

УДК 533.6.011.8+532.525.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРУИ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ВАКУУМ

Б. Е. ЖЕСТКОВ

(Москва)

Исследуется течение на оси разреженной гиперзвуковой струи азота с параметрами торможения $T_0 = 4000-6000^\circ \text{K}$, $p_0 = 150-360 \text{ мм рт. ст.}$ (числа Рейнольдса в критическом сечении $R_* = \rho_* v_* 2r_* \mu_*^{-1} = 100-500$), истекающей через звуковое сопло в пространство с давлением $p_a \leq 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$

Согласно существующим теоретическим и экспериментальным данным [1, 2] течение на оси недорасширенной струи в области до замыкающего скачка $1 \ll x/r_* < x_m/r_*$ эквивалентно течению от сферического источника. С уменьшением числа Рейнольдса висячие и замыкающий скачки уплотнения, ограничивающие струю, размываются. Для $R_* \sim 100$ влияние переднего фронта x_+ замыкающего скачка уплотнения распространяется практически на всю область течения ($x_+/r_* \approx 10$) [3, 4]. С другой стороны, из решений модельного уравнения Больцмана следует, что при $p_a = 0$ течение от сферического источника остается сверхзвуковым на бесконечности [5-7].

В рассматриваемом случае исследовалось течение в струе, когда длина свободного пробега молекул струи на остаточном газе λ приближается к расчетному значению расстояния до замыкающего скачка $\lambda \approx x_m$. Показано, что течение на оси струи эквивалентно течению от сферического источника. Скорость v на оси близка к предельной для отношения удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$. Характерным размером невозмущенной гиперзвуковой области течения является длина свободного пробега λ .

1. В работе измерены распределения вдоль оси струи удельного расхода ρv и давления торможения за прямым скачком p_0' . В гиперзвуковом приближении $p_0' \sim \rho v^2$, $j = \rho v$. По величине p_0' и j определены среднemasовая скорость v и плотность ρ . Измерения в струе были сопоставлены с измерениями ρv^2 и ρv в свободномолекулярном потоке, выделенном из струи. Это позволило оценить число Маха в струе.

Температура торможения T_0 измерялась расходным [8] и спектроскопическими [9] методами. Использование высокочастотного разряда позволяет нагревать газ без загрязнения примесями; состояние газа в форкамере при давлениях $p_0 = 200-300 \text{ мм рт. ст.}$ близко к равновесному [9]. При расширении газа по оценкам можно считать, что поток является равновесным вплоть до критического сечения. В критическом сечении происходит замораживание всех степеней свободы, кроме поступательного и вращательного движения. При этом энергия, связанная с возбуждением колебательных уровней, не превышает 20% энтальпии. Степень диссоциации в потоке на основном режиме с температурой $T_0 = 5000^\circ \text{K}$ составляла $\alpha \approx 1\%$. Степень ионизации измерялась в потоке с помощью зондов и не превышала 0.01%.

Эксперименты проводились в газодинамическом источнике, сконструированном по схеме Кантровица — Грея. Газ, нагретый в высокочастотном подогревателе [8], истекает через конфузорное сопло с диаметром выходного сечения 1.2–3 мм в камеру разделения с давлением $p_a \leq 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ Центральная часть струи вырезается скиммером и поступает в рабочую камеру с давлением $p = (1-6) \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$, образуя свободномолекулярный поток. Скиммер представляет собой полый усеченный конус

с острыми кромками и диаметром входного отверстия 17,5 мм, установленный на диафрагме, которая позволяет перемещать его вдоль оси в пределах 20–60 мм от сопла. Исследования струи проводились как со скиммером, так и без скиммера. В последнем случае скиммер и диафрагма снимались.

2. Для измерения удельного расхода ρv в струе в качестве насадки был использован скиммер. При обтекании, близком к свободномолекулярному, расход через скиммер равен

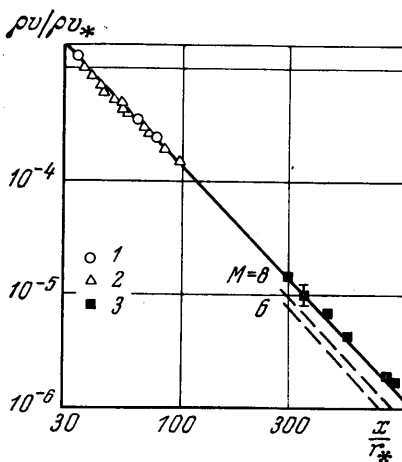
$$G_c = \beta \rho v S \chi \tag{2.1}$$

где β — поправка на неоднородность потока, S — площадь входного отверстия скиммера, χ — коэффициент расхода. Расход измерялся по расходной характеристике высоковакуумной станции с использованием модифицированного метода работы [10]. Погрешность измерений $\pm 3\%$.

Неоднородность ρv по сечению скиммера учитывалась с использованием распределения $j = \rho v$ в струе, полученного в работе [2]. В сечении, перпендикулярном оси струи

$$j(\varphi) / j(0) = \cos^2(\pi\varphi / 2\Phi) \cos^2\varphi \tag{2.2}$$

Здесь φ — угол рассматриваемого луча, исходящего из центра критического сечения сопла, с осью x ; $\Phi = 1.662$ при отношении удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$. Интегрируя (2.2) по входному сечению скиммера, получаем поправку β , входящую в выражение (2.1). Для расстояния скиммера от сопла 31,5 и 40 мм поправка равна соответственно 1,08 и 1,04, при $x \geq 50$ мм поправку можно не учитывать.



Фиг. 1

Результаты измерений удельного расхода $j = \rho v$ приведены в двойном логарифмическом масштабе на фиг. 1. Значения j отнесены к величине $j_* = \rho_* v_*$ в критическом сечении сопла, которая рассчитывалась по параметрам торможения p_0, T_0 при $\gamma = 1.4$. Сплошной прямой представлены значения j / j_* для течения от эквивалентного источника с радиусом $r = 1.15r_*$ [2] при $\gamma = 1.4$

$$j / j_* = 1.32 (r_* / x)^2 \tag{2.3}$$

Точками 1 нанесены результаты измерений при комнатной температуре ($T_0 = 295^\circ \text{K}$). Отклонение этих значений от теоретической кривой не превышает 2%. Из этого следует, что коэффициент расхода $\chi = 1$ в пределах указанной точности.

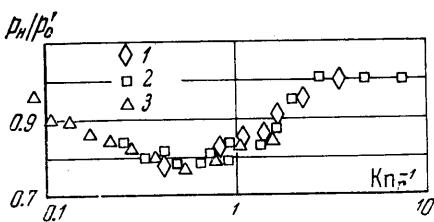
Величины $\rho v / \rho_* v_*$, измеренные на высокотемпературных режимах ($T_0 = 4000\text{--}6000^\circ \text{K}$), обозначены точками 2. Данные измерений показывают, что удельный расход на оси струи следует идеальной струйной теории в исследованной области $30 \leq x / r_* \leq 100$.

На фиг. 1 приведены также результаты измерения интенсивности ρv на оси свободномолекулярного потока, выделенного из струи при помощи скиммера (точки 3). Измерения проводились при положении скиммера $x_c / r_* = 80$, для которого интенсивность свободномолекулярного потока

близка к максимальной. Величина pv определялась с помощью двухкамерного насадка [11] по методике работы [12]. Измерения показали, что интенсивность свободномолекулярного потока в пределах точности измерений ($\pm 7\%$) равна теоретической, что свидетельствует об отсутствии возмущений в потоке. Теоретическое значение интенсивности на оси свободномолекулярного потока достаточно далеко от скиммера $x \gg x_c$ определяется интенсивностью j_c и числом Маха M_c потока на входе в скиммер, а также углом $2\alpha_c$, под которым скиммер виден из центра сопла [13]

$$j = j_{is} [1 - \cos^2 \alpha_c \exp(-\gamma / 2M_c^2 \sin^2 \alpha_c)] \quad (2.4)$$

При $M_c \rightarrow \infty$ интенсивность свободномолекулярного потока, выделенного скиммером, падает, как и интенсивность в струе, по квадрату расстояния до сопла $j_{is} = j_c x_c^2 x^{-2}$ (сплошная прямая на фиг. 1). Значения интенсивности, полученные из соотношения (2.4) для конечных чисел M_c , показаны пунктирными линиями. Из сравнения этих данных с результатами эксперимента с учетом погрешности эксперимента следует, что $M_c \geq 8$ (при $R_* = 300$).



Фиг. 2

3. Обратимся теперь к измерению полного напора p_0' . В связи с необходимостью выяснения поправок к показаниям насадков на вязкость и термомолекулярные эффекты [14] измерения p_0' были проведены при помощи серии насадков различного диаметра (внешний диаметр 2, 5, 10 мм), а также скиммера. Насадки имели плоский торец, отношение внутреннего диаметра к внешнему $d/D = 0.7$, длина входного канала $l = 5d$. Трасса насадков выполнена из медной трубки и охлаждается водой, температура торца измерялась с помощью термопары и составляла $T_w = 300-400^\circ \text{K}$.

Показания насадков p_n в разреженном гиперзвуковом потоке зависят от числа Кнудсена насадка, отнесенного к внутреннему радиусу насадка, температурного фактора T_w/T_0 и геометрии насадка, причем отклонения показаний насадков p_n от p_0' начинаются при числах $\text{Kn}_r = 0.2-0.4$ [14]. Для насадка диаметром 10 мм в начальном участке струи ($x = 30$ мм) число Кнудсена набегающего потока, определенное по длине свободного пробега при давлении p_0' и внутреннему радиусу насадка, $\text{Kn}_r \approx 0.15$. В этих условиях давление p_n , измеряемое насадком, равно p_0' . Проводя измерения с насадками меньшего диаметра в том же сечении, получаем начальный участок зависимости показаний насадка p_n/p_0' от числа Кнудсена Kn_r . Пользуясь полученным участком, можно определить поправку к показаниям наибольшего насадка в следующем сечении и т. д. Таким образом было найдено распределение p_0' по оси струи и получена зависимость показаний насадков данной геометрии от числа Кнудсена Kn_r (см. фиг. 2). Точками 1, 2, 3 обозначены показания насадков диаметрами 10, 5 и 2 мм соответственно. Как и в работе [14], измеряемое насадком давление p_n оказывается ниже p_0' . Это связано с низким значением температурного фактора насадка ($T_0 \approx 5000^\circ \text{K}$, $T_w/T_0 = 0.06-0.08$). Геометрия насадков была выбрана таким образом, чтобы свободномолекулярный предел показаний насадков p_n/p_0' был несколько выше 1 (1.2 для $T_0 = 5000^\circ \text{K}$). При этом поправка к показаниям насадков оказалась ниже 20% во всей переходной области.

Измерения в струе проводились до сечения, в котором суммарная ошибка, связанная с погрешностями измерения p_n и введения поправки,

составила 7%. При нахождении чисел Кнудсена использовалось значение длины свободного пробега λ (см) $= 1/n\sigma = 2 \cdot 10^{-2} / p$ (мм рт. ст.) молекул струи ($v = 3.5$ км/сек) в газе с комнатной температурой, полученное по данным работы [15].

Результаты измерений полного давления p_0' на оси струи приведены в двойном логарифмическом масштабе на фиг. 3. Полученные с учетом поправок значения p_0' ложатся с точностью $\pm 5\%$ на кривую

$$p_0' / p_0 = 0.566 (2r_* / x)^2 \quad (3.1)$$

для распределения давления вдоль оси идеальной струи (сферического источника с радиусом $r = 1.15r_*$) при $\gamma = 1.4$ и $x / 2r_* > 25$ [1]. Точками 1, 2, 3 обозначены показания насадков диаметрами 10, 5 и 2 мм соответственно, а точками 4 — результаты измерений с помощью скиммера.

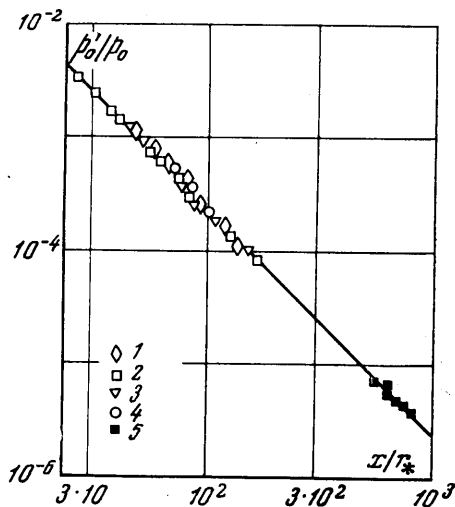
На фиг. 3 представлены также результаты измерений ρv^2 в свободномолекулярном потоке (точки 5). Величина ρv^2 определялась по силе, действующей на полый цилиндр [11]. Погрешность измерений $\pm 7\%$. Как и измерения ρv (фиг. 1), эти результаты свидетельствуют об отсутствии возмущений потока перед скиммером, которые имели бы место при наличии замыкающего скачка.

4. По измеренным значениям $\rho_0' \sim \rho v^2$ и $j = \rho v$ были рассчитаны величины среднemasсовой скорости v и плотности ρ на оси струи

$$v = 1.08 p_0' / j \quad (4.1)$$

$$\rho = j / v \quad (4.2)$$

Полученные значения скорости и плотности приведены в таблице. Плотность на оси обратно пропорциональна квадрату расстояния до сопла x . Значения плотности, приведенные в таблице, соответствуют $x = 50.9$ мм. Величина скорости на оси струи постоянна в пределах $\pm 3\%$ в области

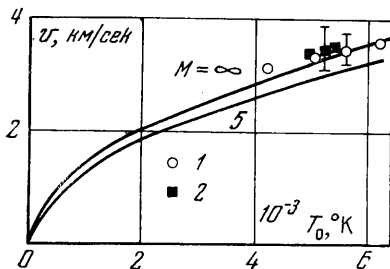


Фиг. 3

p_0 , мм рт. ст.	d_* , мм	T_0 , °К	v , км/сек	n , 10^{13} см $^{-3}$
150	2.72	4400±500	3.1±0.3	7.6
230	1.22	6200±600	3.6±0.4	1.8
300	1.22	5600±500	3.5±0.3	2.4
360	1.22	5100±500	3.4±0.3	3.0

$30 \leq x / r_* \leq 100$, где проводились измерения. Значения скорости v в струе (точки 1) сопоставлены на фиг. 4 с значениями температуры торможения T_0 , что позволяет судить об эффективности реализации скорости в струе. Здесь же представляются значения скорости, определенные по измерениям

ρv^2 и ρv в свободномолекулярном потоке (точки 2). Верхняя кривая соответствует изэнтропическому расширению газа с $\gamma = 1.4$ до числа Маха $M = \infty$. Нижняя кривая соответствует $M = 5$. С учетом погрешности измерения скорости (10–15%) получаем в струе $M > 5$. Оценка числа Маха по величине p_0'/p_0 дает на входе в скиммер $M_c \leq 15$.



Фиг. 4

Длина свободного пробега в струе на входе в скиммер, определенная по концентрации частиц с использованием данных по вязкости [15] $\lambda_c \approx 7-8$ см (при $p_0 = 300-360$ мм рт. ст. и статической температуре в струе $T = 400^\circ$ К). Длина свободного пробега молекул струи ($v = 3.5$ км/сек) на остаточном газе при давлении $p_a = 10^{-3}$ мм рт. ст. равна $\lambda \approx 20$ см. Благодаря тому, что длина свободного пробега молекул струи λ достаточно велика, на начальном участке струи моделируется истечение в вакуум.

5. Обратимся к заключительным замечаниям. Полученные данные показывают, что течение на оси исследованной разреженной струи эквивалентно течению от сферического источника с эффективным значением отношения удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$ при температуре $T_0 \leq 5000^\circ$ К. Значения скорости и плотности на оси совпадают с соответствующими значениями для идеальной недорасширенной струи. Величина скорости близка к предельной для $\gamma = 1.4$.

Экспериментальные результаты согласуются со следующей схемой течения [5–7]. Вблизи критического сечения течение близко к континуальному. В этой области достигается гиперзвуковая скорость и формируется картина течения. При $x/2r_* \approx 10-20$ по оценкам происходит стабилизация числа Маха, затем поток переходит в почти свободномолекулярный. Характерным размером течения является длина свободного пробега молекул струи на остаточном газе.

В заключение автор благодарит М. Н. Когана и А. И. Омелика за полезные обсуждения.

Поступила 7 III 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Ashkenas H., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels. In: Rarefield Gas Dynamics IV Sympos., vol. 2, N. Y., Acad. Press., 1966.
2. Гусев В. Н., Климова Т. В. Течение в истекающих из недорасширенных сопел струях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 4.
3. Гусев В. Н. О влиянии вязкости в струйных течениях. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 6.
4. Гусев В. Н., Жбакова А. В. Истечение вязкого газа в вакуум. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.
5. Brook J. W., Oman R. A. Steady expansions at high speed ratio using the B-G-K kinetic model. In: Rarefied Gas Dynamics. IV Sympos., vol. 1, N. Y. Acad. Press., 1965.
6. Hamel B. B., Willis D. R. Kinetic theory of source flow expansion with application to the free jet. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 5.
7. Edwards R. H., Cheng H. K. Steady expansion of a gas into vacuum. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 3.
8. Жестков Б. Е. Высокочастотный подогреватель газа. Труды IV Всесоюзной конференции по физике и генераторам низкотемпературной плазмы, Алма-Ата, 1970.
9. Жестков Б. Е., Омелик А. И., Орлова З. Т. Некоторые характеристики индукционного разряда пониженного давления в азоте. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 4.

10. Липин А. В. Способ измерения расхода газа в вакуумную систему. Авторское свид. 218466, 1968. Заявлено 2 I, 1967. Оpubл. «Изобретения. Промышленные образцы. Товарные знаки», 1968, № 17.
11. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
12. Семенов Б. И. Балансно-компенсационный метод измерения молекулярных потоков. Приборы и техника эксперимента, 1969, № 1.
13. Hagen O. F., Morton H. S. Jr. Analysis of intensity and speed distribution of a molecular beam from a nozzle source. In: Rarefied Gas Dynamics V Sympos., vol. 2, N. Y., Acad. Press., 1967.
14. Potter J. L., Kinslow M., Boylan D. E. An influence of the orifice on measured pressures in rarefied flow. In: Rarefied Gas Dynamics. IV Sympos., vol. 2, N. Y., Acad. Press., 1966.
15. Yun K. S., Weissman S., Mason E. A. High-temperature transport properties of dissociating nitrogen and dissociating oxygen. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 6.