

4. Жариков И. Ф., Немчинов И. В., Цикулин М. А. Исследование воздействия на твердое вещество светового излучения, полученного при помощи источника взрывного типа.— ПМТФ, 1967, № 1.
5. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости.— ДАН СССР, 1964, т. 158, № 6.
6. Кологривов В. Н. Количество освещения, сообщаемое фотографическому слою при записи на идеальном фоторегистраторе.— Журн. научной и прикладной фотографии и кинематографии, 1962, т. 7, № 4.
7. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.
8. Рэди Д. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974.
9. Crowley B. K., Glenn H. D. Numerical simulation of a high-energy (Mach 120 to 40) air-shock experiment.— In: Proceedings of the 7th Intern. Shock Tube Symposium. Toronto, Canada, 1969.
10. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.

УДК 533.9.082.76

О СТРУКТУРЕ НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ ПЛАЗМЫ АРГОНА В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ

Г. А. Лукьянов, В. В. Назаров, В. В. Сахин

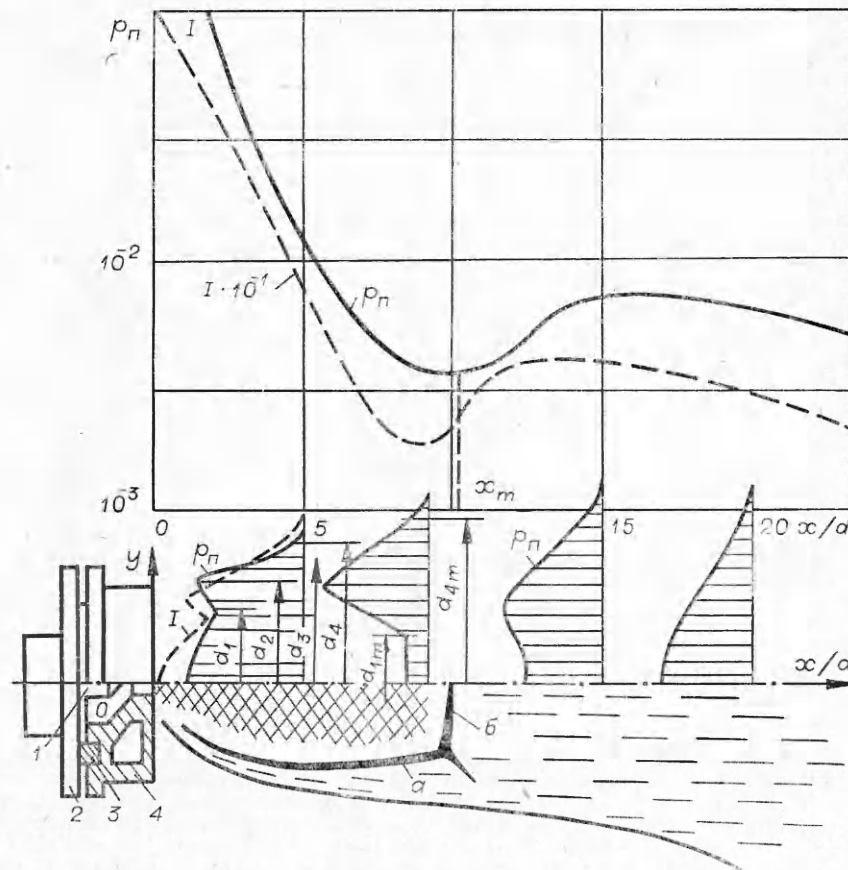
(Ленинград)

Изучению газодинамической структуры сверхзвуковых струй газа и плазмы посвящено значительное число экспериментальных исследований. Например, в работах [1—3] исследовались недорасширенные разреженные струи холодного воздуха, азота и аргона за звуковыми соплами при истечении в затопленное пространство. Исследования [4—6] относятся к струям плазмы с малой степенью ионизации и температурой торможения $T_0 \lesssim 4,5 \cdot 10^3 \text{K}$. Авторами получены достаточно подробные данные о картине течения и характерных размерах начального участка. Однако подобные исследования для струй плазмы с существенной степенью ионизации отсутствуют. Экспериментальные исследования таких струй (см., например, [7,8]) содержат в основном данные о закономерностях свободного расширения плазмы и ходе электронно-ионных процессов в струях. Представляет существенный интерес выяснение особенностей газодинамической структуры плазменных струй по сравнению с газовыми струями и попытка обобщения данных о характерных размерах начального участка таких струй.

Картина течения на начальном участке сверхзвуковых газовых струй, истекающих из звукового сопла в затопленное пространство, определяется степенью расширения N (отношение давления в камере торможения p_0 к давлению в окружающей среде p_∞), отношением удельных теплоемкостей газа γ , числом Рейнольдса $Re_L = Re_* N^{-0,5}$ [1] (Re_* — число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам в критическом сечении), температурным фактором $\tau = T_0/T_\infty$ (T_0 и T_∞ — температура торможения и окружающей среды соответственно).

В случае достаточно сильно ионизированных плазменных струй электро-термических источников имеется ряд существенных особенностей. Прежде всего заметно отличны условия истечения из сопла, что выражается, в частности, в неадиабатическом характере течения по соплу вследствие джоулева нагрева в дуге и сильной неравномерности параметров в поперечном сечении. Существенное влияние на газодинамические параметры на срезе сопла и в поле течения струи в общем случае оказывают релаксационные процессы.

1. Диапазон исследований и методы диагностики. Изучалась струя плазмы аргона, истекавшая в стационарном режиме из звукового сопла электродугового источника постоянного тока с газовой стабилизацией дуги в вакуумную камеру объемом 10 м^3 . Схема источника приведена на фиг. 1. Катод с вольфрамовым наконечником 1 и корпусом 2 отделен от медного анода-сопла 4 изолирующей прокладкой 3. Катод и анод охлажда-



Ф и г. 1

даются водой. Звуковые сопла имели диаметр d , равный 2 и 5 мм, и длину цилиндрической части, равную d .

Исследования выполнены в диапазоне $p_0 = 10^4 - 10^5$ Па, $T_0 = (6 - 12) \cdot 10^3$ К при изменении тока дуги от 75 до 500 А и расхода аргона G от 0,1 до 1 г/с. Среднемассовая температура торможения определялась по данным теплового баланса плазмотрона. При этом определяющие безразмерные параметры изменялись в следующих пределах: $N = 25 - 750$, $\tau = 20 - 40$, $Re_* = 4G/\pi d \eta = 100 - 2000$, $Kn_L = 1,26 \gamma^{0,5} Re_L^{-1} = 0,01 - 0,1$. Коэффициент динамической вязкости η определяется по температуре и давлению в критическом сечении, вычисленным в предположении пзэнтропического расширения в сопле плазмотрона и $\gamma = 1,67$. Характеристика отдельных режимов дана в таблице.

Основой для анализа газодинамической структуры служили поля полных напоров и фотонегативы струй. В качестве датчиков полного напора использовались цилиндрические водоохлаждаемые насадки с плоским торцом и наружным диаметром от 2 до 6 мм. Отношение наружного диаметра к диаметру приемного отверстия равнялось 1,25. Насадки малого диаметра применялись для измерений вблизи среза сопла. Регистрация давления осуществлялась вакуумметрами типа ВТ и ВСБ. Преобразователи вакуумметров типа МТ-6 и ЛТ-2 устанавливались в герметичных термостатированных боксах и соединялись непосредственно с насадками. Для измерения также использовались наклонные жидкостные манометры. В качестве рабочей жидкости применялся дбутилфталат. Погрешность измерения давления не превышала 20%.

Номер режима	$p_0 \cdot 10^{-4}$, Па	$T_0 \cdot 10^{-3}$, К	$Re_* \cdot 10^{-2}$	$N \cdot 10^{-2}$	$Kn_L \cdot 10^2$
1	3,57	0,3	20	0,94	0,78
2	5,09	6	14	1,02	1,20
3	3,99	7	9,9	1,14	1,80
4	5,97	9	9,9	1,57	2,10
5	7,33	11,2	8,1	2,07	2,90
6	2,53	6	5,24	0,95	3,00
7	2,06	10	2,54	0,44	4,00
8	4,10	11,0	4,46	1,65	4,70
9	4,74	12,5	4,05	1,91	5,50
10	2,19	10,5	2,54	0,84	5,80
11	2,95	9,6	4,25	3,53	7,25
12	1,99	10	2,54	3,00	11,5
13	2,70	12,2	2,30	4,06	14,3
14	1,09	10	1,3	2,05	18,5
15	1,06	9,0	7,0	7,5	6,43
16	1,46	7,2	2,8	1,24	6,43
17	2,26	10,0	2,54	1,06	6,5
18	2,46	12,0	2,35	0,8	6,4
19	2,26	10,0	2,54	2,5	10,3
20	2,53	12,3	2,3	1,4	10,2
21	1,33	12,0	1,2	2,66	22,3

Как показал методический эксперимент с использованием датчиков полного напора различного диаметра, поправка к показаниям приемника, учитывающая разреженность потока и определяемая с использованием результатов работ [9, 10], не превышала погрешность измерения и нами не учитывалась. Измеряемые значения давления были не ниже 65 Па, что позволило, согласно работе [11], не учитывать поправку на термическую транспирацию в насадке.

Фотографирование струи производилось фотоаппаратом «Зенит-4» на киноплёнку типа КН-2. Фотометрирование негативов с целью получения кривых интенсивностей излучения выполнялось на микрофотометре МФ-4.

2. Картина течения. Газодинамическая структура исследованных струй плазмы в основных чертах аналогична структуре сверхзвуковых газовых струй. В струе можно выделить начальный, переходный и основной участки. На начальном участке наблюдается характерная волновая структура. Начальный участок (см. фиг. 1) состоит из одной «бочки», образованной висячими (а) и центральным (б) скачками уплотнения. Положение скачков уплотнения визуально подчеркивается наличием перед ними «темной» области — зоны пониженной интенсивности излучения (незаштрихованная зона на фиг. 1). Образование «темного» пространства объясняется тем, что вследствие повышения электронной температуры перед ударной волной происходит уменьшение скорости столкновительно-излучательной рекомбинации и соответствующее понижение интенсивности излучения, носящего в данных условиях в основном рекомбинационный характер [12].

В исследованном диапазоне параметров на начальном участке реализовался ламинарный режим течения. Диапазон чисел $Kn_L = 0,01-0,1$ соответствует по степени разреженности переходному режиму течения. Число Kn_L приближенно имеет смысл отношения средней длины свободного пробега в области за центральным скачком уплотнения (маховским диском) к расстоянию до него от среза сопла. При $Kn_L < 0,01$ волновая структура начального участка наблюдается довольно четко. При увеличении Kn_L происходит постепенное размытие волновой структуры. При $Kn_L > 0,1$ висячий скачок сливается со слоем смешения, волновую

структуру уже нельзя рассматривать как изолированные скачки уплотнения.

На фиг. 1 изображены характерные продольные и поперечные распределения относительного полного напора $p_{\Pi} = p'_0/p_0$ (p'_0 — полный напор, измеряемый насадком) и интегральной интенсивности излучения I , отнесенной к ее значению на срезе сопла.

При наблюдении зависимости газодинамической структуры струи от определяющих параметров проводились измерения ряда характерных размеров начального участка. В качестве характерного продольного размера выбрано расстояние до маховского диска x_m . Оно измерялось как расстояние от среза сопла до минимума в осевом распределении $p_{\Pi}(x)$ или точки перегиба кривой $I(x)$ (см. фиг. 1). Согласно работе [2], для газовых струй в аналогичных условиях минимуму p_{Π} в осевом распределении приближенно соответствует точка перегиба кривой плотности газа в области маховского диска. С другой стороны, согласно [12], в области центрального скачка уплотнения изменение $I(x)$ подобно изменению плотности электронов. Эта закономерность исследована экспериментально в работах [13, 14]. Таким образом, в условиях экспериментов можно ожидать, что размеры x_m , определяемые по кривым $p_{\Pi}(x)$ и $I(x)$, будут близки. Опыт подтвердил это предположение.

В поперечном сечении $x = 0,35 dN^{0,5}$, примерно соответствующем середине первой «бочки» начального участка струи, измерялись следующие основные характерные размеры (см. фиг. 1): d_1 — минимальный диаметр висячего скачка уплотнения (расстояние между минимумами на кривой $p_{\Pi}(y)$ или точками перегиба на кривой $I(y)$), d_2 — диаметр сжатого слоя (расстояние между максимумами на кривой $p_{\Pi}(y)$), d_3 — диаметр сверхзвукового ядра струи (расстояние между точками на профиле $p_{\Pi}(y)$), где $p'_0/p_{\infty} = p_{\Pi}N = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}$ при $\gamma=1,67$, d_4 — диаметр струи (расстояние между точками на кривой $p_{\Pi}(y)$), где $p_{\Pi}N = 1,05$. В сечении $x = 0,9 x_m$ измерялись диаметр висячего скачка d_{1m} и диаметр струи d_{4m} (аналогично d_1 и d_4 соответственно).

3. Результаты экспериментов и их анализ. В исследованном диапазоне параметров значения x_m не зависят от Kn_L , τ и достаточно хорошо обобщаются зависимостью (кривая I на фиг. 2)

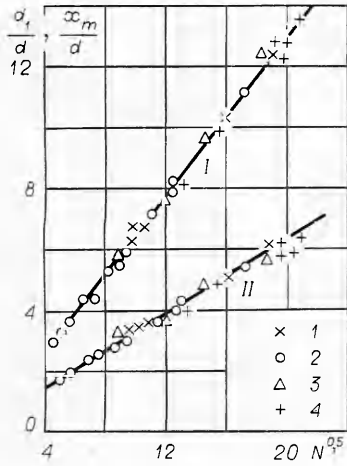
$$(3.1) \quad x_m = (0,65 \pm 0,03)dN^{0,5}.$$

На фиг. 2 режимы с одинаковыми T_0 обозначены точками: 1 — $T_0 = 7 \cdot 10^3$ К, 2 — 10^4 К, 3 — $1,1 \cdot 10^4$ К, 4 — $1,2 \cdot 10^4$ К. Значения x_m , полученные по осевым профилям p'_0 и I , удовлетворительно согласуются друг с другом. Зависимость (3.1) дает расстояние от среза сопла до центра утолщенного маховского диска. Сравнение формулы (3.1) с результатами работ [3] ($x_m = 0,645dN^{0,5}$) и [15] ($x_m = 0,67dN^{0,5}$), полученными для плотных сильно недорасширенных газовых струй при истечении из звукового сопла, когда центральный скачок фактически является газодинамическим разрывом, обнаруживает достаточно хорошее совпадение. Следует, однако, отметить, что в исследуемом переходном режиме течения на начальном участке в отличие от сплошного режима протяженность области свободно расширения вдоль оси струи меньше x_m .

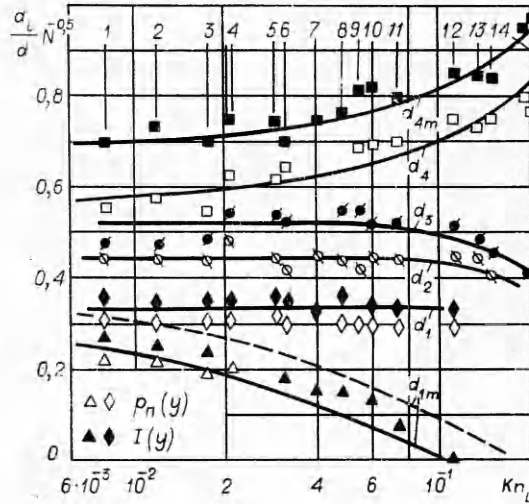
Опыты не обнаруживают существенного влияния Kn_L и τ на величину d_1 . Экспериментальные данные аппроксимируются зависимостью (кривая II на фиг. 2)

$$d_1 = (0,33 \pm 0,02)dN^{0,5}.$$

Относительно слабо влияет изменение разреженности на величину d_2 и d_3 (фиг. 3, сверху указан номер режимов из таблицы). Влияние становится



Ф и г. 2



Ф и г. 3

заметным при $Kn_L > 0,1$. Опытные данные для d_2 и d_3 обобщаются эмпирическими зависимостями:

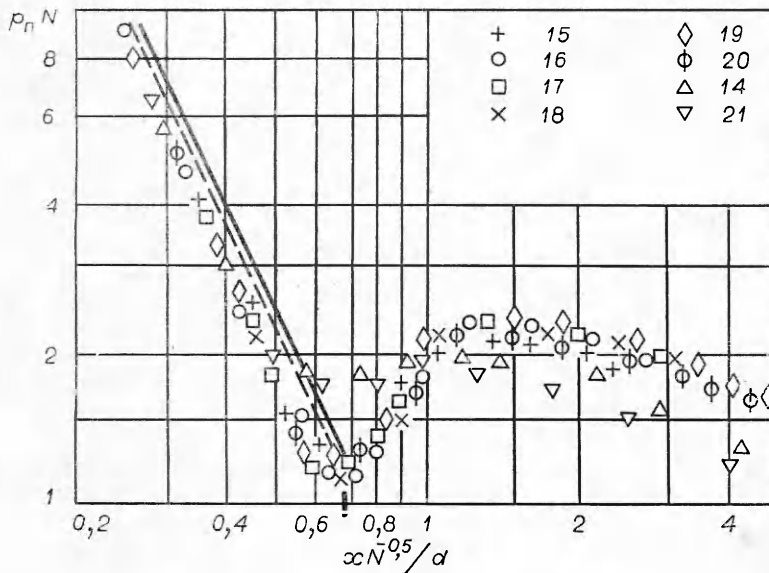
$$d_2 = 0,45(1 - 0,3Kn_L^{0,5})dN^{0,5} \quad d_3 = 0,52(1 - 0,3Kn_L^{0,5})dN^{0,5}.$$

Более существенно влияние Kn_L на положение условной границы струи. Для d_2 и d_{4m} получены эмпирические формулы:

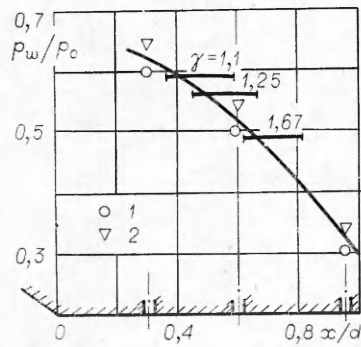
$$d_4 = 0,57(1 + 2,3Kn_L)dN^{0,5}, \quad d_{4m} = 0,7(1 + 1,85Kn_L)dN^{0,5}.$$

С увеличением Kn_L происходит оттеснение всякого скачка к оси струи и расширение вязкого слоя смешения. Этот эффект наиболее заметен в сечениях, расположенных непосредственно перед маховым диском. Опытные данные для d_{1m} обобщаются зависимостью

$$d_{1m} = 0,33(1 - 3Kn_L^{0,5})dN^{0,5}.$$



Ф и г. 4



Ф и г. 5

В пределах области свободного расширения экспериментальные значения p_{Π} примерно на 20% ниже значений p_{Π} для идеального совершенного одноатомного газа (сплошная кривая на фиг. 4, сверху указан номер режима из таблицы). Численные оценки показывают, что наблюдаемое различие не может быть объяснено возможным уменьшением эффективного значения γ . На фиг. 4 положение минимума $p_{\Pi}(x)$, отмеченное на оси абсцисс, соответствует зависимости (3.1).

С целью определения влияния вязких эффектов на течение в сопле были выполнены измерения давления на стенке цилиндрической части сопла p_w (фиг. 5) для случаев: 1 — $Re_* = 120, T_0 = 9 \cdot 10^3 \text{K}$, 2 — $Re_* = 250, T_0 = 9 \cdot 10^3 \text{K}$. Опыты показали, что вдоль сопла p_w уменьшается и на срезе сопла значительно меньше значения $p_*/p_0 = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{-\gamma/(\gamma-1)}$, соответствующего изэнтропическому расширению до числа Маха $M = 1$. (Значения p_*/p_0 для различных γ приведены на фиг. 5 горизонтальной отметкой.)

Наблюдаемый характер изменения p_w (штриховая линия) может быть объяснен уменьшением эффективной толщины вытеснения пограничного слоя вблизи выходного сечения сопла при истечении в режиме недорасширения [17]. При этом критические параметры достигаются выше по течению от среза сопла, а на срезе сопла реализуется сверхзвуковое истечение. В предположении изэнтропического расширения при $\gamma = 1,67$ измеренные значения соответствуют числу Маха в выходном сечении сопла $M_a = 1,3$. Следует отметить, что такое увеличение M_a не может объяснить наблюдаемое отклонение p_{Π} от модели идеального газа. На фиг. 4 штриховая кривая соответствует случаю $M_a = 2, \gamma = 1,67$. По нашему мнению, основной причиной понижения p_{Π} в исследованных струях плазмы по сравнению со случаем расширения идеального совершенного газа является потеря полного давления при движении плазмы по цилиндрическому соплу при наличии подвода тепла [18, 19].

Сравнение полученных эмпирических зависимостей для характерных размеров начального участка с аналогичными результатами для газовых струй за звуковым соплом [1, 3, 4] показывает, что характерные размеры исследованных струй на 10—20% меньше, чем для газовых струй. Видимо, согласие может быть улучшено при учете потерь полного давления в сопле плазмотрона. Влияние степени расширения N и разреженности Kn_L на параметры и характерные размеры начального участка аналогично влиянию этих факторов на параметры подобных газовых струй. В пределах точности экспериментов влияние температурного фактора ($\tau = 20\text{—}40$) на газодинамическую структуру выражено слабо.

Приведенные для d_{1m} данные близки к результатам, полученным для аналогичных газовых струй. На фиг. 3 штриховая кривая соответствует данным работы [1] для воздушной струи ($\tau = 1$), приведенным к $\gamma = 1,67$ с учетом приближенной зависимости $d_{1m} \sim \gamma^{-1}$ [16].

Результаты измерений полного напора на оси струи при $Kn_L \leq 0,1$ достаточно хорошо обобщаются в координатах $p_{\Pi}N, x/dN^{0,5}$ не только в области свободного расширения, но и за маховским диском. При $Kn_L > 0,1$ наблюдаются расхождение кривых по Kn_L и их сглаживание в области маховского диска.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдуевский В. С., Иванов А. В. и др. Влияние вязкости на течение на начальном участке сильно недорасширенной струи.— ДАН СССР, 1974, т. 197, № 1.
2. Волчков В. В., Иванов А. В. и др. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления.— ПМТФ, 1973, № 2.
3. Crist S., Sherman B. M., Glass D. R. Study of the highly underexpanded sonic jet.— AIAA J., 1966, vol. 4, N 1.
Рус. пер. Исследование сильно недорасширенной звуковой струи.— Ракетн. техн. и космонавтика, 1966, т. 4, № 1.
4. Кузнецов Л. И., Ребров А. К., Ярыгин В. И. Высокотемпературные струи аргона низкой плотности за звуковым соплом.— ПМТФ, 1973, № 3.
5. 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.
6. Юценкова Н. И., Камаев Б. Д. и др. Структура и параметры сверхзвуковой струи низкотемпературной плазмы и явления переноса в струях.— В кн.: Теплофизические свойства жидкости и газов при высоких температурах и плазмы. Комитет стандартов. М., 1969.
7. Гольдфарб В. М., Ильина Е. В. и др. Исследование сверхзвуковой струи разреженной аргоновой плазмы.— ПМТФ, 1967, № 1.
8. Witte A., Kubota T., Lees L. Experimental investigation of a highly ionized arc-heated supersonic free jet.— AIAA J., 1969, vol. 7, N 2. Рус. пер. Экспериментальное исследование электродуговой свободной сверхзвуковой струи с высокой степенью ионизации.— Ракетн. техн. и космонавтика, 1969, т. 7, № 2.
9. Сухнев В. А. Об определении поправок к показаниям насадков полного напора в сверхзвуковом потоке разреженного газа.— Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1964, № 5.
10. Дресвин С. В., Донской А. В. и др. Физика и техника низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1972.
11. Arney G. D., Bailey A. B. Effect of temperature on pressure measurements.— AIAA J., 1963, vol. 1, N 12. Рус. пер. Влияние температуры на измерения давления.— Ракетн. техн. и космонавтика, 1963, № 12.
12. Kirchhoff R. H., Talbot L. An experimental study of the shock structure in a partially ionized gas.— AIAA J., 1971, vol. 9, N 6. Рус. пер. Экспериментальное исследование структуры ударной волны в частично ионизованном газе.— Ракетн. техн. и космонавтика, 1971, т. 9, № 6.
13. Жинжигов Г. М., Лукьянов Г. А. и др. Излучение сверхзвуковой струи плазмы аргона.— В кн.: Тезисы III Всесоюз. конф. по динамике излучающего газа. М., 1977.
14. Лукьянов Г. А., Назаров В. В. и др. Исследование параметров начального участка недорасширенных сверхзвуковых струй плазмы электродугового плазмотрона.— В кн.: Тезисы VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 1. Алма-Ата, 1977.
15. Ashkenas H. Z., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels.— In: Rarefied Gas Dynamics. 4th Intern. Symp. Proc. Vol. 2. N. Y.— L.: Acad. Press, 1966.
16. Авдуевский В. С., Иванов А. В. и др. Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 3.
17. Берд Г. А. Задача об окрестности кромки сопла.— В сб.: Динамика разреженного газа. Механика. Новое в зарубежной науке. М.: Мир, 1976, № 6.
18. Абрамович Г. И. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.
19. Назаренко И. П., Паневин И. Г. Влияние осевого потока газа на характеристики дуги, горящей в цилиндрическом канале.— В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. М.: Наука, 1974.