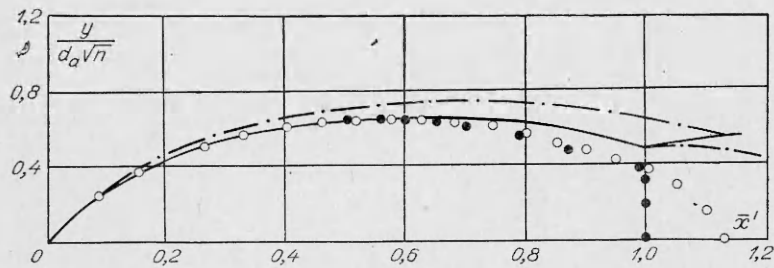
расстояние до ударных волн по оси струи. Теория невязкой жидкости [16, 17] не допускает регулярного отражения скачка в осесимметричном потоке. При изменении условий в сторону перехода к регулярному отражению в невязкой жидкости диаметр диска Маха неограниченно уменьшается, асимптотически приближаясь к нулю. Существование маховской конфигурации связано с наличием кольцевого контактного разрыва за диском Маха. В реальных условиях он может устраняться, благодаря вязкому переносу импульса. Так, в потоке газов низкой плотности возникает конфигурация, похожая на регулярное отражение. Возникновение такой конфигурации отмечалось, например, в работе [5], где изучались условия перехода к ней по режимным параметрам. Заметим только, что в работе [5] этот вид отражения априорно считался регулярным.

В наших экспериментах визуализация с помощью электронного пучка, фотографирование плоского сечения струи с последующим фотометрированием позволили получить структуру области отражения ударной волны в окрестности оси струи. Для примера карта поля плотности на режиме 1к показана на фиг. 5. Распределение плотности дано в равноотстоящих друг от друга (через 2 калибра) поперечных сечениях.

Первое сечение проходит через ядро струи при $x/d_a=62$, здесь ядро возмущено размытыми висячими скачками, область 0—1 соответствует повышению плотности в висячем скачке; 1—2 — изменение плотности в сжатом слое; цифрой 3 весьма условно обозначена граница возмущений от струи в затопленном пространстве. Наличие минимума в окрестности точки 2 обусловлено уменьшением плотности вследствие подогрева зоны смешения при торможении в ней газа, расширяющегося из источника с температурой торможения 700°K. Смыкание ударных волн

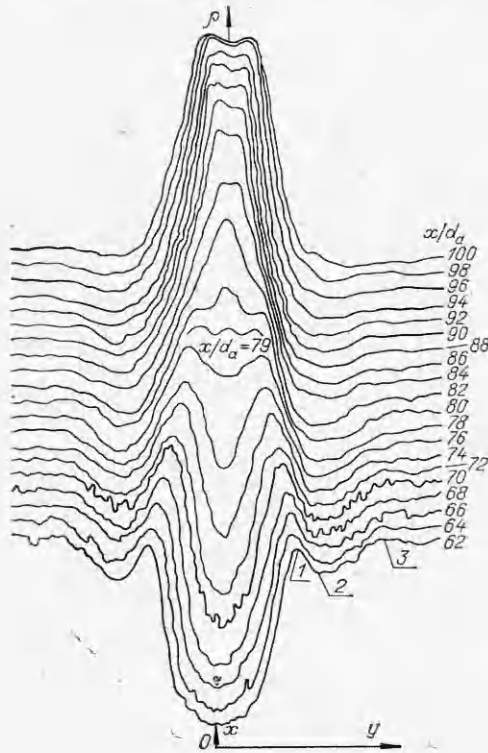


Фиг. 3



Фиг. 4

приводит к увеличению плотности в висячем скачке и в сжатом слое ($x/d_a = 62-78$). В сечении с $x/d_a = 79$ на оси струи примерно в области пересечения задних фронтов висячих скачков появляется зона повышенной плотности в виде третьего горба на поперечном распределении. Это свидетельствует о зарождении отраженных скачков в окрестности оси струи. В последующих поперечных сечениях в распределении плотности по оси струи сначала появляется плато, а затем провал. За отраженным скачком плотность продолжает повышаться ($x/d_a = 86-100$), и образуется характерная форма кривой с двумя максимумами. Эта неравномерность сохраняется вниз по потоку. Для рассматриваемого режима течения в соответствии с фиг. 3 минимальное значение безразмерной плотности в области X-образной конфигурации $\rho_1/\rho_0 = 3 \cdot 10^{-6}$, максимальное — $\rho_3/\rho_0 = 5,3 \cdot 10^{-5}$; в окружающей среде $\rho_\infty/\rho_0 = 1,6 \cdot 10^{-5}$. В области смыкания ударных волн число Кнудсена, определенное по характерному размеру — расстоянию между пиками плотности, имеет порядок 0,01. Поэтому неоднородности плотности проявляются достаточно отчетливо. В струе с диском Маха на оси везде в окрестности диска Маха должен наблюдаться минимум плотности. Появление максимума свидетельствует об отражении ударных волн, отличном от маховского.



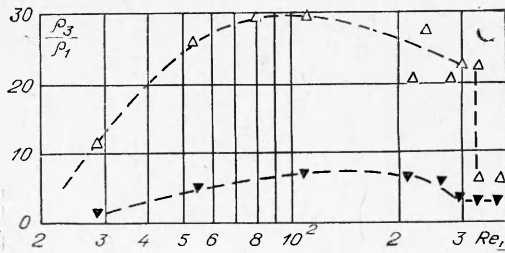
Фиг. 5

Поэтому имеет смысл говорить о поведении кривой в области $Re_L < 200$. Уменьшение ρ_3/ρ_1 с уменьшением Re_L объясняется общим размыванием характерных зон струи с увеличением разреженности. Показанная здесь зависимость ρ_3/ρ_1 для второго цикла качественно повторяет предыдущую при значениях ρ_3/ρ_1 , примерно в 5 раз меньших. Эти зависимости получены при $p_a/p_\infty \approx 860$. Данные для больших нерасчетностей показывают существенно большие значения ρ_3/ρ_1 при соответствующих значениях Re_L .

4. Об эффектах конденсации при расширении газа. Анализ процесса расширения в ядре струи, особенно в случае углекислоты, затруднен неопределенностью в оценке показателя адиабаты при попытке учесть влияние колебательной релаксации и конденсации. Судя по временам колебательной релаксации, полученным на ударных трубах, колебательная энергия за критическим сечением сопла в нашем случае заморожена, однако подвод энергии от колебательных степеней полностью не исключается. Показатель адиабаты должен быть в интервале от 1,3 до 1,4. Зародышеобразование (образование кластеров на начальном этапе конденсации) приводит к понижению показателя адиабаты. По равновесным параметрам расширения конденсация должна наступать в ядре струи во всех режимах, а на режиме 3б — в сопле. Од-

Остановимся на упомянутой ранее особенности — сильном повышении плотности в области X-образной конфигурации. Расчеты течения невязкого газа показывают существенное увеличение плотности на линии тока, проходящей через систему двух косых скачков уплотнения в окрестности маховской конфигурации; например, для струи за соплом с $M_a=4$ при $n=500$ и $\gamma=1,3$ (по геометрии, данной в атласе [11]) указанное повышение плотности оказывается 22-кратным. Эксперименты подтверждают высокий порядок увеличения плотности.

Данные для CO_2 при различных Re_L в режимах 2а — к приведены на фиг. 6. Скачок ρ_3/ρ_1 при $Re_L > 300$ объясняется переходом от маховской конфигурации к X-образной. В режимах $Re_L > 200$ уровень плотности в области X-образной конфигурации очень высок и корректность ее измерения может быть поставлена под сомнение: электронно-пучковые измерения дают заниженные значения.



Фиг. 6

нако вследствие большой скорости расширения процесс конденсации идет неравновесно, и пересыщение может быть весьма значительно.

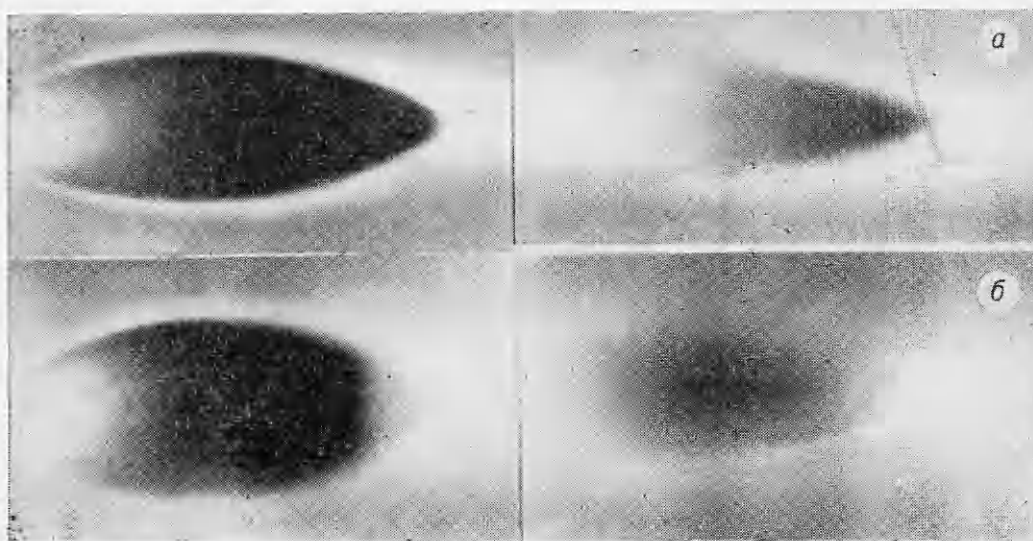
Для струй CO_2 за сверхзвуковыми соплами, согласно данным [18], условия зародышеобразования не изменяются при сохранении комплексов

$$(4.1) \quad p_0 d^{0,6} = \text{const} \quad \text{и} \quad p_0 T_0^{(1,25\gamma - 0,5)/(1-\gamma)} = \text{const}.$$

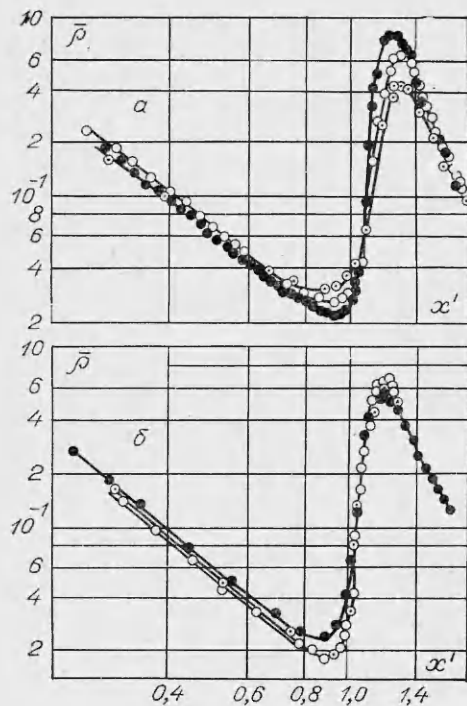
Авторы [18] определили некоторый эффективный размер кластера величиной $(N/Z)^*$, являющейся нижней границей размеров заряженных кластеров, проходящих заградительный потенциальный барьер и регистрируемых масс-спектрометром на уровне 0,5 полного ионного тока. В настоящее время это наиболее доступная характеристика зародышеобразования по экспериментальным данным, так как дает, по крайней мере, порядок линейных размеров кластеров. Для наших условий величины $(N/Z)^*$, найденные с помощью зависимостей (4.1) по экспериментальным данным [18], приведены в таблице.

За исключением режимов 3б для CO_2 и 5а для N_2 , концентрация зародышей в ядре струи, согласно оценкам работы [19], слишком мала, чтобы оказать влияние на распределение энергии в потоке. Поэтому при обработке экспериментов данной работы по влиянию вязкости для азота было принято $\gamma=1,4$, а для CO_2 $\gamma=1,3$ с некоторым произволом в отношении учета колебательно-вращательного и колебательно-поступательного взаимодействий.

Влияние конденсации в процессе расширения на структуру струи в данной работе не изучалось, однако некоторые режимы были выбраны специально для обнаружения эффектов конденсации. На фиг. 7 показаны фотографии плоских сечений струй CO_2 на режимах 3а, б, характеризующихся близкими отношениями давлений p_0/p_∞ и почти одинаковыми числами Рейнольдса Re_L . Случай а — без конденсации; в случае б конденсация начинается, по-видимому, в сопле. Диаметр вихря ударной волны заметно больше, чем в струе без конденсации (случай а); это может соответствовать меньшим значениям Ma , чем в случае а; X-образная конфигурация переходит в маховскую, интенсивность ударных волн второго цикла



Фиг. 7



Фиг. 8

4а—в и 4з—к. Как следует из фиг. 8, б, при $n > 1000$ обобщение вполне удовлетворительное. Так как оно распространяется за область смыкания ударных волн, это говорит о подобии геометрии висячих волн и распределений плотности в сжатом слое. Обобщения при меньших значениях n не наблюдается. При таких значениях n , как следует из зависимости (1.4), уже становится существенным отклонение геометрии невязкой струи от автомодельности.

Известно, что расстояние до диска Маха в струях, где влияние зоны смещения на начальном участке струи не распространяется до ее оси, подчиняется зависимости [1, 20]

$$(5.1) \quad L_M = 0,7 d_a M_a \sqrt{\gamma n}.$$

При уменьшении чисел Re_L , как показали эксперименты, переход к X-образной конфигурации происходит скачком; при этом скачком возрастает расстояние по оси струи от среза сопла до ударных волн, затем оно уменьшается в соответствии с величиной Re_L . Это иллюстрирует фиг. 9, где дана зависимость $L_M / 0,7 \cdot M_a d_a \sqrt{\gamma n} = f(Re_L)$ для струи CO_2 на режимах 2а—к при $n \approx 860$ (зачерненные кружки и штриховая линия осреднения). Величина L_M при смене конфигурации возрастает на 15–20%, а при $Re_L < 40$ становится короче расстояния до диска Маха. Формула (5.1) может использоваться для приближенной количественной оценки расстояния до ударных волн по оси струи и при наличии X-конфигурации. Порядок величин погрешностей характеризуют данные на фиг. 9.

Заметим, что в работах [5, 6] по измерениям на фотографиях тлеющего разряда получены завышенные значения L_M (а также и максимального диаметра висячих ударных волн d_m) и предложена зависимость L_M от M_a

уменьшается. Относительное значение плотности в ядре струи почти вдвое меньше при наличии конденсации.

Заметим, что интенсивная конденсация и наличие конденсированных частиц в потоке в рассматриваемом случае не могут считаться непосредственной причиной появления диска Маха; по-видимому, благодаря конденсации газодинамические параметры потока (включая течение в сопле) изменились таким образом, что X-образная конфигурация оказалась неустойчивой.

5. Об автомодельности распределения плотности и характерных размерах струй. Аналогично [1] выберем автомодельные координаты для плотности и расстояния по оси струи: $\rho = \rho / (\rho_0) \cdot 0,7 M_a \sqrt{\gamma n}$ и $x^1 = x / (0,7 d_a M_a \sqrt{\gamma n})$. В этих координатах на фиг. 8, а, б показано распределение плотности в струе азота для значений $Re_L = 93$ и 37 соответственно режимам

более сильная, чем по формуле (5.1). По-видимому, распределение свечения в тлеющем разряде неоднозначно связано с распределением плотности в струе нейтрального газа, что могло вызвать аномалию результатов цитируемых работ.

Влияние числа Re_L на соотношение геометрических размеров струй следует из данных фиг. 9. Здесь приведены значения для режимов 2а—к (светлые треугольники и штрихпунктирная линия осреднения). Как видно, геометрическое подобие не сохраняется; отношение L_m/d_m с уменьшением Re_L существенно возрастает, ядро струи становится относительно более тонким.

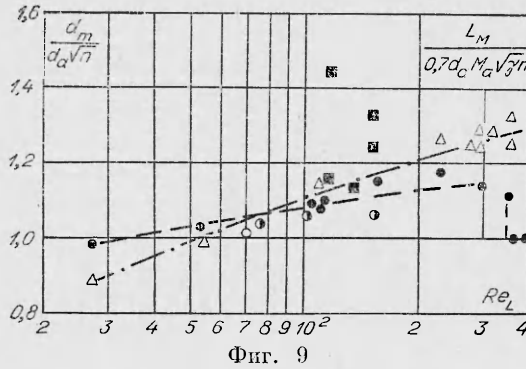
С целью анализа автомодельности геометрической конфигурации струй при $Re_L = \text{const}$ из экспериментальных

данных для азота были выбраны режимы 4г—ж с числом $Re_L \approx 66$ и для них по данным фотометрирования рассчитан безразмерный комплекс $d_m/d_a \sqrt{n}$. Оказалось, что в диапазоне $n=231-1140$ значение $d_m/d_a \sqrt{n} = \text{const} = 1,01$, а соотношение характерных размеров $d_m/L_m = \text{const} = 0,22$. Расчеты для идеального газа [11] дают для условий $Ma=5$, $\gamma=1,4$, $n=10^3$, $\Theta=10^\circ$ величину $d_m/d_a \sqrt{n} \approx 1,21$; по сравнению со струей вязкого газа диаметр висячей ударной волны при $Re_L \approx 66$ меньше на 20%.

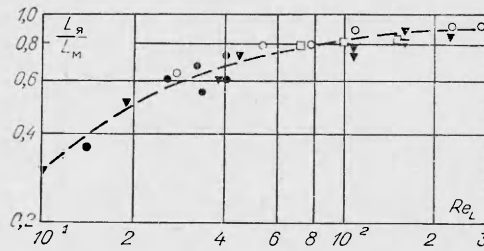
В отличие от струи азота геометрия струи CO_2 неавтомодельна при $Re_L = \text{const}$. На фиг. 9 зачерненными квадратами дополнительно показаны значения $d_m/d_a \sqrt{n}$ в диапазоне чисел Рейнольдса 107—171 для режимов 1б, в, з, и, к, 2з. Отчетливо просматривается тенденция, что с увеличением нерасчетности при близких числах Рейнольдса диаметр висячих ударных волн возрастает. Условия по конденсации указанных режимов примерно одинаковы. По-видимому, причина отсутствия автомодельности заключается в особенностях энергообмена внутренних и поступательных степеней свободы.

В данной работе влияние температурного фактора на размеры струи лишь затронуто. На примере с азотом показано, что при сохранении нерасчетности примерно постоянной в диапазоне $52 < Re_L < 104$ распределение относительной плотности вдоль оси струи при подогреве газа до $950^\circ K$ не претерпевает существенного изменения. Слабая тенденция сдвига второго цикла (не более чем на 10% вниз по потоку) при переходе от режима 5б к 5г согласуется с описанным выше влиянием вязкости (см. фиг. 9).

В практике использования струй низкой плотности встает вопрос о размерах ядра струи, не возмущенного фонтанами ударных волн. Полученные в данной работе и имеющиеся в литературе [6, 21] экспериментальные данные о длине ядра струи сведены на фиг. 10. За границу ядра струи принималась точка с отклонением плотности от изэнтропического значе-



Фиг. 9



Фиг. 10

ния 10%. Связь между размером ядра L и числом Re_L может быть представлена зависимостью $L/L_M = (1 + 20/Re_L)^{-1}$.

Авторы благодарят А. В. Иванова за полезные обсуждения.

Поступила 28 II 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдучевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Течения в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1970, № 3.
2. Авдучевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Влияние вязкости на течение на начальном участке сильно недорасширенной струи.— «Докл. АН СССР», 1971, т. 197, № 1.
3. Peters C. E., Phares W. I. The structure of plumes from moderately underexpanded supersonic nozzles.— «AIAA Paper», 1970, N 70, p. 229.
4. Немченко В. И. Исследование замыкающего скачка в сверхзвуковой затопленной недорасширенной струе газа.— «Инж. физ. журн.», 1971, т. XX, № 5.
5. Сенковенко С. А. Структура недорасширенной сверхзвуковой струи CO_2 . — Труды II республиканской конференции по аэродинамике, теплообмену и массообмену. Секция «Аэродинамика больших скоростей».
6. Волчков В. В., Иванов А. В., Кисляков И. И., Ребров А. К., Сухнев В. А., Шарафутдинов Р. Г. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления.— ПМТФ, 1973, № 2.
7. Muntz E. P., Hamel V. B., Maguire B. L. Some characteristics of exhaust plume rarefaction.— AIAA J., 1970, v. 8, N 9. Рус. пер.: «Ракет. техн. и космонавт.», 1970, т. 8, № 9.
8. Moran I. P. Similarity in high-altitude jet.— AIAA J., 1970, v. 5, N 7. Рус. пер.: «Ракет. техн. и космонавт.», 1970, т. 5, № 7.
9. Гусев В. Н., Михайлов В. В. О подобии течений с расширяющимися струями.— «Учен. зап. ЦАГИ», 1970, т. 1, № 4.
10. Мурзников И. Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1971, № 4.
11. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А., Волконская Т. Г., Дьяконов Ю. Н., Егорова И. И., Мельников Д. А., Росляков Г. С., Усков В. И. Сверхзвуковые струи идеального газа. Ч. 2. М., изд. МГУ, 1971.
12. Дьяконов Ю. П., Усков В. И. Расчет сверхзвуковых струй идеального газа методом стенок.— «Научные труды НИИ механики МГУ», 1970, № 5.
13. Кисляков И. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Диффузионные процессы в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности.— ПМТФ, 1973, № 1.
14. Muntz E. P. Measurement of rotational temperature, vibrational temperature and molecule concentration in nonradiating flows of low density nitrogen.— «UTIAS Rep.», 1961, N 71.
15. Косинов В. А., Бочкарев А. А., Приходько В. Г., Ребров А. К. Измерение плотности газов CO_2 , CO , H_2 , H_2O с помощью пучка электронов.— В кн.: Научные труды института теплофизики СО АН СССР. Новосибирск, 1972.
16. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. М., ИЛ, 1952.
17. Мельников Д. А. Отражение скачков уплотнения от оси симметрии.— «Изв. АН СССР, ОТН, Мех. и маш.», 1962, № 3.
18. Hagena O. F., Obert W. Cluster formation in expanding supersonic jets: effect of pressure, temperature nozzle size, and test gas.— «J. Chem. Phys.», 1972, v. 56, N 5.
19. Velland R. M., Deckers I. M., Scott I. D., Tiori. Dimer concentrations in supersonic free jets.— «Can. J. Phys.», 1972, v. 5, N 20.
20. Lewis C. H., Carlson D. I. Normal shock location in underexpanded gas and gas — particle jets.— AIAA J., 1964, v. 2, N 4.
21. Ребров А. К., Чекмарев С. Ф., Шарафутдинов Р. Г. Влияние разреженности на структуру свободной струи азота.— ПМТФ, 1971, № 1.