

УДК 333.6.6.011

КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ВАКУУМ.

I. ОДНОАТОМНЫЕ ГАЗЫ

А.В. Лазарев, Н.Н. Застенкер, Д.Н. Трубников, К.А. Татаренко, А.В. Прибытков

(кафедра физической химии; e-mail: tdn@phys.chem.msu.ru)

В 13-моментном приближении метода Грэда решено уравнение Больцмана для сверхзвуковой импульсной струи одноатомного газа, расширяющейся в вакуум. Получены поправки к макропараметрам струи, связанные с конечностью числа Кнудсена источника. Выполнены конкретные расчеты для некоторых модельных ситуаций.

Импульсные сверхзвуковые струи обладают рядом очевидных преимуществ по сравнению с непрерывными [1]: для их получения не требуется мощных вакуумных систем, что делает их высокоэкономичными; они дают возможность получать параметры газового потока (высокая мгновенная плотность, расход газа при небольших скоростях откачки), недостижимые в непрерывных струях. Это делает перспективным применение импульсных струй в ряде исследовательских (изучение динамики столкновений частиц друг с другом, с поверхностью, релаксации в струях, молекулярная спектроскопия и т.д.) и прикладных (напыление пленок и др.) задач. Однако их использование затруднено вследствие нестационарного поведения параметров, что осложняет, а порой делает невозможной, интерпретацию результатов экспериментов с ними. В связи с этим представляет интерес моделирование процесса импульсного истечения газов и их смесей из звуковых сопел.

В работе [2] был развит кинетический подход к задаче об импульсном истечении струи из сверхзвукового сопла, основанный на решении уравнения Больцмана методом Грэда в 13-моментном приближении. Асимптотический анализ позволил получить аналитические выражения для макропараметров струи во внешней области: плотности n_0 , средней скорости u_0 и температуры T_0 в нулевом приближении в пределе малых чисел Кнудсена Kn_s источника (теоретический предел $Kn_s = 0$). Представляет интерес оценка вклада в макропараметры струи членов первого приближения, учитывающих конечность числа Кнудсена источника. Ранее [3] такой подход использовался для уравнения Больцмана с модельным интегралом столкновений. Кон-

кретные оценки были выполнены для моделей взаимодействия твердых сфер и максвелловских молекул. В работе [4] было показано, что при условиях, обычных для экспериментов с молекулярными пучками ($p_0^0 \leq 10$ атм и $T_0^0 \leq 1000$ К), доминирующая роль в столкновениях принадлежит ветви притяжения потенциала взаимодействия. С учетом потенциальной ямы вклад в частоту столкновений, не превышает 1%, что позволяет ограничиться при построении модели ветвью притяжения потенциала Леннарда-Джонса.

Целью настоящей работы является развитие модели истечения в вакуум импульсной сверхзвуковой струи [2] – решение уравнения Больцмана в первом приближении, позволяющее определить границы применимости модели при варьировании условий в источнике.

Модель

Рассматривается следующая модель течения: газ из камеры, в которой поддерживается давление p_0^0 и температура T_0^0 , через сопло диаметром d за время работы клапана τ_0 истекает в область пониженного давления. Вблизи сопла формируется газовый пакет, который с некоторой скоростью движется в сторону детектора. Обычные в эксперименте давления обеспечивают континуальный режим на расстоянии нескольких d от источника, поэтому можно считать, что центр тяжести газового потока движется с предельной скоростью

$$u_{\text{пр}} = (5RT_0^0)^{1/2},$$

где $R = k/m$, k – постоянная Больцмана, m – масса атома. Течение при этом можно рассматривать как сферически-симметричное от точечного источника, связанного с центром масс газового пакета.

Запишем уравнение Больцмана для нестационарного сферически-симметричного расширения в вакууме в безразмерном виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\xi + u) \left(\frac{\partial f}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) - \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{\rho^2}{r} \frac{\partial f}{\partial \xi} - \frac{\rho(u + \xi)}{r} \frac{\partial f}{\partial \rho} = Kn_s^{-1} \cdot I. \quad (1)$$

Здесь $I = \int (\mathcal{F}(\vec{\xi}') \mathcal{F}(\vec{\xi}_1') - \mathcal{F}(\vec{\xi}) \mathcal{F}(\vec{\xi}_1)) g \sigma(g, \chi) d\Omega d\vec{\xi}_1$ — интеграл столкновений, $\mathcal{F}(\vec{\xi})$ и $\mathcal{F}(\vec{\xi}')$ — функции распределения частиц по скоростям до и после столкновения, g — относительная скорость сталкивающихся частиц, $\sigma(g, \chi)$ — дифференциальное сечение рассеяния, $d\Omega = \sin \chi d\chi d\omega$, χ и ω — углы рассеяния, u — средняя скорость газа, t — время. Введены сферические координаты в физическом пространстве $\vec{r} = (r, \zeta, \varphi)$ и цилиндрические координаты в пространстве скоростей $\vec{\xi} = (\xi, \rho, \varepsilon)$. Обезразмеривание проводилось со следующими масштабами. Масштаб расстояния вводился таким образом. За время τ_0 в пространство истекает масса газа m_0 , связанная с условиями в источнике и временем τ_0 [5]:

$$m_0 = \frac{9}{64} \left(\frac{5}{3} \right)^{1/2} \pi d^2 \tau_0 n_0^0 (RT_0^0)^{1/2}.$$

Далее вблизи сопла выбиралась точка r_s , где поток еще континуальный, но уже обладает сферической симметрией. Тогда в этой точке можно рассчитать числовую плотность $n_s = n(r_s)$ и температуру $T_s = T(r_s)$ по обычным соотношениям континуальной теории [6]:

$$T = T_0^0 \left(1 + \frac{1}{3} M_s^2 \right)^{-1}; \quad n = n_0^0 \left(1 + \frac{1}{3} M_s^2 \right)^{-3/2}.$$

При этом число Маха M_s можно вычислить по одной из эмпирических зависимостей $M_s = M(r_s)$, например по формуле Шермана [7]:

$$M(y) = y - 2/y; \quad y = 3,26(r/d - 0,075)^{2/3}.$$

Затем по плотности n_s определялся начальный размер газового облака R_s , который и был выбран в качестве масштаба расстояния:

$$R_s = \left[\frac{27}{256} \left(\frac{5}{3} \right)^{1/2} \tau_0 \left(1 + \frac{1}{3} M_s^2 \right)^{3/2} d^2 (RT_0^0)^{1/2} \right]^{1/3}.$$

Далее в качестве масштабов были определены: $R_s/(RT_s)^{1/2}$ — для времени, T_s — для температуры, n_s — для плотности и $(RT_s)^{1/2}$ — для скорости. В этом случае число Кнудсена источника записывается как

$$Kn_s = [R_s n_s Q_n^{(2)} (\sqrt{RT_s})]^{-1},$$

где $Q_n^{(2)}$ — эффективное сечение второго порядка, имеющее для ветви притяжения — $4\varepsilon(\sigma/r)^n$ потенциала Леннарда—Джонса следующий вид [8]:

$$Q_n^{(2)}(g) = \varepsilon_n (4\varepsilon\sigma^6)^{2/n} g^{-4/n}, \quad \text{где } \varepsilon_n \text{ — функция } n.$$

В 13-моментном приближении метода Грэда, которое будет использовано для решения уравнения Больцмана (1), функция распределения представляется в виде [9]:

$$f = f_0 \left[1 + \frac{\pi_{\parallel}}{4nT^2} (2\xi^2 - \rho^2) + \frac{q}{5nT^3} \xi(\xi^2 + \rho^2 - 5T) \right], \quad (2)$$

$$f_0 = n(2\pi T)^{-3/2} \exp\left(-\frac{\xi^2 + \rho^2}{2T}\right).$$

Появляющиеся в (2) моменты функции распределения — макропараметры течения:

числовая плотность

$$n = \int f d\vec{\xi}, \quad d\vec{\xi} = \rho d\rho d\xi d\varepsilon,$$

средняя скорость

$$u = \frac{1}{n} \int (\xi + u) f d\vec{\xi},$$

кинетическая температура и давление

$$T = \frac{1}{3n} \int (\xi^2 + \rho^2) f d\vec{\xi}, \quad p = nT,$$

тензор напряжений

$$\pi_{\parallel} = \int \left(\frac{2}{3} \xi^2 - \frac{1}{3} \rho^2 \right) f d\vec{\xi},$$

тепловой поток

$$q = \int \xi(\xi^2 + \rho^2) f d\vec{\xi}.$$

Выбор функции f_0 обусловлен тем, что она является хорошим приближением к реальной функции распределения в струе при не очень больших степенях неравновесности.

Система моментных уравнений во внутренней области и ее решение

Для получения системы моментных уравнений уравнение (1) умножается на 1, ξ , $1/2(\xi^2 + \rho^2)$, $(2/3\xi^2 - 1/3\rho^2)$, $1/2\xi(\xi^2 + \rho^2 - 5T)$ и с учетом того, что функция распределения представима в виде (2), интегрируется по всему пространству скоростей.

При достаточно больших давлениях в источнике число Кнудсена Kn_s является малым параметром, и поэтому естественно во внутренней области (вблизи источника) решение системы моментных уравнений искать в виде разложения по этому параметру:

$$\Gamma(t, r) = \Gamma_0(t, r) + Kn_s \Gamma_1(t, r). \quad (3)$$

В нулевом приближении получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_0}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (n_0 u_0 r^2) &= 0, \\ \frac{\partial u_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_0}{\partial r} + \frac{1}{n_0} \frac{\partial}{\partial r} (n_0 T_0) &= 0, \\ \frac{\partial T_0}{\partial t} + \frac{u_0}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 T_0) + \frac{2}{3} T_0 r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_0}{r} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

В пределе больших времен t для параметров n_0 , u_0 и T_0 имеем следующее асимптотическое поведение:

$$\begin{aligned} n_0 &= \frac{g}{t^3} + \frac{5}{6} g^{-1/3} (2gg'\lambda^{-1} + gg'' + \frac{2}{3} g'^2) \frac{1}{t^5}, \\ u_0 &= \lambda + \frac{5}{3} g' g^{-1/3} \frac{1}{t^2}, \\ T_0 &= \frac{g^{2/3}}{t^2} + \frac{5}{9} g^{-2/3} (2gg'\lambda^{-1} + gg'' + \frac{2}{3} g'^2) \frac{1}{t^4}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $g = g(\lambda)$ – неопределенная пока функция $\lambda = r/t$, определяемая начальными и граничными условиями для (3). Решение (4) – континуальное и соответствует, следовательно, бесконечно большому давлению в источнике ($Kn_s \rightarrow 0$). Для определения поправок к плотности, средней скорости и температуре, связанных с конечностью числа Кнудсена, следует решить систему моментных уравнений в первом приближении

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [(n_0 u_1 + n_1 u_0) r^2] &= 0, \\ n_0 \frac{\partial u_1}{\partial t} - \frac{n_1}{n_0} T_0 \frac{\partial n_0}{\partial r} + n_0 u_0 \frac{\partial u_1}{\partial r} + \\ + n_0 u_1 \frac{\partial u_0}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} (n_0 T_1) + T_0 \frac{\partial n_1}{\partial r} &= \\ = 4T_0^\omega \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_0}{r} \right) + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial r} [T_0^\omega r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_0}{r} \right)], \\ \frac{\partial T_1}{\partial t} + \frac{u_0}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 T_1) + \frac{u_1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 T_0) + \\ + \frac{2}{3} r T_0 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_1}{r} \right) + \frac{2}{3} r T_1 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_0}{r} \right) &= \\ = \frac{15}{12} r^{-2} n_0^{-1} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 T_0^\omega \frac{\partial T_0}{\partial r}) + \frac{8}{9} \frac{T_0^\omega r^2}{n_0} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_0}{r} \right) \right]^2, \end{aligned}$$

где $\omega = 1/2 + 2/n$. Асимптотическое решение этой системы уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} n_1 &= B_1 t^{-2\omega-3} + B_2 t^{-4\omega-3}, \\ u_1 &= C_1 t^{-2\omega} + C_2 t^{-2}, \\ T_1 &= D_1 t^{-2\omega} + D_2 t^{-2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где B_1 , C_1 и D_1 – функции λ и не приводятся здесь из-за громоздкого вида (см. [10]); B_2 , C_2 и D_2 – неопределенные функции λ .

Анализ полученного решения, а именно, сравнение соответствующих членов в Γ_0 и Γ_1 показывает, что при некоторых временах и соответственно на некоторых расстояниях сходимость разложения (3) во внутренней области нарушается (неравномерная пригодность). Продвижение в область больших времен и расстояний требует выделения внешней области и перемасштабирования переменных. Легко показать [10], что для потенциала Леннарда–Джонса во внешней области дрейфовые члены, а также интеграл столкновений уравнения Больцмана (1) будут одного порядка при $t = O(Kn_s^{-\alpha})$, $\lambda = r/t = O(1)$, $\alpha = 1/(4 - 2\omega)$, что и определяет размер внутренней области и способ перемасштабирования переменных во внешней области.

Система моментных уравнений во внешней области и ее решение

Определим внешние переменные следующим образом:

$$\begin{aligned} t^{\text{внешн}} &= t^{\text{внут}} Kn_s^\alpha, \quad r^{\text{внешн}} = r^{\text{внут}} Kn_s^\alpha, \\ n^{\text{внешн}} &= n^{\text{внут}} Kn_s^{-3\alpha}, \quad u^{\text{внешн}} = u^{\text{внут}}, \\ T^{\text{внешн}} &= T^{\text{внут}} Kn_s^{-2\alpha}, \quad \varphi = \xi Kn_s^{-\alpha}, \quad \phi = \rho Kn_s^{-\alpha}. \end{aligned}$$

Уравнение Больцмана в новых переменных принимает вид (индексы опущены):

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial r} - \varphi \frac{\partial u}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} - \frac{u\phi}{r} \frac{\partial f}{\partial \phi} - Kn_s^\alpha \frac{\partial f}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \\ + Kn_s^{-\alpha} \left(\varphi \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\phi^2}{r} \frac{\partial f}{\partial \phi} - \frac{\phi\phi}{r} \frac{\partial f}{\partial \phi} \right) = I. \end{aligned} \quad (7)$$

Функцию распределения (решение уравнения (7) во внешней области) следует искать в виде:

$$f = f_0 + Kn_s^\alpha f_1 + \dots$$

Тогда моменты функции распределения будут иметь вид:

$$\Gamma = \Gamma_0 + Kn_s^{2\alpha} \Gamma_1 + \dots$$

Граничными условиями для моментов будет внешний предел ($t \rightarrow \infty$) внутренних разложений (5) в новом масштабе:

$$\begin{aligned} n &= \frac{g}{t^3} + Kn_s^{2\alpha} \frac{5}{6} g^{-1/3} (2gg'\lambda^{-1} + gg'' + \frac{2}{3} g'^2) \frac{1}{t^5}, \\ u &= \lambda + Kn_s^{2\alpha} \frac{5}{3} g^{-1/3} g' \frac{1}{t^2}, \\ T &= \frac{g^{2/3}}{t^2} + Kn_s^{2\alpha} \frac{5}{9} g^{-2/3} (2gg'\lambda^{-1} + gg'' + \frac{2}{3} g'^2) \frac{1}{t^4}. \end{aligned} \quad (8)$$

Система уравнений моментов во внешней области в нулевом приближении имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_0}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (n_0 u_0 r^2) &= 0, \\ \frac{\partial u_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_0}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial T_0}{\partial t} + \frac{u_0}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (T_0 r^2) + \frac{2}{3} T_0 r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_0}{r} \right) &= 0 \end{aligned}$$

и легко интегрируется:

$$n_0 = g/t^3, \quad u_0 = \lambda, \quad T = g^{2/3}/t^2. \quad (9)$$

Для определения первых поправок к плотности, скорости и температуре необходимо решить систему моментных уравнений во внешней области в первом приближении:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (n_0 u_1 + n_1 u_0) + 2(n_0 u_1 + n_1 u_0)/r &= 0, \\ \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_0}{\partial r} + u_0 \frac{\partial u_1}{\partial r} + \frac{1}{n_0} \frac{\partial p_0}{\partial r} &= 0, \\ n_0 \frac{\partial T_1}{\partial t} + n_0 u_1 r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} (T_0 r^2) + n_0 u_0 r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} (T_1 r^2) + \\ + \frac{2}{3} (p_1 + \pi_{\parallel}) r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_0}{r} \right) + \\ + \frac{2}{3} p_0 r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_1}{r} \right) + \frac{2}{3} r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} (q_1 r^2) &= 0, \\ \frac{\partial q_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (u_0 q_1) + \frac{14}{5} q_1 u_0 r^{-1} + \frac{11}{5} q_1 \frac{\partial u_0}{\partial r} + \frac{5}{2} \frac{\partial}{\partial r} (n_0 T_0^2) - \\ - \frac{5}{2} T_0 \frac{\partial p_0}{\partial r} + \frac{2}{3} n_0 q_1 T_0^{1-\omega} &= 0. \end{aligned}$$

Полученная система уравнений легко упрощается. Уравнения для n_1 , u_1 и q_1 интегрируются аналитически и после сшивания полученных решений с (8) имеем:

$$\begin{aligned} n_1 &= \frac{5}{6} g^{-1/3} (2gg'\lambda^{-1} + gg'' + \frac{2}{3} g'^2) \frac{1}{t^5}, \\ u_1 &= \frac{5}{3} g' g^{-1/3} \frac{1}{t^2}, \\ q_1 &= -\frac{5\alpha}{34} g^{4/3} g' \exp\left(\frac{A}{t^{1/2}}\right) A^{-\alpha} \Gamma\left(\alpha, \frac{A}{t^{1/2}}\right) \frac{1}{t^6}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{где } A = \frac{2}{3} \alpha g \frac{5-2\omega}{3}.$$

При этом для T_1 получается обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_1}{\partial t} + \frac{2T_1}{t} + \frac{2}{3} g^{-1} \left(\frac{\partial q_1}{\partial \lambda} + 2 \frac{q_1}{\lambda} \right) t^2 + \\ + \left(\frac{20}{27} g'^2 g^{-2/3} + \frac{20}{9} g' g^{1/3} \lambda^{-1} + \frac{10}{9} g'' g^{1/3} \right) \frac{1}{t^5} &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Решение этого уравнения при $t \rightarrow 0$ и сшивание с (8) задает граничное условие:

$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{5}{9} g^{-2/3} (2gg'\lambda^{-1} + gg'' + \frac{2}{3} g'^2) \frac{1}{t^4} + \\ + \frac{5}{6(1-\omega)} g \frac{2\omega-4}{3} (2g'\lambda^{-1} + g'' + \frac{2\omega-1}{3} g'^2 g^{-1}) \frac{1}{t^{2\omega}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Теперь (11) может быть решено численно с граничным условием (12).

Результаты и обсуждение

Прежде чем приступить к конкретным вычислениям, нужно определить вид функции $g = g(\lambda)$. В [11] рассматривалась автомодельная задача о расширении в вакуум газового шара заданной массы. При больших временах макропараметры газа имеют такое же асимптотическое поведение (при $t \rightarrow \infty$), как и в нашей задаче. Это позволяет определить g как $g(\lambda) = 3^{-3/2} (1 - \lambda^2/3)^{3/2}$. В общем случае система моментных уравнений во внешней области имеет аналитическое решение для n_0 , u_0 , T_0 , n_1 , u_1 и q_1 , а T_1 удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению (11) с граничным условием (12), которое может быть решено численно. Проанализируем асимптотическое поведение данных параметров при больших t . Согласно (9) и (10) имеем:

$$\begin{aligned} n &= 5^{-3/2} \left(1 - \frac{1}{5} \lambda^2\right)^{3/2} \frac{1}{t^3} + \\ + Kn_s^{2\alpha} \frac{3}{2} 5^{-5/2} \left(1 - \frac{1}{5} \lambda^2\right) \left(\frac{2}{5} \lambda^2 - 1\right) \frac{1}{t^5}, \\ u &= \lambda - Kn_s^{2\alpha} \frac{1}{25} \lambda \frac{1}{t^2}, \\ T_0 &= \frac{1}{5} \left(1 - \frac{1}{5} \lambda^2\right) \frac{1}{t^2}. \end{aligned}$$

Для анализа поведения T_1 нужно сначала рассмотреть поведение q_1 . Из выражения (10) видно, что $q_1 \sim 1/t^6$ при $t \rightarrow \infty$. Тогда из уравнения (11) для T_1 можно получить, что при $t \rightarrow \infty$

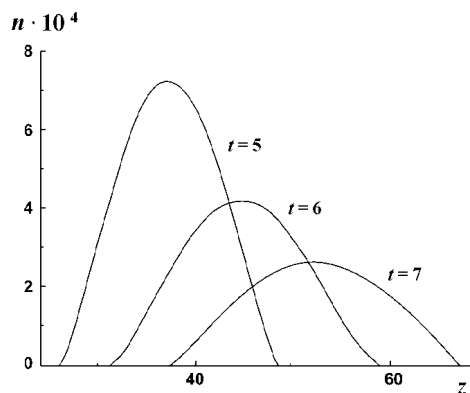


Рис. 1. Плотность в зависимости от расстояния от сопла для различных моментов времени при $Kn_s = 10^{-3}$

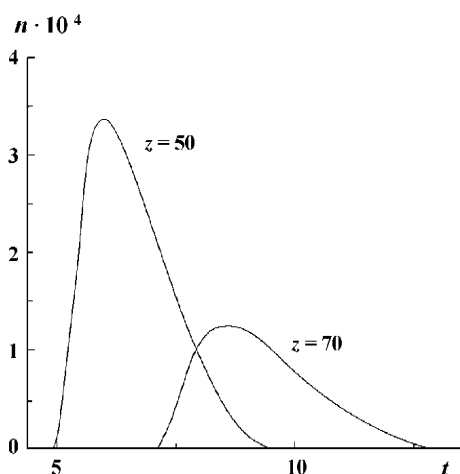


Рис. 2. Плотность в зависимости от времени для различных расстояний от сопла при $Kn_s = 10^{-3}$

$T_1 = C(\lambda)/t^2$, причем значение $C(\lambda)$ может быть определено численно. Таким образом, подтверждается вывод [3] о том, что при нестационарном расширении в вакуум температура не “замораживается”, а падает как $1/t^2$.

Результаты численных расчетов представлены на рис. 1–4 в лабораторной системе координат в соответствии с преобразованием $r = |z - u_{np}t|$, z – расстояние на оси распространения пучка от среза сопла. Для температуры в источнике $T_0^0 = 300$ К безразмерное $u_{np} = 7,49$. Отсчет времени $t = 0$ соответствует моменту прекращения действия импульсного сопла. На рис. 1 показано поведение плотности в зависимости от расстояния от сопла в различные моменты времени при $Kn_s = 10^{-3}$, а на рис. 2, наоборот, – в зависимости от времени для различных расстояний от сопла. Видно, что с течением времени происходит рассеяние газового пакета, воз-

растают его размеры, уменьшается плотность в ядре пакета. Кривые плотности на рис. 2 асимметричны, что связано с различными временами пролета молекул, находящихся в областях “переднего” и “заднего” фронтов пакета, от сопла до данной точки.

На рис. 3, 4 представлены изменения температуры в нулевом T_0 (сплошные кривые) и первом T_1 (штриховые кривые) приближениях для чисел Кнудсена источника 10^{-2} и 10^{-3} соответственно. Видно, что с уменьшением Kn_s вклад поправок от первого приближения T_1 уменьшается.

Таким образом, в работе построена кинетическая модель расширения в вакуум сверхзвуковой импульсной струи одноатомного газа. Получены уравнения для параметров струи (нулевое приближение), удобные для описания экспериментов со струями. Получены поправки к параметрам, связанные с ко-

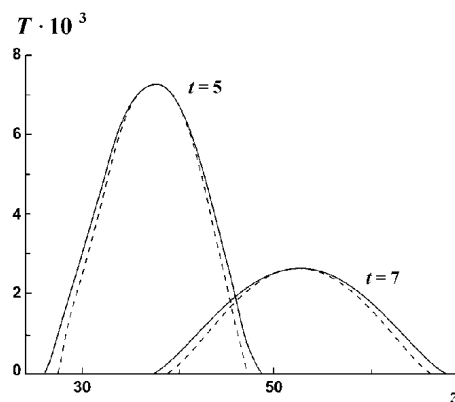


Рис. 3. Температура в нулевом (сплошные кривые) и первом (штриховые кривые) приближениях в зависимости от расстояния от сопла для различных моментов времени при $Kn_s = 10^{-2}$

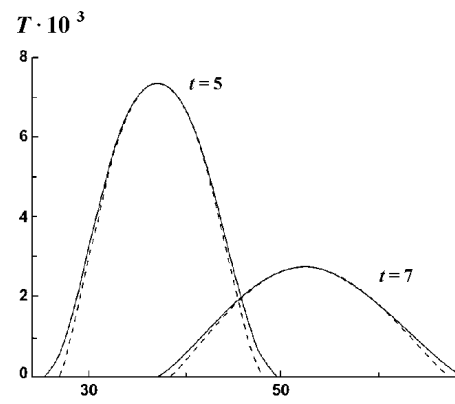


Рис. 4. Температура в нулевом (сплошные кривые) и первом (штриховые кривые) приближениях в зависимости от расстояния от сопла для различных моментов времени при $Kn_s = 10^{-3}$

нечностью давления в источнике. Решения уравнений для поправок в каждом конкретном случае (температура и давление в сопле, его диаметр и параметры потенциала взаимодействия газа) позволяют судить о возможности использования модели. Так, например, для импульсной струи аргона при времени действия сопла $\tau_0 = 50 \mu\text{s}$, $T_0^0 = 300 \text{ K}$ и диаметре сопла $d = 0,05 \text{ см}$ можно использовать нулевое приближение с ошибкой не более 4%, если

давление в источнике не меньше 2,5 атм. Отметим, что, как и в случае непрерывных струй, выражение для предельной температуры

$$T_{\infty}(t) = \frac{g^{2/3}}{t^2} + Kn_s^{2\alpha} \frac{C(\lambda)}{t^2}$$

может оказаться полезным для получения информации о потенциале взаимодействия из экспериментов с импульсными пучками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чекмарев С.Ф. Импульсные течения газа в сверхзвуковых соплах и струях. Новосибирск, 1990.
2. Колосова Т.Ю., Лазарев А.В., Трубников Д.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 2. Химия. 1990. 31. С. 133.
3. Гранди А., Томас С. // Ракетная техника и космонавтика. 1969. 7. С. 210.
4. Лазарев А.В., Застенкер Н.Н., Трубников Д.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 2. Химия. 2004. 45. С. 177.
5. Пирумов У.Г., Росляков Г.С. Течение газа в соплах. М., 1978. С. 121.
6. Липпман Г.В., Рошко А. Элементы газовой динамики. М., 1960. С. 71.
7. Ashkenas Y., Sherman S.F. Proc. 4th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. N. Y., 1966. 2. P. 84.
8. Кулезнев Е.В., Лазарев А.В., Трубников Д.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 2. Химия. 1987. 28. С. 118.
9. Жданов В.М. Явления переноса в многокомпонентной плазме. М., 1982. С. 33.
10. Колосова Т.Ю. Дис. ... канд. хим. наук. М., 1990.
11. Майрелс Х., Муллен Дж.Р. // Ракетная техника и космонавтика. 1963. 1. С. 65.

Поступила в редакцию 23.06.05

KINETIC DESCRIPTION OF PULSED SUPERSONIC CURRENT EXHAUSTING INTO VACUUM. I. MONATOMIC GAS

A.V. Lazarev, N.N. Zastenker, D.N. Trubnikov, K.A. Tatarenko, A.V. Pribytkov

(Division of Physical Chemistry)

The Boltzmann equation for supersonic impulse jet of a monoatomic gas expanding into vacuum has been solved with the use of the 13 moment approximation of the Grad method. The corrections to the jet parameters were obtained, which are due to the finiteness of the Knudsen number of source. The calculations were made for some model situations.