

ИНДЕКС УДК 533.5

**ИСТЕЧЕНИЕ СТРУЙ ИДЕАЛЬНОГО И РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ ИЗ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СОПЕЛ. ВОПРОСЫ ПОДОБИЯ**  
**1. ИСТЕЧЕНИЕ СТРУЙ В ВАКУУМ**

**Ю.И. Герасимов<sup>1</sup>, В.Н. Ярыгин<sup>2</sup>**

*1 – Ракетно-космическая корпорация «Энергия» им. С.П. Королева, г. Королев*

*2 – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (ИТ СО РАН), г. Новосибирск*

yury.gerasimov@rsce.ru, yarygin@itp.nsc.ru

**Аннотация**

Приведены результаты теоретических, расчетных и экспериментальных исследований газодинамических и геометрических параметров течения струй газа, истекающих из сверхзвуковых сопел в вакуум. Сформулирована система параметров подобия этого класса струйных течений, получены простые зависимости для определения плотности и динамического давления газа в поле течения струи. Представлена методология воспроизведения в модельных экспериментах значения относительного импульса и характерного угла расширения струи натурального двигателя ориентации космического аппарата, основанная на результатах комплексного исследования влияния неравновесных процессов на истечение струй CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> и Ar в вакуум.

**JET EXPANSION OF IDEAL AND REAL GASES FROM AXISYMMETRIC NOZZLES. SIMILARITY MATTERS. 1. OUTFLOW OF JETS INTO VACUUM**

Results of theoretical, computational and experimental studies of gas-dynamic and geometric parameters of gas jet flows ejected from a supersonic nozzle into vacuum are presented. The system of similarity parameters for such class of jets is stated; simple relations of gas density and dynamic pressure determination in jet flow field are obtained. The methodology of reproduction in model experiments of a real space craft orientation thruster's relative jet impulse and a typical angle of its jet divergence is given. This methodology is based on the results of complex research of nonequilibrium processes influence on CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> and Ar jets expansion into vacuum.

**1 Введение**

Основными исполнительными органами систем ориентации космических аппаратов (КА) и систем разделения верхних ступеней носителей являются ракетные двигатели. Струи этих двигателей оказывают газодинамическое и тепловое воздействия на элементы КА.

Для новых сложных схем взаимодействия струй между собой и с КА проводятся экспериментальные исследования в вакуумных камерах с использованием простых модельных газов (воздух, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> и др.). В связи с этим и сегодня актуальной является составная часть общей проблемы, ориентированная на вопросы воспроизведения в модельных экспериментах распределений параметров течения подобных тем, которые реализуются при работе двигателей в натуральных условиях.

В статье представлены:

1. Основные положения теории подобия струй, истекающих в вакуум и в затопленное пространство с большой степенью нерасчетности, сформулированные с использованием понятия о характерном угле расширения струи ( $\theta_+$ ) и параметра  $N/\bar{F}$ , где:  $N = P_0/P_\infty$  - степень

полного расширения струи по давлению ( $P_0$  - давление в камере сгорания,  $P_\infty$  - внешнее давление),  $\bar{F}$  - степень расширения сопла по площади. Показано, что для двух струй при равенстве значений пар параметров  $N/\bar{F}$  и  $\theta_+$  имеет место идентичность их геометрических параметров.

2. Модели распределения основных газодинамических параметров в поле течения невозмущенной струи.

3. Методология воспроизведения в модельных экспериментах натуральных значений относительного импульса струи  $\bar{J}_a$  и характерного угла расширения струи  $\theta_+(\bar{J}_a)$ , основанная на результатах комплексного исследования влияния неравновесных процессов на расширение струй  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  и  $\text{Ar}$ .

4. Методика пересчета результатов модельных экспериментов на натурные условия истечения струй, иллюстрированная сравнением результатов, которые получены при исследовании струй натуральных двигателей и их модельных сопел.

Результаты изложены в двух частях статьи. Первая часть представлена в данной публикации, часть вторая «2. Истечение сильно недорасширенных струй» будет представлена в одном из следующих номеров журнала.

## 2 Струи идеального газа

Отправными моментами для анализа закономерностей в распределении газодинамических параметров в струях, истекающих из сверхзвуковых сопел в вакуум, послужили известные факты, что скорость газа на близком расстоянии от сопла ( $\bar{r} = r/r_a \approx 10$ ) практически достигает максимальной величины  $V_{\max} = V_{\max}(\gamma, T_0)$ , а распределение плотности  $\rho$  описывается уравнением для источника с переменной по полярному углу  $\theta$  интенсивностью [1]:

$$\rho \sim B \cdot f(\theta) / r^2. \quad (1)$$

Примером такого уравнения является зависимость Л. Робертса [2]:

$$\rho \approx \frac{1}{2} \rho_a \cdot K \cdot \cos^k \theta \cdot \frac{r_a^2}{r^2}, \quad \text{где} \quad K = \gamma \cdot (\gamma - 1) \cdot M_a^2. \quad (2)$$

Вид этого уравнения показывает, что комплекс  $K$  имеет смысл параметра подобия для рассматриваемого класса струй. Это следует из того, что фиксированной величине параметра  $K$  могут соответствовать различающиеся по значениям пары  $\gamma$  и  $M_a$ . Например, величине  $K=3.84$  соответствуют значения  $M_{a1}=4.0$ ,  $\gamma_1=1.2$  и  $M_{a2}=2.62$ ,  $\gamma_2=1.4$ . Для этих двух наборов  $M_a$ ,  $\gamma$  расчетные поля плотности газа будут подобны по геометрии изохор, а в сходственных точках поля течения значения плотности соотносятся между собой как  $\rho_{a1}(M_{a1}, \gamma_1) / \rho_{a2}(M_{a2}, \gamma_2)$ .

Проведенный анализ точности аппроксимации формулой (2) значений плотности газа в струях, полученных методом характеристик [3], показал, что при умеренных числах Маха ( $M_a \leq 3$ ) в результатах наблюдается отличие в 2-3 раза.

В работе [4] Е.А. Лейтес представил аппроксимацию результатов численных расчетов распределения плотности в струе, истекающей в вакуум, в виде формулы

$$\frac{\rho}{\rho_a} = \frac{V_a}{V_{\max}} \cdot \frac{0.4}{(1 - \bar{J})} \cdot \frac{1}{\bar{x}^2} \cdot \frac{1}{1 + 0.5 \cdot \omega^3}, \quad (3)$$

где:  $\omega = \frac{y}{x} \cdot \frac{1}{(1 - \bar{J})^{0.5}}$  - «угловой» параметр;  $V_a$  - скорость газа на срезе сопла;  $\bar{x} = x/r_a$ ;

$x$  и  $y$  - продольная и поперечная координаты расчетной точки в ортогональной системе, лежащей в плоскости симметрии струи с началом в центре среза сопла;  $\bar{J}$  - относительный импульс газа на срезе сопла

$$\bar{J} = \frac{J_a}{G_* \cdot V_{\max}} = \left(1 + \frac{1}{\gamma \cdot M_a^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{2}{(\gamma-1) \cdot M_a^2}\right)^{-0.5}. \quad (4)$$

Здесь  $J_a$  - полный импульс газа на срезе сопла,  $G_*$  - расход газа через критическое сечение сопла.

Широкую известность получила зависимость  $f(\theta)$ , полученная Ф. Альбини [5] по результатам расчетов параметров струй идеального газа:

$$f(\theta) = \cos^{\frac{2}{\gamma-1}} \left( \frac{\pi}{2} \frac{\theta}{\theta_{\text{lim}}} \right). \quad (5)$$

Здесь величина  $\theta_{\text{lim}} = \theta_{\text{lim}}(M_a, \gamma)$  определяется по соотношениям Прандтля-Майера, как максимальный угол разворота газа при истечении в вакуум. В выходном сечении сопла число Маха определяется по результатам расчетов для невязкого газа.

Формула (1) была преобразована к виду:

$$\frac{\rho}{\rho_*} = A_p \left( \frac{r_*}{r} \right)^2 f(\theta), \quad (6)$$

где: «константа струи»  $A_p$  вычисляется из интегрального уравнения сохранения расхода газа через критическое сечение сопла и через поверхность сферы радиуса  $r$ , а  $f(\theta)$  определяется уравнением (5). Для дальнего поля струи  $\bar{r} \geq 50$  величина  $A_p$  определяется формулой:

$$A_p = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \left( \frac{\pi}{\theta_{\text{lim}}} \right)^2.$$

Для  $\bar{r} < 50$  формула для определения  $A_p$  имеет более сложный вид [6].

Формулы (3 и 6) с большей точностью, чем зависимость Л. Робертса, аппроксимируют результаты численных расчетов плотности в поле струи идеального газа.

Отметим, что в зависимости Е.А. Лейтеса параметр  $\bar{J} = \bar{J}(M_a, \gamma)$  является аналогом параметра  $K$  в (2). Эта зависимость лучше чем (2) аппроксимирует результаты численных расчетов при умеренных числах Маха ( $M_a \leq 3$ ), однако имеет ограниченный диапазон разрешенных значений «углового» параметра ( $\omega = 0 \div 1.5$  [4]), что не позволяет ее использование для периферийной части струи.

Вид формул Ф. Альбини не дает представление о параметрах подобия струй, так как «константа струи»  $A_p$  и значение угла разворота газа на кромке сопла  $\theta_{\text{lim}}$  имеют сильно выраженные зависимости от  $\gamma$  и  $M_a$ .

В настоящей работе поставлена задача получения зависимости для распределения плотности газа в дальнем поле струи, истекающей из сопла в вакуум, которая в широких диапазонах  $\gamma$ ,  $M_a$  и  $\theta$  имела бы точность близкую к аппроксимациям (3 и 6) и одновременно как (2) и (3) определяла вид параметров подобия для данного класса струй.

С этой целью был проведен анализ распределения плотности газа в осесимметричных струях идеального газа, рассчитанных методом характеристик В.А. Жоховым и А.А. Хомутским [3]. Используются результаты расчетов для сопел с полууглом раствора  $\beta_a = 10^\circ$  при значениях  $M_a = 2-5$ . Рассматривалось изменение плотности газа вдоль дуги окружности радиуса  $\bar{r} \geq 10$ , с центром на срезе сопла, рис. 1.

Результаты этого анализа [7] показали, что распределение плотности газа по полярному углу, отнесенной к её значению на оси струи ( $\rho_x$ ), при  $\bar{r} \geq 40$  с хорошей точностью аппроксимируется экспоненциальной зависимостью:

$$\bar{\rho}_1 = \rho_1 / \rho_x = \exp[-0.5 \cdot (\theta / \theta_+)^2]. \quad (7)$$

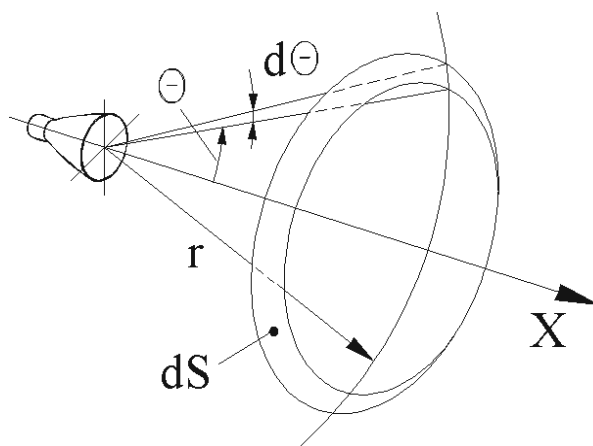


Рис. 1

Выражение (7) приводится к автомодельному виду по значениям  $M_a$  и  $\gamma$  при использовании в качестве нормировочного угла  $\theta_+$ , определенного через относительный импульс газа на срезе сопла  $\bar{J}$  (4)

$$\theta_+ = \text{arctg} \sqrt{\frac{(1-\bar{J})}{\bar{J}}} \tag{8}$$

Иллюстрируют данное заключение результаты анализа расчетных данных для полей течений струй [3] при значениях  $\gamma=1.2 \div 1.4$ , приведенные на рис. 2 в координатах  $\bar{\rho}_1 = \rho_1/\rho_x$  и  $\bar{\theta} = \theta/\theta_+$ .

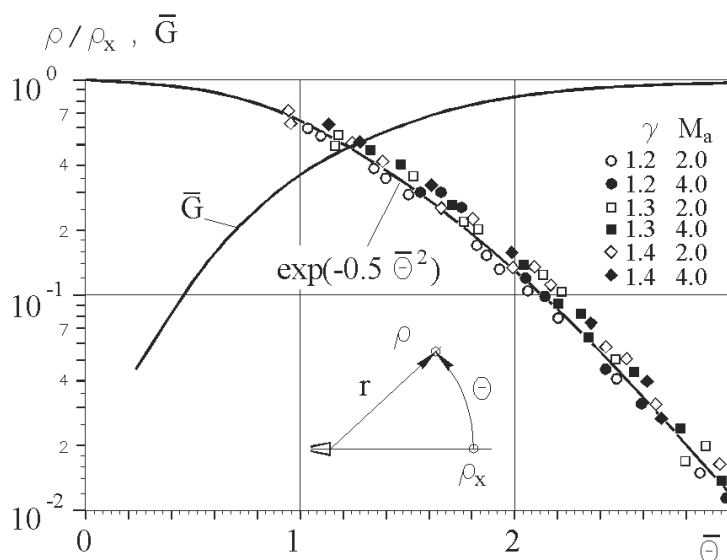


Рис. 2. Угловые распределения плотности и расхода [7]

Введенный согласно (8) характерный угол поля течения струй  $\theta_+$  имеет достаточно простой физический смысл. В конус с углом полураствора, равным  $\sim 3\theta_+$ , истекает 97-99% от суммарного расхода газа через сопло  $G$ , рис. 2. Вследствие этого можно рассматривать значение  $\bar{\theta} = \theta/\theta_+ \approx 3$  в качестве условной границы струй, расширяющихся в вакуум.

Использование зависимости для распределения плотности по полярному углу  $\theta$  в виде (7) позволяет получить удобную для применения формулу, описывающую изменение плотности газа вдоль оси струи. Искомая формула получается из интегрального уравнения для расхода газа  $G$  через сферическую поверхность радиуса  $r$ , рис. 1, (скорость газа принята равной максимальной скорости, достигаемой в поле течения,  $V_{\max}$ ):

$$G = \int_0^{3\theta_+} dG = V_{\max} \cdot \rho_x \cdot \int_0^{3\theta_+} 2\pi \cdot r^2 \exp\left(-\frac{\bar{\theta}^2}{2}\right) \cdot \theta \cdot d\theta, \quad (9)$$

$$V_{\max} = \sqrt{2 \cdot \gamma \cdot R_g \cdot T_0 / (\gamma - 1)}. \quad (10)$$

После некоторых преобразований с учётом того, что значение  $G$  равно расходу газа через критическое сечение сопла, (9) приводится к виду;

$$\frac{\rho_x}{\rho_0} = A_{\gamma 1} \frac{(\gamma - 1)^{0.5}}{\bar{F} \cdot \bar{r}^2 \cdot \theta_+^2}, \quad \text{где: } A_{\gamma 1} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left[ \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{0.5 \cdot (\gamma + 1) / (\gamma - 1)} \right]. \quad (11)$$

Здесь:  $\bar{F} = (r_a/r_*)^2$  - геометрическая степень расширения сопла,  $\bar{r} = r/r_a$ .

Множитель, заключенный в (11) в квадратные скобки, имеет весьма слабую зависимость от  $\gamma$  и изменяет свое значение от 0.62 до 0.56 при изменении  $\gamma$  от 1.1 до 1.67, поэтому может быть заменен средней величиной 0.59 ( $\gamma=1.3$ ). С учетом этого (11) преобразуется к простому выражению:

$$\frac{\rho_x}{\rho_0} \approx \frac{0.21 \cdot (\gamma - 1)^{0.5}}{\bar{F} \cdot \bar{r}^2 \cdot \theta_+^2}. \quad (12)$$

Объединение формул (7) и (12) дает выражение, описывающее распределение плотности газа в дальнем поле течения сверхзвуковой струи [16, 20]:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{0.21 \cdot (\gamma - 1)^{0.5}}{\bar{F} \cdot \bar{r}^2 \cdot \theta_+^2} \exp(-0.5 \cdot \bar{\theta}^2). \quad (13)$$

Погрешность аппроксимации (13) результатов численных расчетов [3] не превышает 20%.

Выраженная зависимостью (13) роль  $\gamma$ , как самостоятельного параметра подобия, мала и определяется множителем  $(\gamma - 1)^{0.5}$ .

Расход газа через конус поля течения с полууглом  $\bar{\theta}$  выражается зависимостью

$$\bar{G} = G/G_* = 1 - \exp(-0.58 \cdot \bar{\theta}^2). \quad (14).$$

На рис. 3-6 показано сравнение результатов расчетов В.А. Жохова и А.А. Хомутского [3] с данными, полученными по формулам (13), Л.Робертса (2), Е. Лейтеса (3) и Ф. Альбини (5, 6) для струй с параметрами  $M_a=2$ ,  $\gamma=1.2$  и  $M_a=5$ ,  $\gamma=1.4$ .

На этих рисунках приведены графики изменения плотности вдоль осей струй (рис. 3 и 4) и вдоль дуги окружности при  $r/r_a=50$  (рис. 5, 6).

Данные рис. 3 и 4 указывают на то, что предлагаемая зависимость (13) позволяет с большей, чем (2) при «больших» значениях характерного угла  $\theta_+$  ( $M_a=2$ ) и (3) при «малых» значениях  $\theta_+$  ( $M_a=5$ ) и с сопоставимой с (5 и 6) в обоих случаях точностью определять величину плотности газа на оси струи.

На представленных зависимостях изменения плотности газа по полярному углу  $\bar{\theta} = \theta/\theta_+$  (рис. 5 и 6) видна аномалия в поведении зависимости Л. Роберса при «больших» значениях характерного угла  $\theta_+$  ( $M_a=2$ ). Заметно рассогласование в поведении зависимостей Ф. Альбини и Е. Лейтеса от результатов [3] и (13) при значениях  $\bar{\theta} > 2$ . При этом следует отметить, что оговоренное в работе Е. Лейтеса максимальное разрешенное значение «углового» параметра ( $\omega=1.5$ ) в нашей интерпретации соответствует значению  $\bar{\theta} \leq 1.4$ .

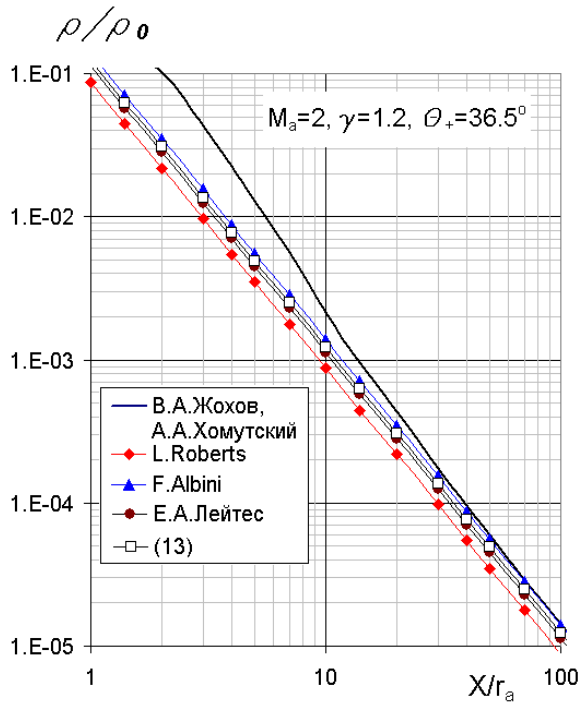


Рис. 3

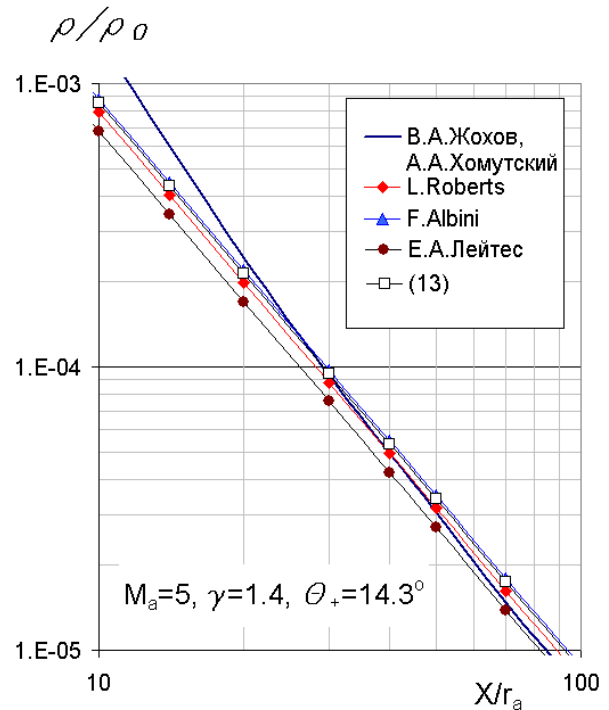


Рис. 4

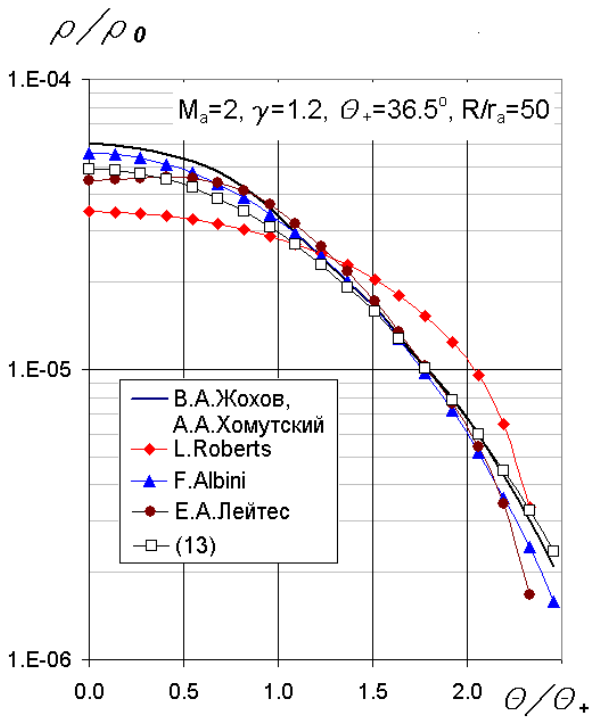


Рис. 5

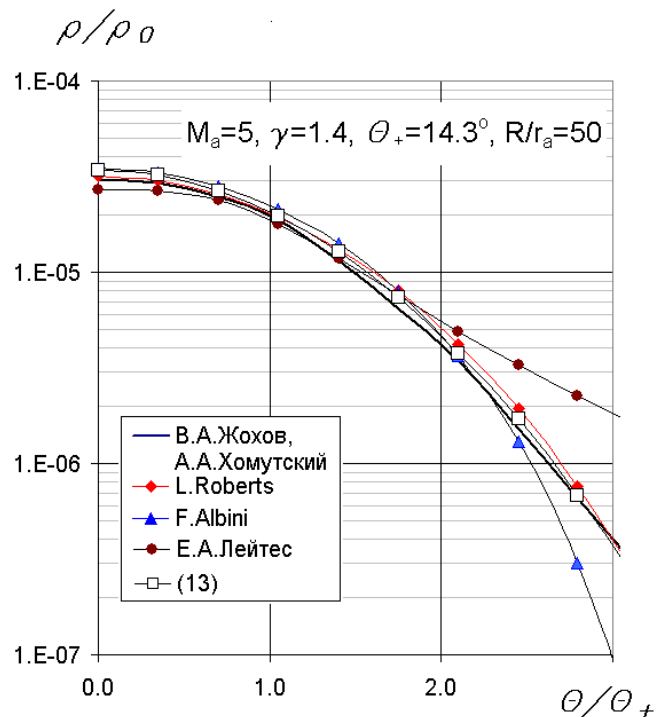


Рис. 6

Изложенные выше результаты анализа распределения плотности газа в полях течений струй идеального газа, истекающих из сопел в вакуум, а также полученный вид аппроксимационной зависимости (13) показывают, что определяющим параметром подобия таких струй (по распределению плотности газа) является безразмерный импульс сопла  $\bar{J} = \bar{J}(M_a, \gamma)$  или введенный согласно (7) характерный угол поля течения  $\theta_+ = \theta_+(\bar{J})$ .

На рис. 7 приведен график изменения значений характерного угла  $\theta_+$  в зависимости от  $M_a$  и  $\gamma$ . Видно, что в практических приложениях значения  $\theta_+$  ограничены диапазоном изменения от  $\sim 15$  до  $\sim 33^\circ$  (внутри пунктира).

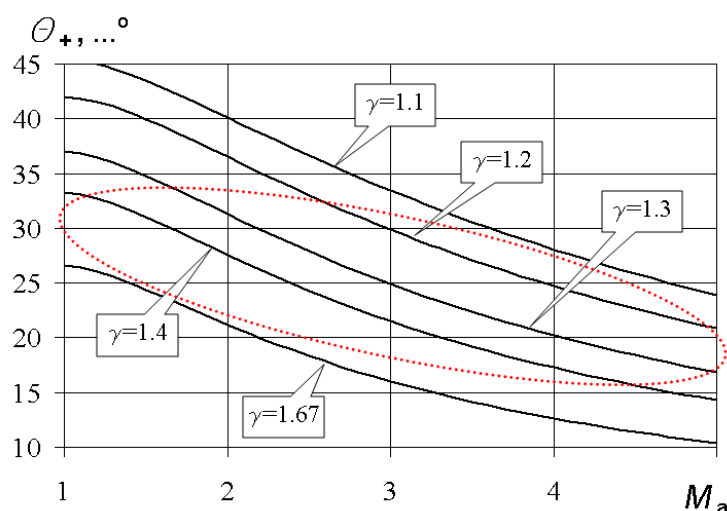


Рис. 7 Значения характерных углов расширения струй идеального газа [7]

Представляет интерес сравнение величин предельных углов расширения струй в вакуум по нашей модели с данными Ф. Альбини.

Сравнение величин  $\theta_{lim}$  и  $3\theta_+$  показало, что отношение  $3\theta_+/\theta_{lim}$  с погрешностью  $\sim 3\%$  не зависит от  $M_a$  (диапазон  $M_a=2-5$ ) и является функцией только  $\gamma$ . При этом во всем рассмотренном диапазоне  $\gamma$  граница струи по сформулированной модели ( $3\theta_+$ ) не выходит за значение  $\theta_{lim}$ , см. рис. 8.

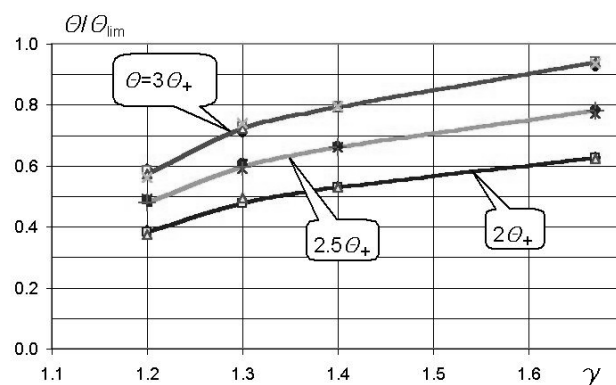


Рис. 8

Для струй реальных газов, т.е. при наличии на стенке сопла пограничного слоя, применение формул (6) и (13) должно быть ограничено в периферийной части поля течения. Анализ границ применимости зависимости (6) проведен с использованием результатов обобщения расчетных данных Ф. Бойнтонна [8], выполненных Г. Симонсом [9].

Г. Симонс ограничил использование зависимости (3) размером конуса невязкого течения  $\theta < \theta_0$ , а для зоны расширения газа, вытекающего из пограничного слоя сопла  $\theta \geq \theta_0$ , была предложена экспоненциальная зависимость

$$f(\theta) = f(\theta_0) \exp[-\beta(\theta - \theta_0)]. \tag{15}$$

Формула для определения коэффициента  $\beta$  в (15) из [9] здесь не приводится, т.к. имеет громоздкий для описания вид.

Величина  $\theta_0$  определяется с учетом толщины пограничного слоя  $\delta$  на стенке сопла из уравнения:

$$\theta_0 = \theta_{\text{lim}} \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \left( \frac{2\delta}{r_a} \right)^{(\gamma-1)/(\gamma+1)} \right], \quad (16)$$

в котором значение  $\delta$  вычисляется по формуле

$$\delta = 6.25 \frac{l}{\sqrt{\text{Re}_{l0}}} ; \quad \text{Re}_{l0} = \rho_a \cdot V_a \cdot l / \mu_0. \quad (17)$$

Здесь  $l$  – длина стенки сопла,  $\text{Re}_{l0}$  – число Рейнольдса, определяемое по параметрам газа на срезе сопла и вязкости при температуре газа в форкамере.

Решение многопараметрической (по диапазонам  $Ma$ ,  $\gamma$ ,  $\text{Re}_{l0}$ ) задачи определения граничного угла  $\theta_0$  упрощается, если в (17) заменить  $\text{Re}_{l0}$  на число Рейнольдса, определяемое по параметрам газа в критическом сечении сопла  $\text{Re}_{*0} = \rho_* \cdot V_* \cdot r_* / \mu_0$ . Выполнив для этого очевидные преобразования

$$\text{Re}_{l0} = \text{Re}_{*0} \cdot \frac{\rho_a}{\rho_*} \cdot \frac{V_a}{V_*} \cdot \frac{l}{r_*} ; \quad \frac{r_a}{r_*} = \xi(M_a, \gamma) ; \quad l = \frac{(\xi-1)}{\sin \beta_a} \cdot r_*,$$

получаем следующий вид формулы для определения отношения  $\delta/r_a$  для конических сопел:

$$\frac{\delta}{r_a} = 6.25 \cdot \frac{C_F}{\sqrt{\text{Re}_{*0}}} ; \quad C_F = \Phi(M_a, \gamma) \cdot \sqrt{\sin \beta_a} \quad (18)$$

При этом множество значений функции  $\Phi(M_a, \gamma)$  для диапазонов  $M_a=2-5$ ,  $\gamma=1.2-1.67$  с хорошей точностью аппроксимируется зависимостью вида  $\Phi = A + B \cdot \lg \bar{F}$ , рис. 9. Для сопел с полууглом раствора  $\beta_a=10^\circ$  формула, определяющая значения  $C_F$ , имеет вид  $C_F \approx 0.6 + 3.05 \cdot \lg \bar{F}$ .

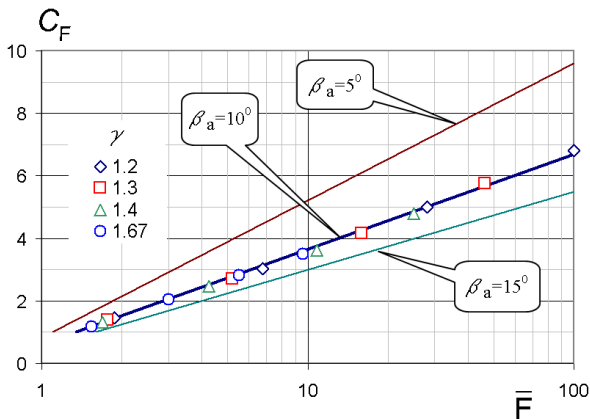


Рис. 9

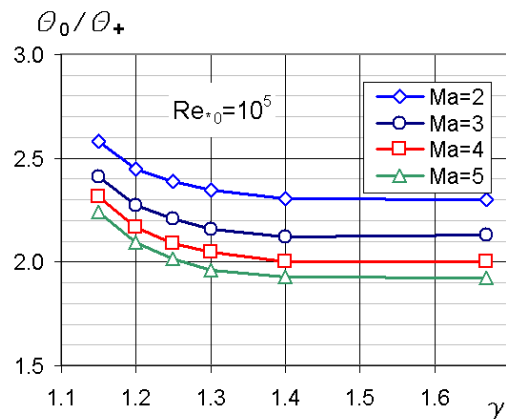


Рис. 10

На рис. 10 показано изменение отношений  $\theta_0/\theta_+$  в зависимости от значений параметров  $M_a$  и  $\gamma$  струй, истекающих из конических сопел ( $\beta_a=10^\circ$ ), при значении  $\text{Re}_{*0} = 10^5$ . Видно, что значения отношений  $\theta_0/\theta_+$  увеличиваются по мере уменьшения  $M_a$  и  $\gamma$ , при этом при  $\gamma > 1.4$  значения отношений  $\theta_0/\theta_+$  остаются практически постоянными.



На рис. 11 эти результаты представлены в зависимости от значений характерных углов полей течения струй  $\theta_+$  при значении  $Re_{*0} = 10^5$ . Для представленных на рис. 11 семейства зависимостей можно провести огибающую функцию  $C(\theta_+)$ , ограничивающую их снизу. Характер этих зависимостей сохраняется в диапазоне изменения  $Re_{*0} = 10^3 \div 10^6$ . Такие огибающие функции для значений  $Re_{*0} = 10^3 \div 10^6$  приведены на рис.12.

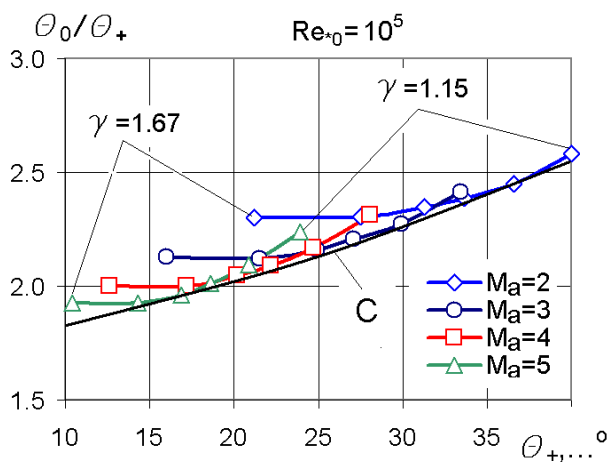


Рис. 11

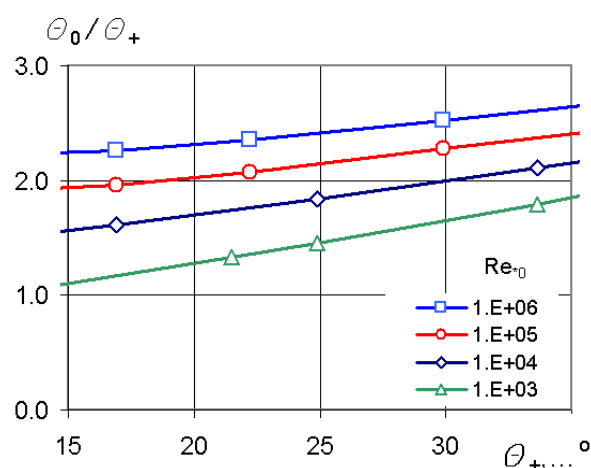


Рис. 12 Зависимость функций C от  $\theta_+$  и  $Re_{*0}$

Эти данные иллюстрируют изменение границы изоэнтропического течения в зависимости от значений  $Re_{*0}$  и характерного угла поля течения струи. Практически все эксперименты, проведенные в рамках данной работы, соответствовали режимам истечения газа из сопел, при которых  $\theta_0/\theta_+ \geq 2.0$ .

По результатам проведенных оценок следует также отметить, что при  $Re_{*0} \sim 10^5$  результаты расчетов по формулам (6) и (15) согласуются с результатами расчетов по (13) до значений  $\theta/\theta_+ \sim 2.5 \div 3$  для диапазона  $\theta_+ = 18^\circ - 33^\circ$  с погрешностью, не превышающей 30%.

Приведенные выше результаты определяют границы применимости модели распределения плотности газа в струе (13) по параметру  $\theta/\theta_+$  в рамках модели Бойнтон-Симонса.

### 3 Экспериментальные исследования струйного истечения газов в вакуум

#### 3.1 Вакуумные стенды и методы диагностики

Исследования струйных течений проведены на вакуумных стендах ИТ СО РАН: ВС-3, ВС-4 [10] и ВИКИНГ [11], в которых для создания разрежения в рабочей камере используются механические, паромасляные насосы и системы криогенной откачки. Системы криогенной откачки включают в себя панели, охлаждаемые жидким азотом на уровне 78К и газообразным гелием на уровне  $\sim 20$  К. На криопанелях с жидким азотом конденсируется  $CO_2$ , а панели с гелием конденсируют  $N_2$  и  $Ar$ . Расходные характеристики таких систем зависят от площадей панелей, а так как они устанавливаются по внутреннему контуру рабочей камеры, от ее размеров (объема).

В табл.1 представлены основные параметры перечисленных вакуумных стендов.

Принципиальная схема рабочей камеры стенда непрерывного действия показана на рис. 12 (стенд ВС-3 [10]). Основными узлами камеры являются секция крионасосов 6 и 7 с панелями 5, 8, секция электронно-пучковой аппаратуры 2 и секция газодинамического источника 13.

Таблица 1

Стенд	Объем барокамеры, м <sup>3</sup>	$P_i$ , мм.рт.ст.	$G_{\text{аэра}}$ , г/с	Рабочий газ
ВС-3	3.7	$10^{-2} \div 10^{-3}$	2	CO <sub>2</sub>
ВС-4	10	$10^{-2} \div 10^{-3}$	2-4	CO <sub>2</sub> , Ar, N <sub>2</sub>
ВИКИНГ	150	$10^{-3}$	10-30	CO <sub>2</sub>

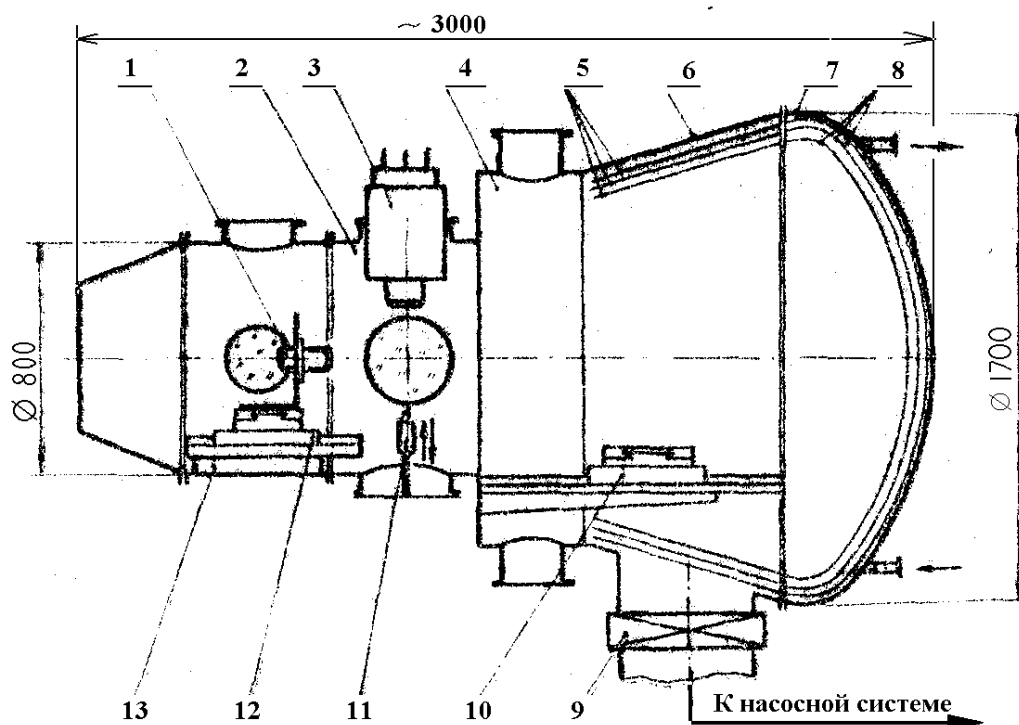


Рис. 12 Установка ВС-3

На стенде ВС-3 оптимальные режимы модельных исследований по параметрам  $N$ ,  $Re$  и  $R_L$  реализуются при расходах газа через сопла  $G \approx 2.0$  г/с.

Секция электронно-пучковой аппаратуры включает в себя электронную пушку и регистрирующие приборы. Метод исследования параметров потока состоит в том, что под воздействием узкого ( $\sim 1$  мм) электронного пучка с энергией  $\sim 25$  кэВ исследуемый газ излучает в видимом и рентгеновском областях спектра.

Интенсивность этого излучения связана с локальной плотностью газа в точке визирования приборов, через которую проходит пучок электронов. При этом интенсивность тормозного рентгеновского излучения прямо пропорциональна плотности газа [12], а интенсивность излучения в видимом спектре пропорциональна плотности лишь до значений  $\rho \sim 3 \cdot 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>. Этот вид излучения в данной работе используется для визуализации структуры поля течения струи.

Погрешность определения плотности газа методом электронного пучка не превышает 15%.

В экспериментах элементы электронно-пучковой аппаратуры установлены неподвижно, а газодинамический источник и модель перемещались в барокамере при помощи координатного механизма. Фотографии структуры течения в плоскости перемещения модели полу-

чались на фотопленке, которая синхронно перемещалась в специальном фотоаппарате при открытом объективе [13].

Измерение давлений в поле струи проводилось трубками Пито, соединенных с датчиками давления типа ИКД6-6ТДа различных диапазонов. При измерениях в конденсирующихся потоках  $\text{CO}_2$  трубки подогревались намотанными на них нихромовыми спиралями для предотвращения их обмерзания.

Схема стенда ВИКИНГ (Вакуумная имитационная камера для исследования неравновесной газодинамики) и фотография ее вакуумной камеры приведены на рис. 13 и 14.

Значения режимных параметров истечения струй в установках ВС-3, ВС-4 и ВИКИНГ (табл. 1) при моделировании истечения струй в условиях полета в космосе составляли:

$$P_0 = 3 - 60 \text{ МПа}, T_0 = 300 - 600 \text{ К}, Re_* = 10^4 - 10^5, R_L = Re_* / \sqrt{N} = 30 - 100.$$

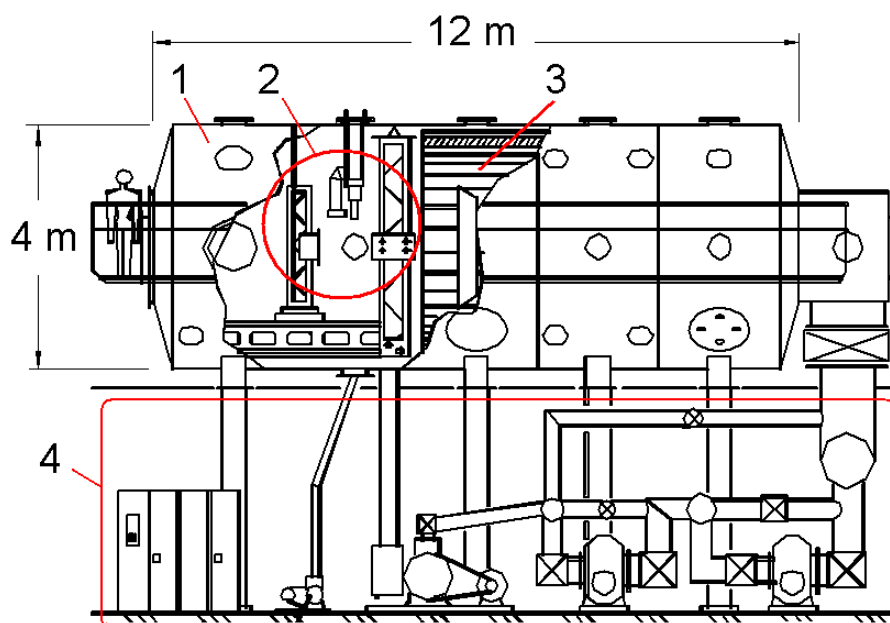


Рис. 13 Стенд ВИКИНГ: 1 – вакуумная камера, 2 – рабочая зона, 3 – криогенный насос, 4 – насосная станция



Рис. 14 Фотография вакуумной камеры установки ВИКИНГ

### 3.2 Результаты исследования. Плотность газа в фиксированной точке на оси струи

Проведенные исследования показали, что распределение плотности газа в одиночных струях Ar и CO<sub>2</sub> существенным образом зависит от значений параметров газа в форкамере сопла – температуры и давления торможения.

На рис. 15 приведены результаты этих исследований в виде графиков изменения относительной плотности аргона, азота и CO<sub>2</sub> в фиксированной точке на оси струи  $\bar{x} = x/r_a = 41.4$ , истекающей из сопла с геометрической степенью расширения  $\bar{F} = 16$ , в зависимости от  $T_0$ .

На этих же рисунках указаны значения  $\rho/\rho_0$ , рассчитанные методом характеристик, для  $\gamma = 1.2-1.67$ . Приведенные результаты указывают на сложный характер зависимости  $\rho(T_0, P_0, \bar{F} = \text{const})$ , а также на отличие эффективных значений отношений удельных теплоемкостей  $\gamma$  этих газов от общепринятых для CO<sub>2</sub> и Ar, равных соответственно ~1.3 и 1.67.

Отмеченные факты являются следствием влияния неравновесных процессов, протекающих в струях в данных условиях, а именно конденсации и релаксации колебательных степеней свободы молекул.

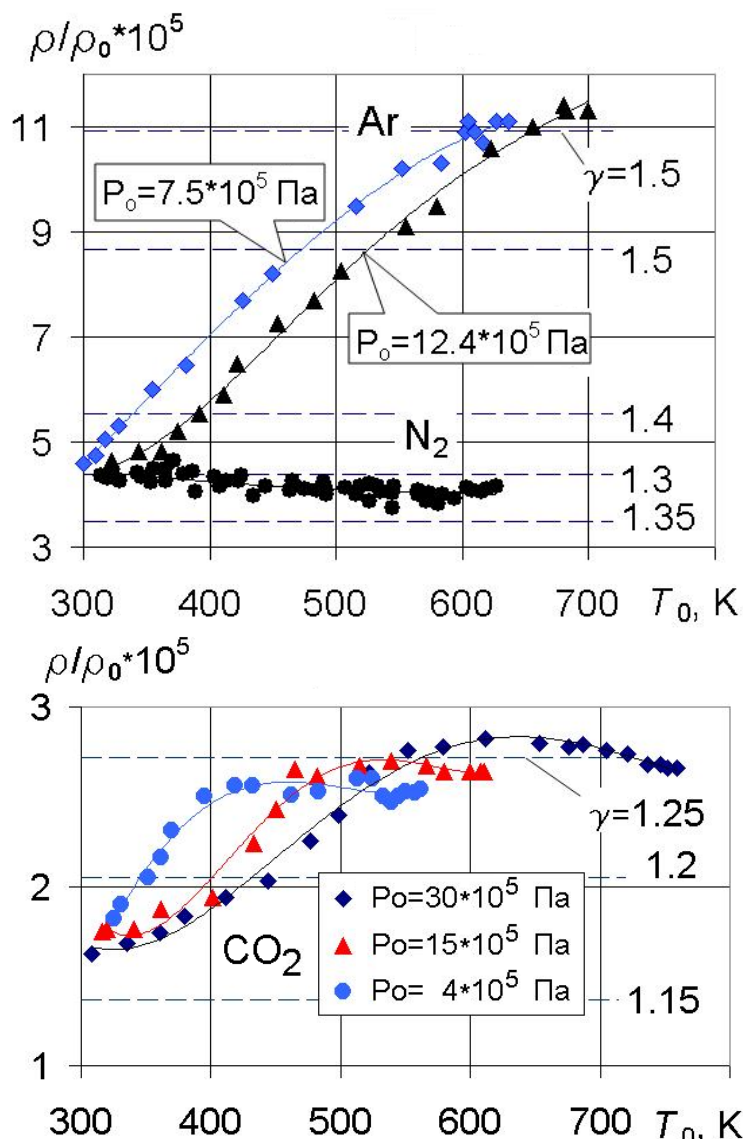


Рис. 15 Изменение в зависимости от параметров в форкамере значения плотности Ar, N<sub>2</sub> и CO<sub>2</sub> в фиксированной точке на оси сопла  $\bar{F} = 16$ .

В рассматриваемом диапазоне изменения  $T_0$  и  $P_0$  конденсация газа с образованием многомолекулярных образований, получивших название "кластеры", может происходить как в сопле, так и в непосредственной близости за его срезом, в области интенсивного разворота линий тока газа. Образование конденсированной фазы в виде кластеров приводит к появлению дополнительных, в среднем по объему, степеней свободы молекул ( $i$ ), что в свою очередь вызывает уменьшение эффективного значения  $\gamma = (i + 2)/i$  и более интенсивный разворот линий тока, т.е. увеличение характерного угла расширения струи в целом. С точки зрения общефизических представлений увеличение характерного угла расширения струи объясняется появлением дополнительной внутренней энергии молекул за счет выделения скрытой теплоты конденсации. При увеличении температуры торможения  $T_0$  или уменьшении давления  $P_0$  фронт возникновения конденсации (образования кластеров) сдвигается вниз по потоку. При этом происходит уменьшение подводимой к газу энергии за счет выделения теплоты конденсации и, соответственно, увеличение  $\bar{J}$ , уменьшение характерного угла  $\theta_+$  и, как следствие - увеличение плотности газа на оси сопла.

Этот эффект хорошо просматривается по результатам экспериментов с аргоном. В предельном случае при определенных температуре и давлении торможения в струе не будет условий для образования конденсированной фазы и распределение плотности газа в струе аргона будет соответствовать рассчитанному для геометрического значения  $M_a(\bar{F}, \gamma=1.67)$ . Представленные результаты экспериментов отражают тенденцию к монотонному росту плотности  $\text{Ar}$  до соответствующей расчетной величины.

Результаты экспериментов с  $\text{CO}_2$  показывают, что в диапазоне  $T_0=300-500\text{K}$  (эксперимент при  $P_0 = 15 \cdot 10^5 \text{ Па}$ ) поведение зависимости  $\bar{\rho}(T_0)$  аналогично описанному выше для аргона. При дальнейшем увеличении температуры имеет место максимум значений плотности, а затем ее уменьшение. Такой характер изменения плотности газа при изменении  $T_0$  объясняется суперпозицией двух процессов, связанных соответственно с конденсацией газа и с релаксацией колебательных степеней свободы молекул  $\text{CO}_2$ .

Рис. 16 иллюстрирует характер независимого влияния неравновесной конденсации (цифра 1) и колебательной релаксации (2) в струе  $\text{CO}_2$  и результат их совместно воздействия (3) на уровень относительной плотности газа.

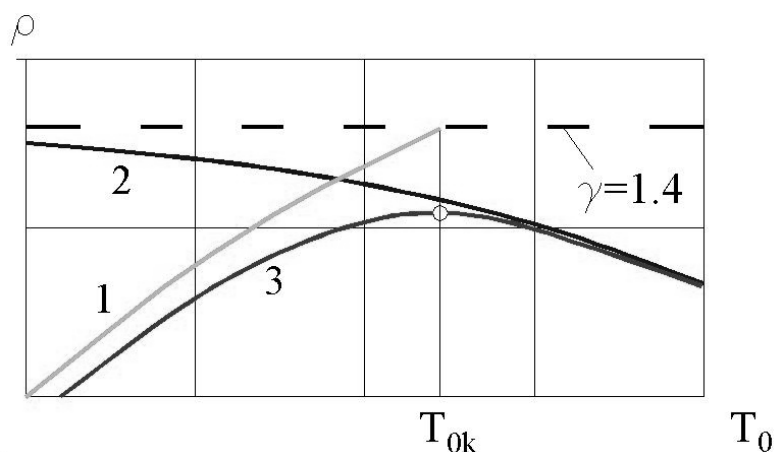


Рис. 16

Действие первого из них на формирование поля течения струи аналогично описанному выше для  $\text{Ar}$ . Действие процесса релаксации колебательных степеней свободы молекул с увеличением  $T_0$  на величину характерного угла струи аналогично действию конденсации. Это объясняется тем, что при увеличении  $T_0$  колебательные степени свободы молекул запасают всё большее количество энергии, которое затем выделяется при релаксации уже в поле

течения струи. Линейная молекула  $\text{CO}_2$  (O-C-O) может иметь возбужденное количество колебательных степеней  $i_k=1, 2$ . Возбуждение колебательных степеней свободы приводит так же, как и конденсация газа, к уменьшению эффективного значения  $\gamma = (i + i_k + 2)/(i + i_k)$  и согласно (7), (8) к увеличению характерного угла  $\theta_+$ , т.е. к уменьшению плотности газа на оси струи.

### 3.3 Результаты исследования. Распределение плотности газа в поле течения

Проведена серия экспериментов [14], в которых методом электронно-пучковой диагностики определены распределения плотности газа вдоль оси струи и в поперечных сечениях в струях Ar,  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}_2$  при варьировании значений параметров торможения и геометрии сопла  $\bar{F}=1-30$ . Сверхзвуковые сопла имели коническую форму с полууглом  $\beta_a = 10^\circ$ .

По результатам этих экспериментов определены характерные углы полей течений  $\theta_+$ , как константы, приводящие распределение плотности газа по полярному углу  $\bar{\rho}_1 = \rho(\theta, r = \text{const}) / \rho_x$  к виду (6). Полученные значения углов  $\theta_+$  показаны на рис. 17.

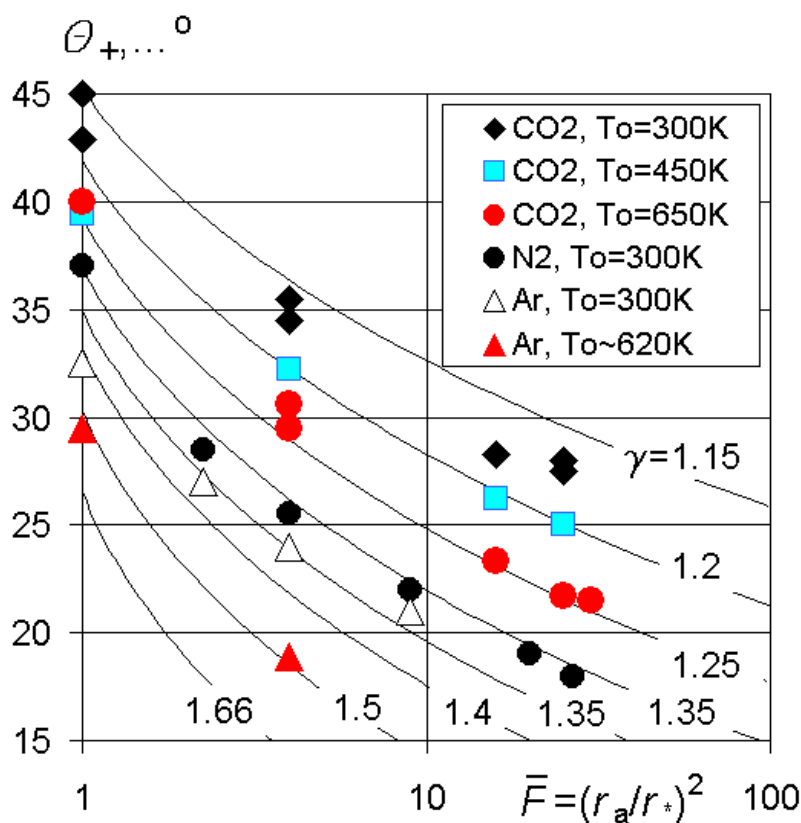


Рис. 17. Значения характерных углов полей течения струй Ar,  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$

На этом же рисунке приведены зависимости  $\theta_+(\bar{F})$  для значений  $\gamma=1.15 \div 1.67$ , определенные по (7). Сопоставление этих зависимостей с экспериментальными значениями  $\theta_+$  показывает, что последние занимают положения, соответствующие величинам  $\gamma=1.15 - 1.3$  для струй  $\text{CO}_2$  и  $\gamma=1.3 - 1.5$  для струй аргона.

На рис.18а изменение плотности газа вдоль продольной оси в струях  $\text{CO}_2$ , рассчитанные методом характеристик [3] и по зависимости (12) сравниваются с результатами экспериментов. Здесь видно, что результаты [3] на ~50% выше, чем экспериментальные значения  $\rho_x / \rho_0$ .

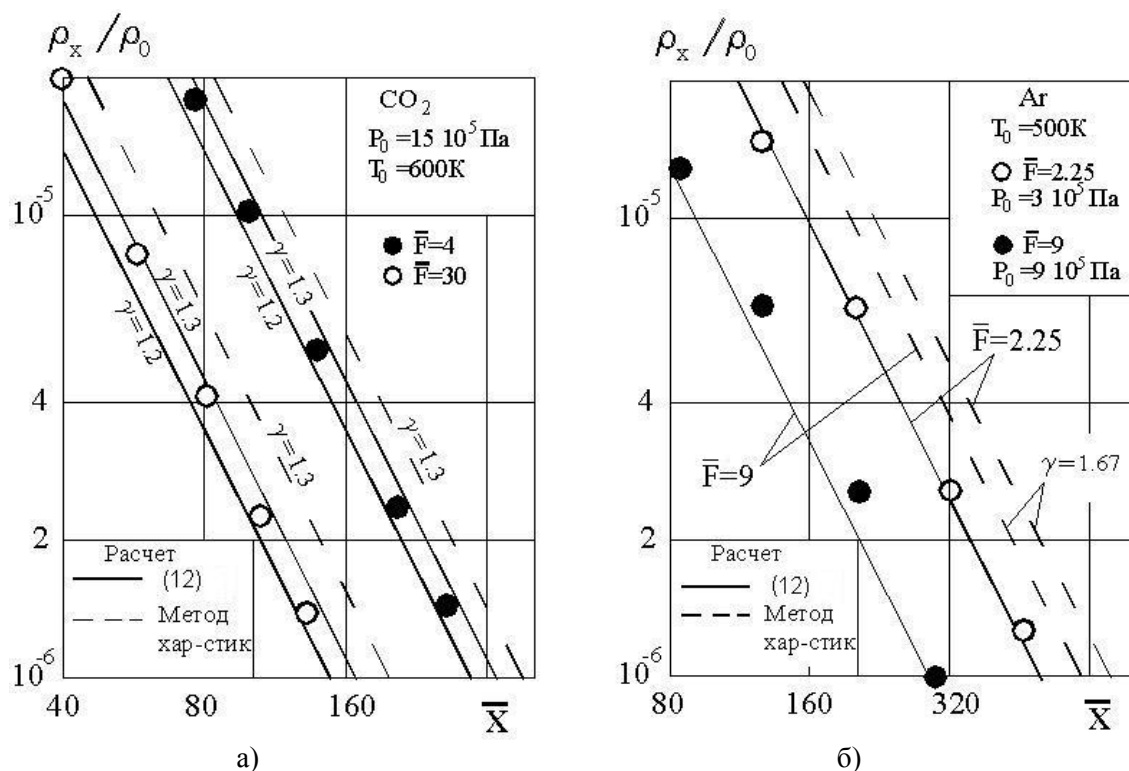


Рис. 18. Плотность в струях CO<sub>2</sub> (а) и Ar (б)

Результаты расчетов по формуле (12), проведенных с использованием величин  $\theta_+$  (рис. 16), хорошо согласуются с экспериментальными данными. Здесь также видно, что эффективное значение  $\gamma$  для струй CO<sub>2</sub> для этих условий истечения меньше 1.3. Более эффектно выглядят результаты сравнения экспериментальных данных с расчетом по (12) для струй аргона  $T_0 = 500$  К:  $\bar{F} = 2.25$ ,  $P_0 = 3 \cdot 10^5$  Па и  $\bar{F} = 9.0$ ,  $P_0 = 9 \cdot 10^5$  Па, показанные на рис. 18б. Результаты расчетов, полученные методом характеристик при  $\gamma = 1.67$ , отличаются от экспериментальных данных в 2 раза в струе с  $\bar{F} = 2.25$  и в 5 раз в струе за соплом с  $\bar{F} = 9.0$ . И также, как на рис. 17, результаты расчетов по формуле (12) с использованием данных рис. 16 ( $\theta_+$  и  $\gamma_{эфф}$ ) хорошо согласуются с величинами  $\rho_x / \rho_0$ , полученными в экспериментах.

Общее представление о точности аппроксимации результатов экспериментов расчетами по (12) дает сравнение измеренных величин, представленных в виде

$$K_x(\bar{x}) = \frac{\rho_x}{\rho_0} \cdot \frac{\theta_+^2 \cdot \bar{F}}{(1-\gamma)^{0.5}} \quad (19)$$

с теоретической зависимостью  $K_x = 0.21/\bar{x}^2$ . (20)

Комплекс  $K_x$  образован из формулы (12) переносом в левую часть множителей, содержащих  $\theta_+$ ,  $\bar{F}$  и  $\gamma$ . Результаты экспериментов с CO<sub>2</sub> в виде (20) для сопел  $\bar{F} = 4$  и 16-30 приведены на рис. 19 и 20.

По результатам всей серии работ с CO<sub>2</sub>, Ar и N<sub>2</sub> ( $\bar{F} = 1-30$ ) получено, что значение константы в (20) и (12) для струй реальных газов составляет величину  $\sim 0.20$  для дальнего поля струи ( $\bar{x} > 100$ ) и  $\sim 0.28$  для его ближней части ( $\bar{x} = 20-40$ ). Среднее значение для полосы разброса данных составляет  $0.24 \pm 0.04$ . Эти величины определяют погрешность расчета плотности газа в струях реальных газов по разработанной методике  $\sim 20\%$ .

Можно отметить, полученный разброс значений констант соответствует погрешности определения плотности газа электронно-пучковым методом

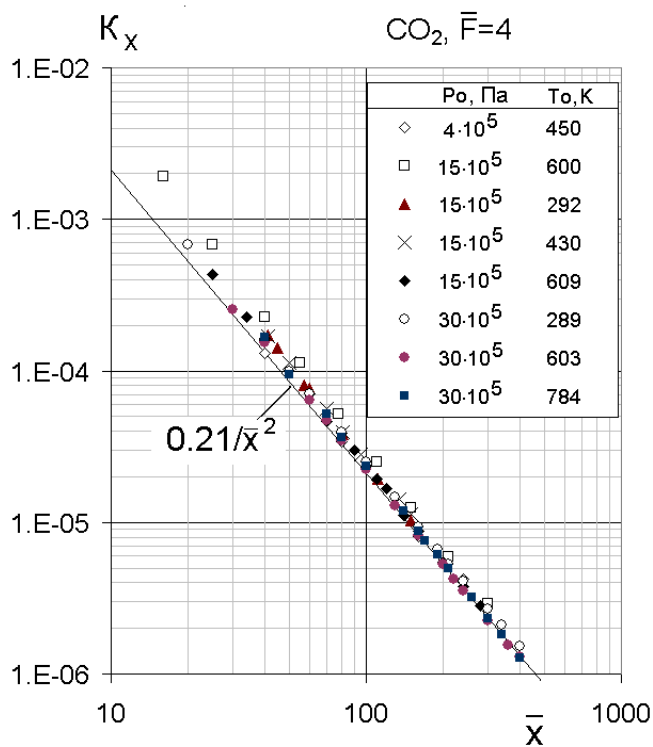


Рис. 19 Сопоставление экспериментальных данных и теоретической зависимости изменения плотности  $\text{CO}_2$  вдоль оси струи

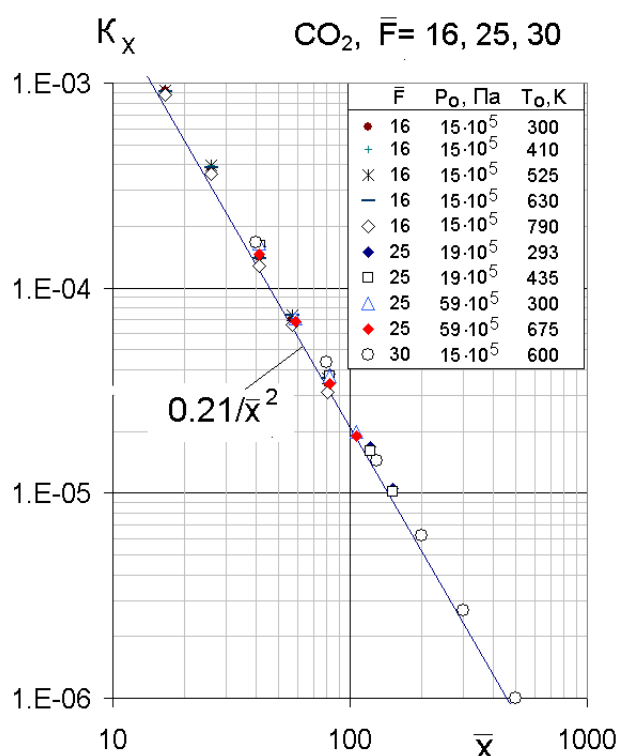


Рис.19а Сопоставление экспериментальных данных и теоретической зависимости изменения плотности  $\text{CO}_2$  вдоль оси струи

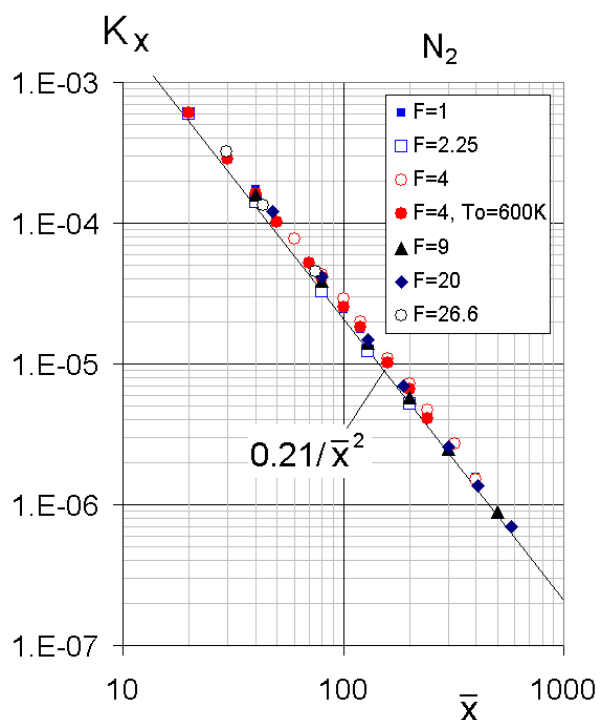


Рис. 20 Сопоставление экспериментальных данных и теоретической зависимости изменения плотности  $\text{N}_2$  вдоль оси струи

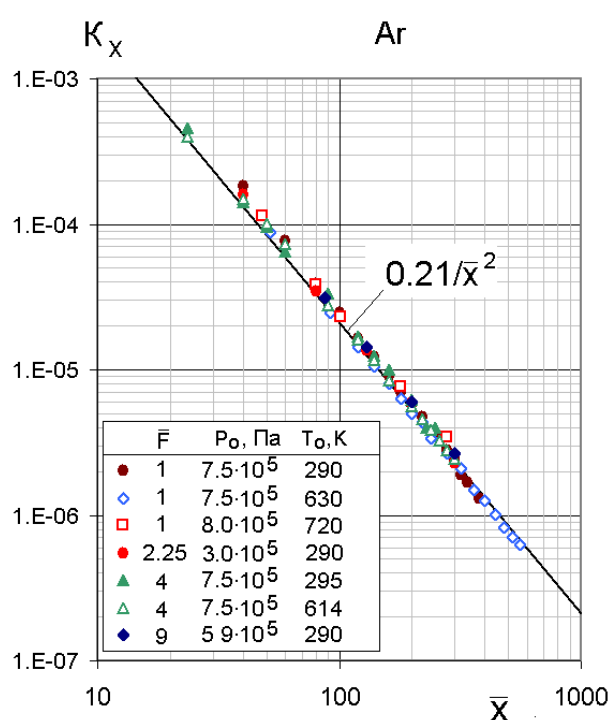


Рис. 20а Сопоставление экспериментальных данных и теоретической зависимости изменения плотности  $\text{Ar}$  вдоль оси струи



### 3.3 Управление параметрами струй CO<sub>2</sub>

Приведенные на рис.19-20 результаты показывают, что даже в случаях, когда в струях имеют место неравновесные процессы, использование значений характерных углов  $\theta_+$ , определенных по результатам диагностики струи в поперечных сечениях, позволяет с хорошей точностью описывать распределение плотности газа во всем поле течения.

Результаты [15-17] указывают на то, что началу развитой конденсации газа в струе соответствует максимум плотности димеров (кластеры, состоящие из двух молекул). Для струй CO<sub>2</sub>, истекающих из звуковых сопел  $\bar{F}=1$ , в [16] была получена экспериментальная зависимость, связывающая значения параметров торможения на “границе готовности” газа к конденсации в диапазоне  $P_0=20-3000 \text{ torr.}$ ,  $T_0<300\text{K}$  (приводится в редакции оригинала):

$$P_{0k}=2.8 \cdot 10^{-9} \cdot T_{0k}^{4.45} \cdot d_*^{-0.6}, \quad [\text{torr.}] \quad (21)$$

По результатам наших экспериментов, которые отличаются по значениям  $P_0=(4-59) \cdot 10^5 \text{ Па}$ ,  $T_0=300-700 \text{ К}$  и, что является наиболее существенным, по  $\bar{F}$ , в выражении (21) было учтено влияние  $\bar{F}$ . Сопоставление полученных экспериментальных данных (в том числе данных настоящей работы для  $\bar{F}=1$ ) с результатами расчета по (21) показало, что рассчитанная величина  $T_{0k}$  (температура максимума плотности димеров - начало развитой конденсации), с погрешностью  $\pm 30\%$  соответствует температуре, при которой в графике  $\rho(T_0, P_0=\text{const})$  рис. 14 наблюдается максимум. Этот факт позволил скорректировать (21), включением в неё члена, содержащего параметр  $\bar{F}$  [18].

На рис. 21 приведены данные, характеризующие момент начала развитой конденсации по температуре ( $T_{0k}$ ) в зависимости от давления  $P_0$  и значения параметра  $\bar{F}$ , определенные в соответствии с изложенными выше выводами. Эти результаты с хорошей точностью обобщаются зависимостью:

$$P_{0k}=2.8 \cdot 10^{-9} \cdot T_{0k}^{4.45} \cdot d_*^{-0.6} \bar{F}^{0.3} \quad (22)$$

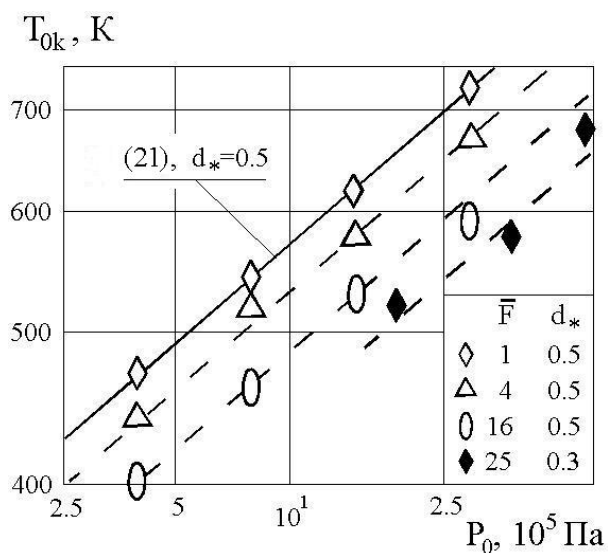


Рис. 21

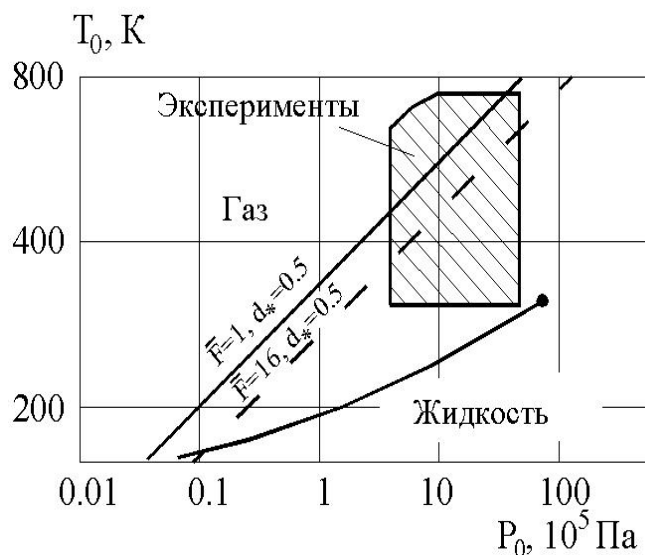


Рис. 22

Другой характерной точкой диаграммы состояния газа в координатах  $T, P$  является точка на кривой фазового перехода газ-жидкость. Состояние газа при уменьшении температуры  $T_0(P_0=\text{const.})$  от величины  $T_{0k}$  до температуры фазового перехода  $T_\phi$  последовательно изменяется от начальной стадии образования кластеров до стадии равновесной конденсации, поэтому для характеристики состояния газа был выбран параметр:

$$\bar{T} = \frac{(T_0 - T_\delta)}{(T_{0k} - T_\delta)} \tag{23}$$

(при  $\bar{T}=1$  газ находится в состоянии “готовности к развитой неравновесной конденсации”, а при  $\bar{T}=0$  этот процесс имеет равновесный характер,  $\bar{T} > 1$  конденсации газа не происходит).

На рис. 22 показано положение условий экспериментов, в которых проводились измерения плотности в поперечных сечениях, относительно "границы готовности" (22) и кривой фазового перехода ( $T_\phi$ ). Можно отметить, что часть экспериментов была проведена в условиях, когда конденсация газа отсутствовала.

Для анализа результатов была принята модель течения газа, в которой предполагалось, что в критическом сечении сопла "замораживалось" равновесное значение  $\gamma$ , т.е. расширение струи происходит с  $\gamma$ , соответствующим его равновесному значению в критическом сечении сопла  $\gamma_*$ .

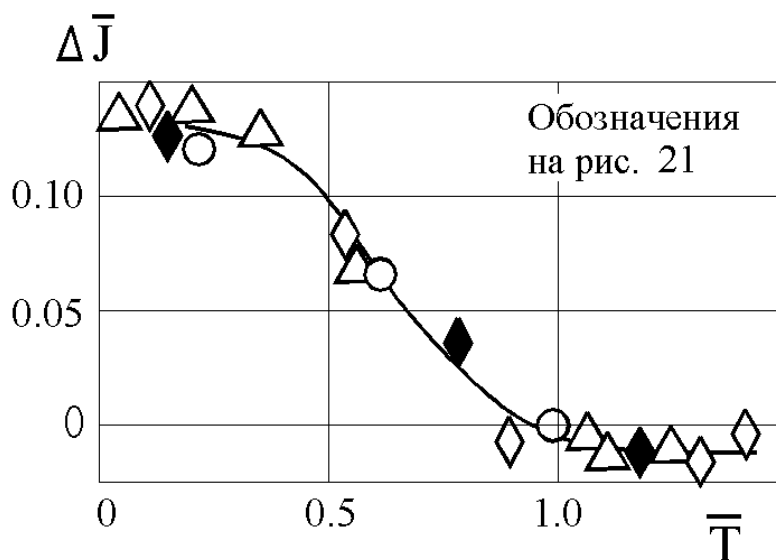


Рис. 23

На рис.23 приведены данные, характеризующие изменение относительного импульса  $\Delta \bar{J} = \bar{J}_\delta - \bar{J}_\gamma$  струй  $\text{CO}_2$  вследствие конденсации газа в зависимости от значения параметра  $\bar{T}$ , см. (23). Здесь:  $\bar{J}_\delta$  - теоретическая величина импульса, определенная по (8) при равновесном значении  $\gamma_*$  и  $M_a = M_a(\bar{F}, \gamma_*)$ ,  $\bar{J}_\gamma$  - экспериментальное значение импульса, рассчитанное по формуле функции, обратной (7).

Можно отметить хорошую сходимость экспериментальных точек в единую зависимость. При  $\bar{T} > 1$ , т.е. при отсутствии конденсации газа в струе, положение экспериментальных данных близки к нулю. Среднее изменение (уменьшение) импульса на границе фазового перехода ( $\bar{T}=0$ ), составляет значение  $\Delta \bar{J} = 0.13 \pm 10\%$ .

Из полученных результатов следует, что изменением параметров  $P_0$  и  $T_0$  можно при фиксированном значении параметра сопла  $\bar{F}$  создавать поле струи  $\text{CO}_2$  с необходимым пространственным распределением плотности [14]. Объем проведенных исследований позволяет рекомендовать полученные результаты для прогнозирования поля течения струи  $\text{CO}_2$  при подготовке экспериментов, моделирующих условия натурального расширения струй.

### 3.4 Динамическое давление на оси струи

Значения динамического давления потока определяется формулой Ньютона

$$P_0^I \approx \rho \cdot V_{\max}^2, \tag{24}$$

которая с использованием формул для плотности газа (12) и максимальной скорости (10) приводится к следующей зависимости, описывающей изменение величины динамического давления вдоль оси струи при  $\bar{x} > 10$ :

$$\frac{P_{0x}^I}{P_0} \approx \frac{0.42}{\bar{F} \cdot \bar{x}^2 \cdot \theta_+^2} \cdot \frac{\gamma}{(\gamma-1)^{0.5}} \quad (25)$$

Эта формула отличается от (12) значением константы и видом слабо меняющегося множителя, содержащего  $\gamma$ .

На установке ВС-3 ИТ СО РАН были проведены две серии экспериментов с измерением величин динамических давлений в струях Ar и CO<sub>2</sub>. Измерения полного давления проводилось трубкой Пито Ø3 мм с датчиками давления ИКД-6ТДа с верхними пределами измерений 10 и 50 мм рт. ст.

В первой серии (табл. 2) были проведены измерения полного давления вдоль продольных осей струй при давлении в барокамере не выше 1 Па. Вторая серия экспериментов была ориентирована на исследование параметров недорасширенных струй (этот вопрос обсуждается во второй части статьи), здесь проводились измерения полного давления в продольных и поперечных сечениях струй. Данные этих экспериментов, полученные на осях струй, используются ниже вместе с результатами первой серии.

Таблица 2

№	Газ	$\bar{F}$	$P_0$ , 10 <sup>-5</sup> Па	$T_0$ , К	$\theta_+$ , град.	$\gamma_{eff}$
1	CO <sub>2</sub>	1	15	600	40	1.25
2	CO <sub>2</sub>	4	30	300	38.5	1.15
3	Ar	1	7.5	600	29.5	1.5
4	Ar	4	7.5	300	28.4	1.3
5	CO <sub>2</sub>	4	4	450	29.2	1.25
6	CO <sub>2</sub>	4	15	600	29.5	1.25
7	CO <sub>2</sub>	4	15	300	29.2	1.3
8	CO <sub>2</sub>	4	15	600	27.2	1.35
9	CO <sub>2</sub>	16	15	300	28.3	1.17
10	CO <sub>2</sub>	16	15	600	23.3	1.25

Полученные экспериментальные данные с удовлетворительной точностью описываются зависимостью (24), в которой используются величины характерных углов полей течений струй  $\theta_+$  и  $\gamma_{eff}$ , рис. 16.

Результаты обобщения полученных экспериментальных данных (Exp. II) приведены на рис. 24 в координатах, определенных видом уравнения (25):

$$\bar{x} = x/r_a \text{ и } K_p = \frac{P_0^I}{P_0} \cdot \frac{\bar{F} \cdot \theta_+^2 \cdot (\gamma-1)^{0.5}}{\gamma} = \frac{0.42}{\bar{x}^2}.$$

В таком же формате на рис. 24 представлены результаты измерений давлений в полях струй модельных сопел и натуральных двигателей, приведенные в работах [19-23].

В [19] проведены измерения  $P_0^I$ , в струях Ar, N<sub>2</sub> и CO<sub>2</sub> в вакуумной камере Chamber A Центра Джонсона НАСА (коническое сопло  $\bar{F}=40$  и  $r_a=11$  мм,  $T_0=300$ К и  $P_0=17 \cdot 10^5$  Па). Условия высокого вакуума (использовалась система гелиевой криогенной откачки) позволили

провести измерения на больших расстояниях от среза сопла  $\bar{x} \sim 1000$ . Одним из результатов этой работы явилась идентичность распределений  $P_0'$  в струях Ar и N<sub>2</sub> (продольных и поперечных), что еще раз подтверждает роль неравновесной конденсации аргона в формировании поля струи.

В [20] приведены результаты измерений  $P_0'$  в струях натурального (LN RCS) и масштабированного (LN RCS 1/10) ЖРД лунного посадочного модуля, полученные в вакуумной камере Chamber В Центра Джонсона. Здесь диапазон расстояний от среза сопла был ограничен значениями  $\bar{x} = 8-60$ .

Результаты измерений  $P_0'$  в струе основного двигателя управления ориентацией (PRCS) ОК «Шаттл» получены в Chamber В при  $\bar{x} = 9.2$  [21] и в натурном эксперименте SPIFEX [22] для расстояний  $\bar{x} \sim 125, 150, 200$ .

В диапазоне  $\bar{x} = 8-30$  провел диагностику струи за соплом ERNO 0.5 ( $\bar{F} = 63$ ) L. Genkin [23].

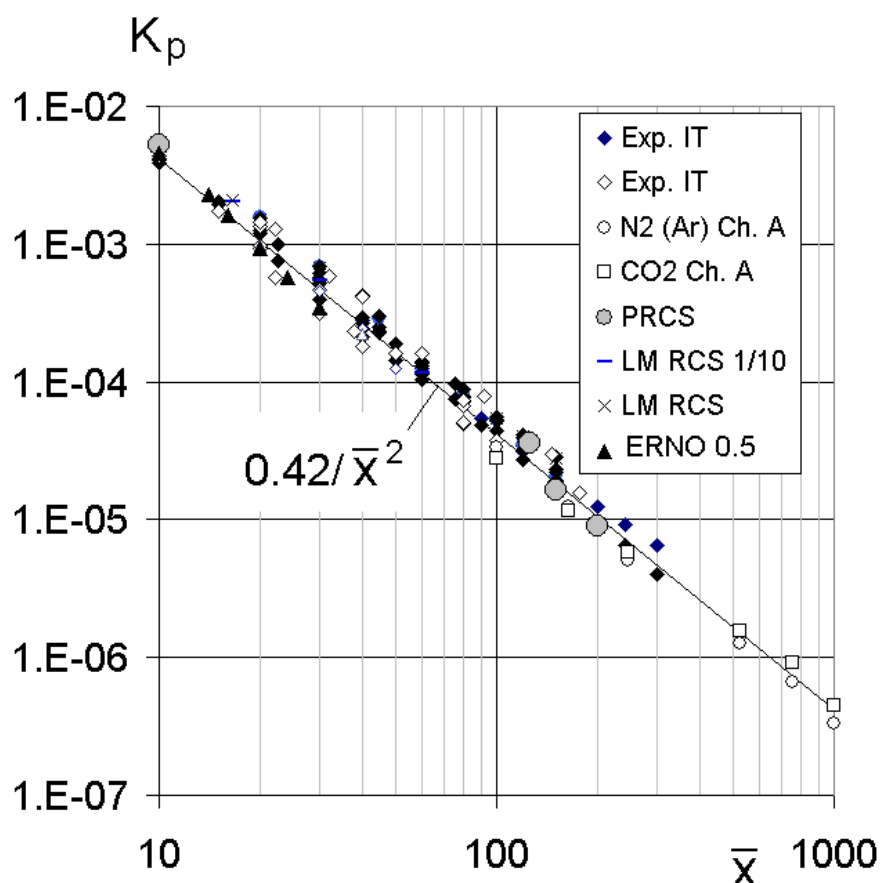


Рис. 24 Сопоставление экспериментальных данных и теоретической зависимости изменения динамического давления газа вдоль оси струи.

Можно отметить, что разброс данных, полученных в экспериментах с простыми газами и с натурными двигателями, от теоретической зависимости  $K_p = 0.42/\bar{x}^2$  не превышает  $\sim 30\%$ .

## 4 Заключение

Проведены теоретические, численные и экспериментальные исследования параметров течения в струях идеального и реальных газов, истекающих из сверхзвуковых сопел в вакуум.

Показано, что параметром подобия для данного класса струй является значение относительного импульса газа на срезе сопла.

По результатам экспериментальных исследований определены свойства струй реальных газов  $Ar$ ,  $N_2$  и  $CO_2$  с точки зрения их использования для моделирования воздействия струй натуральных ракетных двигателей на элементы космических аппаратов.

В дальнейшем развитые подходы были использованы при разработке моделей расчета параметров течения составных струй, возникающих при истечении из четырех [24] и двухсопловых [25] компоновок тормозных двигателей, расположенных около космического аппарата, а также при проведении модельных исследований выброса капельных фракций продуктов неполного сгорания из сопел двигателей Международной космической станции и анализе результатов космического эксперимента «Кромка-1» [26, 27].

## Литература

1. Dettleff G. Plume Flow and Plume Impingement in Space Technology. U.S. Gov. Prog. Aerospace Sci. Vol. 28, pp1-71, 1991.
2. Roberts L. The Action of a Supersonic Jet on a Dust Layer. IAS Paper N50, 1963.
3. Жохов В.А., Хомутский А.А. Атлас сверхзвуковых течений свободно расширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметричного сопла. Труды ЦАГИ, вып.1224, 1970.
4. Лейтес Е.А. Распределение плотностей в дальнем поле сверхзвуковой струи, истекающей в вакуум. Труды ЦАГИ, вып. 1672, 1975.
5. Albini. F.A. Approximate computation of underexpanded jet structure, AIAA J. 3(8). P.1535-1537. 1965.
6. Lengrand. J.C, Allegre J. and Raffin M. Experimental investigation of underexpanded exhaust plumes, AIAA J., 14(5). P. 692-694. 1976.
7. Герасимов Ю.И. Параметры подобия в задаче о взаимодействии свободно расширяющейся струи с пластиной. Изв. АН СССР, МЖГ, N2, 1981, с.169-173.
8. Boynton, F.P. Exhaust plumes from nozzles with wall boundary layers, J. Spacecraft Rockets, 5 (10). P. 1143-1147. 1968.
9. Simons, G.A. Effect of nozzle boundary layers on rocket exhaust plumes, AIAA J. 10 (11). P. 1534-1535. 1972.
10. Бочкарев А.А., Великанов Е.Г., Ребров А.К. и др. Газодинамические установки низкой плотности. В кн. "Экспериментальные методы в динамике разреженных газов", ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1974.
11. Приходько В.Г., Храмов Г.А., Ярыгин В.Н. Крупномасштабная криогенно-вакуумная установка для исследования газодинамических процессов. ПТЭ. 1996. № 2. С. 162 – 164.
12. Кузнецов Л.И., Ярыгин В.Н. Применение тормозного и характеристического рентгеновского излучения, возбужденного электронным пучком, для измерения плотности разреженного газа и плазмы. В кн. "Экспериментальные методы в динамике разреженных газов", ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1974.
13. Косинов В.А., Кузнецов Л.И., Шарафутдинов Р.Г. Экспериментальная техника электронно-пучковой диагностики. В кн. "Экспериментальные методы в динамике разреженных газов", ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1974.
14. Герасимов Ю.И., Палопеженцев С.А. Исследование струйного расширения газов при наличии конденсации. Вопросы подобия. В сб. Течение разреженного газа с неравновесными физико-химическими процессами: Труды VIII Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов, М., сент. 1985. М., 1987. с.25-30.

15. Проккоев В.В., Ребров А.К., Ярыгин В.Н. Газодинамические аспекты влияния неравновесности на свободное расширение углекислого газа. В кн. Динамика разреженного газа, Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1976, с.134-149.
16. Востриков А.А., Куснер Ю.С., Семячкин Б.Е. Исследование конденсации CO<sub>2</sub> методом молекулярного пучка. В кн. Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена. Изд. ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1976, с.99-105.
17. Hagena O.F. Nucleation and Growth of Clusters in Expanding Nozzle Flows. *Surface Science* 106 (1981) p.101-116. North-Holland Publishing Company.
18. Герасимов Ю.И., Горчакова Н.Г., Палопеженцев С.А., Ярыгин В.Н. Моделирование в вакуумных камерах параметров течения струй большой нерасчетности. Тезисы докл. IX Всесоюзн. конф. по динам. разреж. газов. Свердловск, 1987: Труды IX Всесоюзн. конф. по динам. разреж. газов, т. II, 1988, с. 144-151.
19. Fitzgerald S.M., Rosh A.A., Bouslog S.A. and others. Far Field Plume Characterization Testing in Support of Space Station Plume Impingement Methodology Validation. AIAA 94-2636. 1994.
20. Krewski T.M., Osonitsch C.W., Lacinski T.L. Comparison of Full- and Sub-scale Plume Impingement Tests in a Vacuum. AIAA Paper N256, 1971.
21. Stuart Ph.C. PRCS Computational Fluid Dynamics Calculations. Report on MIR/Shuttle working group, JSC. August 1994.
22. A.R. Rocha. Shuttle Plume Impingement Flight Experiment (SPIFEX). SPIFEX-LMS Report #2. Summary of Measured Plume Forces and Moments. SPIFEX-LMS-94-R02. JSC.Nov.1994
23. L. Genkin, M. Baer, J. Falcovits. Analytic Approximation to Small Plumes at Intermediate Range. AIAA-95-2135.
24. Gerasimov Yu.I., Krylov A.N., Yarygin V.N. Structure and Gas Parameters of Plume Expiring in Vacuum from Four Nozzles, Located Around of The Space Vehicle Case. XXV International Symposium on Rarefied Gas Dynamics (RGD25), St. Petersburg, 2006. Proceedings of 25<sup>th</sup> RGD, Novosibirsk. 2007. p. 610-615.
25. Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н., Крылов А.Н., Сагдуллин Б.А. Моделирование структуры течения в составной струе за двумя двигателями, расположенными около корпуса космического аппарата. Теплофизика и Аэромеханика. 2009. Т.16, №4. с. 395-404.
26. Gerasimov Yu.I., Krylov A.N., Yarygin I.V. and others. Modelling of Processes of External Contamination of International Space Station by Jets of Orientation Thrusters. XXV International Symposium on Rarefied Gas Dynamics (RGD25), St. Petersburg, 2006. Proceedings of 25<sup>th</sup> RGD, Novosibirsk. 2007. p. 598-603.
27. Yarygin V., Gerasimov Yu., Krylov A., Prikhodko V., Yarygin I. Experimental Study of the International Space Station Contamination by Its Orientation Thrusters Jets. *Microgravity Science and Technology*. 2011. Vol.23, Suppl.1. p. 15-23.

Статья поступила в редакцию 4 мая 2012 г.