Стационарные адиабатные течения идеального газа

Верещагин Антон Сергеевич
канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель

Кафедра аэрофизики и газовой динамики ФФ НГУ

9 апреля 2019 г.

Уравнения состояния идеального политропного газа

Термическое уравнение состояния

$$p = p_0 e^{(S-S_0)/c_V} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} = A(S)\rho^{\gamma}.$$

Внутренняя энергия и энтальпия в адиабатном процессе ($S = const$)

$$d\varepsilon = TdS - pd\left(\frac{1}{\rho}\right) = A(S)\rho^{\gamma-2}d\rho$$

$$\Downarrow$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma-1}\frac{p}{\rho} + \varepsilon_0, \quad i = \varepsilon + \frac{p}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{\rho} + i_0,$$

где ε_0, i_0 – константы интегрирования, которые можно будет опустить.

Интеграл Бернулли для изоэнтропического течения политропного газа

Интеграл Бернулли

$$i^* = \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p}{\rho} = \frac{v^2}{2} + i = \frac{v^2}{2} + c_p T = C(l),$$

где $C(l)$ – константа характерная для выбранной линии тока и отсутствуют массовые силы[1]; c_p – коэффициент теплоёмкости при постоянном давлении.

Основные следствия

Давление, плотность и температура с ростом скорости вдоль линии тока падают.

[1]Массовыми силами не всегда можно пренебречь, например, в метеорологии.

Параметры торможения потока

Температура торможения

Самая высокая температура на линии тока будет там, где $v = 0$, тогда

$$i^* = c_p T^*,$$

где T^* – температура торможения, а i^* – полное теплосодержание.

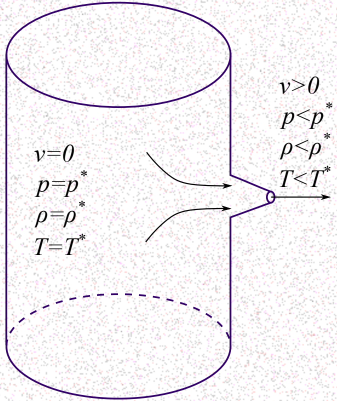
Давление и плотность торможения

$$i^* = c_p T^* = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_0^{1/\gamma}}{\rho_0} e^{(S-S_0)/c_p} p^{*(\gamma-1)/\gamma} =$$

$$= \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} e^{(S-S_0)/c_p} \rho^{*(\gamma-1)} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p^*}{\rho^*},$$

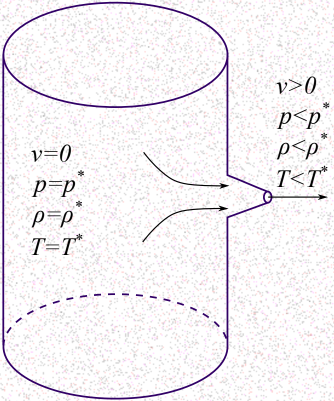
где p^*, ρ^* – давление и плотность торможения.

Задача об истечении газа из большого сосуда



При установившемся адиабатическом истечении газа из большого сосуда скорость v в далёких от отверстия точках равна нулю, а давление, плотность и температура соответственно равны давлению торможения, плотности торможения и температуре торможения.

Задача об истечении газа из большого сосуда



Максимальная скорость истечения газа

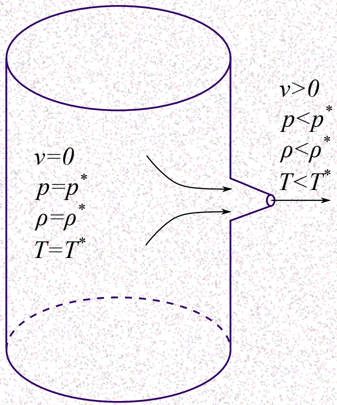
Максимальная скорость v_{max} достигается, при адиабатическом истечении газа в пустоту $p = 0$, $\rho = 0$, $T = 0$

$$i^* = \frac{v_{max}^2}{2}$$

или

$$v_{max} = \sqrt{2c_pT^*}.$$

Задача об истечении газа из большого сосуда



Скорость звука

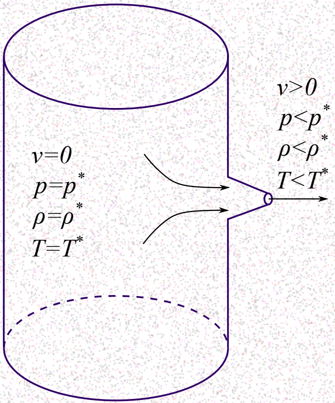
Для совершенного газа скорость звука имеет вид

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\gamma RT}.$$

Интеграл Бернулли

$$\frac{v^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma - 1} = \frac{v_{max}^2}{2}.$$

При изменении скорости потока, скорость звука вдоль линии тока меняется.



Критическая скорость звука

Критическая скорость звука c^* достигается при $v = 0$

$$i^* = c_p T^* = \frac{c^{*2}}{\gamma - 1} = \frac{v_{max}^2}{2}.$$

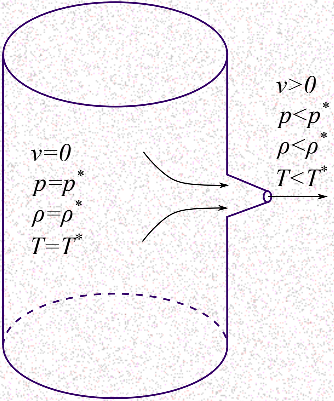
Поэтому

$$c^* = \sqrt{\gamma R T^*},$$

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}} c^*.$$

Величина c^* зависит только от температуры торможения T^*.

Задача об истечении газа из большого сосуда



Критическая скорость

Значение скорости частицы газа, равное местной скорости звука, называется **критической скоростью** $v_{\text{кр}}$

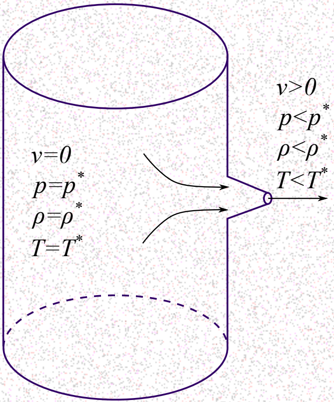
$$\frac{v_{\text{кр}}^2}{2} + \frac{v_{\text{кр}}^2}{\gamma - 1} = \frac{c^{*2}}{\gamma - 1} = \frac{v_{max}^2}{2},$$

откуда

$$v_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}} c^* = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} v_{max}.$$

Значение $v_{\text{кр}}$ зависит только от температуры торможения T^*.

Задача об истечении газа из большого сосуда



Формула для скорости истечения газа

Так как

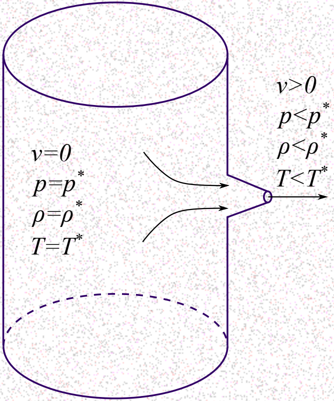
$$i^* = \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p_0^{1/\gamma}}{\rho_0} e^{(S-S_0)/c_p} p^{(\gamma-1)/\gamma} =$$

$$= \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p_0^{1/\gamma}}{\rho_0} e^{(S-S_0)/c_p} p^{*(\gamma-1)/\gamma} = \frac{v_{max}^2}{2},$$

то

$$\frac{v^2}{v_{max}^2} + \left(\frac{p}{p^*}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} = 1.$$

Задача об истечении газа из большого сосуда



Формула для скорости истечения газа

Таким образом,

$$v^2 = v_{max}^2 \left[1 - \left(\frac{p}{p^*} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right],$$

и, так как

$$v_{max} = \sqrt{2c_p T^*},$$

то получается формула Сен-Венана–Венцеля

$$v = \sqrt{2c_p T^*} \left[1 - \left(\frac{p}{p^*} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]^{1/2}.$$

Пример критических значений и параметров торможения

Пусть $T^* = 288$ K и $\gamma = 1,4$, тогда

$$a^* \approx 340 \text{ м/с}, \quad v_{max} \approx 756 \text{ м/с}, \quad v_{\text{кр}} \approx 310 \text{ м/с}.$$

Число Маха и коэффициент скорости

Определение
Отношение скорости движения частиц к местной скорости звука называется числом Маха

$$M = \frac{v}{c}.$$

Для дозвуковых течений $M < 1$, для сверхзвуковых – $M > 1$, для трансзвуковых – $M \sim 1$.

Определение
Отношение скорости движения частиц к критической скорости называется коэффициентом скорости

$$\lambda = \frac{v}{v_{\text{кр}}} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}\frac{v}{v_{max}}.$$

Связь параметров потока и с параметрами торможения и коэффициентом скорости

Разрешая интеграл Бернулли относительно давления, плотности и температуры, имеем

$$\begin{aligned}
p &= p^* \left(1 - \frac{v^2}{v_{max}^2}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} &&= p^* \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\lambda^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \\
\rho &= \rho^* \left(1 - \frac{v^2}{v_{max}^2}\right)^{1/(\gamma-1)} &&= \rho^* \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\lambda^2\right)^{1/(\gamma-1)}, \\
T &= T^* \left(1 - \frac{v^2}{v_{max}^2}\right) &&= T^* \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\lambda^2\right).
\end{aligned}$$

Связь коэффициента скорости и числа Маха

Разделим обе части интеграла Бернулли

$$\frac{v^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma - 1} = \frac{v_max^2}{2}$$

на $v^2/2$, тогда получим

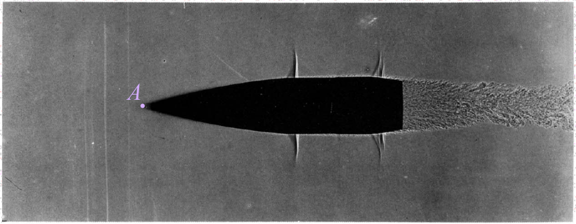
$$\frac{v^2}{v_{max}^2} = \frac{1}{1 + \frac{2}{\gamma-1}\frac{1}{M^2}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\lambda^2.$$

Связь параметров потока и с параметрами торможения и числа Маха

Разрешая интеграл Бернулли относительно давления, плотности и температуры, имеем

$$
\begin{aligned}
p &= p^* \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\gamma/(\gamma-1)}, \\
\rho &= \rho^* \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1/(\gamma-1)}, \\
T &= T^* \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1}.
\end{aligned}
$$

Нагревание тела в потоке газа



M = 0,900

Температура потока в точке торможения A на рисунке вычисляется по формуле

$$T^* = T\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}M^2\right).$$

Для воздуха ($\gamma \approx 1,4$) при температуре вдали от тела $T = 250$ K:

- при $M = 1$ $T^* \approx 290$ K,
- при $M = 3$ $T^* \approx 700$ K,
- при $M = 5$ $T^* \approx 1500$ K.

Влияние сжимаемости

Интегралы Бернулли для несжимаемой жидкости и адиабатического движения газа

$$p = p^* - \rho_0 \frac{v^2}{2} \quad \text{и} \quad p = p^* \left(1 - \frac{v^2}{v_{max}^2}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} .$$

Разложим в ряд Тейлора по малому параметру $v^2/v_{max}^2 << 1$

$$p = p^* \left(1 - \frac{v^2}{v_{max}^2}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} =$$

$$= p^* \left[1 - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{v^2}{v_{max}^2} + \frac{\frac{\gamma}{\gamma-1}\left(\frac{\gamma}{\gamma-1} - 1\right)}{2!} \frac{v^4}{v_{max}^4} + \dots\right] =$$

Отличие двух интегралов в слагаемом $\rho^* v^4/(8c^{*2})$

Влияние сжимаемости

Интегралы Бернулли для несжимаемой жидкости и адиабатического движения газа

$$p = p^* - \rho_0 \frac{v^2}{2} \quad \text{и} \quad p = p^* \left(1 - \frac{v^2}{v_{max}^2}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}.$$

Разложим в ряд Тейлора по малому параметру $v^2/v_{max}^2 << 1$

$$= p^* - \frac{\rho^* v^2}{2}\left(1 - \frac{1}{2(\gamma-1)}\frac{v^2}{v_{max}^2} + \dots\right) = p^* - \frac{\rho^* v^2}{2}\left(1 - \boxed{\frac{v^2}{4c^{*2}}} + \dots\right).$$

Отличие двух интегралов в слагаемом $\rho^* v^4/(8c^{*2})$