

ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ И КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСХОДА В КАНАЛАХ ГАЗОВОЗДУШНЫХ ТРАКТОВ ПОРШНЕВЫХ ДВС

А.А.Балашов, Р.А.Вебер, И.А.Карпов

В статье проведён анализ изменения приращения энтропии ΔS , коэффициента расхода μ и зависимостей для их определения с учётом основных особенностей протекания физических процессов в элементах газоздушных трактов поршневых ДВС.

Одной из задач, которые призвана решать термодинамика, является определение показателей процесса изменения параметров газа в потоке m , коэффициентов газодинамических потерь ξ , коэффициентов расхода μ и приращение удельной энтропии ΔS .

Большое значение имеют вопросы связанные с определением коэффициентов расхода μ и приращение энтропии ΔS , т.к. известно, что почти все авторы занимающиеся этими вопросами, исходят из того, что коэффициент расхода μ термодинамической системы (в частности для ДВС системы «канал-клапан») – величина, не зависящая от отношения давлений. Это способствует тому, что неверно в общем случае выражается зависимость между расходом воздуха или газа и отношением давлений.

Анализируя уравнение энергии для открытых адиабатных систем, можно увидеть, что газодинамические сопротивления введенные в поток оказывают двойное влияние на характер течения газа. Из этого следует, что удельная работа, затрачиваемая на преодоление газодинамических сопротивлений δl_z , влияет на изменение внешней кинетической энергии потока, т.е. оказывает непосредственное механическое влияние на действительную скорость газа в выходном сечении канала через падение полного напора. Из другого выражения можно установить, что изменение полной энергии газа в потоке определяется не только механическим влиянием газодинамических сопротивлений на характер течения газа через работу δl_z , но также и термическим влиянием сопротивлений в канале, благодаря выделяющемуся удельному количеству теплоты δq_z , которое в адиабатных системах полностью воспринимается и усваивается текущим газом. Таким образом, механическое влияние газодинамических сопротивлений на движение газа в каналах сказывается непосредственно на внешней кинетической энергии, термическое влияние – на изменение внутренней энергии пото-

ка, а оба вместе - на характере термодинамического процесса. Все безразмерные коэффициенты, параметры и показатели термодинамического процесса, характеризующие с разных сторон открытую систему, не обладают одним свойством, очень важным и необходимым при проведении анализа движения потока на отдельных участках термодинамической системы – свойством аддитивности. Поэтому необходимо выполнить, анализ различных условий течения потока и дать обоснованные зависимости как для коэффициентов расхода μ , так и для приращения удельной энтропии ΔS , т.к. известно, что ΔS это один из немногих параметров обладающих свойством аддитивности.

С целью определения ΔS желательно получить формулу, которая отражала бы зависимость приращения энтропии от безразмерных параметров потока, таких как безразмерная скорость, характеризуемая критерием Маха M и газодинамических потерь, характеризуемых коэффициентом ξ , т.к. используя свойство аддитивности энтропии, можно выделять в общей проточной системе характерные участки и определять параметры потока отдельно для каждого из них.

Как известно, изменение удельной энтропии в адиабатных процессах сжатия и расширения в каких либо термодинамических системах, определяется по выражению

$$\delta S = \frac{\delta q}{T}, \quad (1)$$

где δS - приращение удельной энтропии; δq - изменение элементарного удельного количества теплоты; T – базовая абсолютная термодинамическая температура.

Если применить выражение (1) к адиабатному процессу расширения газа в открытой теплоизолированной проточной системе, то, в этом случае, должен соблюдаться принцип возрастания энтропии, т.е. $\delta S > 0$, и базовую термодинамическую температуру в этом процессе можно принять температуру

ПОЛЗУНОВСКИЙ ВЕСТНИК №4 2008

ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ И КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСХОДА В КАНАЛАХ ГАЗОВОЗДУШНЫХ ТРАКТОВ ПОРШНЕВЫХ ДВС

T_T , которая может быть определена как теоретически достижимая в предположение изоэнтропности процесса расширения газа в потоке, т.е. в сущности принять условную опорную базу отсчета при определении приращения энтропии ΔS , т.к. важно иметь ΔS на каком-либо участке, а не саму её величину.

В этом случае увеличение элементарного количества удельной теплоты δq_z будет происходить за счет повышения термодинамической температуры потока T_2 по сравнению с температурой T_T , т.е.

$$q_z = c_h \cdot \Delta T_T, \quad (2)$$

где $\Delta T_T = T_2 - T_T$ - перепад статических температур в адиабатном потоке относительно изоэнтропного уровня; T_2 - абсолютная статическая температура в выходном сечении адиабатного потока; T_T - абсолютная статическая термодинамически достижимая температура в изоэнтропном процессе расширения газа в потоке.

Выражение (1) можно будет записать в этом случае в таком виде

$$dS = \frac{\delta q_z}{T_T}, \quad (3)$$

где δq_z - элементарное количество теплоты, образующееся при адиабатном процессе расширения газа в потоке за счет преобразования газодинамических потерь.

Выражение (2) можно получить используя известные зависимости для элементарного количества теплоты в адиабатном процессе расширения газа в потоке:

$$\delta q_z = Ca \cdot \Delta T, \quad (4)$$

где Ca - теплоемкость адиабатного процесса расширения газа в открытой системе.

Теплоемкость Ca можно определить по выражению

$$Ca = -\xi \cdot C_p, \quad (5)$$

где ξ - коэффициент газодинамических потерь в адиабатном процессе.

Коэффициент ξ может быть выражен и через отношение перепадов температур, то есть

$$\xi = \frac{\Delta T_T}{\Delta T}, \quad (6)$$

где $\Delta T_T = T - T_2$ - перепад абсолютных заторможенной и статической температур в адиабатном потоке.

Решая совместно выражения (4), (5) и (6) после несложных преобразований получим

$$\delta q_z = -\xi \cdot C_p \cdot dT = -C_p \cdot \frac{\Delta T_T}{\Delta T} \cdot \Delta T.$$

Откуда будем иметь

$$\delta q_z = -C_p \cdot \Delta T_T. \quad (7)$$

Интеграл этого выражения согласно зависимости (3) будет выглядеть так

$$\int_{S_1}^{S_2} dS = -C_p \cdot \int_{T_2}^{T_T} \frac{dT_T}{T_T}. \quad (8)$$

Интегрируя выражение (8) получим

$$S_1 - S_2 = \Delta S = C_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_T}. \quad (9)$$

Преобразуя далее выражение (9) будем иметь

$$\frac{T_2}{T_T} = e^{\frac{\Delta S}{C_p}}, \quad (10)$$

где e - основание натуральных логарифмов.

Газодинамические потери, характеризуемые коэффициентом ξ , можно выразить через приращение энтропии ΔS . Для этого воспользуемся выражением (6), тогда это будет выглядеть так

$$\xi = \frac{\Delta T_T}{\Delta T} = \frac{T_2 - T_T}{T^* - T_2} = \frac{1 - T_T/T_2}{T^*/T_2 - 1}. \quad (11)$$

Заменим а зависимости (11) отношение температур T_T/T_2 из зависимости (10), а отношение температур T^*/T_2 на его выражение из газовой динамики

$$T^*/T_2 = 1 + \frac{k-1}{2} \cdot M^2, \quad (12)$$

где M - безразмерный критерий Маха, тогда будем иметь

$$\xi = \frac{1 - T_T/T_2}{T^*/T_2 - 1} = \frac{2}{(k-1) \cdot M^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{e^{\frac{\Delta S}{C_h}}} \right). \quad (13)$$

Преобразуя далее выражение (13) с целью определения изменения энтропии в адиабатном потоке после несложных преобразований оно будет выглядеть так

$$\Delta S = C_h \cdot \ln \left[\frac{2}{2 - (k-1) \cdot \xi \cdot M^2} \right]. \quad (14)$$

Таким образом, получены два выражения (9) и (14) для определения изменения энтропии в адиабатном потоке в зависимости от отношения статических температур (9) в потоке и в зависимости от безразмерного комплекса $\xi \cdot M^2$ (14) характеризующего газодинамические потери с учетом скоростного режима потока.

Для раскрытия сущности протекающих газодинамических процессов при течении газа по каналам ДВС небезынтересно для практики расчетов выяснить зависимость изменения энтропии ΔS от отношения давлений в потоке.

С этой целью запишем два уравнения для изоэнтропного процесса расширения газа в адиабатном потоке для сечений 1-1 и 2-2:

$$P_1^* \cdot v_1^{*k} = P_T \cdot v_T^k; \quad (15)$$

$$P_2^* \cdot v_2^{*k} = P_2 \cdot v_2^k, \quad (16)$$

где P_1^* , P_2^* , P_T и P_2 - соответственно абсолютные, заторможенные и статические давления в соответствующих сечениях потока; v_T^k , v_1^{*k} , v_2^{*k} и v_2^k - соответственно удельные объемы, определенные по заторможенным и статическим параметрам потока в соответствующих сечениях; k - показатель изоэнтропного процесса расширения газа в потоке.

Сопоставляя выражения (15) и (16) с учетом равенства заторможенных температур по потоку и уравнения состояния, получим

$$\frac{T_2}{T_T} = \left(\frac{P_1^*}{P_2^*} \cdot \frac{P_2}{P_T} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad (17)$$

где T_T - абсолютная термодинамическая температура теоретически достижимая в изоэнтропном процессе; T_2 - Абсолютная термодинамическая температура в адиабатном процессе расширения газа в выходном сечении потока; P_T - абсолютное теоретически достижимое статическое давление в изоэнтропном процессе расширения газа в потоке; P_2 - абсолютное статическое давление в адиабатном процессе расширения газа в выходном сечении потока.

Используя выражение (17) можно определить изменение энтропии в потоке ΔS в зависимости от отношения давлений, для этого полученную зависимость (17) подставим в выражение (9), в результате чего оно примет вид

$$\Delta S = C_p \ln \left(\frac{P_1^*}{P_2^*} \cdot \frac{P_2}{P_T} \right)^{\frac{k-1}{k}} = R \cdot \left(\ln \frac{P_1^*}{P_2^*} + \ln \frac{P_2}{P_T} \right). \quad (18)$$

Преобразуя далее выражение (17) с учетом выражения (10) будем иметь

$$\frac{P_2}{P_T} = \frac{P_2^*}{P_1^*} \cdot e^{\frac{\Delta S}{R}} = \sigma \cdot e^{\frac{\Delta S}{R}}, \quad (19)$$

где σ - коэффициент характеризующий отношение заторможенных давлений на входе

и выходе потока, т.е. $\sigma = \frac{P_2^*}{P_1^*}$.

При определении расходных характеристик проточных систем типа «канал-клапан» широко используется так называемый коэффициент расхода μ . В основном μ используется как поправочный множитель к геометрическому проходному сечению щели клапана $f_{кл}$, при определении массового расхода воздуха или газа, движущегося в потоке, через систему «клапан-канал» и определяется как отношение действительного массового расхода воздуха или газа к теоретически возможному расходу при одном и том же перепаде давлений.

$$\mu = \frac{G_{\text{в.д}}}{G_{\text{в.т}}}, \quad (20)$$

где $G_{\text{в.д}}$ - действительный массовый расход воздуха или газа через проточную систему; $G_{\text{в.т}}$ - теоретически возможный массовый расход воздуха через ту же проточную систему и при тех же перепадах давлений.

Раскрывая зависимость (20), будем иметь

$$\mu = \frac{G_{\text{в.д}}}{G_{\text{в.т}}} = \frac{F_2 \cdot W_{\text{д}} \cdot \rho_2}{F_2 \cdot W_T \cdot \rho_T} = \varphi \cdot \frac{\rho_2}{\rho_T}, \quad (21)$$

где F_2 - геометрическое проходное сечение на выходе потока; $W_{\text{д}}$ - действительная скорость на выходе потока; W_T - теоретически достижимая скорость на выходе потока при тех же перепадах давлений; φ - коэффициент скорости $\varphi = \frac{W_{\text{д}}}{W_T}$; ρ_2 - плотность

воздуха или газа на выходе потока; ρ_T - плотность воздуха или газа определенная по теоретически достижимым параметрам потока P_T и T_T .

ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ И КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСХОДА В КАНАЛАХ ГАЗОВОЗДУШНЫХ ТРАКТОВ ПОРШНЕВЫХ ДВС

Преобразуя выражение (21) с учетом уравнения состояния, выражений (10) и (19), получим

$$\mu = \varphi \cdot \frac{\rho_2}{\rho_T} = \varphi \cdot \frac{P_2}{P_T} \cdot \frac{T_T}{T_2} = \varphi \cdot \sigma \cdot e^{\frac{\Delta S}{k^* R}}. \quad (22)$$

С целью проверки полученных выражений для ΔS и μ была выполнена статическая продувка выпускного канала с клапанами двигателя размерностью $\text{Ч}12/12$ воздухом при заторможенных абсолютных давлениях на входе в канал (в цилиндре) $P_1^* = 0,12 \div 0,24 \text{ МПа}$ и заторможенных температурах $T^* = 0300 \div 308 \text{ К}$. Отношение давлений изменилось в пределах $\frac{P_2}{P_1^*} = 0,835 \div 0,416$, процесс расширения воздуха принимался адиабатным.

По приведенным зависимостям для ΔS и μ были проведены расчеты и построены графики. На рисунке 1 представлены графики ΔS и коэффициенты расхода μ в зависимости от отношения давлений $\frac{P_2}{P_1^*}$. Анализируя приведенные графики можно сказать, что с уменьшением отношения давлений $\frac{P_2}{P_1^*}$ эн-

тропия интенсивно увеличивается для подъемов клапанов $h_{кл} = 6,0; 8,0; 12,0 \text{ мм}$, причем разница между ними при $h_{кл} = \text{const}$ составляет незначительную величину. Это говорит о росте действительной и теоретической скорости истечения, и, соответственно, о более интенсивном росте статической температуры T_2 относительно её изэнтропного уровня T_T согласно выражению (9). Кроме этого, увеличение ΔS в связи с уменьшением $\frac{P_2}{P_1^*}$, можно объяснить и за счет роста комплекса ξM^2 согласно выражению (14), где в связи с его ростом по мере уменьшения отношения давлений преобладающее значение играет число Маха M .

Анализируя изменение энтропии ΔS в связи с уменьшением отношения давлений согласно выражению (18), можно сказать, что интенсивность роста заторможенного давления на выходе потока P_1^* в значительной степени превышает небольшой рост самого давления P_2^* , это в основном и определяет рост

ΔS в связи с уменьшением $\frac{P_2}{P_1^*}$. Второе

слагаемое в этой зависимости характеризующее термическое воздействие на поток газодинамических сопротивлений не превышает $\approx 10\%$ и не может серьезно сказаться на увеличении ΔS , т.к. основная доля в увеличении ΔS (не менее 90 %) приходится на механическое воздействие газодинамических сопротивлений на поток.

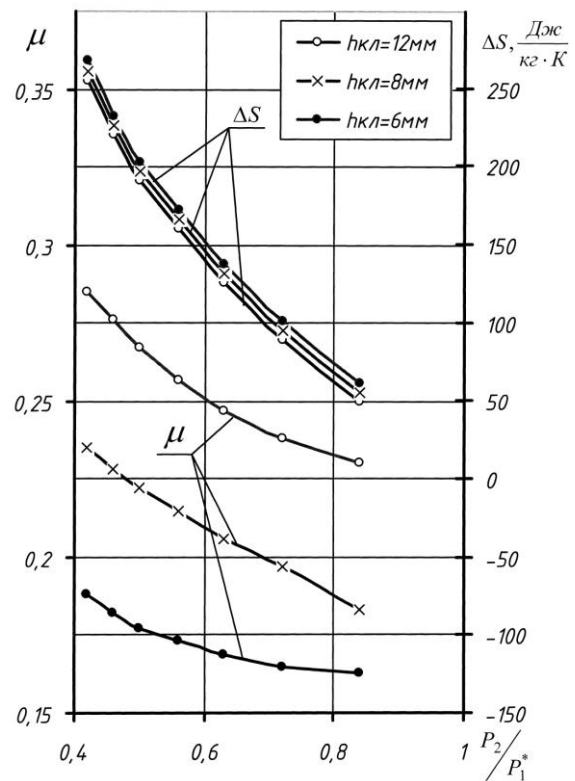


Рис. 1. Изменение приращения энтропии ΔS и коэффициентов расхода μ от отношения давлений

Коэффициент расхода μ имеет незначительный рост из-за уменьшения отношения давлений $\frac{P_2}{P_1^*}$. Это можно объяснить, используя выражение (22), т.к. коэффициент μ можно считать, что это есть скорректированный коэффициент скорости φ . Корректирующими коэффициентами в этом случае выступают коэффициент полного давления σ , который характеризует механическое воздействие газодинамических сопротивлений, и другой коэффициент $e^{\frac{\Delta S}{C_p}}$ характеризующий термическое воздействие тех же со-

противлений на поток. И в этом случае коэффициент σ играет превалярующее значение.

Тоже самое можно увидеть если рассмотреть график изменения ΔS и μ в зависимости от произведения $\xi \cdot M^2$, так как с его ростом будет расти как ΔS , так и μ (рисунок 2). Рост комплекса $\xi \cdot M^2$ определяется ростом числа Маха, т.к. в этом случае коэффициент газодинамических потерь ξ снижается. Таким образом, можно констатировать, что с уменьшением отношения давлений коэффициенты расхода увеличиваются.

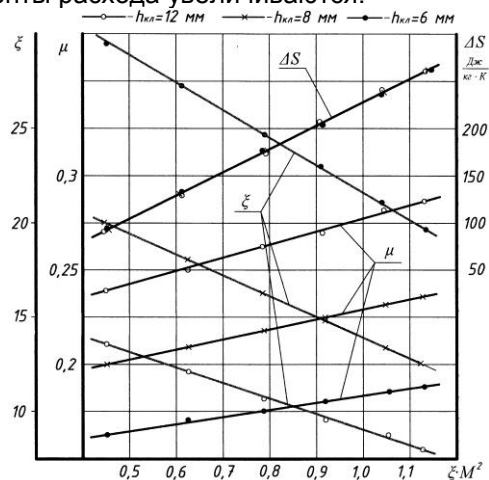


Рис. 2. Изменение энтропии ΔS , коэффициентов расхода μ и газодинамических потерь ξ от безразмерного комплекса $\xi \cdot M^2$

Проведенный анализ изменения приращения энтропии ΔS и коэффициента расхода μ показывает, что зависимости (9), (14) и (18) для определения ΔS , а также зависимость (22) для определения коэффициента расхода μ , отражают основные особенности протекания физических процессов в элементах газоздушных трактов поршневых ДВС. Эти зависимости могут быть использованы при определении расходных характеристик через органы газообмена как поршневых ДВС, так и каналов лопаточных машин, а так же разного рода пневматических устройств и в других подобных случаях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика / Г.Н. Абрамович.- М.: Наука, 1969. – 820с.
2. Балашов А.А. Определение газодинамических потерь в проточных каналах ДВС / А.А. Балашов, меж. вузов. сб. исследование и совершенствование быстроходных дизелей. АлтГТУ им. И.И. Ползунова.- Барнаул: Б.И.,1997.-133-142с.
3. Жуковский В.С. Термодинамика / В.С. Жуковский.- М.: Энергоатомиздат,1983.-304с.
4. Мамонтов М.А. Некоторые случаи течения газа / М.А. Мамонтов.- М.: Оборонгиз, 1951.-490с.
5. Рудой Б.П. Газовая динамика ДВС / Б.П. Рудой.-Уфа:изд. УАИ им. Серго Орджоникидзе, 1983.-52с.