

чей. Необходимо отметить, что исследование характеристик  $A_S$  и  $\epsilon$  образцов покрытий как функций трех составляющих является само по себе интересной с практической точки зрения задачей. Получение "чистого" потока частиц (без сопутствующих загрязняющих веществ) требует другого ускорителя, на что и направлены в настоящее время основные усилия.

Другим источником пылевых частиц является электростатический ускоритель, который совместно с инжектором успешно используется в экспериментах по моделированию микрометеоритной пыли.

Как было показано выше, такой ускоритель является сложным устройством. Однако ускоритель такого типа является удобным инструментом для моделирования микрометеоритной пыли. Контроль параметров частиц может осуществляться индивидуально, при высокой степени разрежения.

С помощью ускорителя электростатического типа проведены эксперименты с терморегулирующими покрытиями на основе  $ZrO_2$ .

УДК 669.713

## МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ИСТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА ИЗ МОДУЛЯ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ

Ананьин А. А., Воронов К. Е., Занин А. Н.

Задачу определения параметров канала и струи, инициируемых разгерметизацией или пробоем обшивки КА твердыми частицами можно разбить на следующие этапы:

- 1) Условия истечения газа.
- 2) Расчет потока газа через различные типы отверстий без учета структуры потока
- 3) Определение параметров внутриканального потока газа.
- 4) Распространение звука в обшивке КА.
- 5) Определение параметров струи, истекающей из канала.

### 1. Условия истечения газа.

Течение в канале может быть турбулентным, переходным или ламинарным.

Развитая турбулентность в канале будет иметь место при числах Рейнольдса  $Re > 10000$ . Скорость потока  $u$  [м/с] в этом случае рассчитывается по формуле:

$$u = \sqrt{2 \frac{\chi}{\chi - 1} \frac{RT}{M} \left[ 1 - \left( p/p_0 \right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \right]}, \quad (1)$$

где  $\chi = C_{v, const} / C_{p, const}$  — отношение удельных теплоемкостей газа, для воздуха  $\chi = 1,4$ ;  $R$  — универсальная газовая постоянная [Дж·К<sup>-1</sup>·моль<sup>-1</sup>];  $T$

— температура газа [К];  $M$  — молекулярная масса газа [кг/моль], для воздуха  $M = 28,98 \cdot 10^{-3}$  кг/моль;  $p$  — давление за обшивкой КА [Па];  $p_0$  — давление воздуха внутри КА [Па].

Для  $Re < 2300$  течение газа в канале ламинарное. В случае ламинарного течения на стенки канала будет воздействовать некая постоянная сила  $F$ . В этом случае колебания в обшивке КА не возникают. Средняя скорость потока в этом случае рассчитывается по формуле [2/

$$u = \sqrt{\frac{8}{\pi} \cdot \frac{RT}{M}} \quad (2)$$

В случае, когда диаметр канала  $d$  много меньше его длины  $L$  ( $d \leq L/50$ ), будет иметь место капиллярное течение газа. Колебания внутри обшивки КА, в этом случае также не возбуждаются. Средняя скорость потока при капиллярном течении газа рассчитывается по формуле [2/

$$u = \frac{p_0 - p}{8\mu L} d^2, \quad (3)$$

где  $\mu$  — динамический коэффициент вязкости [кг·м<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>];  $L$  — длина канала [м], равная толщине обшивки КА.

Аналогичная ситуация возникает при  $L$  много меньше  $d$  ( $L \leq 1/5d$ ). В этом случае турбулентность не оказывает значительного воздействия на стенки канала, поскольку она просто не успевает образоваться [5/.

Таким образом, параметры турбулентности в канале и распространение звуковых колебаний в обшивке КА будем определять для отверстий диаметром  $0,1 \cdot 10^{-3}$  —  $0,4 \cdot 10^{-3}$  м при давлении внутри КА порядка  $10^5$  Па.

2. Расчет потока газа через различные типы отверстий без учета структуры потока.

Приведенные ниже формулы позволяют определить начальные условия для расчета турбулентности внутри канала и параметров струи, выходящей из места пробоя.

Поток газа через отверстие [кг/с]:

$$I = \frac{m_0}{kT} u A p, \quad (4)$$

где  $p$  — давление газа в системе [Па];  $k$  — постоянная Больцмана [Дж/К];  $T$  — температура газа [К];  $u$  — скорость истечения газа [м/с];  $m_0$  — масса одной молекулы [кг];  $A$  — площадь отверстия [м<sup>2</sup>].

Проводимостью (пропускной способностью) отверстия будем называть отношение потока газа через это отверстие к разности давления на входе и выходе отверстия:

$$G = I/(p_0 - p). \quad (5)$$

Поток зависит, в том числе, от геометрических параметров отверстия, в частности, от длины канала.

Простейшим случаем является поток газа через отверстие в плоской бесконечно тонкой и не ограниченной по величине пластине. Данный тип отверстий характерен для пленки электровакуумной теплоизоляции.

Пусть в плоской бесконечно тонкой и не ограниченной по величине пластине существует отверстие площадью  $A_0$ . Пластина делит некоторый объем на два (1 и 2), причем во всех точках объемов 1 и 2 имеют место давления соответственно  $p_0$  и  $p$ . Если  $p_0 > p$ , то газ течет из объема 2 в объем 1. Молекулы попадают в отверстие из объема 2 под пространственным углом  $180^\circ$  и под таким же углом выходят в объем 1.

Поток газа через это отверстие равен

$$I = \frac{m_0}{kT} u A (p_0 - p). \quad (6)$$

Зависимость потока газа от времени определяется выражением /12/

$$I = \frac{m_0}{kT} u A_{\text{эф}} (p_0 - p) \exp\left(-\frac{A_{\text{эф}} u \tau}{V}\right). \quad (7)$$

где  $A_{\text{эф}}$  — эффективная площадь отверстия [ $\text{м}^2$ ];  $V$  — объем системы [ $\text{м}^3$ ];  $\tau$  — время истечения [с].

При этом давление в КА изменяется по закону

$$p(\tau) = (p_0 - p) \exp(-A_{\text{эф}} u V^{-1} \tau) + p. \quad (8)$$

В вышеприведенных расчетах предполагалось, что условия истечения молекулярные, то есть число Кнудсена  $Kn$  должно быть много меньше единицы. Расчеты для вязкостных условий гораздо сложнее и обычно выполняются с использованием полуэмпирических формул, полученных экспериментальным путем /1/.

Выражение (6) записанное в виде

$$I = \frac{m_0}{kT} u A (p_0 - p) k', \quad (9)$$

где  $k'$  — коэффициент Клаузинга, представляющий собой вероятность прохождения молекул газа от входного сечения рассматриваемого трубопровода до выходного, верно для коротких каналов кругового сечения.

Проводимость отверстия из (5) равна

$$G = m_0 k^{-1} T^{-1} u A_{\text{эф}}.$$

Если же данное отверстие образуется в стенке, которая имеет конечные размеры, то

$A_{\text{эф}} = A_0 / (1 - A_0 / A_c)$ , где  $A_c$  — площадь стенки;  $A_0$  — площадь отверстия.

Тогда проводимость запишется в виде

$$G = \frac{m_0}{kT} u A_0 \left(1 - \frac{A_0}{A_c}\right). \quad (10)$$

Таким образом, при молекулярном течении газа на проводимость отверстия влияют только его форма и геометрические параметры стенки.

Если условия течения газа вязкостные, то расчет ведется по полуэмпирической формуле, полученной на основе экспериментальных данных

$$I = \frac{m_0}{kT} \sqrt{2 \frac{\chi}{\chi-1} \frac{RT}{M} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \right] \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\chi}} p_0 A_{\text{эф}}}. \quad (11)$$

По формуле (11) вычисляется поток газа при турбулентном характере течения газа.

## 2.2 Проводимость длинных каналов с круговым и некруговым сечениями при молекулярных условиях

Длинный канал определяется тем, что его длина много больше линейных размеров сечения. Подобный канал имеет место при образовании в обшивке КА малых отверстий (десятки микрон).

В канале скорость молекул определяется выражением /1/:

$$u_m = kT \frac{1}{m_0 u} \frac{2}{(p_0 + p)} \frac{D}{L} (p_0 - p), \quad (12)$$

где  $(p_0 + p)/2$  — среднее давление в канале [Па];  $D$  — диаметр сечения канала [м];  $L$  — длина канала [м], учитывая, что  $A = \pi D^2/4$ , после подстановки (12) в (4) и интегрирования, будет иметь вид

$$\frac{1}{2} p(\tau) - 3 p(\tau)p + 4p^2 \ln(p(\tau) + p) = \frac{1}{2} p_0 - 3 p_0 p + 4p^2 \ln(p_0 + p) - \frac{RT}{MV} \frac{\pi D^3}{u 2L} \tau(13),$$

поток

$$I = \frac{\pi D^3}{u 2L} (p(\tau) - p). \quad (14)$$

Последняя формула верна при условии, что проводимость системы определяется проводимостью канала.

Проводимость длинных каналов можно рассчитать, используя зависимость, предложенную Кнудсенем.

В большинстве случаев проводимость канала с некруговым сечением можно рассчитать, заменяя некруговое сечение круговым с такой же площадью. Если это невозможно, то применяют специальные формулы. Например, вводятся поправочные коэффициенты.

## 2.4 Поток через длинный канал с круговым сечением при вязкостных условиях

Вязкостные условия будут иметь место при давлениях внутри КА выше 1500 Па. В вязкостных условиях скорость газа будет определяться

его вязкостью, причем, чем ближе молекулы находятся к стенке, тем меньше их скорость.

Поток в этом случае будет определяться уравнением

$$I = \frac{m_0}{kT} \frac{\pi}{256\mu} \frac{D^4}{L} (p_0^2 - p^2). \quad (15)$$

При больших диаметрах отверстий (когда линейные размеры сечения канала сравнимы с его длиной) будут иметь место короткие каналы. Для нахождения потока через короткий канал методом последовательных приближений решают систему:

$$\begin{cases} G = (p_0 + p) \frac{m_0}{kT} \frac{\pi}{256\mu} \frac{D^4}{L} \frac{1}{1 + 4,54 \cdot 10^{-2} I/(\mu L)}, \\ I = G(p_0 - p). \end{cases} \quad (16)$$

Изменение давления внутри КА и потока газа во времени для длинного канала кругового сечения при вязкостных условиях течения:

$$p(\tau) = \left\{ 2 \left[ 1 - \frac{p_0 - p}{p_0 + p} \exp \left( -2p \frac{1}{V} \frac{\pi}{256\mu} \frac{D^4}{L} \tau \right) \right]^{-1} - 1 \right\} p, \quad (17)$$

$$I = \left\{ 4 \left[ 1 - \frac{p_0 - p}{p_0 + p} \exp \left( -2p \frac{1}{V} \frac{\pi}{256\mu} \frac{D^4}{L} \tau \right) \right]^{-2} - 1 \right\} p^2 \frac{m_0}{kT} \frac{\pi}{256\mu} \frac{D^4}{L}, \quad (18)$$

соответственно проводимость

$$G = \frac{\pi}{256\eta} \frac{D^4}{L} 2p \left[ 1 - \frac{p_0 - p}{p_0 + p} \exp \left( -2p \frac{1}{V} \frac{\pi}{256\mu} \frac{D^4}{L} \tau \right) \right]^{-1}. \quad (19)$$

Промежуточные условия имеют место при давлениях 100–1000 Па. Для промежуточных условий применяют эмпирические формулы, основанные на комбинации формул, полученных для молекулярных и вязкостных условий.

## 2.5 Поток газа через щель

Щель — наиболее вероятный тип отверстия при повреждении обшивки КА в результате старения конструкции.

При истечении газов из отверстий возможны три варианта условий, при которых это истечение можно наблюдать: а) молекулярные; б) вязкостные; в) промежуточные.

В рассматриваемом случае отверстие представляет собой щель. Для упрощения выкладок, под щелью будем понимать отверстие прямоугольной формы с линейными размерами  $b \geq L \gg a$ , где  $a$  — ширина узкой стенки ( $a = 2l$ );  $b$  — ширина длинной стенки;  $L$  — длина щели.

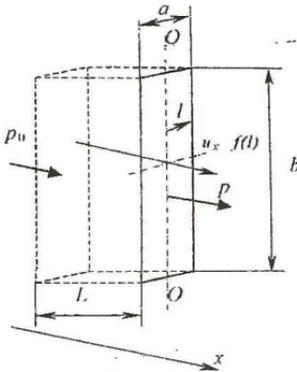


Рисунок 1 — Щель.

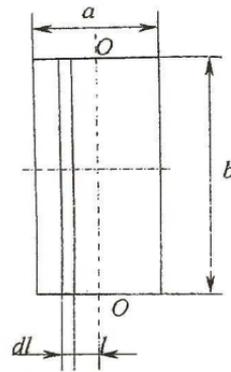


Рисунок 2 — К расчету потока газа через щель

В случае, когда длина свободного пробега молекулы  $\lambda \gg b \geq L$ , молекулы газа движутся индивидуально; часть из них движется непосредственно по трубе, не касаясь стенок, другие же соударяются со стенками и перемещаются зигзагообразно.

Изменение давления внутри КА и потока газа во времени для определяются формулами:

$$p(\tau) = (p_0 - p) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{a^2 b^2}{a + b} \frac{1}{u m_0} kT \frac{1}{L} \frac{RT}{MV} \tau\right) + p, \quad (20)$$

$$I = \frac{1}{2} \frac{a^2 b^2}{a + b} \frac{1}{u} (p_0 - p) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{a^2 b^2}{a + b} \frac{1}{u m_0} kT \frac{1}{L} \frac{RT}{MV} \tau\right) \frac{1}{L}. \quad (21)$$

В вязкостных условиях сопротивление течению газа определяется его вязкостью. Молекулы газа, находящиеся вблизи стенок трубопровода, имеют меньшую скорость, чем молекулы, находящиеся вблизи оси.

Общий поток газа при давлении  $p_0$

$$I = \frac{b^2 (p_0^2 - p^2)}{2\mu L} \left\{ \frac{a^2}{8} + \frac{b}{2} \left[ b \ln\left(\frac{a/2 + b}{b}\right) - \frac{a}{2} \right] \right\} \frac{m_0}{kT}, \quad (22)$$

проводимость щели

$$G = (p_0 - p) \frac{b^2}{2\mu L} \left\{ \frac{a^2}{8} + \frac{b}{2} \left[ b \ln\left(\frac{a/2 + b}{b}\right) - \frac{a}{2} \right] \right\} \frac{m_0}{kT}. \quad (23)$$

Изменение давления в системе во времени определяется из [12/

$$p(\tau) = 2p \left[ 1 - \frac{p_0 - p}{p_0 + p} \exp\left(-2p \cdot \frac{1}{V} \cdot \frac{b^2}{2\mu L} \left[ \frac{a^2}{8} + \frac{b}{2} \left( b \ln\left(\frac{a/2 + b}{b}\right) - \frac{a}{2} \right) \right] \tau \right) \right]^{-1} - p. \quad (24)$$

Рассмотрим последовательность расчета потока газа через электровакуумную теплоизоляцию (ЭТ) КА, которая имеет слоистую структуру. Первый и последний слои — синтетическая ткань; при расчетах предполагается, что ее ячейки — отверстия квадратной формы со стороной  $0,1 \cdot 10^{-3}$  м, расстояние между отверстиями  $0,1 \cdot 10^{-3}$  м, длина канала за отверстием (толщина ткани)  $0,1 \cdot 10^{-3}$  м.

Остальные слои представляют собой полимерные пленки, с отверстиями диаметром  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м, которые расположены на расстоянии  $1,0 \cdot 10^{-2}$  м друг от друга. Толщина пленки  $0,1 \cdot 10^{-3}$  мкм. Расстояние между слоями ЭТ принимается равным  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м. Расстояние между ЭТ и обшивкой КА в зависимости от размеров отверстия варьирует в диапазоне  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м до  $1,5 \cdot 10^{-2}$  м. Предполагается, что под ЭТ образовалось отверстие (щель) в обшивке КА.

Алгоритм расчета потока (распределение потоков) газа через ЭТ можно представить следующим образом.

2А. Рассчитывается масса газа, прошедшая через отверстие в обшивке КА для каждого из слоев за время  $\Delta t = 0,2 \cdot 10^{-4}$  с. Расчет производится по формулам (11), (14), (15), (21), (22) или (39), в зависимости от начальных условий и параметров отверстия.

Вся поверхность ЭТ разбивается на квадраты  $0,1 \cdot 10^{-1} \times 0,1 \cdot 10^{-1}$  м (в таком квадрате находится в среднем одно отверстие диаметром  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м). Далее все ячейки объединяются в кольца шириной  $1,0 \cdot 10^{-2}$  м. и в каждом кольце рассматривается только одна ячейка.

2Б. Вычисляется поток  $I$  газа через отверстие из данного слоя в следующий, изменение массы  $\Delta m = I \Delta t$  в данной ячейке за время  $\Delta t$ , давление в рассматриваемой ячейке текущего слоя  $i$  и слоя  $i + 1$ , среднее давление  $i$ -го и  $(i + 1)$ -го колец:

$$p = (p_i V_i + p_{i+1} V_{i+1}) / (V_i + V_{i+1}),$$

где  $V$  — объем колец,  $p_i$  и  $p_{i+1}$  — давление в  $i$ -ом и  $(i + 1)$ -ом кольце.

Давление в этих кольцах приравняется  $p$ .

2В. Вычисления повторяются для всех других  $\Delta t$ .

Внутри канала имеет место псевдозвуковое воздействие воздуха на стенки, при этом имеет место равенство  $\frac{\partial}{\partial t}(\text{grad } p) = 0$ . При этом как бы отсутствует временной процесс в газе и соответственно скорость распространения. Единственным критерием взаимодействия потока и стенок является их относительная скорость движения. Псевдозвук в отличие от звука характеризуется нелинейной связью между параметрами давления и скорости, поэтому псевдозвуковое давление не подчиняется принципу суперпозиции.

В общем случае кинетическая энергия, приходящаяся на единицу массы пульсирующей жидкости (газа) для изотропной турбулентности определяется выражением /6/

$$E = \frac{3}{2} u^2. \quad (25)$$

Трехмерный и одномерный энергетические спектры связаны между собой выражением /6/:

$$E(\chi_1) = \frac{1}{4} \int_{\chi_1}^{\infty} \frac{E(\chi)}{\chi^3} (\chi^2 - \chi_1^2) d\chi. \quad (26)$$

После преобразований, используя нормированную функцию спектральной плотности, получим кинетическую энергию одномерного пульсирующего движения, приходящегося на диапазон частот от  $f$  до  $f + df/6$

$$E(df) = \frac{\overline{u^2}}{4} F(f) df, \quad (27)$$

после интегрирования получим спектральную плотность на фиксированной частоте

$$E(f) = \frac{\overline{u^2}}{4} F(f) = E(\chi_1) \frac{2\pi}{u}, \quad (28)$$

$$E(f) = \frac{9}{110} \left( \frac{4}{9\pi\gamma} \right)^2 \varepsilon^3 u^3 f^{-5}, \quad (29)$$

где  $\varepsilon = \frac{d\overline{u^2}}{dt} = -\frac{3}{2} A \frac{\left(\frac{-2}{u}\right)^2}{l}$  — скорость вырождения турбулентных пульсаций,

$A \sim 1$  и не зависит от  $Re$ ;  $l = \int_0^{\infty} R(r) dr$  — интегральный масштаб корреляции.

ции.

С учетом того, что  $\overline{u^2} \approx \eta' u^2$ , где  $\eta' \sim 10^{-3}$  — коэффициент, определяющий трансформацию энергии невозмущенного потока в пульсационную энергию, делаем замену

$$c_1 = \frac{9}{110} \left( \frac{2}{3\pi\gamma} \right)^2 \eta',$$

$$E(f) = c_1 l^{\frac{2}{3}} u^{\frac{8}{3}} f^{-\frac{5}{3}}. \quad (30)$$

Средняя амплитуда пульсаций давления с частотой  $f$ :

$$\left( \overline{p^2} \right)^{\frac{1}{2}}(f) = c_2 \gamma^{\frac{2}{3}} \rho l^{\frac{2}{3}} u^{\frac{8}{3}} f^{-\frac{5}{3}}. \quad (31)$$

где  $l \approx \delta$ ,  $\delta \approx \left( \frac{u}{\nu} \right)^{-\frac{1}{5}}$  — толщина пограничного слоя;  $\nu$  — вязкость газа;  $\rho$  — плотность газа;

$$c_2 = \frac{9}{110} \left( \frac{2}{3\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \eta'.$$

Плотность газа в канале определяется как  $\rho = 0,5 \cdot (p_0 - p) \frac{M}{RT}$ .

Спектральная плотность давления:

$$\left(\overline{p^2}\right)^{\frac{1}{2}}(f) = c_2 \gamma^{-\frac{2}{3}} \rho v^{-\frac{2}{5}} u^{\frac{14}{5}} f^{-\frac{5}{3}}, \quad (32)$$

где  $\gamma$  соответствует коэффициенту динамической вязкости газа /3/.

Возбуждение колебаний в обшивке определяется процессами, происходящими в канале. Возбуждение колебаний в обшивке КА будет обусловлено псевдозвуком. В случае ламинарного течения передачи колебаний в обшивку не будет.

Энергия, передаваемая потоком корпусу КА /4/:

$$W = (1 - \alpha) \frac{k^2 F^2}{24\pi \rho c}, \quad (33)$$

где  $F = \left(\overline{p^2}\right)^{\frac{1}{2}}(f) \cdot S$  — сила, действующая на стенки канала [Н];  $S$  —

площадь поверхности канала [м<sup>2</sup>];  $\alpha = \frac{\rho' c' - \rho c}{\rho' c' + \rho c}$  — коэффициент передачи;  $c$  и  $c'$  — скорости звука в канале и материале обшивки [м/с];  $\rho$  и  $\rho'$  — плотность воздуха и материала обшивки [кг/м<sup>3</sup>];  $k = \frac{f}{c}$  — волновое число.

Предполагается, что возбуждаемые колебания имеют гармонический характер:

$$\xi = a e^{-t/\tau} \cos f(t - x/c). \quad (34)$$

Зная энергию возбуждаемых в корпусе КА поперечных колебаний, можно определить их амплитуду.

Скорость затухания колебаний в бесконечной пластине определяется параметром  $\tau$ , который в общем случае зависит от частоты колебаний  $f$ . В случае наличия на пластине ребер жесткости будет иметь место дополнительное затухание поперечных колебаний пластины.

Частота излучаемого звука для начального участка струи может быть вычислена по следующей формуле /6/:

$$\frac{dW_u(Sh)}{dSh} = \frac{1.85}{6} k_1 \frac{\rho^3 u_c^8}{\rho_0 a_0^5} D^2 a_1 \frac{1}{Sh^2} \left\{ 11.37 \cdot 10^{-3} - (1 - Z_{1n})^2 \left[ 11.37 \cdot 10^{-3} + 0.02842 Z_{1n} + \right. \right. \\ \left. \left. + 0.0498 Z_{1n}^2 + 0.0759 Z_{1n}^3 + 0.010256 Z_{1n}^4 + 0.13333 Z_{1n}^5 \right] - \frac{1}{6} Z_{1n}^6 + \frac{2}{7} Z_{1n}^7 - \frac{1}{8} Z_{1n}^8 \right\}, \quad (35)$$

где  $Sh = \frac{fD}{u}$  — безразмерная частота,  $u_c$  — скорость струи на срезе канала

[м/с];  $D$  — диаметр струи [м];  $\eta_1 = \frac{y_1 - y}{y_1 - y_2}$ ;  $\eta_2 = \frac{y}{y_1}$ ;  $\bar{x} = \frac{x}{D}$ ;  $k'$  и  $k''$  — ко-

эффициенты пропорциональности;  $\rho_0$  и  $a_0$  — плотность [кг/м<sup>3</sup>] и скорость звука [м/с] в невозмущенной среде;  $\rho$  — плотность потока [кг/м<sup>3</sup>];  $a_1 =$

$$= 3^4 \cdot c_1^3; \quad Z_{1n} = 1 - \frac{\bar{x} Sh}{1.85}.$$

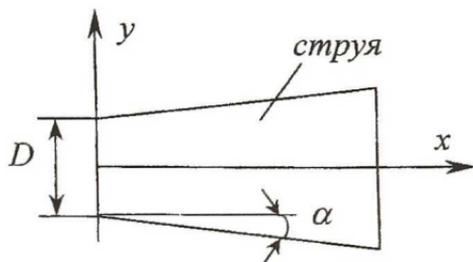


Рисунок 3 — Схематичное изображение струи

Вклад в энергию струи от объемов  $\bar{x} \geq 10$  незначителен /6/.

При наличии у КА обшивки из ЭТ, вытекающая из пробоя струя будет рассеиваться материалом ЭТ. На выходе из ЭТ поток будет ламинарным, причем его средняя скорость определяется из (2).

В слое ЭТ амплитуда звуковых колебаний уменьшится в  $1/\alpha = \exp(l\tilde{\omega})$  раз, где  $l$  — толщина слоя ЭТ [м];  $\tilde{\omega}^2 = \frac{4\mu g^f}{pr^2}$ ;  $p$  — давление между слоем ЭТ и обшивкой КА [Па];  $r$  — радиус капилляров материала ЭТ [м].

Соответственно, мощность звукового давления уменьшится в  $\sqrt{\exp(l\tilde{\omega})}$  раз /4/.

Расчеты по вышеприведенным формулам показывают, что при прохождении струи через ЭТ звуковые колебания в ней сильно затухают.

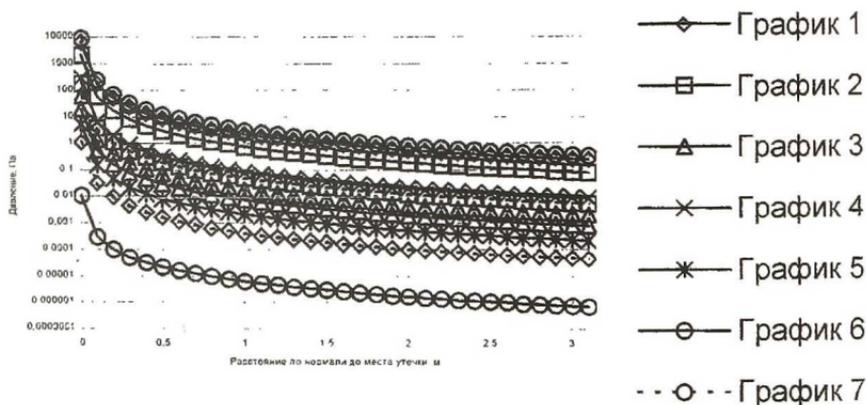


Рисунок 4 — Зависимости давления воздуха от расстояния R по нормали к источнику утечки до источника утечки. Обшивка КА покрыта ЭТ. Параметры КА: объем  $180 \text{ м}^3$ , температура 293К, тип газа — воздух ( $0,029 \text{ кг/моль}$ ), толщина обшивки КА 2 мм.

1 — канал  $d = 10 \text{ мм}$ ,  $p = 10^5 \text{ Па}$ ; 2 — канал  $d = 1 \text{ мм}$ ,  $p = 10^5 \text{ Па}$ ; 3 — канал  $d = 0,1 \text{ мм}$ ,  $p = 10^5 \text{ Па}$ ; 4 — канал  $d = 10 \text{ мм}$ ,  $p = 10^3 \text{ Па}$ ; 5 — канал  $d = 1 \text{ мм}$ ,  $p = 10^3 \text{ Па}$ ; 6 — канал  $d = 0,1 \text{ мм}$ ,  $p = 10^3 \text{ Па}$ ; 7 — щель  $d = 1 \times 10 \text{ мм}$ ,  $p = 10^5 \text{ Па}$ ; 8 — щель  $d = 0,1 \times 10 \text{ мм}$ ,  $p = 10^5 \text{ Па}$ ; 9 — щель  $d = 1 \times 10 \text{ мм}$ ,  $p = 10^3 \text{ Па}$ ; 10 — щель  $d = 0,1 \times 10 \text{ мм}$ ,  $p = 10^3 \text{ Па}$ .

## Список использованных источников

- 1 Аш Ж. Датчики измерительных систем. Книга 2. — М.: Мир, 1992. — 424 с.
- 2 Грошковский Я. Техника высокого вакуума. — М.: Мир, 1975. — 622 с.
- 3 Ислентьев С. А. Пристеночные пульсации давления при турбулентном течении газа в каналах. — М.: Издательство МГТУ, 1992. — 95 с.
- 4 Лэмб Г. Динамическая теория звука. — М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1960. — 372 с.
- 5 Хинце И. О. Турбулентность. — М.: Физматгиз, 1963 г. — 680 с.
- 6 Муниа А. Г., Щепочкин М. А. Спектр звуковой мощности дозвуковой струи /Акустический журнал — 1972 г. - №2. - С. 292.

УДК 533.77

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЧАСТИЦ

Семкин Н.Д., Бай Юй

Наибольшую опасность для космических аппаратов (КА) представляют мелкодисперсные частицы естественного или искусственного происхождения (микрометеороиды и техногенные частицы), так как их много больше, чем крупных фрагментов (например, осколков КА).

Изменение исходной шероховатости радиационных поверхностей системы терморегулирования (СТР) вследствие воздействия на них частиц, влечет за собой изменение оптических характеристик (коэффициент поглощения солнечного излучения  $As$  и коэффициента излучения  $\varepsilon$ ), что в свою очередь может привести к нарушению теплового режима КА.

В общем случае полный внешний тепловой ток, поглощенный радиационной поверхностью СТР может быть представлен следующим образом:

$$Q_{\Sigma} = As(Q_s + Q_{\text{отп}} + Q_{\text{КА}}^{\text{отр}}) + \varepsilon(Q_s + Q_{\text{КА}}^{\text{соб}}) + Q_{\text{мол}} + Q_{\text{рек}} \quad (1)$$

Удельный тепловой поток солнечного излучения, падающий на элемент поверхности:

$$q_s = S_0 \cdot \cos \psi_e \quad \text{при } 0 \leq \psi_e \leq \frac{\pi}{2}, \quad (2)$$

где  $\psi_e$  — угол между нормалью к элементу поверхности и направлением на Солнце;  $S_0$  — солнечная постоянная, равная  $1396 \pm 49$  Вт/м<sup>2</sup>.

Нами используется тепловая модель Земли с радиационными характеристиками, осредненными по поверхности, а сама планета рассматривается как диффузионно-излучающее и отражающее тело сферической формы радиуса  $R = R_3 + H_a$ , где  $R_3 = 6371$  км — средний радиус планеты,  $H_a = 12$  км — верхняя граница эффективно излучающего слоя атмосферы.