

режима к режиму не ступенчато, а плавно, регулирование площади сопла при этом может осуществляться как плавно, так и ступенчато. Влияние на температурную эффективность способа регулирования незначительно.

После вычисления размеров ВТ проводится контрольный расчет параметров нагретого потока на неоптимальных первом и втором режимах. Если параметры не достигаются, необходим новый расчет ВТ промежуточных размеров.

Для расчета адиабатной ВТ составлена программа для ЭВМ ЕС-1020 на языке ФОРТРАН.

УДК 532.527

В.А.Сафонов

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ МОЛЕКУЛ ПРИ КРИВОЛИНЕЙНОМ ДВИЖЕНИИ ГАЗА

Рассмотрев ансамбль молекул, можно сказать, что температура его изменяется пропорционально квадрату скорости теплового движения молекул [3].

В [1] показано, что осевой поток формируется из периферийного по всей длине ВТ вследствие радиального градиента давления, который создается различной концентрацией молекул на разных радиусах ($P = n k T$).

Для того, чтобы молекулы газа двигались в радиальном направлении, необходимо, чтобы помимо хаотического движения они испытывали в радиальном направлении (к оси) большее число воздействий, чем в противоположном направлении, что и обеспечивается радиальным градиентом давления.

Газ содержит молекулы, имеющие различную скорость теплового движения как по величине, так и по направлению. Если рассматривать газ, вытекающий из сопла ВТ, то можно принять, что 1/6 часть молекул имеет скорость теплового движения (или составляющую скорости), совпадающую по направлению со скоростью потока. При критическом истечении газа из сопла наиболее вероятная скорость теплового движения молекул численно близка к скорости потока.

Молекулы, имеющие бо́льшую скорость теплового движения, имеют бо́льшую кинетическую энергию, и можно сказать, что в совокупности они имеют "более высокую температуру". Быстрые молекулы, движущиеся вдоль потока, менее склонны к изменению направления движения при взаимодействии с другими молекулами в радиальном направлении, так как они обладают значительной кинетической энергией и количеством движения, передаваемым преимущественно вдоль потока. Медленные молекулы, имеющие меньшую кинетическую энергию и количество движения (движущиеся вдоль потока) при радиальном взаимодействии с другими молекулами более склонны к изменению количества и направления движения (к оси), т.е. они более интенсивно под воздействием радиального градиента давления отклоняются к оси. Таким образом, быстрые молекулы, движущиеся вдоль потока, передают преимущественно количество движения и кинетическую энергию вдоль по потоку (по касательной к окружности), а медленные молекулы, движущиеся вдоль потока, более склонны к передаче кинетической энергии и количества движения к оси. Совокупность медленных молекул можно именовать "низкотемпературными", а совокупность быстрых - "высокотемпературными". Если рассматривать не среднюю длину свободного пробега молекул, а перемещение молекул в направлении потока, то оно окажется различным у медленных и быстрых молекул.

В идеальном газе взаимодействие молекул определяется эффективным сечением столкновений $\sigma = \pi d^2$.

При прохождении пути L молекула с диаметром d "выметает" объем $\pi d^2 L$. Число столкновений по длине L , равно $n\pi d^2 L$. Средняя длина свободного пробега молекул $\ell = \frac{1}{\pi d^2 n}$. При бо́льшой относительной скорости двух молекул эффективное сечение столкновения σ меньше, чем при малой относительной скорости [2].

Применим это положение молекулярно-кинетической теории к криволинейному движению газа. Будем рассматривать из всех молекул те, скорость теплового движения которых (или составляющая скорости) совпадает с тангенциальной скоростью движения газа. Это значит, что для быстрых молекул, движущихся в рассматриваемом направлении, длина свободного пробега молекулы $\ell = \frac{1}{\sigma n}$ возрастает, так как σ уменьшается, а для медленных молекул ℓ сокращается.

Эффективные сечения столкновения зависят от скорости молекул, а значит, и от температуры. С ростом температуры газа возрастают скорости движения молекул газа, а значит, уменьшается σ и воз-

растет средняя длина свободного движения молекул. Для гелия при нормальных условиях средняя длина свободного пробега составляет $2,5 \cdot 10^{-7}$ м, что примерно в 1000 раз больше диаметра атома (можно считать его равным $2,2\text{Å}$). При вращении газа быстрые молекулы, движущиеся вдоль тангенциальной скорости, размещаются к периферийному слою ближе, чем медленные. Частота столкновений для гелия составит $v = \bar{v}/e \approx 10^{10} \text{с}^{-1}$. Учитывая, что скорость движения газа, как целого, при критическом истечении из сопла близка к наиболее вероятной скорости движения молекул, молекула переместится вместе с газом на расстояние, соизмеримое с длиной свободного пробега молекул. Быстрые молекулы, движущиеся в обратном направлении, из-за соизмеримости скорости потока с тепловой скоростью останутся почти на месте.

Таким образом, происходит смещение быстрых молекул к стенке ВГ.

Есть еще одно обстоятельство, влияющее на длину свободного пробега быстрых и медленных молекул. С медленной молекулой сталкиваются более быстрые молекулы, которые первоначально не находились в объеме, "выметаемом" медленной молекулой при ее движении. Это приводит к уменьшению длины свободного пробега медленной молекулы [2].

Если помимо тангенциального направления теплового движения молекул рассмотреть и радиальное, которое заставляет молекулы двигаться к оси, а затем к диафрагме, то вследствие уменьшения эффективного сечения σ с ростом относительной скорости уменьшается вероятность столкновения рассматриваемых молекул, движущихся тангенциально, с молекулами, движущимися в радиальном направлении. Значит, вероятность получения импульсов в радиальном направлении к оси у медленных молекул выше, чем у быстрых. Это приводит к тому, что на оси оказываются медленные молекулы, а на периферии — быстрые. В итоге, при смещении с периферийным газом быстрых молекул температура его возрастает. Число быстрых молекул добавляется в периферийный поток по мере движения его к дросселю, в связи с чем растет и его температура. Медленные молекулы, попадая в осевую область, понижают температуру осевого газа.

Л и т е р а т у р а

1. Борисенко А.И., Высочин В.А., Сафонов В.А. Исследование параметров внутри вихревой трубы. - В сб.: Самолетостроение и техника воздушного флота. - Харьков: ХГУ, 1976, № 40.
2. Ч.-К и т т е л ь. Статистическая термодинамика. - М.: Наука, 1977.
3. Р е й ф ф. Статистическая физика. - М.: Наука, 1977.

УДК 532.527

В.И.Кузнецов

МЕТОД РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕНА В ВИХРЕВОЙ ТРУБЕ

Основной задачей настоящей работы является попытка учета теплообмена в ВТ.

Экспериментальные данные по закономерностям течения жидкости в вихревых камерах позволяют принять некоторые допущения при исследовании распределения скоростей и давлений в потоке. Одним из возможных является допущение о применимости системы уравнений движения Навье-Стокса к описанию течения жидкости в ВТ с заменой кинематического коэффициента вязкости ν на турбулентный кинематический коэффициент вязкости μ_T . Это использовалось в работе [1] при решении задачи о распространении турбулентной струи, закрученной в пространстве, заполненной той же жидкостью.

После замены ν на μ_T уравнения установившегося осесимметричного течения жидкости в ВТ запишутся в цилиндрических координатах в виде

$$\left. \begin{aligned} V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}; \\ V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_\varphi^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}; \\ V_r \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} + \frac{V_r V_\varphi}{r} &= \mu_T \left(\frac{\partial^2 V_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} - \frac{V_\varphi}{r^2} \right); \\ \frac{\partial(r V_z)}{\partial z} + \frac{\partial(r V_r)}{\partial r} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (I)$$