

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ, РАЗМЕРА И ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО ДИАМЕТРАМ В ДВУХФАЗНОЙ СТРУЕ

А. Л. ЛЕВИН, Г. Е. СТАРЧЕНКО

(Москва)

Рассматривается способ одновременного определения размера и скорости частиц в сверхзвуковой двухфазной светящейся струе, состоящей из газовой фазы и частиц. Струя подвергается внешнему поперечному обдуву гиперзвуковым газовым потоком на двух режимах, под действием которого она разделяется на газовую фазу и поток частиц. Траектории частиц определялись путем фотографирования. Сравнение теоретически рассчитанных траекторий с экспериментальными позволяет определить диаметр и скорость частиц. Функция распределения частиц по диаметрам находилась по интенсивности излучаемого потоком частиц света.

Известны следующие способы измерения размера и скорости частиц: способ отбора частиц в емкость из потока с последующим фотографированием их под микроскопом или просеиванием частиц через набор сит с различными размерами ячеек [1]; оптический способ [2], состоящий в измерении распределения интенсивности рассеянного на частицах света от внешнего монохроматического источника, интенсивность рассеянного света которого зависит от размера частиц.

Для измерения скорости частиц в работе [3] применяли времяпролетный метод, состоящий в регистрации времени движения меток, в качестве которых используются неоднородности, существующие в двухфазной струе, состоящей из газового потока и жидких частиц. Неоднородности, возникающие за счет турбулентного движения газовой фазы, фиксируются по флуктуациям рассеиваемого на частицах света от внешнего источника путем фотографирования этих неоднородностей в двух сечениях, находящихся друг от друга на известном расстоянии.

1. Предлагаемый метод определения скорости и размера частиц заключается в следующем. Движущиеся частицы поперечно первоначальному направлению их движения обдуваются внешним, химически не реагирующим с частицами газовым потоком с известными газодинамическими параметрами на двух режимах, отличающихся динамическими напорами, что позволяет определить диаметр частицы D и ее скорость v_0 . Считается, что частица имеет скорость v_0 в той же точке пространства, где она начинает взаимодействовать с внешним невозмущенным потоком. Эта точка, параметры частиц в которой называются ниже начальными и обозначаются индексом «0», берется за начало отсчета системы координат с осями x и y , направленными соответственно вдоль и поперек внешнего потока, причем направления оси y и скорости v_0 совпадают, но противоположны ускорению силы тяжести g . Сравнение теоретического расчета траекторий частицы, вычисленных в зависимости от их диаметра и начальной скорости для двух режимов внешнего потока, с экспериментальными траекториями частицы для тех же режимов позволяет найти ее диаметр и начальную скорость. Данный способ применим к светящимся, например раскаленным, частицам, так как их траектории определялись с помощью фотографирования.

В предположении, что влияние частиц на внешний газовый поток пренебрежимо мало и что температура внутри частиц устанавливается мгновенно в силу их малости, движение сферической частицы постоянного

диаметра D и ее температуру T можно описать следующей системой уравнений в безразмерном виде:

$$\frac{du}{dt} = \frac{(u_g - u)c_D \text{Re}}{24}, \quad \frac{dv}{dt} = \frac{(v_g - v)c_D \text{Re}}{24} - g$$

$$\frac{dx}{dt} = u, \quad \frac{dy}{dt} = v, \quad \frac{dT}{dt} = -6A(T - T_e) - 6LT^4$$

Масштабами для компонент скорости частицы u , v и газового потока u_g , v_g соответственно по осям x и y , времени t , ускорения силы тяжести g , линейных размеров x и y и температуры выбранны соответствующим величинами v_0 , $t_* = \rho D^2 / (18\mu)$, v_0/t_* , $v_0 t_*$ и начальная температура частиц T_0 . Здесь ρ — плотность частицы, μ — вязкость внешнего потока. В конвективном члене уравнения энергии использовалась температура восстановления $T_e = (1 + 1/r)(\gamma - 1)M^2 T_g / T_0$, где коэффициент $r = 2\gamma(\gamma + 1)$ согласно [4], T_g — статическая температура газового потока.

Безразмерные величины $A = \alpha t_* / (\rho D c)$ и $L = \epsilon \sigma T_0^3 t_* / (\rho D c)$ характеризуют скорость охлаждения частицы за счет конвективного теплообмена и излучения соответственно. Здесь c — теплоемкость частицы, α — коэффициент теплоотдачи, ϵ — степень черноты частицы, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12}$ вт · см⁻² · град⁻⁴ — постоянная Стефана — Больцмана.

Коэффициент сопротивления частиц $c_D = f(\text{Re}, M, T, c_{DH})$ брался из [5]. Здесь c_{DH} — коэффициент сопротивления для несжимаемого потока [6], Re и M — числа Рейнольдса и Маха

$$c_{DH} = \frac{24(1 + 0.15\text{Re}^{0.687})}{\text{Re}}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_g D v_0 \sqrt{(u_g - u)^2 + (v_g - v)^2}}{\mu}$$

$$M^2 = v_0^2 \frac{(u_g - u)^2 + (v_g - v)^2}{\gamma k T_g / m}$$

где ρ_g , m и γ — плотность, молекулярный вес и отношение теплоемкостей для внешнего газового потока соответственно, k — постоянная Больцмана.

Коэффициент теплообмена α вычислялся с учетом разреженности, сжимаемости и инерционности согласно следующему выражению для числа Нуссельта [6]:

$$\text{Nu} = \frac{\text{Nu}^0}{1 + 3.42M\text{Nu}^0 / (\text{RePr})}, \quad \text{Nu}^0 = 2 + 0.459\text{Re}^{0.55}\text{Pr}^{0.33},$$

$$\text{Nu} = \frac{\alpha D}{\lambda}, \quad \text{Pr} = \frac{\mu c_g}{\lambda}$$

где Pr — число Прандтля, c_g , λ — теплоемкость при постоянном давлении и теплопроводность потока.

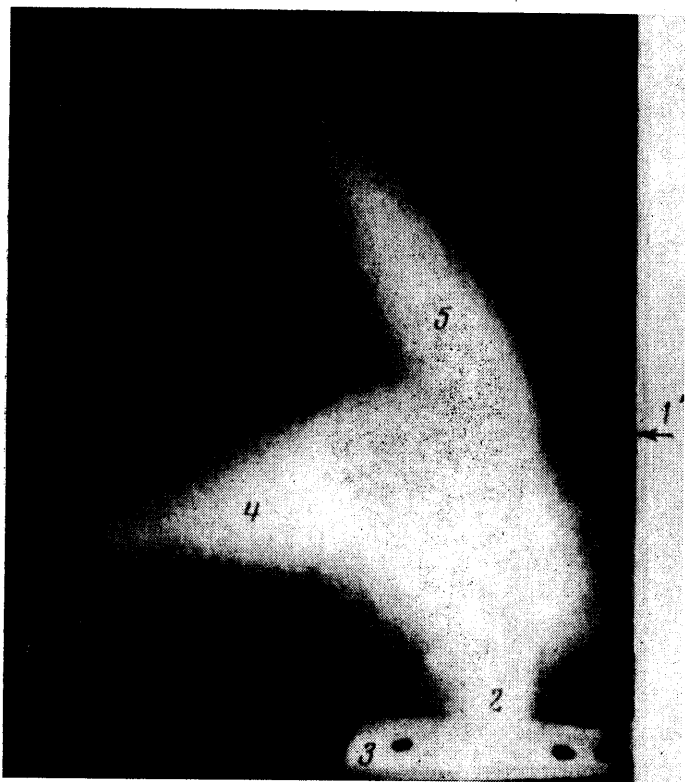
Система (1.1) интегрировалась численно методом Рунге — Кутты при следующих начальных условиях ($t=0$): $u=0$, $v=1$, $x=0$, $y=0$, $T=1$.

2. Описанная выше методика была применена для определения размера и скорости частиц в двухфазной струе, состоящей из газовой фазы и частиц. Картина взаимодействия внешнего гиперзвукового воздушного потока 1 с двухфазной струей 2 показана на фиг. 1, полученной с помощью киносъемки аппаратом АКС-2 со скоростью 48 кадров в секунду на пленку КН-4. Струя 2 истекает из сверхзвукового сопла источника 3 при горении в нем заряда, составленного на основе селитр без добавления окиси алюминия. Источник 3 находится вне потока 1, под действием которого двухфазная струя разделяется на газовую фазу 4 и поток частиц 5.

Параметры режимов гиперзвукового потока 1 представлены ниже:

Режим	u_g , м/сек	ρ_g , кг/м ³	T_g , °K	T_0 , °K
1	1910	$3 \cdot 10^{-3}$	81	2000
2	2450	$1.2 \cdot 10^{-3}$	150	2000

Фигура 1 соответствует первому режиму. Для второго режима картина взаимодействия струй аналогична фиг. 1, только поток частиц меньше смещен вниз по потоку 1 относительно источника 3, так как динамический напор потока 1 для режима 2 меньше, чем для режима 1. Смещение потоков частиц показано на фиг. 2 кривыми 1 и 2, соответствующими режи-



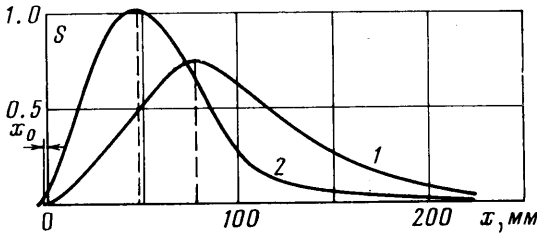
Фиг. 1

мам 1 и 2. По вертикальной оси на фиг. 2 отложено почернение пленки S , снятое с помощью микрофотометра МФ-4 и характеризующее излучение вдоль x бесконечно тонкого по оси y слоя частиц при $y=y_0=150$ мм. В силу стабильности работы источника двухфазной струи от запуска к запуску кривые 1 и 2 на фиг. 2 получены для двух разных его пусков в один и тот же момент времени, отсчитываемый от начала работы источника.

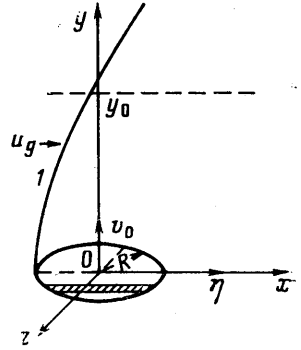
Начало системы координат x, y взято в точке разделения двухфазной струи, причем центр сопла источника проектируется на ось x в точку $x=0$. При таком выборе начала системы координат можно считать, что частицы начинают взаимодействовать с невозмущенным внешним газовым потоком 1 в точке $x=0, y=0$, так как вблизи этой точки происходит выход частиц из ударной волны, возникающей при взаимодействии потоков [7].

Температура частиц T_0 около этой точки определялась по излучаемому ими сплошному спектру с помощью спектрографа СП-51 и принималась равной 2000°K .

В работе [6] показано, что разброс частиц по скоростям в двухфазной струе на выходе из сверхзвукового сопла слабо зависит от их диаметра и составляет, например, 15% для частиц, диаметры которых лежат в диапа-



Фиг. 2



Фиг. 3

зоне от $2 \cdot 10^{-4}$ до $10 \cdot 10^{-4}$ см, поэтому начальные скорости всех частиц принимались одинаковыми и равными v_0 . Вязкость внешнего потока вычислялась по формуле Сюзерленда

$$\mu = \mu_* (T_g/T_*)^{3/2} (T_* + 117) / (T_g + 117)$$

в которой полагалось $\mu_* = 1.242 \cdot 10^{-5}$ н·сек·м⁻², $T_* = 185^\circ \text{K}$. Другие величины, упомянутые в п. 1 и необходимые при расчетах, имели следующие числовые значения: $\gamma = 1.4$, $\text{Pr} = 0.737$, $c_g = 1.013 \cdot 10^3$ дж/(кг·град), $\rho = 2.1 \cdot 10^3$ кг/м³; $c = 1.423 \cdot 10^3$ дж/(кг·град); $\varepsilon = 0.35$.

Решение системы (1.1) с приведенными выше начальными условиями позволяет получить на плоскости D, v_0 две кривые. Первая кривая соответствует первому режиму и дает зависимость между D и v_0 для частиц, проходящих через одну и ту же точку пространства с координатами $x = 78$ мм, $y = 150$ мм; вторая кривая соответствует второму режиму и дает аналогичную зависимость для точки пространства $x = 48$ мм, $y = 150$ мм. Эти выбранные точки являются координатами максимумов излучения на фиг. 2. Пересечение первой и второй кривых на плоскости D, v_0 дает искомые величины для диаметра и скорости частиц: $D_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ см, $v_0 = 660$ м/сек.

Так как скорости частиц считались одинаковыми, то $v_0 = 660$ м/сек — это их скорость в точке пространства, где частицы начинают взаимодействовать с невозмущенным внешним потоком. Полученный описанным выше способом диаметр частиц $D = 4 \cdot 10^{-4}$ см является, согласно [6], средним обобщенным диаметром типа

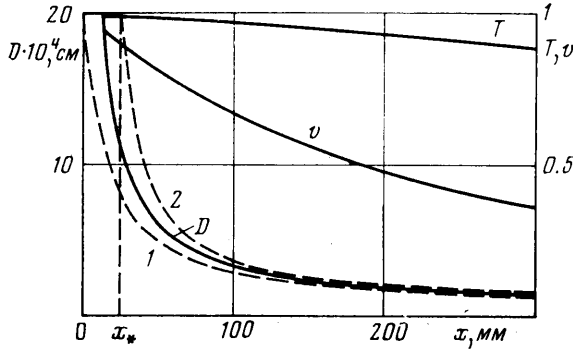
$$(2.1) \quad D_{mn} = \left(\int_0^{D_{\max}} f(D) D^m dD / \int_0^{D_{\max}} f(D) D^n dD \right)^{1/(m-n)}$$

для его вычисления необходимо знать функцию распределения частиц по диаметрам $f(D)$, максимальный размер которых равен D_{\max} .

3. Рассматривается поток частиц из отверстия радиуса R с местной системой координат η, z , ось η которой совпадает с осью x (фиг. 3). Под действием внешнего однородного газового потока, влиянием частиц на который пренебрегается, происходит сепарация по диаметрам, так как их диаметры изменяются в широком диапазоне от 0 до D_{\max} , а начальные ско-

рости в выходном отверстии, направленные по оси y при $y=0$, можно принять одинаковыми и равными v_0 , как было показано выше. Считается, что суммарная по всем диаметрам плотность частиц постоянна по отверстию и равна n_0 .

Кривая 1 (фиг. 3) является границей потока частиц и описывает траекторию частицы $D(x, \eta, y) = \psi(x - \eta, y)$ с $D = D_{\max}$, вылетающей из точки $\eta = -R, z = 0$ выходного отверстия. Величина D_{\max} определяется уравне-



Фиг. 4

нием $D_{\max} = \psi(x_0 + R, y_0)$, где x_0 — точка, в которой почернение пленки S , снятое при $y = y_0$, равно нулю (см. кривую 1 на фиг. 2). Линия $y = y_0$ показана на фиг. 3 штриховой линией. Согласно расчетам (см. п. 2), $D_{\max} = 20 \cdot 10^{-4}$ см для взятых из эксперимента величин $x_0 = -1$ мм, $q_0 = 150$ мм, $R = 13$ мм. Здесь радиус потока частиц R брался в точке разделения двухфазной струи на поток частиц и газовую фазу (см. фиг. 1).

Для нахождения функции распределения частиц по диаметрам на выходе из отверстия использовалась кривая 1 (фиг. 2), которая соответствует более полной сепарации частиц по сравнению с кривой 2. Функция $f(D)$ позволяет следующим образом записать плотность частиц с диаметрами от D до $D + dD$ в любой точке выходного отверстия:

$$(3.1) \quad dn = n_0 f(D) dD, \quad \int_0^{D_{\max}} f(D) dD = 1$$

О степени разделения частиц под действием внешнего потока в первом режиме можно судить по фиг. 4, на которой сплошными линиями показаны зависимости

$$D(x, \eta) = D(x - \eta), \quad T(x, \eta) = T(D(x, \eta)), \quad v(x, \eta) = v(D(x, \eta))$$

для $\eta = 0$ и $y = y_0 = 150$ мм, которые в дальнейшем обозначаются $D(x)$, $T(x)$, $v(x)$. Линии 1 и 2 описываются соответственно уравнениями

$$(3.2) \quad D^*(x, z) = \psi(x + \sqrt{R^2 - z^2}, y_0), \quad D_*(x, z) = \psi(x - \sqrt{R^2 - z^2}, y_0)$$

при $z = 0$, т. е. точку пространства с координатами x, y_0, z пересекают частицы, диаметры которых находятся в пределах $D^*(x, z) \leq D \leq D_*(x, z)$. При возрастании z по абсолютной величине кривые (3.2) сближаются и при $|z| = R$ сливаются с кривой $D(x)$ на фиг. 4. Расчет этих зависимостей проводился согласно п. 2.

Почернение пленки $S(x)$, показанное кривой 1 на фиг. 2, было пересчитано на световой поток $I(x)$ с помощью градуировочной кривой, которая получилась подобной кривым, приведенным в [9]. Градуировка была

проведена при использовании лампы СИ8-200у. Для получения малых световых потоков перед объективом кинокамеры АКС-2 помещались нейтральные ослабляющие светофильтры.

С другой стороны, распределение интенсивности света, излучаемого единицей видимой поверхности потока частиц, записывается следующим образом:

$$(3.3) \quad I(x) = n_0 \frac{\pi \varepsilon \sigma T_0^4}{4} \int_{-R}^R \int_{D^*(x,z)}^{D_*(x,z)} T^4(D(x, \eta)) D^2(x, \eta) F(D(x, \eta), x, y_0) dD dz$$

где $D^*(x, z)$ и $D_*(x, z)$ определяются выражениями (3.2); $F(D, x, y_0)$ — функция распределения частиц по диаметрам, с помощью которой плотность частиц с диаметрами от D до $D+dD$ в точке x, y_0 пространства записывается следующим образом:

$$(3.4) \quad dn(x, y_0) = n_0 F(D, x, y_0) dD$$

Выражение (3.3) проинтегрировано по z , так как на фотопленку попадает излучение, усредненное вдоль оси z . При выводе (3.3) предполагалось, что излучение свободно выходит из потока частиц вдоль оси z в силу малой толщины потока ($2R=26$ мм) и небольшой плотности частиц, равной $\sim 10^5$ см $^{-3}$, как показано ниже.

При слабой зависимости температуры частиц от их диаметра для $x = \text{const}$ и выполнении условия

$$(3.5) \quad D_*(x, z)/D(x) - 1 \sim \delta$$

где величина δ мала по сравнению с единицей, функции $T^4(D(x, \eta))$ и $D^2(x, \eta)$ в (3.3) можно вынести за знак интеграла при $\eta=0$ и записать в виде

$$(3.6) \quad I(x) = n_0 \frac{\pi \varepsilon \sigma T_0^4}{4} T^4(x) D^2(x) \int_{-R}^R \int_{D^*}^{D_*} F(D, x, y_0) dD dz$$

Для вычисления интеграла в (3.6) составляется уравнение, в котором расход частиц через площадку $dx dz$ с координатами x, y_0, z для $x \geq x_*$ приравнивается расходу тех же частиц через площадь $2\sqrt{R^2 - z^2} dz$ отверстия, которая заштрихована на фиг. 3. Здесь x_* — это такое предельное значение координаты, что в любую точку пространства при $x \geq x_*$ попадают частицы со всей площади отверстия радиуса R , а при $x_* - R \leq x < x_*$ — только с части отверстия

$$(3.7) \quad \begin{aligned} |\eta| \leq \sqrt{R^2 - z^2}, \quad z_1(x) \leq |z| \leq R, \quad z_1(x) = \sqrt{R^2 - (R - (x_* - x))^2} \\ -\sqrt{R^2 - z^2} \leq \eta \leq R - (x_* - x), \quad |z| \leq z_1(x) \end{aligned}$$

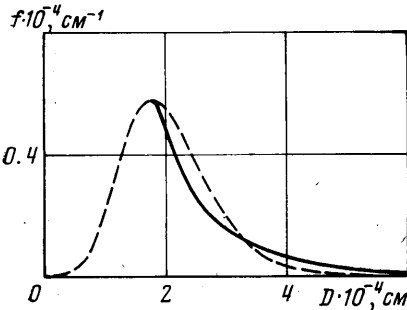
Здесь нижний предел $(x_* - R)$, ограничивающий область допустимых значений x , определяется тем условием, что функции, выносимые из-под знаков интегралов, относятся к частицам, вылетающим из точек отверстия с координатой $\eta=0$. Величина x_* показана на фиг. 4 и в экспериментах была равна 25 мм.

Таким образом, уравнение расхода с учетом (3.1) и (3.4) имеет вид

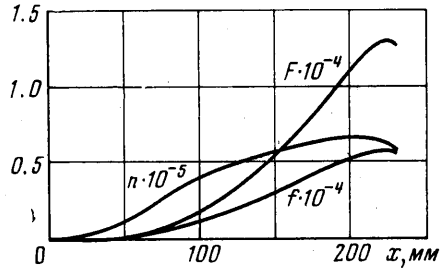
$$(3.8) \quad \left(\int_{D^*}^{D_*} v(D(x)) n_0 F(D, x, y_0) dD \right) dz dx = \\ = - \left(\int n_0 f(D(x, \eta)) D_{x'}'(x, \eta) d\eta \right) dz dx$$

где интегрирование по η производится или по всему отверстию, или по области (3.7) в зависимости от x .

Знак «минус» в правой части (3.8) берется потому, что количество частиц с диаметром от D до $D+dD$ всегда положительно, а $D_x'(x, \eta) < 0$. При выполнении условия (3.5) функции $v(D(x))$, $f(D(x, \eta))$ и $D_x'(x, \eta)$



Фиг. 5



Фиг. 6

при $\eta=0$ можно вынести за знак интеграла в выражении (3.8), которое после интегрирования по z принимает вид

$$(3.9) \quad \int_{-R}^R \int_{D_1}^{D_2} F(D, x, y_0) dD dz = -(1-\xi(x)) \pi R^2 D_x'(x) f(D(x)) / v(x)$$

$$\pi \xi(x) = \begin{cases} -[1 - (x-x)/R] z_1(x)/R + \arcsin(z_1(x)/R), & x-R \leq x \leq x. \\ 0 & x \geq x. \end{cases}$$

где $D_x'(x)$ — производная по x функции $D(x)$, приведенной на фиг. 4.

После подстановки (3.9) в (3.6) для функции распределения частиц по диаметрам в выходном отверстии получается выражение

$$(3.10) \quad n_0 f(D) = \frac{4}{\pi^2 R^2 \epsilon \sigma T_0^4} \frac{I(x) v(x)}{D^2(x) T^4(x)} \frac{1}{D_x'(x)} \frac{1}{1-\xi(x)}$$

Функцию (3.10) получить при $0 < D < D_M$ не удалось из-за слабой светимости частиц этих диаметров, для которых она заменялась аппроксимирующей функцией

$$(3.11) \quad n_0 f_a(D) = AD^7 \exp(-7D/D_M)$$

где коэффициент $A = 3.55 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-11}$ получается из условия равенства выражений (3.10) и (3.11) при $D = D_M = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Функция $n_0 f(D)$, определяемая зависимостями (3.10) и (3.11), которые представлены соответственно сплошной и штриховой линиями на фиг. 5, при нормировке позволяет получить суммарную по всем диаметрам концентрацию частиц $n_0 = 3.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Величина n_0 определялась и другим способом, заключающимся в измерении массового количества частиц G , улавливаемых за время τ ловушкой, которая размещалась на пути частиц 5 вне потока 1 (фиг. 1)

$$(3.12) \quad n_0 = \frac{6G}{\pi^2 R^2 \rho v_0 \tau} \int_{D_1}^{D_{\max}} D^3 f(D) dD$$

Здесь функция $f(D)$ определялась из (3.10). Размеры ловушки и ее местоположение были таковы, что в нее попадали частицы с диаметрами от $D_1 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ до $D_{\max} = 20 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Согласно (3.12), при $G = 6.1 \text{ г}$ и $\tau =$

$= 2.5$ сек получается величина $n_0 = 3.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, которая хорошо согласуется с концентрацией $n_0 = 3.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, полученной выше.

При использовании величины $n_0 = 3.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и функции распределения $f(D)$ был рассчитан полный расход частиц за время τ

$$G_n = \frac{1}{6} \pi^2 R^2 \rho v_0 \tau n_0 \int_0^{D_{\max}} D^3 f(D) dD$$

который оказался равным 8,2 г и составлял 10% от общего расхода двухфазной струи.

Согласно (3.8) и (3.9), при выполнении условия (3.5) можно легко вычислить плотность частиц в потоке для $y = \text{const}$ и сравнить функцию $F(x)$ с $f(D(x))$ по формулам

$$n(x, z) = -2\sqrt{R^2 - z^2} D_x'(x) n_0 f(D(x)) / v(x), \quad x \geq x. \quad (3.13)$$

$$F(x) = -\frac{(1 - \xi(x)) \pi R^2 D_x'(x) f(D(x))}{v(x) I(x)}, \quad I(x) = \int_{-R}^R (D_- - D^*) dz$$

где интеграл $I(x)$ вычисляется согласно п. 2. Например, величина $D_- - D^*$ при $z=0$ равна расстоянию по вертикали между кривыми 1 и 2 на фиг. 4. Из (3.13) видно, что плотность имеет максимум при $z=0$. В области (3.7) плотность частиц также легко получается из выражения (3.8). Функции $n(x)$, $F(x)$ и $f(D(x))$ для $y=y_0$, $z=0$ изображены на фиг. 6 соответственно в см^{-3} , см^{-1} и см^{-1} .

Как показали расчеты согласно (2.1) с использованием полученной выше функции распределения, определенный в п. 2 диаметр частиц $D_0 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ находится между средними обобщенными диаметрами типа $D_{32} = 3.9 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ и $D_{43} = 6.2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, где диаметр D_{32} , согласно [8], характеризует частицы, излучающие энергию с длиной волны меньше размера частиц, а диаметр D_{43} называется среднemasсовым диаметром, так как масса частиц в единице объема пропорциональна $D^3 f(D)$. Однако по величине диаметр D_0 более близок к среднему диаметру D_{32} .

Авторы выражают благодарность Т. А. Дендяевой и Л. П. Куликовой за проведение расчетов.

Поступила 26 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Бондарюк М. М., Ильязенко С. М. Прямочные воздушно-реактивные двигатели. М., Оборонгиз, 1958.
2. Шифрин К. С., Колмаков И. Б. Вычисление спектра размеров частиц по текущим и интегральным значениям индикатрисы в области малых углов. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1967, т. 3, № 12.
3. Циклаури Г. В., Батенин В. М., Климовский И. И., Шанин В. К. Определение скорости движения капель двухфазного потока времяпролетным методом. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 4.
4. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
5. Crowe С. Т. Drag coefficient of particles in a rocket nozzle. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 5. (Рус. перев.: Коэффициент сопротивления для частиц в реактивном сопле. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 5).
6. Carlson D. J., Hoglund R. F. Particle drag and heat transfer in rocket nozzles. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 11. (Рус. перев.: Сопротивление и теплоотдача частиц в соплах ракетных двигателей. Ракетная техника и космонавтика, 1964, т. 2, № 11.)
7. Глаголева А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание струйного газообразного препятствия на пластине сверхзвуковым потоком. Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 3.
8. Dobbins R. A., Strand L. D. A comparison of two methods of measuring particle size of Al_2O_3 produced by a small rocket motor. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No. 9. (Рус. перев.: Сравнение результатов двух методов определения размеров частиц Al_2O_3 в продуктах сгорания небольшого ракетного двигателя. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 9.)
9. Горозовский Ю. Н., Баранова В. П. Свойства черно-белых фотографических пленок. М., «Наука», 1970.