

ЛИТЕРАТУРА

1. Hsia H. T-S., Seifert H. S., Karamchety K. Shocks induced by secondary fluid injection. J. Spacecraft and Rockets, 1965, vol. 2, No. 1.
2. Zukoski E. E., Spaid F. W. Secondary injection of gases into a supersonic flow. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 10.
3. Charwat T. E., Allegre I. Interaction of a supersonic stream and transverse supersonic jet. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 11.
4. Глаголев А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание струйного газообразного препятствия на пластине сверхзвуковым потоком. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.
5. Sykes D. M. The supersonic and low speed flows past circular cylinders of finite length supported at one end. J. Fluid Mech., 1962, vol. 12, pt 3.
6. Crist S., Sherman P. M., Glass D. R. Study of the highly underexpanded sonic jet. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 1.
7. Broadwell J. E. Analysis of the Fluid Mechanics of Secondary Injection for Thrust Vector Control. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 5.
8. Karamchety K., Hsia H. T-S. Integral approach to an approximate analysis of thrust vector control by secondary injection. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 11.
9. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостехиздат, 1957.
10. Sakurai A. On the propagation and structure of the blast wave. J. Phys. Soc. Japan, 1953, vol. 8, p. 662—669.

О НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ТЕМПЕРАТУРНОГО РАЗДЕЛЕНИЯ ГАЗА В ВИХРЕВОЙ ТРУБЕ

В. Н. КАЛАШНИКОВ

(Москва)

При энергетическом разделении газа в вихревой трубе с ростом давления перед соплами трубы температурные разности выходящих потоков вначале резко возрастают, но затем, по достижению некоторого значения давления, остаются неизменными, как бы высоко оно в дальнейшем не поднималось. Это характерное для вихревого эффекта насыщение, а также некоторые другие особенности энергетического разделения могут быть исследованы на основании результатов, полученных из соображений подобия и размерностей в [1]. Как было показано в этой работе, процесс энергетического разделения газа в вихревой трубе, кроме таких безразмерных параметров, как отношение расхода холодного газа к полному расходу, числа Маха и отношения теплоемкостей, определяется числом Россби $n = \rho_1' M_0 D / G_0^2$. Здесь ρ_1' — плотность газа в холодном потоке перед диафрагмой вихревой трубы; D — диаметр вихревой трубы; G_0 — массовый расход газа в закрученном потоке, направленном от сопел к вентилю, регулируемому расход горячего газа; M_0 — поток момента количества движения относительно оси трубы, переносимого этим закрученным потоком. Если пренебречь небольшим паразитным потоком газа — потоком, направленным непосредственно из вводных сопел в отверстие диафрагмы, — то можно считать, что G_0 совпадает с полным расходом газа через вихревую трубу.

Далее будем пренебрегать существованием паразитного потока. Это оправдано для диафрагм с небольшими отверстиями, по диаметру не превышающими половины диаметра вихревой трубы. Будем для определенности считать истечение из сопел вихревой трубы критическим, расстояние от осей сопел до оси трубы равным радиусу трубы. Предположим, что газ термодинамически идеальный. При этих предположениях поток момента количества движения $M_0 = \frac{1}{2} G_0 w D$ (w — скорость истечения газа из сопел, равная скорости звука), а разность температуры подведенного к вихревой трубе газа и температуры охлажденного газа, выходящего через отверстие диафрагмы с расходом G_1 , может быть представлена в виде

$$\Delta T_1 = \frac{w^2}{2c_p} f(\mu, n) \quad (1)$$

Здесь f — некоторая безразмерная функция, $\mu = G_1 / G_0$ — безразмерный холодный расход, $n = \rho_1' w D^2 / 2G_0$ — число Россби. Превышение температуры нагретого газа $\Delta T_2 = T_2 - T_0$ связано с $\Delta T_1 = T_0 - T_1$ простым соотношением $\mu \Delta T_1 = (1 - \mu) \Delta T_2$, следующим из закона сохранения энергии.

В практике экспериментальных исследований вихревого эффекта величина μ играет роль независимого переменного. Таким образом, в рамках принятых ограничений единственным параметром, определяющим вихревой эффект, является число Россби n . Далее рассмотрим, как изменяются параметр n и множитель перед безразмерной

функцией в соотношении (1) с изменением конструктивных размеров вихревой трубы и внешних условий процесса энергетического разделения, в том числе с изменением давления и температуры подведенного к вихревой трубе газа.

Истечение из сопел вихревой трубы предполагается критическим, а газ считается термодинамически идеальным, поэтому скорость w не будет зависеть от внешнего давления. Изменение давления будет влиять лишь на величину n , множитель же, стоящий перед функцией f в равенстве (1) останется неизменным. При этом

$$w = \sqrt{kRT_0'}, \quad G_0 = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} \left(\frac{k}{R} \right)^{1/2} \frac{p_0 s}{\sqrt{T_0'}}$$

T_0' — температура газа на срезе сопел вихревой трубы, p_0 — давление газа перед соплами, s — суммарная площадь сечений сопел, k — отношение теплоемкостей, R — газовая постоянная [2].

Используя эти соотношения в совокупности с уравнением состояния идеального газа и считая отношение температуры газа на срезе сопел к температуре газа в потоке перед диафрагмой T_0'/T_1' равным единице, можно записать для числа Россби следующее выражение:

$$n = \frac{2}{\pi} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{k/(k-1)} \frac{p_1' 1}{p_0 \omega} \quad \left(\omega = \frac{4s}{\pi D^2} \right) \quad (2)$$

Здесь ω — безразмерная площадь сечения сопел.

Если расход холодного газа невелик, то можно пренебречь падением давления на диафрагме вихревой трубы и считать, что давление перед диафрагмой p_1' равно давлению на выходе из вихревой трубы p_1 . Тогда

$$n = \frac{2}{\pi} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{k/(k-1)} \frac{1}{\bar{p}\omega} \quad \left(\bar{p} = \frac{p_0}{p_1} \right) \quad (3)$$

Соотношение (3) справедливо в случае малых μ , или при любых μ , если общий расход газа G_0 мал, а параметр n , соответственно, велик. Параметр n при этих условиях не зависит от величины отверстия диафрагмы.

Рассмотрим теперь случаи, когда расходы холодного газа через отверстие диафрагмы велики. При этом может реализоваться как режим докритического истечения, так и режим критического истечения через диафрагму. В обоих случаях будем пользоваться соотношениями одномерного адиабатического течения, пренебрегая существующим в действительности малым вращением газа, истекающего из отверстия диафрагмы. Будем пренебрегать также малой осевой скоростью в холодном потоке перед диафрагмой, считая ее равной нулю.

При докритическом истечении через диафрагму, отверстие которой имеет диаметр d , справедливо следующее соотношение, связывающее расход холодного газа с давлениями до и после диафрагмы [2]:

$$G_1 = \left\{ \frac{2k}{R(k-1)} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_1'} \right)^{(k-1)/k} \right] \right\}^{1/2} \left(\frac{p_1}{p_1'} \right)^{1/k} \frac{\pi d^2 p_1}{4 \sqrt{T_1'}}$$

Это равенство выполняется в том случае, если

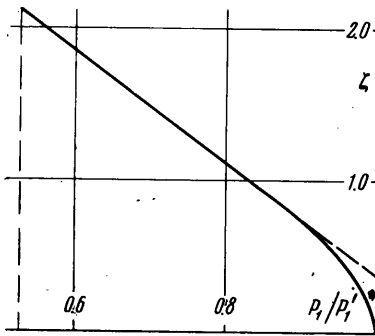
$$\frac{p_1}{p_1'} \geq \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)}$$

Используя соотношение для расхода газа через сопла вихревой трубы и считая отношение T_0'/T_1' равным единице, получим

$$\zeta = \frac{\mu \bar{p} \omega}{\delta^2} = \left\{ \frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_1'} \right)^{(k-1)/k} \right] \right\}^{1/2} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{k/(k-1)} \left(\frac{p_1'}{p_1} \right)^{(k-1)/k} \quad (4)$$

Здесь δ — безразмерный диаметр отверстия диафрагмы $\delta = d/D$.

На фиг. 1 приведен график зависимости ζ от p_1/p_1' для воздуха ($k = 1.4$), который может быть использован для нахождения величины p_1' , а следовательно, и n . В широком интервале изменения p_1/p_1' от критических перепадов давления вплоть до весьма малых перепадов, для которых справедливо соотношение (3), можно ап-



Фиг. 1

проксимировать приведенную кривую прямой $\zeta = 4.06 - 3.66 p_1 / p_1'$. В этом случае для числа Россби получаем приближенное соотношение

$$n = \frac{4.43\delta^2}{\bar{p}\omega(4.06\delta^2 - \bar{p}\omega\mu)} \quad (5)$$

Последнее соотношение показывает, что при больших расходах через диафрагму вихревой трубы число Россби n , а следовательно, и характер энергетического разделения зависят от относительной величины отверстия диафрагмы.

В режиме критического истечения через отверстие диафрагмы

$$G_1 = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/[2(k-1)]} \left(\frac{k}{R}\right)^{1/2} \frac{\pi d^2 p_1}{4 \sqrt{T_1'}}$$

Используя соотношение для расхода через сопла вихревой трубы и считая $T_0'/T_1' = 1$, получим

$$p_1' = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/2} \frac{\mu\omega p_0}{\delta^2} \quad (6)$$

Подставляя найденную величину p_1' в (2), найдем соотношение для числа Россби

$$n = \frac{2}{\pi} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{(k+1)/[2(k-1)]} \frac{\mu}{\delta^2} \quad (7)$$

Это соотношение позволяет сделать следующее заключение: как только отношение давления перед соплами к давлению на выходе из вихревой трубы становится достаточным для реализации критического истечения через отверстие диафрагмы, так число Россби n перестает зависеть от давления. С этого момента дальнейшее повышение давления перед соплами не изменяет величины температурных разностей; вихревой эффект перестает зависеть от давления.

Критическое истечение через диафрагму вихревой трубы наступает при

$$\frac{p_1}{p_1'} \leq \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)}$$

или, если учесть (6), как только выполнится неравенство

$$\bar{p} \geq \left(\frac{k+1}{2}\right)^{(3k-1)/[2(k-1)]} \frac{\delta^2}{\mu\omega} \quad (8)$$

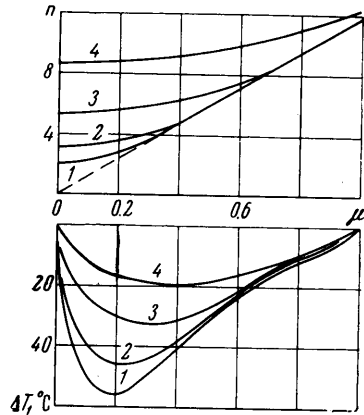
При помощи соотношения (8) можно найти тот предел, выше которого не имеет смысла поднимать давление перед соплами вихревой трубы для увеличения разности температур выходящих потоков газа.

Сравним выводы проведенного анализа с экспериментальными данными. На фиг. 2 внизу приведены кривые зависимости ΔT_1 от μ , экспериментально полученные Хильшем [3] на вихревой трубе диаметром $D = 4.6$ мм при $\delta = 0.304$, $\omega = 0.0572$ и различных \bar{p} . Кривые 1, 2, 3 и 4 сняты при \bar{p} , равных 11, 7, 4 и 2.5, соответственно.

В экспериментах реализовалось критическое истечение из сопел вихревой трубы, а расстояние от оси сопла до оси трубы равнялось радиусу трубы, поэтому можно применить полученные выше соотношения для расчета параметра Россби n . Рассчитанные кривые изменения параметра n с изменением μ приведены на фиг. 2 над температурными кривыми. Сопоставление экспериментальных и расчетных кривых подтверждает вывод о связи характерного насыщения в снижении температуры холодного потока, наблюдающегося при повышении давления \bar{p} , с наступлением критического истечения через диафрагму.

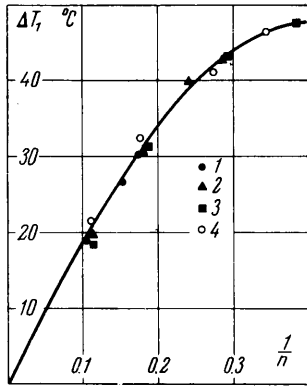
Реализации критического истечения через диафрагму соответствуют точки выхода кривых $n = n(\mu)$ фиг. 2 на прямую, определяемую соотношением (7). Значения безразмерного холодного расхода μ , при которых происходит слияние этих кривых, удовлетворительно совпадают со значениями μ , при которых сливаются воедино соответствующие температурные кривые. Анализ температурных кривых, полученных при других значениях D и δ , приводит к такому же результату.

На фиг. 3 приведены экспериментальные данные Хильша, обработанные в координатах $\Delta T_1, 1/n$. Эти данные сняты при $\mu = 0.5$ с температурных кривых, полу-



Фиг. 2

ченных на различных по диаметру трубах с различными диаметрами диафрагм. Точки 1, 2, 3 получены на вихревой трубе $D = 4.6$ мм при δ , равных 0.304, 0.391 и 0.479, соответственно; точки 4 померены на вихревой трубе диаметром $D = 9.6$ мм и $\delta = 0.437$. Безразмерные площади сопел у обеих труб примерно одинаковые, у меньшей $\omega = 0.0572$, у большей $\omega = 0.0574$.



Фиг. 3

Экспериментальные точки, полученные при различных D , δ и \bar{p} , с достаточной точностью ложатся на одну кривую. Кривая проведена через начало координат, поскольку известно, что при стремлении к нулю расхода газа, проходящего через вихревую трубу, т. е. при $n \rightarrow \infty$, вихревой эффект исчезает. Данные фиг. 3, с одной стороны, являются подтверждением правомерности упрощений, принятых при выводе соотношений для параметра Россби, с другой, — дополнительно подтверждают вывод работы [1] о том, что этот параметр является определяющим для вихревого эффекта. Изменение безразмерных величин \bar{p} , δ и, как было экспериментально показано в [1], величины ω лишь косвенно влияют на характер энергетического разделения в вихревой трубе, меняя величину числа Россби n .

На фиг. 3 собраны все экспериментальные данные Хильша, для обработки которых в его статье имеются необходимые величины. Не приведены лишь данные, снятые с диафрагмой безразмерного диаметра $\delta = 0.566$. При этой диафрагме влияние паразитного потока становится значительным и величины ΔT_1 не укладываются на приведенную кривую. Влияние паразитного потока исключает предложенную выше обработку и при малых относительных холодных расходах.

При изменении температуры подведенного к вихревой трубе газа и неизменных прочих условиях безразмерная функция f в соотношении (1) остается практически постоянной, изменяется лишь скорость истечения газа из сопел $w = [2kRT_0 / (k + 1)]^{1/2}$. Поэтому разности ΔT_1 и ΔT_2 пропорциональны температуре подведенного к вихревой трубе газа.

Автор с благодарностью вспоминает внимание И. А. Чарного к работе и обсуждения с Ю. Д. Райским.

Поступило 17 VIII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Ентов В. М., Калашников В. Н., Райский Ю. Д. О параметрах, определяющих вихревой эффект. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3, стр. 32—38.
2. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. Гостехтеориздат, 1957.
3. Hilsch R. Die expansion von gasen im zentrifugalfeld als Kälteprozess. Z. Naturforsch., 1946, vol. 1, p. 208—212.

О МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОТОКАХ ИЗ ГАЗОВОЙ СТРУИ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ВАКУУМ

Е. М. ШАХОВ (Москва)

Расчет струи, истекающей в вакуум, по газодинамическим уравнениям приводит к границе, отделяющей газ от вакуума. Строго говоря, такой границы не существует. Тепловое движение молекул приводит к тому, что все пространство в какой-то степени заполнено газом. Концентрация молекул, молекулярные потоки вне газодинамических границ струи очень малы по сравнению с максимальными, однако даже малые величины могут быть существенны в некотором отношении. В настоящей работе предлагается метод расчета для оценки сверху порядков величин молекулярных потоков вне газодинамических границ струи, истекающей из сопла в вакуум. Метод основан на некоторых предположениях, опирающихся на результаты исследований Келлера [1] и Молмуда [2].

Келлер решил задачу о свободно-молекулярном разлете газа, занимающего в начальный момент полупространство, и сравнил полученное решение с газодинамическим (центрированная волна разрежения). Сравнение по плотности и массовой скорости обнаружило очень незначительное в количественном отношении расхождение