

## ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СТРУИ АРГОНА НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ ЗА ЗВУКОВЫМ СОПЛОМ

*Л. И. Кузнецов, А. К. Ребров, В. Н. Ярыгин*

(Новосибирск)

С помощью электронно-рентгеновского метода проведены исследования газодинамической структуры разреженных струй аргона в диапазоне температур торможения от 290 до 5200К. Показано влияние температурного фактора на различные зоны струи и рассмотрена перестройка картины течения при изменении режима течения от сплошного до свободномолекулярного.

### ОБОЗНАЧЕНИЯ:

$d_c$  — диаметр сопла;  $G$  — массовый расход газа в единицу времени;  $M$  — число Маха;  $N = p_0/p_n$ ;  $p$  — давление;  $Re_c$  — число Рейнольда, рассчитанное по параметрам в критическом сечении сопла;  $Re_L = Re_c \sqrt{p_0/p_n}$ ;  $T$  — температура;  $x$  — расстояние от среза сопла вдоль оси струи;  $\bar{x} = x/d_c$ ;  $y$  — расстояние от оси струи;  $\bar{y} = y/d_c$ ;  $\rho$  — плотность;  $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$ . Индексы: о — параметры в камере торможения; и — параметры в затопленном пространстве.

Экспериментальные исследования газодинамической структуры струй низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления [1–3] показали, что в широком диапазоне параметров, включая режимы разреженных течений, геометрическая конфигурация струи, распределение плотности и полного напора автомодельны при постоянном значении комплекса  $Re_L = Re_c \sqrt{p_0/p_n}$ .

При истечении газа в среду с температурой, отличной от температуры торможения газа струи, распределение параметров в зоне смешения зависит от перепада температур и их уровня. В связи с этим возможно влияние температурного фактора на структуру струи в целом, особенно при малых значениях  $Re_L$ , соответствующих переходу к разреженному течению. Авторам неизвестно рассмотрение этих вопросов. Следует заметить, что вообще систематических исследований газодинамической структуры разреженных высокотемпературных струй не проводилось. В настоящее время имеются лишь единичные работы [4, 5] с данными по измерению полного давления и плотности на отдельных режимах течения, а исследования физических процессов в потоках газа, расширяющегося из плазменного состояния, проводились без должного внимания к газодинамической структуре струй [6–8].

В данной статье описаны результаты изучения распределения плотности в струях за звуковым соплом и анализ влияния температурного фактора на структуру струй при переходе от режима сплошного течения к режиму рассеяния. Чтобы исключить из рассмотрения явления, приводящие к изменению физико-химических свойств газа при высоких температурах (химические реакции, диссоциацию, возбуждение внутренних степеней свободы с заметным изменением отношения теплоемкостей), исследование проводилось при сравнительно низких температурах на одноатомном газе — аргоне.

При  $T \leq 16000\text{К}$  возбуждением электронных уровней можно пренебречь, так как в этих условиях предпочтительнее происходит отрыв внеш-

№ режима	$T_0$ , К	$G$ , г/с	$P_{H^*}$ МК рт. ст.	$d_c$ , мм	$Re_c$	$N$	$Re_L$
1	290	1,14	534	2,125	40100	1550	1010
2	290	1,14	185	2,125	40100	4480	600
3	290	0,74	104	5,0	10900	866	371
4	1510	1,39	1260	3,11	9900	860	341
5	290	0,68	85	3,135	16100	2680	312
6	290	0,56	98	2,125	19700	4150	307
7	290	0,423	41	3,115	10000	3520	168,5
8	2000	1,1	590	3,115	6600	1650	162,0
9	290	0,236	71	1,10	15750	9400	162,0
10	2030	0,666	970	3,135	3950	610	160,0
11	290	0,389	23	2,116	10100	9200	105,0
12	1500	1,036	146	2,116	10900	10800	105,0
13	1510	0,729	223	5,0	3220	950	104,5
14	290	0,222	30,8	5,0	3130	925	103,0
15	2970	1,13	407	5,0	3360	1110	101,0
16	4970	0,92	1290	3,11	3180	1010	100,0
17	290	0,196	20,6	2,116	6840	7050	81,5
18	290	0,118	34	1,10	7900	9400	81,5
19	3840	0,857	572	2,142	5060	3900	81,0
20	5170	0,898	920	3,21	2910	1300	80,6
21	5060	0,85	926	3,11	2890	1300	80,3
22	290	0,20	18,7	2,125	7020	7750	80,0
23	2000	0,666	239	3,135	3970	2460	80,0
24	2020	0,913	179	2,142	7900	9700	80,0
25	4910	0,295	413	3,115	1030	996	32,6
26	1510	0,156	33,8	1,10	3160	28500	18,7
27	290	0,0425	11,6	3,11	297	370	15,6
28	4710	0,302	41	3,115	1090	10000	10,9
29	4700	0,148	24,8	4,98	331	3230	5,6
30	290	0,005	2,67	1,10	332	5050	4,67
31	290	0,00275	1,95	2,125	100	1040	3,21

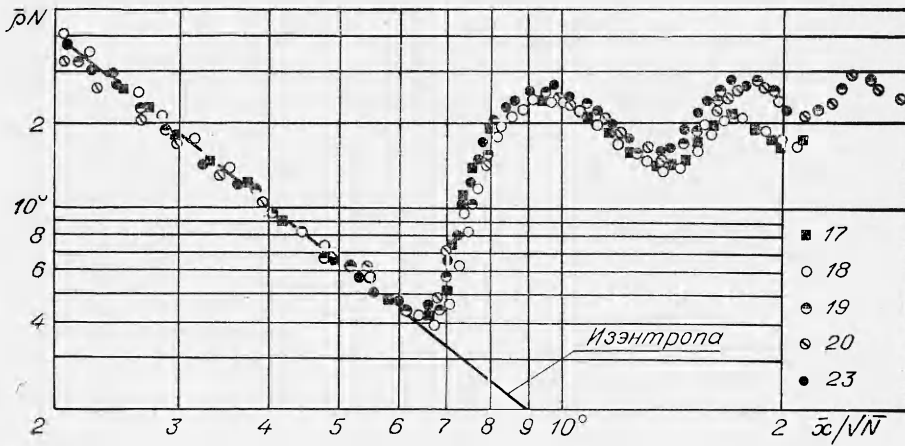
них электронов (ионизация) [9]. Степень ионизации в типичных условиях с применением плазменных нагревателей, как правило, мала и не превышает 1% [5]. Коэффициент рекомбинации порядка  $10^{-10}$ — $10^{-12}$  см<sup>3</sup>/с [10, 11] и скорость релаксации мала [12]. Это дает основание считать, что ионизация в струе практически «заморожена» и, следовательно, показатель адиабаты по линии тока соответствует одноатомному газу.

Экспериментальные исследования данной работы проводились на газодинамическом стенде низкой плотности с применением электронно-рентгеновского метода измерения локальной плотности газа по тормозному [13] и характеристическому [14] излучению, возбужденному электронным пучком. В качестве газодинамического источника использовался электродуговой плазмотрон однокамерной схемы с вихревой стабилизацией дуги и сменными камерами торможения, установленный на трехкомпонентном координатном механизме. Электронная пушка закреплена неподвижно.

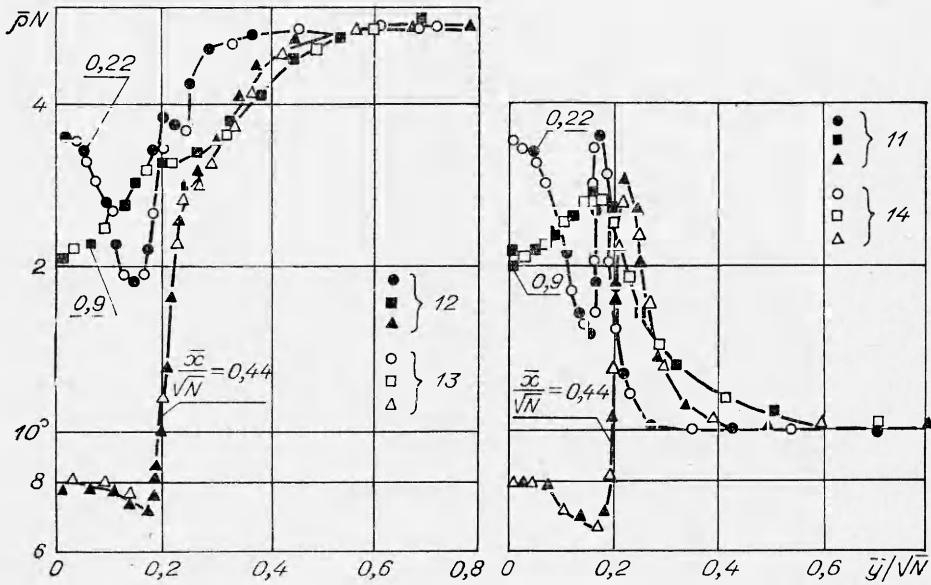
Основные режимные параметры (см. таблицу) изменялись в диапазоне:  $T_0=290$ — $5200$  К;  $d_c=1,1$ — $5$  мм;  $G=0,003$ — $1,4$  г/с;  $Re_c=300$ — $40\ 000$  и  $N=300$ — $30\ 000$ .

На основании экспериментов прежде всего показана возможность обобщения данных по распределению плотности в струе при фиксированных значениях  $Re_L$  и  $T_0/T_H$  в широком диапазоне значений  $Re_L$  ( $>100$ ) и  $N$  ( $>100$ ).

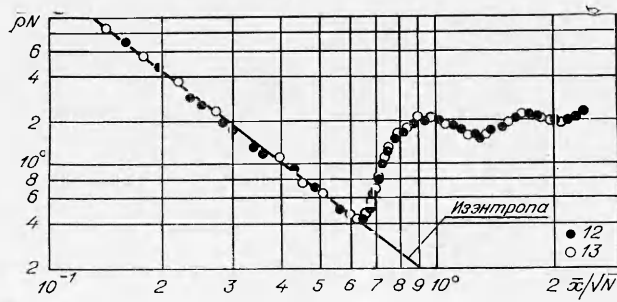
В качестве примера на фиг. 1 (для  $Re_L=100$ ) представлены в обобщенном виде результаты измерений осевых распределений плотности, а на фиг. 2 — поперечные профили плотности в трех различных сечениях струи (условные обозначения соответствуют № режима в таблице). Как



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

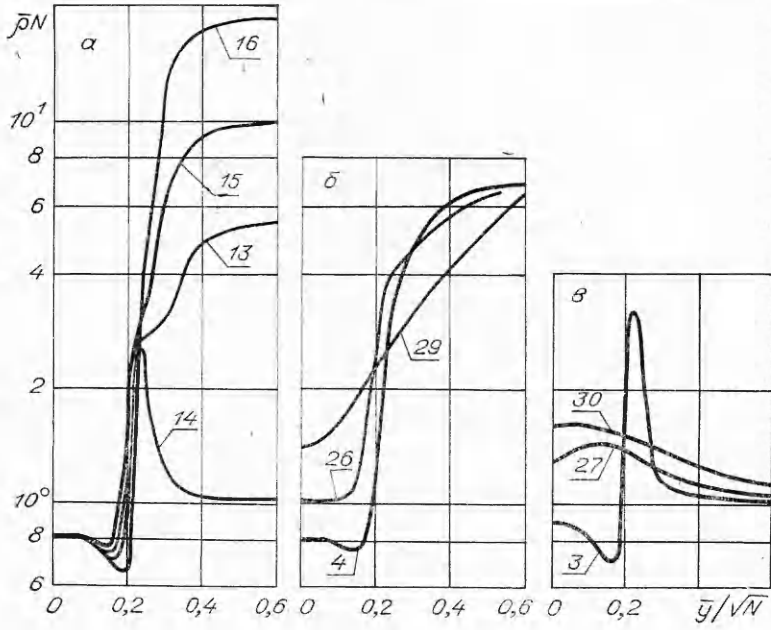
видно, данные хорошо обобщаются при фиксированных значениях  $Re_L$  и  $T_0$ . Аналогичные обобщения имеют место и для других значений  $Re_L$  (в диапазоне  $Re_L=50-1000$ ). На основании полученных данных можно сделать вывод, что в указанном диапазоне  $Re_L$  при фиксированных значениях  $T_0$  и  $Re_L$  распределение плотности на исследованной длине струй автомодельно по  $N$ . Это согласуется с выводами, сделанными на основании изучения струй азота при  $T_0=T_n=300\text{K}$  [3].

Дальнейшим этапом исследований явился анализ влияния температурного фактора на структуру струй низкой плотности. Анализ экспериментальных данных существенно облегчается благодаря установленной выше автомодельности распределения плотности в струях по  $N$ . На фиг. 3 представлены результаты измерений осевых распределений плотности при фиксированном значении  $Re_L=80$  и различных  $T_0=290-5200\text{K}$ . Как видно из графика, в первом цикле струи наблюдается совпадение осевых распределений плотности при различных  $T_0$ . В области за диском Маха температурный фактор начинает влиять на осевое распределение плотности, и экспериментальные данные расслаиваются. При увеличении значения  $Re_L$  область, на которую не влияет температурный фактор, расширяется вниз по потоку, и при  $Re_L \geq 150$  наблюдается обобщение экспериментальных данных по осевым распределениям плотности при различных значениях  $T_0$  ( $T_0=290-2000\text{K}$ ) на всей исследованной длине струй ( $\bar{x}/\sqrt{N} \leq 3$ ). При уменьшении значения  $Re_L$  ( $Re_L < 80$ ) температурный фактор начинает оказывать влияние на осевые распределения плотности уже в области начального участка струи (первого цикла).

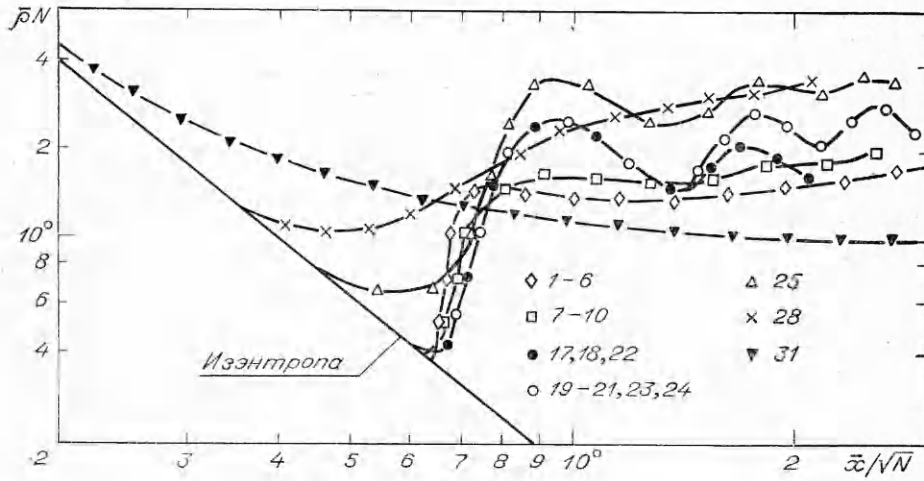
На фиг. 4,а приведены поперечные профили плотности в сечении  $\bar{x}/\sqrt{N}=0,44$  при  $Re_L=100$  и  $T_0=\text{var}$ . Как видно, поперечные профили плотности при разных  $T_0$  удовлетворительно обобщаются только в невязкой зоне ядра струи. В области зоны смешения, которая сливается с зоной сжатого слоя, профили плотности расслаиваются по температурному фактору. Поперечные профили плотности при больших значениях  $Re_L$  имеют аналогичный вид. При меньших значениях  $Re_L$  влияние температурного фактора на обобщенных зависимостях для плотности сказывается уже в ядре струи и на ее оси (фиг. 4, б, в).

На основе полученных данных можно проследить перестройку картины течения при изменении  $Re_L$  (фиг. 5). При больших значениях  $Re_L$  ( $Re_L \geq 300$ ) распределение плотности в области невязкого ядра струи близко к рассчитанному по модели невязкого газа. Положение диска Маха согласуется с данными для потоков большой плотности. При этом ширина фронта ударной волны мала и отношение плотностей на диске Маха близко к четырем, что находится в соответствии с предельным значением для прямой ударной волны в одноатомном газе при  $M \gg 1$ . Измерения поперечных профилей плотности при  $Re_L=370$  и  $T_0=290\text{K}$  показывают (фиг. 6), что за диском Маха сохраняется протяженный кольцевой слой сжатого газа и зона смешения не проникает на ось струи по крайней мере до  $\bar{x}/\sqrt{N}=2$ . Аналогичная картина наблюдается в высокотемпературных струях. Наличие кольцевого течения за диском Маха (без перехода через скорость звука на оси) отмечалось также в исследованиях авторов работы [3].

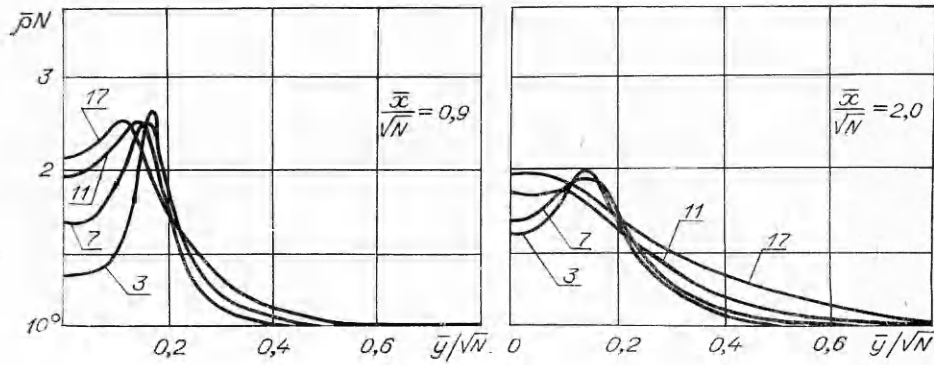
При уменьшении  $Re_L$  происходит перестройка описанной картины течения: постепенно утолщаются висячие скачки, диск Маха и слой смешения; за диском Маха происходит смыкание зоны смешения на оси струи, и область смыкания перемещается вверх по течению. Такая перестройка приводит к изменению характера течения и за диском Маха: происходит утолщение кольцевого вязкого слоя, и смыкание слоя смешения на оси струи приводит к повышению плотности за диском Маха, что наглядно



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

видно на фиг. 5, 6. Это повышение плотности распространяется вверх по потоку при уменьшении  $Re_L$ . При  $Re_L \approx 80$  смыкание слоя смешения происходит вблизи за диском Маха. Максимальное повышение плотности в области диска Маха достигается при  $Re_L = 30-80$ , что говорит о смыкании вязкого слоя непосредственно в области диска Маха и последний нельзя считать изолированной ударной волной.

Утолщение вязкого слоя усиливает эжектирующее воздействие на течение за диском Маха, и появляется характерная цикличность течения («бочки»). Такая цикличность хорошо видна, например, на фиг. 5 при  $Re_L = 80$ .

При дальнейшем уменьшении  $Re_L$  скачки плотности вырождаются, течение становится практически полностью вязким (смыкание вязкого слоя происходит уже вблизи среза сопла) и при  $Re_L \approx 10$  наблюдается переход к так называемому режиму рассеяния. Подъем плотности при  $Re_L = 10$  и  $T_0/T_H \gg 1$  вызван захлаживанием газа в зоне смешения.

В результате проведенных экспериментов и обобщений выяснены качественные изменения в структуре струи одноатомного газа за звуковым соплом при изменении разреженности и температурного фактора. Полученные количественные данные о распределении плотности могут быть использованы для сравнения с расчетом при разработке модели струи.

Поступила 26 IX 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи. — «Докл. АН СССР», 1971, т. 197, № 1.
2. Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Диффузионные процессы в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности. — ПМТФ, 1973, № 1.
3. Волков В. В., Иванов А. И., Кисляков Н. И., Ребров А. К., Сухнев В. А., Шарафутдинов Р. Г. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления. — ПМТФ, 1973, № 2.
4. Юценкова 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.
5. Fraser R. B., Robben F., Tolbot L. Flow properties of partially ionized free jet expansion. — «Phys. Fluids», 1974, vol. 14, N 11.
6. Sincler M., Sonin A. A., de Leeuw J. H. Diffusive separation of ions and atoms in a shock wave. — «Phys. Fluids», 1967, vol. 10, N 4.
7. Лукьянов Г. А., Петухов Г. В. Зондовые измерения в разреженной струе плазмы. — ТВТ, 1969, т. VII, № 5.
8. Гольдфарб В. М., Костыгова И. Е. Оптическое исследование сверхзвуковой азотной струи. — В кн.: Исследование источников низкотемпературной плазмы. Т. 466. Л., изд. ЛГПИ, 1971.
9. Реслер Е., Лин Ш. Ч., Кантровиц А. Получение газов высокой температуры в ударных трубах. — «Механика», 1953, № 5.
10. Clayden W. A. Langmuir probe measurements in the R. A. R. D. E. plasma jet. Rarefied Gas Dynamics. 3-th Internat. Sympos. Proc Acad. Press, 1963, vol. 2.
11. Гольдфарб В. М., Ильин Е. В., Костыгова И. Е., Лукьянов Г. А., Силантьев В. А. Исследование сверхзвуковой разреженной аргоновой плазмы. — ПМТФ, 1967, № 1.
12. Киргофф, Толбот. Экспериментальное исследование структуры ударной волны в частично понижанном газе. — «Ракет. техн. и космонавтика», 1971, т. 9, № 6.
13. Кузнецов Л. И., Ярыгин В. Н. Тормозное рентгеновское излучение газовых мишеней и его использование для измерения локальной плотности газа. — В кн.: Аппаратура и методы рентгеновского анализа. (вып. XI) Л., «Машиностроение», 1972.
14. Kusnetsov L. I., Rebrov A. K., Yargin V. N. Diagnostic of ionized gas by electron beam in X-ray spectrum rang. 11-th Internat. Confer. on Phenomena in Ionized Gases. Prague, 1973.