

**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 висячей волны 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:

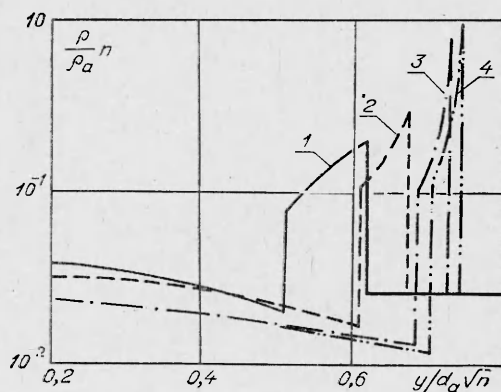
$$(1.2) \quad r_a/d_a \sqrt{n} \sim (1 - 0,38/M_a^{1,5})/\gamma.$$

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 висячей 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 .

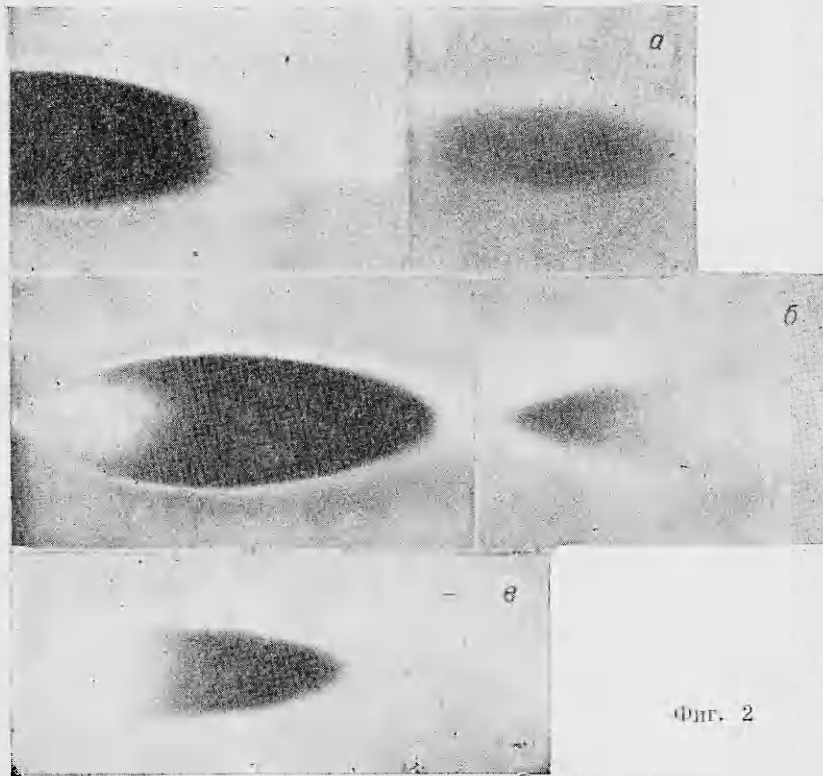
В относительно плотном газе, когда $Re_L = 380$ (см. фиг. 2,а), начальный участок струи замыкается диском Маха, после чего формируется второй цикл. В диапазоне $Re_L = 380 \div 348$ происходит переход к новой конфигурации, имеющей вид «регулярного отражения». В отличие от маховской конфигурации ее будем 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 изэнтропы, 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 невязкого 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 невязкого газа. Появление X-образной конфигурации не вносит изменений в положение висячей ударной волны, увеличивается лишь

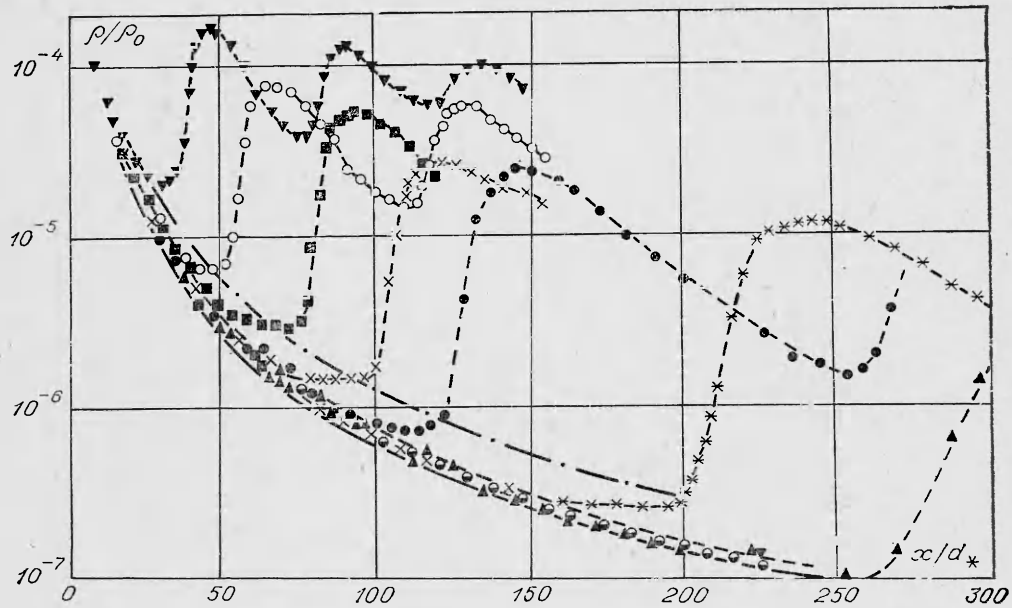


Фиг. 2

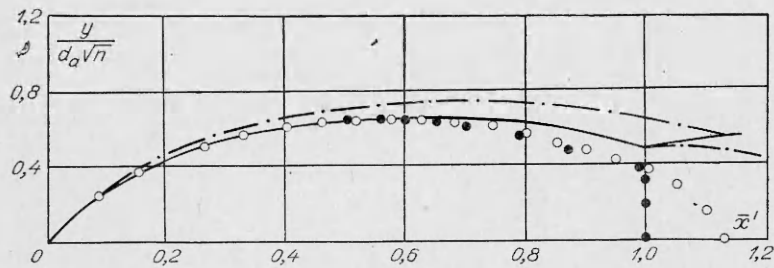
расстояние до ударных волн по оси струи. Теория невязкой жидкости [16, 17] не допускает регулярного отражения скачка в осесимметричном потоке. При изменении условий в сторону перехода к регулярному отражению в невязкой жидкости диаметр диска Маха неограниченно уменьшается, асимптотически приближаясь 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

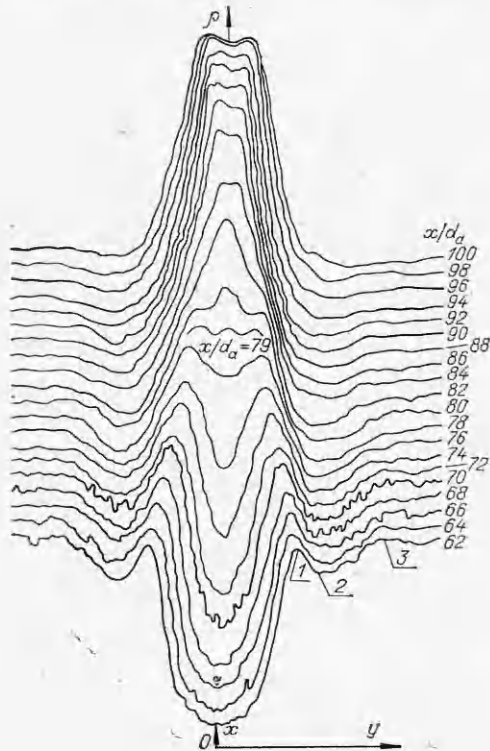


Фиг. 3



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.



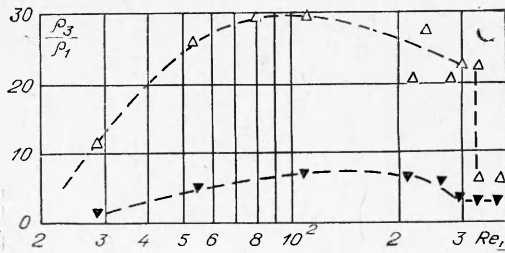
Фиг. 5

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.

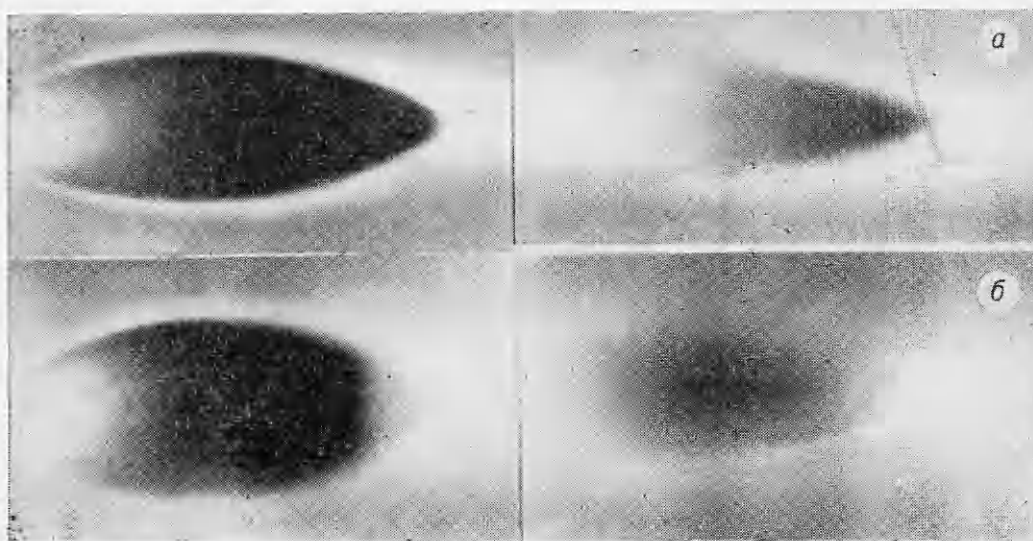
Для струй CO_2 за сверхзвуковыми соплами, согласно данным [18], условия зародышеобразования не изменяются при сохранении комплексов

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

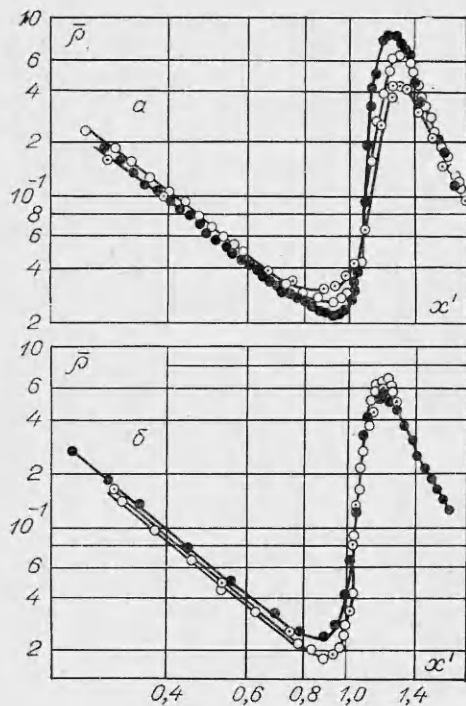
Авторы [18] определили некоторый эффективный размер кластера величиной $(N/Z)^*$, являющейся нижней границей размеров заряженных кластеров, проходящих заградительный потенциальный барьер и регистрируемых масс-спектрометром на уровне 0,5 полного ионного тока. В настоящее время это наиболее доступная характеристика 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.

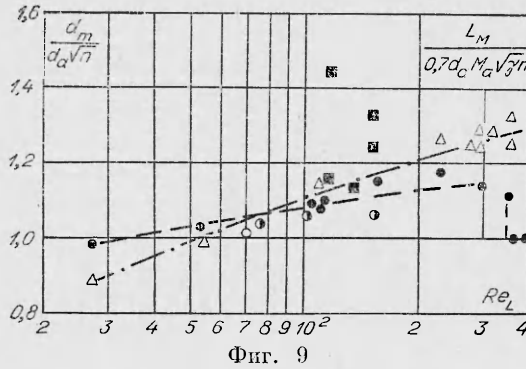
С целью анализа автоматичности геометрической конфигурации струй при $Re_L = \text{const}$ из экспериментальных

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%.

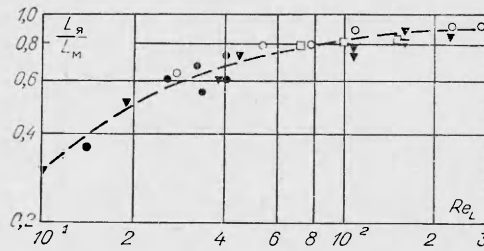
В отличие от струи азота геометрия струи CO_2 неавтомодельна при $Re_L = \text{const}$. На фиг. 9 зачерненными квадратами дополнительно показаны значения $d_m/d_a \sqrt{n}$ в диапазоне чисел Рейнольдса 107—171 для режимов 1б, в, з, и, к, 2з. Отчетливо просматривается тенденция, что с увеличением нерасчетности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

