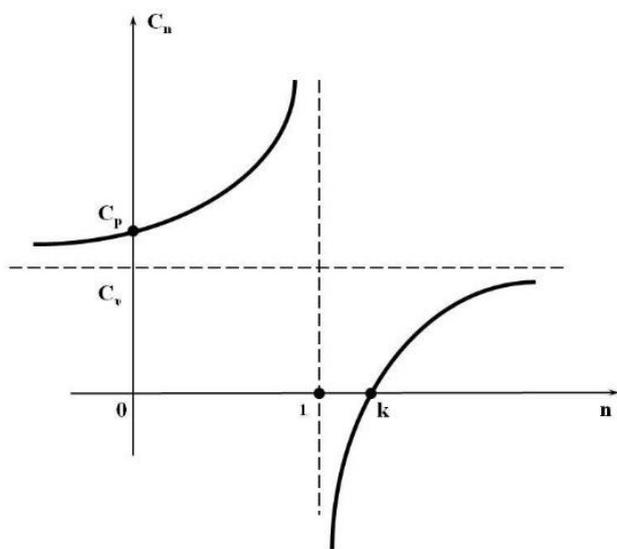


И.А. Васильева, Д.П. Волков, Ю.П. Заричняк

ТЕРМОДИНАМИКА
ПОЛИТРОПНЫЕ ПРОЦЕССЫ



Санкт-Петербург
2016

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

И.А. Васильева, Д.П. Волков, Ю.П. Заричняк

**ТЕРМОДИНАМИКА
ПОЛИТРОПНЫЕ ПРОЦЕССЫ**

Учебное пособие

 **УНИВЕРСИТЕТ ИТМО**

Санкт-Петербург

2016

Васильева И.А., Волков Д.П., Заричняк Ю.П. ТЕРМОДИНАМИКА. Политропные процессы. Учебное пособие – СПб: Университет ИТМО, 2016. – 32 с.

Учебное пособие разработано в соответствии с программой курса «Термодинамика и молекулярная физика» Федерального государственного образовательного стандарта высшего образования для бакалавров по направлению подготовки 16.03.01– «Техническая физика» и программой курса «Основы термодинамики и молекулярной физики» Федерального государственного образовательного стандарта высшего образования для бакалавров по направлению подготовки 14.03.01 – «Ядерная энергетика и теплофизика». В настоящее издание вошли лекции, посвященные политропным процессам идеальных газов. Рассмотрены изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы, идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания и циклы воздушно-реактивных двигателей.

Рекомендовано к печати Ученым советом факультета лазерной и световой инженерии 19 января 2016 года, протокол №1.



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2016

©Васильева И.А., Волков Д.П., Заричняк Ю.П., 2016

Содержание

Введение.....	4
Глава первая. Основные термодинамические процессы	5
1.1. Простейшие термодинамические процессы	5
1.2. Изохорный процесс.....	5
1.3. Изобарный процесс.....	7
1.4. Изотермический процесс.....	8
1.5. Адиабатический (изоэнтропийный) процесс	10
1.6. Политропический процесс. Уравнение политропы.....	12
Глава вторая. Термодинамические циклы двигателей.....	17
2.1. Круговые процессы.....	19
2.2. Идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания	22
2.2.1. Цикл с подводом теплоты при постоянном объёме ($V=\text{const}$).....	19
2.2.2. Цикл с подводом теплоты при ($p=\text{const}$).....	22
2.2.3. Цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера)	24
2.3. Идеальные циклы воздушно-реактивных двигателей	26
2.3.1. Воздушно-реактивные двигатели с подводом теплоты при $p=\text{const}$	26
2.3.2. Воздушно-реактивные двигатели с подводом теплоты при $V=\text{const}$	28
Литература	30

Введение

Настоящее пособие составляет часть методического обеспечения учебного курса «Термодинамика и молекулярная физика», который читается студентам кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга.

Особенность курса термодинамики в Университете ИТМО состоит прежде всего в том, что он следует непосредственно за курсом общей физики, в котором термодинамика представлена весьма кратким по объему разделом, и является вводным для студентов III курса перед изучением в дальнейшей таких, основных для бакалавров по направлениям 16.03.01- «Техническая физика» и 14.03.01 - «Ядерная энергетика и теплофизика», дисциплин, как "Теплофизические свойства веществ", "Теория тепло- и массообмена".

В первой части пособия рассматриваются основные термодинамические процессы: изобарный, изохорный, изотермический, адиабатный и политропный.

Во второй части рассматриваются идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания (Отто, Дизеля, Тринклера) и идеальные циклы воздушно-реактивных двигателей.

Глава первая

Основные термодинамические процессы

Ограничимся здесь анализом только систем термодинамического типа. Наиболее практическое значение среди них имеют системы жидкостные или газовые, т.к. именно они составляют основу всякого рода тепловых двигателей и холодильных машин (являются их рабочим веществом).

1.1. Простейшие термодинамические процессы

В общем случае в результате взаимодействия системы с окружающей средой изменяются все четыре её параметра: p , V , T и S . Однако путём выбора определенных условий процесса можно зафиксировать один из четырёх параметров.

Процессы, в которых зафиксирован один из параметров, принято называть простейшими. Таких процессов четыре: изобарный ($p=\text{const}$), изотермический ($T=\text{const}$), изохорный ($V=\text{const}$) и адиабатический ($S=\text{const}$).

Исследуем вначале общие тенденции в поведении любой термомеханической системы при совершении простейших процессов.

Для анализа воспользуемся полученным ранее выражением:

$$C = C_v + T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \cdot \frac{dV}{dT},$$

откуда имеем

$$dQ = C_v \cdot dT + T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \cdot dV. \quad (1-1)$$

Все наши рассуждения будем вести для нормальных веществ, то есть веществ, для которых $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p > 0$ и $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v > 0$.

1.2. Изохорный процесс ($dV=0$)

В этом случае при $T \neq \infty$ и $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \neq \infty$ второе слагаемое в (1-1) обратится в нуль.

Следовательно,

$$dQ = C_v \cdot dT \rightarrow Q_{2-1} = \int_{T_1}^{T_2} C_v \cdot dT. \quad (1-2)$$

Так как $C_v > 0$ для всех веществ, знаки dQ и dT совпадают. Это означает, что подвод тепла ($dQ > 0$) будет сопровождаться повышением температуры

($dT > 0$), и наоборот. Так как термический коэффициент упругости $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ для нормальных тел положителен, то с повышением температуры будет происходить повышение давления в системе, и наоборот.

На диаграмме $p(V)$ изохорный процесс изобразится отрезком прямой, параллельной оси давлений (см. рис. 1-1)

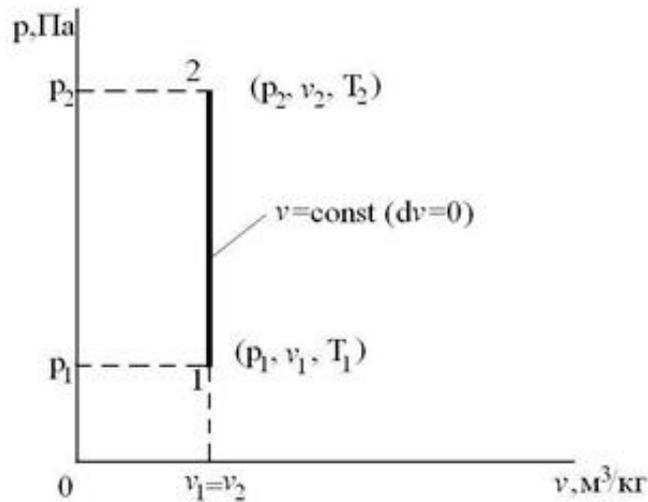


Рис. 1-1. Изохорный процесс

Важно отметить, что для всех веществ, независимо от их свойств, в диаграмме $p(V)$ изохорный процесс будет изображаться одинаково.

Иллюстрацией общих особенностей процесса могут служить диаграммы на рис. 1-2.

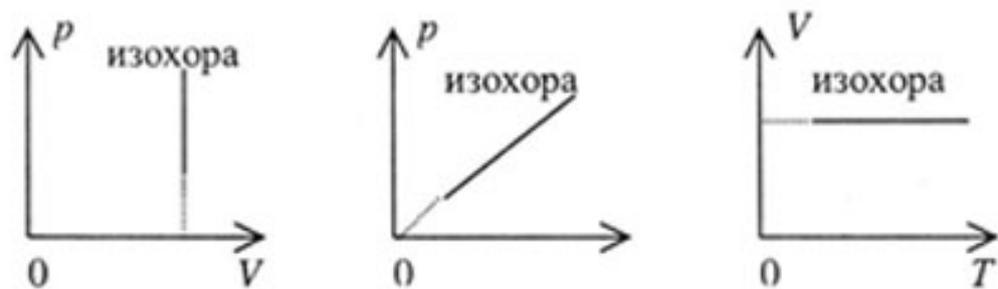


Рис. 1-2. Изохорный процесс в различных координатах

Изменение энтропии в изохорном процессе:

$$S_2(v, T_2) - S_1(v, T_1) = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_v \cdot dT = \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_v}{T} \cdot dT, \quad (1-3)$$

$$\left(\int dS = \Delta S = S_2 - S_1 = \frac{\Delta Q}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_v}{T} \cdot dT \right).$$

$$\text{При } C_v = \text{const} \rightarrow S_2(V, T_2) - S_1(V, T_1) = C_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (1-4)$$

1.3. Изобарный процесс ($dp=0$)

Пусть система получает при изобарном процессе некоторое количество теплоты dQ . Проанализируем знаки слагаемых правой части (1-1).

При $dQ > 0$

$$dQ = C_p \cdot dT = \left[C_v + T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \cdot \frac{dV}{dT} \right] \cdot dT = C_v \cdot dT + T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \cdot dV > 0. \quad (1-5)$$

В (1-5) $dQ = C_p \cdot dT = T \cdot dS$. При $dQ > 0$ $C_p > 0$, следовательно и $dT > 0$, так что в (1-5) $C_v \cdot dT > 0$.

Второе слагаемое в (1-5) для нормальных веществ также положительно. Знаки dT и dV должны совпадать.

Следовательно, при изобарном подводе теплоты происходит расширение системы с одновременным повышением её температуры. При отводе теплоты ($dQ < 0$) всё будет наоборот.

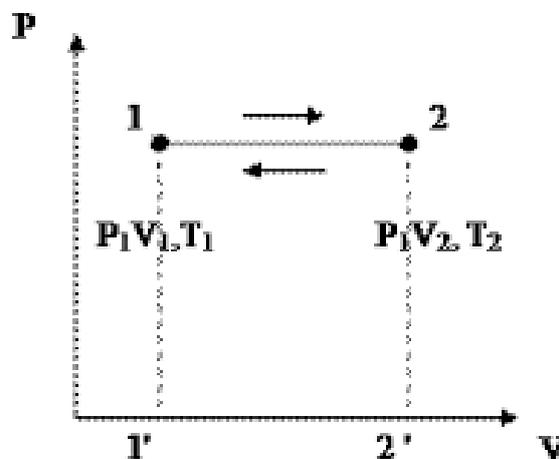


Рис. 1-3. Графическое представление изобарного процесса

Переход системы из состояния 1 в состояние 2 сопровождается подводом тепла, поэтому $V_2 > V_1$ и $T_2 > T_1$.

Графическое изображение изобарных процессов в различных системах координат отображено на рис. 1-4.

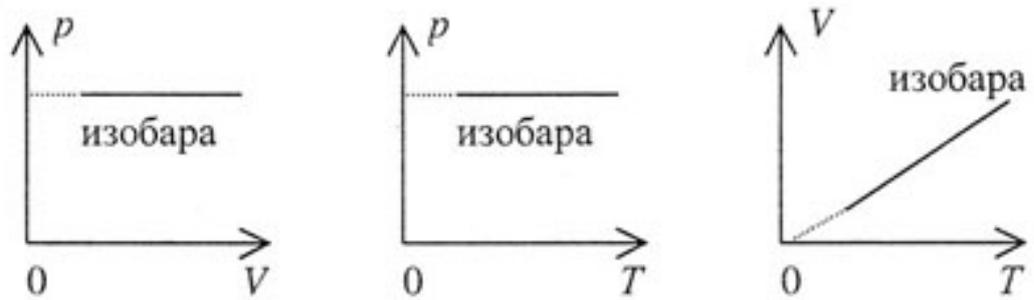


Рис.1-4. Изобарный процесс в различных системах координат

Теплота изобарного процесса:

$$dQ = di - V \cdot dp = \int_{T_1}^{T_2} C_p \cdot dT \quad | \rightarrow dQ_p = di = C_p \cdot dT; Q_{2-1} = \int_{T_1}^{T_2} C_p \cdot dT. \quad (1-6)$$

$$dp = 0$$

Изменение энтропии в изобарном процессе:

$$\int_{T_1}^{T_2} dS = S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p \cdot dT = \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_p}{T} \cdot dT. \quad (1-7)$$

При $C_p = \text{const}$ имеем

$$S_2 - S_1 \cong C_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (1-8)$$

1.4. Изотермический процесс ($dT=0$)

Уравнение (1-1) в нашем случае примет вид

$$dQ = T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \cdot dV. \quad (1-9)$$

Если энергия в тепловой форме будет подводиться к системе ($dQ > 0$), то для нормального вещества и $dV > 0$, т.е. система будет испытывать расширение. При отводе теплоты система будет сжиматься. Процесс изотермического расширения всегда сопровождается при этом ростом энтропии системы, т.к. согласно $dQ = T \cdot dS$ при $dQ > 0$ и $dS > 0$. В процессе изотермического сжатия ($dQ < 0$) энтропия системы уменьшается ($dS < 0$).

В диаграмме $p(V)$ изотермический процесс изображается различно для разных веществ, т.к. связь между p и V при $T = \text{const}$ существенно зависит от свойств данного вещества.

Изотерма идеального газа описывается уравнением $p \cdot V = \text{const}$

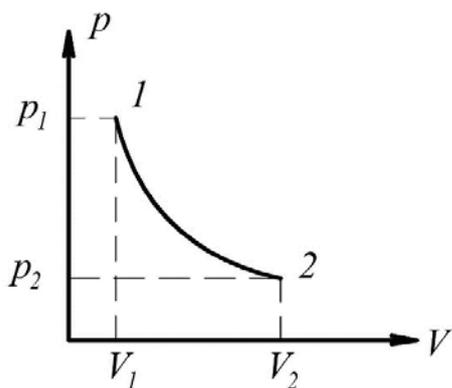


Рис.1-5. Изотермический процесс

В то же время изотерма реального газа, подчиняющегося уравнению Ван-Дер-Ваальса, описывается уравнением $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \text{const}$ и изображается другой кривой (см. рис. 1-6).

В диаграмме $T(S)$ изотермические процессы будут изображаться одинаково для всех веществ (см. рис. 1-6).

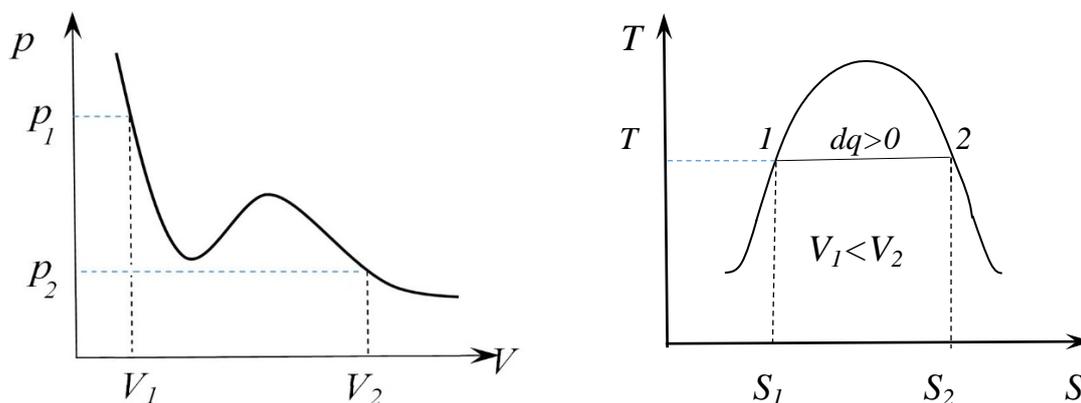


Рис.1-6. Изотермические процессы

Работа изотермического расширения

$$A_{1-2} = \int_{p_1}^{p_2} p \cdot dV . \tag{1-10}$$

Для идеального газа

$$p = \frac{R \cdot T}{V} \rightarrow A_{1-2} = \int_{p_1}^{p_2} \frac{R \cdot T}{V} \cdot dV = R \cdot T \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} = R \cdot T \cdot \ln \frac{p_1}{p_2} . \tag{1-11}$$

Количество тепла при $T = \text{const}$

$$dQ = T \cdot dS \rightarrow Q_{2-1} = T \cdot (S_2 - S_1) . \tag{1-12}$$

У идеального газа

$$dQ=dU+dA=C_V \cdot dT+p \cdot dV=p \cdot dV \quad (dT=0) \rightarrow Q_{2-1}=A_{1-2}.$$

Изменение энтропии при $T=\text{const}$

$$S_2(p_2, T) - S_1(p_1, T) = \int_{p_1}^{p_2} dS(p) = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T \cdot dp = - \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \cdot dp, \quad (1-13)$$

$$S_2(V_2, T) - S_1(V_1, T) = \int_{V_1}^{V_2} dS(V) = \int_{V_1}^{V_2} \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T \cdot dV = \int_{V_1}^{V_2} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \cdot dV. \quad (1-14)$$

Для идеального газа

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p}; \quad \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{R}{V}.$$

Следовательно,

$$S_2(p_2, T) - S_1(p_1, T) = R \cdot \ln \frac{p_1}{p_2}, \quad (1-15)$$

$$S_2(V_2, T) - S_1(V_1, T) = R \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (1-16)$$

Теплоёмкость

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_T = C_T = \pm \infty. \quad (1-17)$$

Иллюстрация изотермических процессов в различных координатах представлена на рис. 1-7.

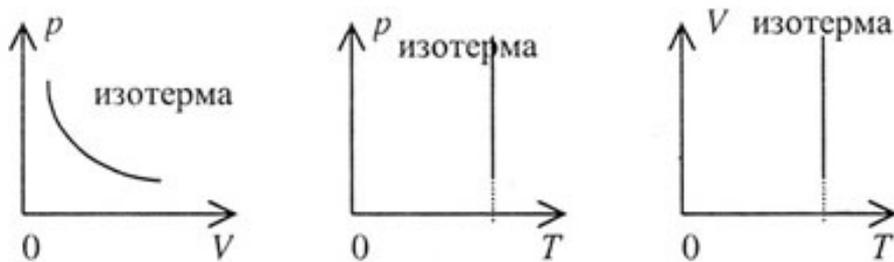


Рис. 1-7. Изотермический процесс в различных системах координат

1.5. Адиабатический (изоэнтропийный) процесс ($dS=0, dQ=0$)

Из (1-1) получаем

$$dQ_s = C_V \cdot dT + T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \cdot dV = 0, \text{ или } C_V \cdot dT = -T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \cdot dV. \quad (1-18)$$

$$\text{Откуда } \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_s = - \frac{C_V}{T} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_V.$$

Для нормальных веществ $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V > 0$ всегда, поэтому знаки dT и dV при адиабатическом процессе всегда противоположны, то есть

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_S < 0. \quad (1-19)$$

Если происходит процесс адиабатического расширения, то $dV > 0$ и $dT < 0$. Это означает, что адиабатическое расширение любого нормального вещества сопровождается понижением температуры, а адиабатическое сжатие – повышением температуры. На диаграмме $T(S)$ адиабатический процесс изображается одинаково для всех веществ (рис. 1-8).

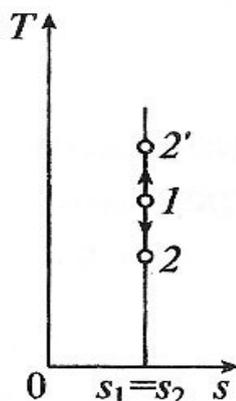


Рис. 1-8. Адиабатический процесс в системе координат $T(S)$

На диаграмме $p(V)$ этот процесс выглядит так (рис. 1-9).

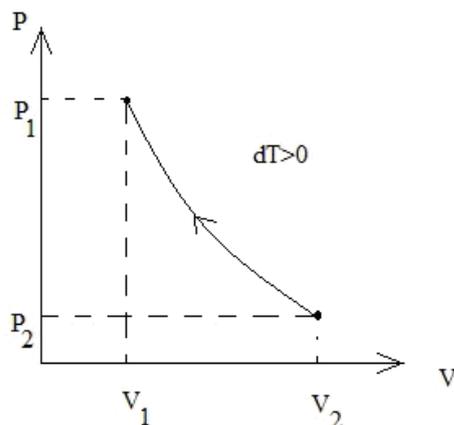


Рис.1-9. Адиабатический процесс в системе координат $p(V)$

Типовые кривые адиабат в различных координатах представлены на рис. 1-10.

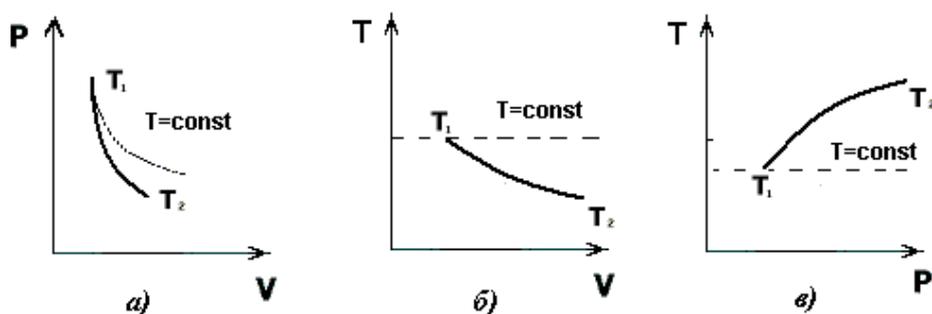


Рис.1-10. Адиабатический процесс в различных системах координат

Общее дифференциальное уравнение изоэнтропы

$$\left(\frac{\partial i}{\partial U}\right)_s = -\frac{V}{p} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s. \quad (1-20)$$

Уравнение Пуассона для идеального газа

$$p \cdot V^k = \text{const}. \quad (1-21)$$

Теплоёмкость и теплота адиабатического процесса

$$C_s = 0, Q_{2-1} = 0. \quad (1-22)$$

Работа расширения

$$A_{1-2} = \int_1^2 p \cdot dV = U_1 - U_2 = \int \frac{R \cdot T}{V} \cdot dV. \quad (1-23)$$

1.6. Политропический процесс. Уравнение политропы

Реальные процессы в общем случае нельзя строго представить в виде одного из четырёх простейших процессов.

В частности, такого представления не допускают процессы, происходящие в тепловых машинах и изображаемые в виде индикаторных диаграмм, т.е. в виде цикла в $p(V)$ -диаграмме.

Однако во многих случаях небольшие отрезки кривых процесса аналитически подчиняются уравнению

$$p \cdot V^n = \text{const}, \quad (1-24)$$

где n – любое, но постоянное в пределах данного отрезка кривой, число.

Если допустить, что n может иметь различные значения, то уравнению (1-24) должны отвечать самые разнообразные процессы, в силу этого процессы, описываемые уравнением (1-24), называются политропическими процессами, а само уравнение (1-24) – уравнением политропы (поли – много, тропос – путь).

Все простейшие процессы являются частными случаями политропических процессов.

Действительно, при $n=0$ в (1-24) имеем $p \cdot V^0 = \text{const}$, т.е. получаем изобару.

При $n=1$ имеем $p \cdot V = \text{const}$ – уравнение изотермы идеального газа.

При $n=k$ имеем $p \cdot V^k = \text{const}$ – уравнение адиабаты идеального газа.

При $n=\pm\infty$ $p \cdot V^{\pm\infty} = \text{const}$; преобразуем, извлекая $\sqrt[\pm\infty]{\quad}$ из левой и правой частей. $p^{\frac{1}{\pm\infty}} \cdot V = \text{const}$; $p^0 \cdot V = \text{const}$; $V = \text{const}$, получаем изохору.

Все они для большей наглядности сведены в виде серии приведенных кривых на диаграмме $p(V)$ (рис. 1-11).

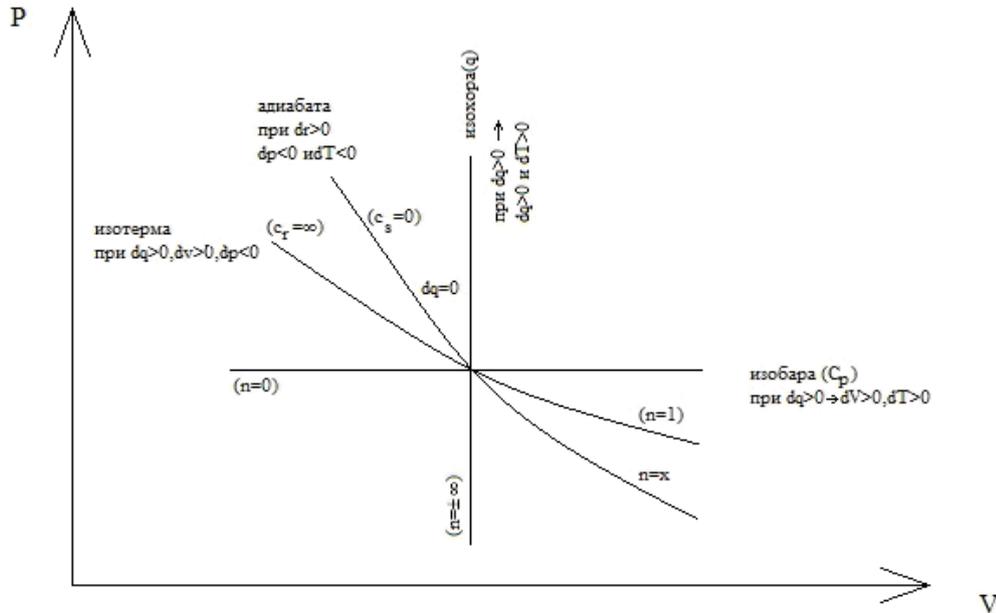


Рис. 1-11. Политропические процессы

Показатель политропы n определяется путём обработки индикаторных диаграмм реальных процессов.

Действительно, если прологарифмировать уравнение политропы, то $\ln p + n \cdot \ln V = \text{const}$ (1-25)

Пусть известны две точки одной и той же политропы - с координатами p_1, V_1 и p_2, V_2 .

Тогда $\ln p_1 + n \cdot \ln V_1 = \text{const}$ и $\ln p_2 + n \cdot \ln V_2 = \text{const}$, откуда вычитая из первого второе получаем $\ln p_1 - \ln p_2 = -n \cdot (\ln V_1 - \ln V_2) = n \cdot (\ln V_2 - \ln V_1)$,

Показатель n относительно просто определяется графически, в прямоугольной системе $\ln p = f(\ln V)$ (рис.1-12),

$$\text{где } n = \text{tg} \alpha = \frac{\ln p_1 - \ln p_2}{\ln V_2 - \ln V_1} = \frac{\ln \frac{p_1}{p_2}}{\ln \frac{V_2}{V_1}}.$$

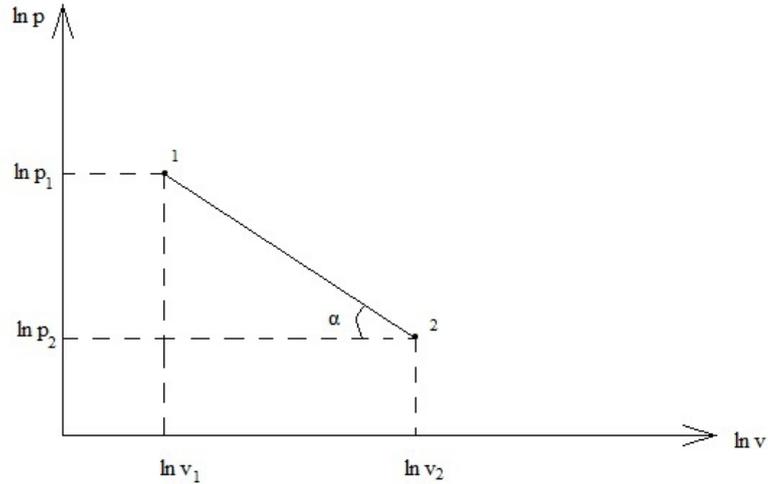


Рис.1-12. Определение показателя политропы

Любой реальный процесс, если он отклоняется на индикаторной диаграмме $\ln p$ - $\ln V$ от прямой, может быть представлен кусками различных политроп с разными n .

Уравнение политропы (1-24) формально совпадает с уравнение адиабаты для идеального газа. Поэтому для политропы идеального газа, по аналогии с адиабатой справедливы следующие уравнения в координатах T , V и T , p :

$$T \cdot V^{n-1} = \text{const}, \quad (1-26)$$

$$T \cdot p^{\frac{n-1}{n}} = \text{const}. \quad (1-27)$$

Вычислим теплоёмкость газа в политропическом процессе. Для этого привлечём уравнение теплоёмкости и учтём, что $n = \text{const}$, тогда

$$C = C_V + T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \cdot \left(\frac{dV}{dT} \right) \rightarrow C_n = C_V + T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_n. \quad (1-28)$$

Вычислим $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_n$ из (1-26).

Сначала прологарифмируем $\ln T + (n-1) \cdot \ln V = \text{const}$, затем дифференцируем $\frac{dT}{T} + (n-1) \frac{dV}{V} = 0$, откуда получаем

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_n = -\frac{1}{n-1} \cdot \frac{V}{T}. \quad (1-29)$$

Теперь производная $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V$. Для идеального газа ($p \cdot V = R \cdot T$) она определяется соотношением $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{R}{V} = \frac{p}{T}$.

После подстановки их в (1-28) получим

$$C_n = C_v - T \cdot \frac{R}{V} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \frac{V}{T} = C_v - \frac{1}{n-1} \cdot R . \quad (1-30)$$

В связи с тем, что $R=C_p-C_v$, а $C_p/C_v=k$, окончательно имеем

$$C_n = C_v - \frac{C_p - C_v}{n-1} = C_v \cdot \left(1 - \frac{k-1}{n-1}\right) = C_v \cdot \frac{n-k}{n-1} . \quad (1-31)$$

Формула (1-30), строго говоря, справедлива для идеальных газов. Из неё, как частные случаи, вытекают все простейшие процессы.

Действительно,

при $n=0$ (изобара) $C_n=C_p$

$n=1$ (изотерма) $C_n=\pm\infty$

$n=k$ (адиабата) $C_n=0$

$n=\pm\infty$ (изохора) $C_n=C_v$

Кривые изменения теплоемкости C_n политропных процессов (семейства процессов с различными показателями n) представлены на графике рис.1-13.

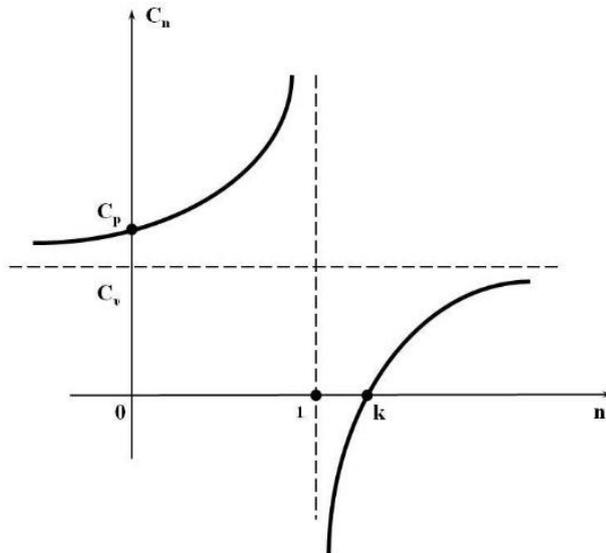


Рис. 1-13. Теплоемкость C_n в политропном процессе

Рисунок 1-13 показывает, что удельная теплоёмкость C_n в диапазоне изменения показателя политропы $1 < n < k$ оказывается отрицательной величиной. Это свидетельствует о том, что в таких процессах значения dQ и dT имеют различные алгебраические знаки, т.е. при подводе теплоты к рабочему телу температура последнего снижается, а при отводе теплоты — повышается. Физически это означает, что существуют процессы быстрого расширения системы, когда подвод теплоты не компенсирует совершаемую газом работу. В результате газ охлаждается, расходуя на работу часть своей внутренней энергии. В свою очередь, при быстром сжатии газ может отдавать теплоту в окружающую среду, но при этом заметно нагревается, не

успевая теплообменом со средой компенсировать совершаемую над ним внешнюю работу.

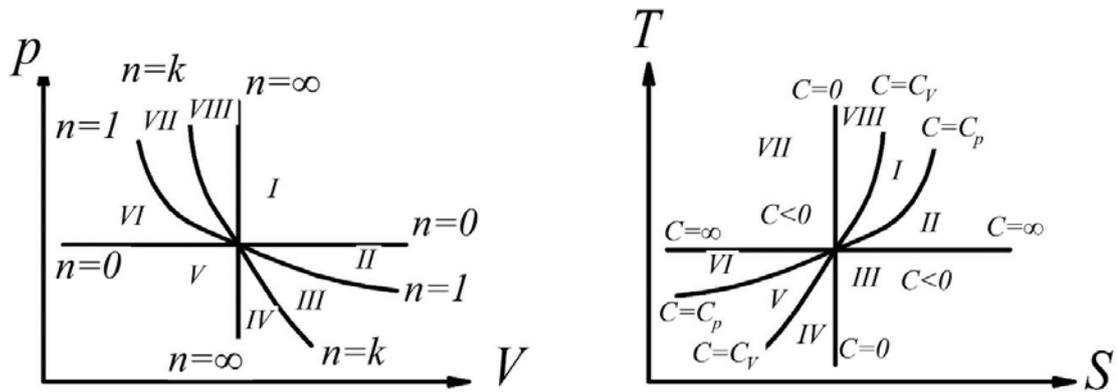


Рис. 1-14. Политропные процессы в различных системах координат

В пределах области III протекают процессы с подводом теплоты и с падением температуры.

В пределах области VII температура рабочего тела в процессе растёт, а теплота отводится.

Глава вторая

Термодинамические циклы двигателей

2.1. Круговые процессы

Основные термодинамические процессы для термодинамических систем (изотермический, изохорический, изобарический, изоэнтропийный и др.) графически изображаются в виде некоторых отрезков кривых или прямых на диаграммах $p(V)$ и $T(S)$.

В термодинамике особенно важное значение имеют такие процессы, когда термодинамическая система в конце процесса приходит в первоначальное состояние. Такие процессы носят название замкнутых процессов или циклов. На рисунке 2-1 показаны примеры замкнутых процессов.

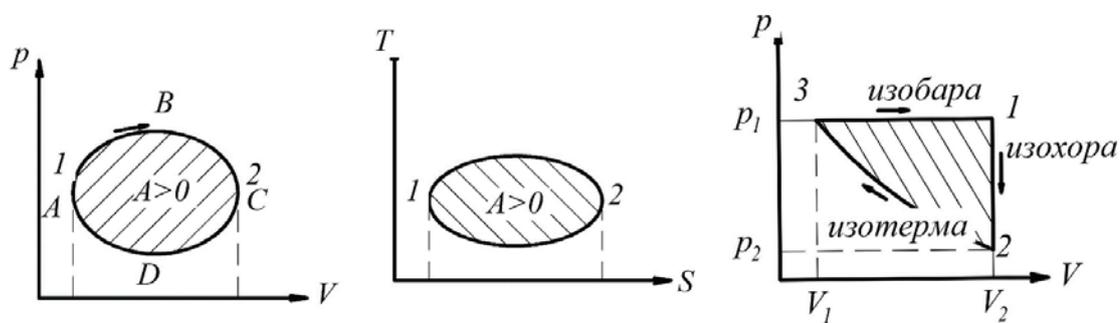


Рис.2-1. Примеры замкнутых процессов

В природе существует бесконечное количество циклов. Работа, которую совершает система за цикл, определяется, как известно, площадью внутри кривой цикла, т.е. аналитически интегралом по замкнутому контуру

$$A = \oint dA = \oint p(V) \cdot dV. \quad (2-1)$$

Циклы, в которых работа совершается за счёт затрат теплоты, называются прямыми циклами. В них движение системы на диаграмме происходит по часовой стрелке (рис. 2-2).

Циклы, на осуществление которых расходуется механическая работа, называются обратными циклами. В них движение системы происходит против часовой стрелки (рис. 2-3).

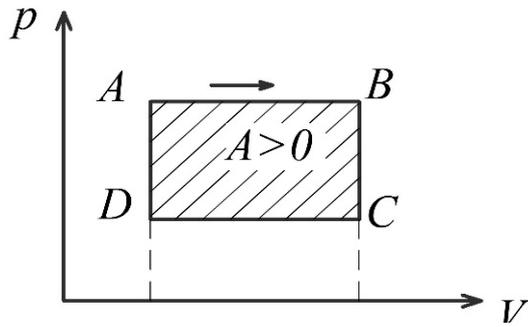


Рис.2-2. Прямой цикл

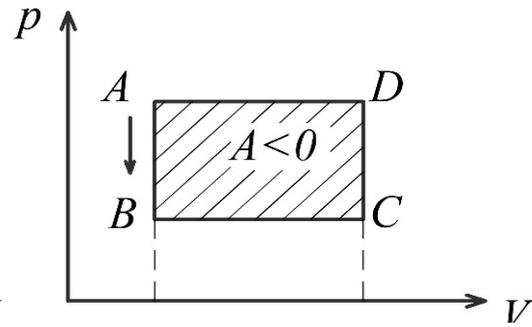


Рис.2-3. Обратный цикл

Наиболее экономичным среди всех круговых процессов (циклов) является цикл Карно. Этот цикл состоит из двух изотерм и двух адиабат и изображается на диаграммах $p(V)$ и $T(S)$ соответственно так, как показано на рис. 2-4.

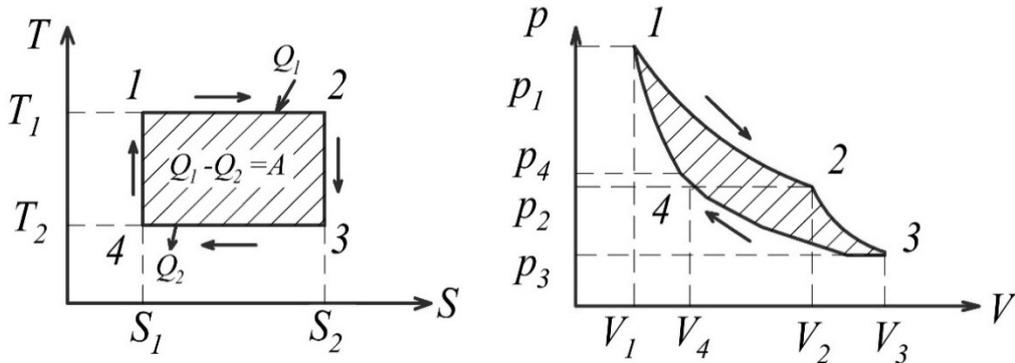


Рис.2-4. Цикл Карно

Для реализации такого цикла нужны два термостата: нагреватель с температурой T_1 (передающий системе тепло Q_1) и холодильник с температурой T_2 (принимает от системы тепло Q_2).

На участке 1-2: $Q_1 = T_1 \cdot (S_2 - S_1)$.

На участке 3-4: $Q_2 = T_2 \cdot (S_2 - S_1)$.

На участках 2-3 и 4-1: $\Delta S = 0$ и $\Delta Q = 0$.

За один цикл система совершает работу

$$A = Q_1 - Q_2 = (T_1 - T_2) \cdot (S_2 - S_1). \quad (2-2)$$

Термический КПД цикла:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (2-3)$$

Работа совершается не за счёт всей теплоты Q_1 , взятой от нагревателя, а только за счёт разности $Q_1 - Q_2$.

Иными словами, в цикле Карно, как и во всех других, теплота никогда полностью не переходит в работу.

2.2. Идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания

Одной из важнейших проблем термодинамики является проблема совершения работы за счёт подводимой к двигателю теплоты. Задачей теплотехники является создание таких циклов, КПД которых по возможности приближался бы к КПД цикла Карно (а он, как мы знаем, всегда наибольший из возможных для данных T_1 и T_2). Однако ни один реальный двигатель не работает по циклу Карно. Объясняется это тем, что не удастся создать двигатель, в котором сообщение и отнятие теплоты происходило бы при постоянных температурах.

Сообщение теплоты в поршневых двигателях внутреннего сгорания происходит при постоянном объёме или постоянном давлении.

Осуществляемые в двигателях циклы необратимы и даже незамкнуты, т.к. в них рабочее вещество после каждого цикла выбрасывается наружу. Поэтому реальные циклы нельзя изучить полностью методами классической термодинамики.

Здесь мы ограничимся анализом идеализированных циклов. Будем считать их обратимыми и замкнутыми.

Современные двигатели внутреннего сгорания выполняются в виде поршневых двигателей, газовых турбин и реактивных двигателей. Конструкции их отличаются большим разнообразием. Однако, несмотря на это, по типу циклов их можно разбить на три группы:

а) двигатели, использующие циклы с подводом теплоты при $V=\text{const}$ (цикл Отто);

б) двигатели, использующие цикл с подводом теплоты при $p=\text{const}$ (цикл Дизеля);

в) двигатели, использующие так называемый смешанный цикл с подводом теплоты частично при постоянном объёме, частично при постоянном давлении (цикл Тринклера).

2.2.1. Цикл с подводом теплоты при постоянном объёме ($V=\text{const}$)

В качестве горючего используется легкое топливо, жидкое или газообразное (бензин, керосин, генераторный или светильный газы).

Первый такой двигатель был построен в 1876 году немецким изобретателем Отто. Основной частью двигателя (рис.2-5) является один или несколько цилиндров, внутри которых производится сжигание топлива.

Внутри цилиндра перемещается поршень, движение поршня из одного крайнего положения в другое крайнее называется тактом.

Работа двигателя состоит из четырёх тактов.

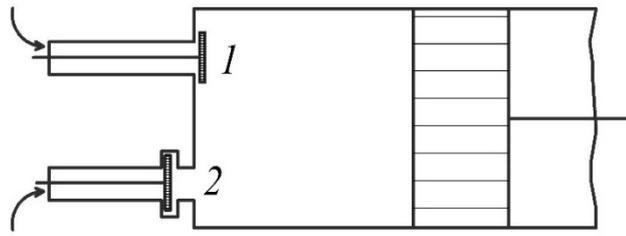


Рис.2-5. Двигатель Отто

Во время первого такта при перемещении поршня в цилиндр двигателя через впускной клапан 1 засасывается горючая смесь бензина с воздухом. При обратном ходе поршня и закрытых клапанах происходит сжатие горючей смеси (второй такт). Когда поршень достигает крайнего левого положения, горючая смесь воспламеняется от электрической искры. Следующее за этим расширение продуктов сгорания, сопровождаемое движением поршня вправо, называется рабочим ходом (третий такт), т.к. при нём производится полезная работа.

Когда поршень переходит в крайнее правое положение, открывается выпускной клапан 2 и давление в цилиндре резко падает (четвёртый такт), а оставшиеся отработанные газы выталкиваются поршнем из цилиндра. Затем все такты повторяются.

Идеальный цикл такого двигателя состоит из двух изохор и двух адиабат, как показано на рис. 2-6. Рабочее тело близко к идеальному газу.

Участки 1-2 – адиабатное сжатие горючей смеси, 2-3 – изохорический подвод теплоты (горит топливо), 3-4 – адиабатное расширение продуктов горения, 4-1 – изохорический процесс выхода теплоты, эквивалентный процессу выхлопа отработанных газов.

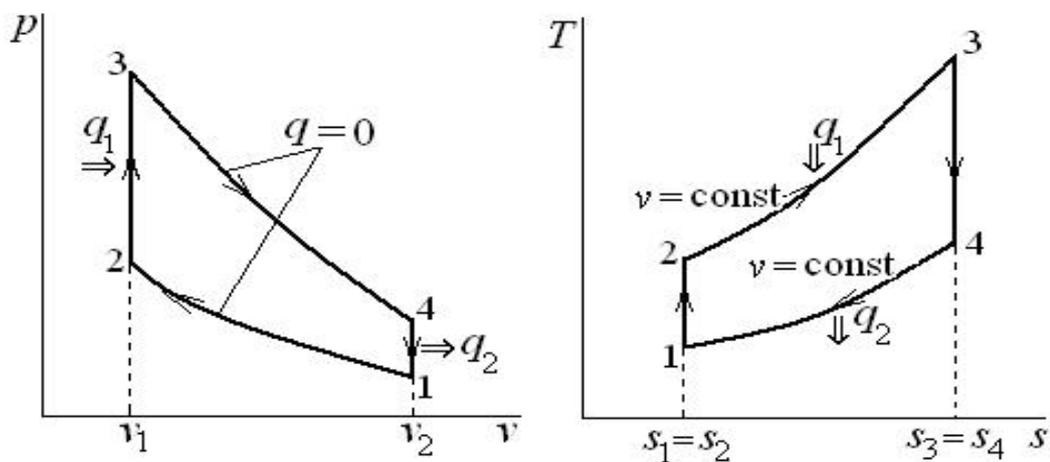


Рис.2-6. Идеальный цикл двигателя Отто

Найдём КПД такого цикла.

Тепло подводится к системе на участке 2-3: $Q_1 = C_v \cdot (T_3 - T_2)$ /постоянный объём/. $\rightarrow dQ = dU \rightarrow dQ_1 = C_v \cdot dT$.

Уносимое тепло на участке 4-1: $Q_2 = C_v \cdot (T_4 - T_1)$,

$$\text{КПД: } \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{C_v \cdot (T_3 - T_2) - C_v \cdot (T_4 - T_1)}{C_v \cdot (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (2-4)$$

Для упрощения (2-4) следует воспользоваться уравнениями адиабат

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^{k-1}; \left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1}. \quad (2-5)$$

По условию цикла (по конструкции цилиндра)

$$V_4 = V_1 \text{ и } V_3 = V_2. \quad (2-6)$$

Следовательно,

$$\frac{T_3}{T_4} = \frac{T_2}{T_1}; T_4 = T_3 \cdot \frac{T_1}{T_2}, \quad (2-7)$$

получаем $\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = \frac{T_1}{T_2}$.

$$\text{КПД } \eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1}} \rightarrow \eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (2-8)$$

здесь $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$ - степень сжатия рабочего тела в цилиндре.

Следовательно, КПД цикла с изохорным подводом теплоты в основном зависит от степени сжатия и отношения теплоёмкостей $k = \frac{C_p}{C_v}$. Возможность повышения степени сжатия, однако, ограничивается температурой самовоспламенения горючей смеси. Обычно степень сжатия изменяется в пределах $\varepsilon = 4 \div 9$. КПД такого цикла невелик.

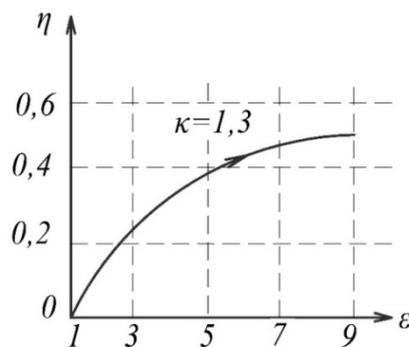


Рис.2-7. Зависимость КПД от степени сжатия рабочего тела

Если $k=1,6$, то при $\varepsilon=4$ $\eta=0,57$; при $\varepsilon=9$ $\eta=0,74$.

На самом деле, для реальных двигателей Отто значительно ниже ($\eta < 0,4$).

2.2.2. Цикл с подводом теплоты при ($p=\text{const}$)

В двигателях с таким циклом сжатие воздуха и топлива производится раздельно: воздух сжимается в цилиндре, а жидкое топливо – в насосе. Это позволяет получить высокие степени сжатия и исключает преждевременную вспышку смеси. Создание такого двигателя относится к 1897 году и не вполне обоснованно связано с именем немецкого ученого Дизеля (он предлагал вести сгорание по изотерме, а не при $p=\text{const}$).

Схема работы двигателя: в цилиндр забирается воздух при первом ходе поршня. При втором ходе поршня производится сжатие воздуха ($\varepsilon \approx 12 \div 20$) до давлений $p \approx 34 \div 36$ атм, а температура поднимается до $600 \div 800^\circ\text{C}$. При достижении максимального сжатия в цилиндр через форсунку подаётся распылённое топливо. Так как температура воздуха в цилиндре выше $t_{\text{воспл.}}$, то оно воспламеняется и горит при $p=\text{const}$ в период работы форсунки.

Затем происходит расширение продуктов горения и выпуск отработанных газов. Весь цикл завершается за 4 такта.

Этот цикл можно назвать идеальным, состоящим из адиабатического сжатия газа, изобарического подвода к газу теплоты, адиабатического расширения газа и изохорического отвода теплоты от газа.

Особенности цикла понятны из рисунка 5-9.

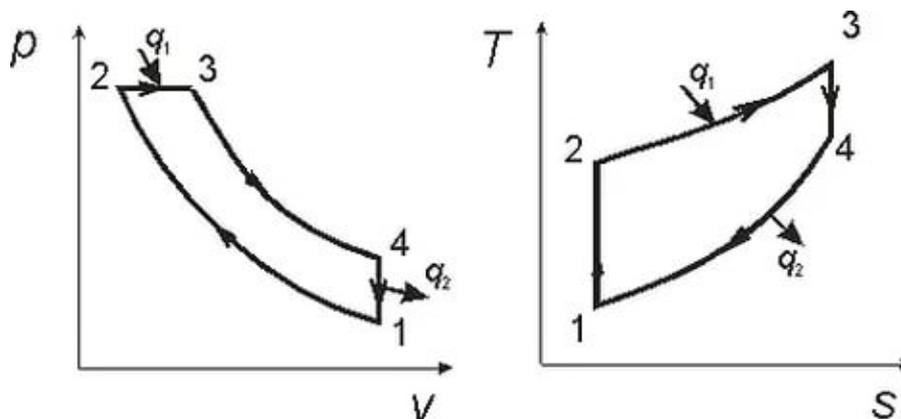


Рис.5-9. Цикл с подводом теплоты при постоянном давлении.

1-2 адиабатическое сжатие,

2-3 – изобарический подвод теплоты,

3-4 – адиабатическое расширение продуктов сгорания,

4-1 – изохорический отвод теплоты (выхлоп).

$$\begin{aligned} Q_1 &= C_p \cdot (T_3 - T_2); \\ Q_2 &= C_v \cdot (T_4 - T_1). \end{aligned} \quad (2-9)$$

Степень сжатия $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$ и степень предварительного расширения $\rho = \frac{V_3}{V_2}$.

В точке 2:

$$V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon} \text{ и } p_2 = p_1 \cdot \varepsilon^k; T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}. \quad (2-10)$$

В точке 3:

$$V_3 = V_2 \cdot \rho = V_1 \cdot \frac{\rho}{\varepsilon}; p_3 = p_2 = p_1 \cdot \varepsilon^k. \quad (2-11)$$

Следовательно, $T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \cdot \rho \cdot \varepsilon^{k-1}$.

В точке 4:

$$V_4 = V_1 \text{ и } p_4 = p_3 \cdot \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^k = p_1 \cdot \rho^k; \quad (2-12)$$

$$T_4 = T_1 \cdot \frac{p_4}{p_1} = T_1 \cdot \rho^k.$$

Выражения для Q_1 и Q_2 можно преобразовать

$$\begin{aligned} Q_1 &= C_p \cdot (T_3 - T_2) = C_p \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot (\rho - 1); \\ Q_2 &= C_v \cdot (T_4 - T_1) = C_v \cdot T_1 \cdot (\rho^k - 1). \end{aligned}$$

$$\text{КПД цикла запишется так } \eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{C_v \cdot T_1 \cdot (\rho^k - 1)}{C_p \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot (\rho - 1)}.$$

$$\text{Иначе } \eta = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot (\rho - 1)}. \quad (2-13)$$

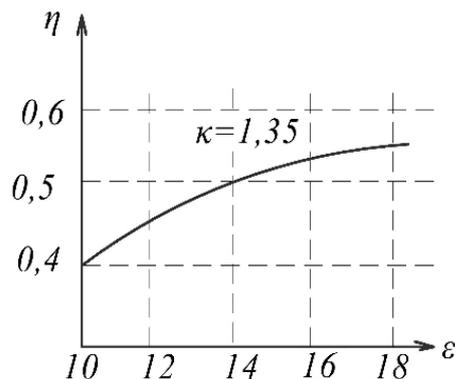


Рис. 2-8. Зависимость КПД от степени сжатия рабочего тела

КПД здесь растёт с ростом степени сжатия ϵ и падает с ростом степени предварительного расширения ρ . При $\epsilon=12\div 20$ КПД двигателя Дизеля значительно выше, чем у двигателей Отто.

2.2.3. Цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера)

Двигатель Дизеля имеет ряд недостатков: наличие компрессора, сложное устройство форсунок и т.п. Смешанный цикл позволяет несколько упростить схему двигателя.

Двигатель со смешанным циклом был построен в 1904 г. русским инженером Г.В.Тринклером. В нём подвод теплоты производится частично при $V=\text{const}$ и частично при $p=\text{const}$.

Распыление топлива происходит в так называемой предкамере, которая соединена с основным цилиндром узкими каналами.

Сжатие воздуха производится так же, как и в двигателях с подводом теплоты при $p=\text{const}$. Высокие степени сжатия обеспечивают самовоспламенение. Во время сжатия, благодаря большому сопротивлению каналов, давление p_1 в цилиндре растёт быстрее, чем p_2 в предкамере. В результате разности p_1-p_2 происходит сильное истечение воздуха из цилиндра в предкамеру.

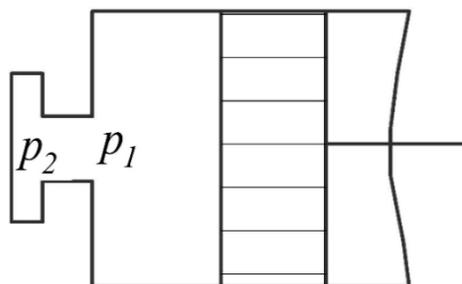


Рис.2-9. Цилиндр двигателя

Кинетическая энергия воздуха расходуется на распыление жидкого топлива, впрыскиваемого в предкамеру. С момента вспышки в ней давление устанавливается уже выше, чем в цилиндре. Процесс горения части топлива в предкамере близок к изохорическому. Из камеры продукты сгорания с частицами несгоревшего топлива истекают в цилиндр при температуре порядка $1500\div 1800^\circ\text{C}$. Большие скорости и завихрения обеспечивают хорошее перемешивание несгоревшего топлива. Однородная смесь сгорает в цилиндре при $p=\text{const}$. Затем происходит адиабатическое расширение продуктов сгорания и их выпуск из камеры. Идеальный цикл двигателя представлен на рис.2-10 и состоит из таких процессов

При сгорании топлива подводится тепло

$$Q_1=C_V\cdot(T_3-T_2)+C_p\cdot(T_4-T_3). \quad (2-14)$$

При выбросе продуктов сгорания уносится тепло

$$Q_2 = C_V \cdot (T_5 - T_1) . \quad (2-15)$$

Значения температур T_1, T_2, T_3, T_4, T_5 и основные параметры цикла можно найти, используя уравнение адиабаты.

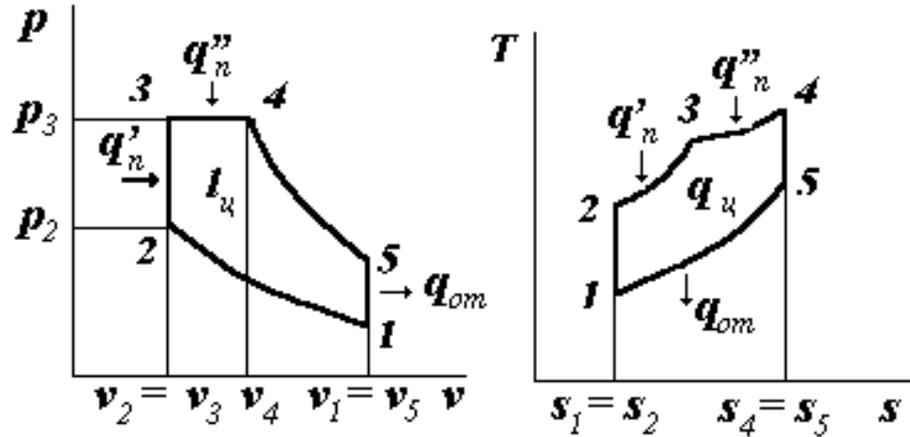


Рис. 2-10. Цикл со смешанным подводом теплоты

- 1-2 – адиабатическое сжатие,*
- 2-3 – изохорический подвод теплоты,*
- 3-4 – изобарический подвод теплоты,*
- 4-5 – адиабатическое расширение продуктов сгорания,*
- 5-1 – изохорический отвод теплоты.*

Пусть степень сжатия $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$, степень повышения давления $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$ и

степень предварительного расширения $\rho = \frac{V_3}{V_2}$.

Тогда можно записать

$$V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon}; p_2 = p_1 \cdot \varepsilon^k; T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}, \quad (2-16)$$

$$V_3 = V_2 \cdot \rho = \frac{V_1 \cdot \rho}{\varepsilon}; p_3 = p_1 \cdot \varepsilon^k \cdot \lambda; T_3 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda, \quad (2-17)$$

$$V_4 = \frac{V_1 \cdot \rho}{\varepsilon}; p_4 = p_3 = p_1 \cdot \varepsilon^k \cdot \lambda; T_4 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda \cdot \rho, \quad (2-18)$$

$$V_5 = V_1; p_5 = p_1 \cdot \rho^k \cdot \lambda; T_5 = T_1 \cdot \rho^k \cdot \lambda. \quad (2-19)$$

С учётом (2-16) - (2-19) выражения (2-14) и (2-15) принимают вид

$$Q_1 = C_v \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k \cdot \lambda \cdot (\rho - 1)];$$

$$Q_2 = C_v \cdot (T_5 - T_1) = C_v \cdot T_1 \cdot (\lambda \cdot \rho^k - 1).$$
(2-20)

Следовательно,

$$\eta = 1 - \frac{\lambda \cdot \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} \cdot [(\lambda - 1) + k \cdot \lambda \cdot (\rho - 1)]}.$$
(2-21)

При $\lambda=1$ получаем цикл с подводом теплоты при $p=\text{const}$, а при $\rho=1$ получаем цикл с подводом теплоты при $V=\text{const}$.

КПД цикла растёт с ростом степени сжатия ε и зависит от λ и ρ .

Благодаря сравнительной простоте устройства и надёжности в работе такие двигатели нашли широкое применение в промышленности и на транспорте.

2.3. Идеальные циклы воздушно-реактивных двигателей

Увеличение скорости и высоты полета самолетов привело к необходимости замены поршневых авиационных двигателей значительно более мощными реактивными двигателями.

Реактивным называется такой тепловой двигатель, в котором химическая энергия топлива преобразуется в кинетическую энергию газовой струи, а получающаяся при этом сила реакции непосредственно используется как сила тяги.

Существует несколько типов реактивных двигателей, отличающихся видом топлива и окислителя. В частности, применяются воздушно-реактивные двигателя (ВРД), жидкостно-реактивные двигателя (ЖРД) и реактивные двигатели на твёрдом топливе (ТРД).

Здесь мы ограничимся анализом воздушно-реактивных двигателей. Они подразделяются на бескомпрессорные (прямоточные и пульсирующие) и турбокомпрессорные. С термодинамической точки зрения они делятся на двигатели с горением топлива при $p=\text{const}$ и на двигатели с горением при $V=\text{const}$.

2.3.1. Воздушно-реактивные двигатели с подводом теплоты при $p=\text{const}$

Цикл с подводом теплоты при $p=\text{const}$ использован в прямоточном в.р.д.. Принцип работы такого в.р.д. весьма прост. При полёте с большой скоростью встречный поток воздуха, набегающий на двигатель, тормозится, в результате чего уменьшается его скорость и повышается давление. Это торможение начинается до входа в двигатель и продолжается во входном устройстве – диффузоре.

При дозвуковых скоростях полета воздушная струя при торможении увеличивает своё поперечное сечение. В этом случае входное устройство выполняется в виде расширяющегося канала. Сжатый во входном диффузоре воздух поступает в камеру сгорания, туда же через ряд форсунок впрыскивается топливо (см. рис.2-11).

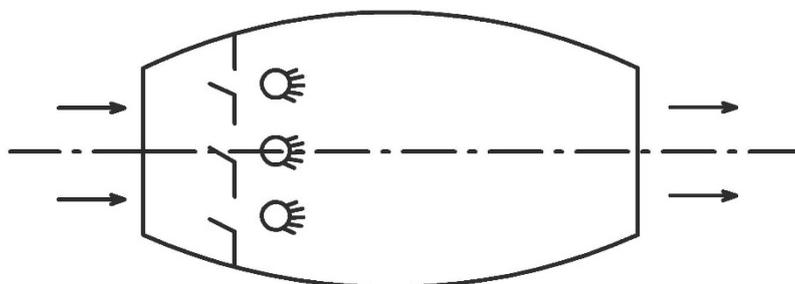


Рис.2-11. Схема реактивного двигателя

Воспламенение горючей смеси осуществляется электрической искрой. Температура на выходе из камеры сгорания может достигать 2000°C и более. У прямоточных в.р.д. давление в процессе сгорания меняется незначительно, поэтому их принято относить к типу двигателей, использующих цикл с подводом теплоты при $p=\text{const}$. График такого цикла представлен на рисунке 2-12.

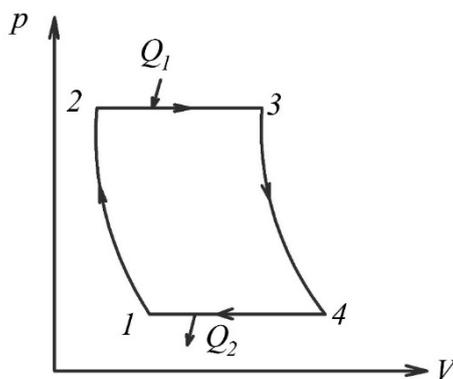


Рис.2-12. Цикл реактивного двигателя (при $p=\text{const}$)

Участок 1-2 соответствует процессу адиабатического сжатия набегающего потока воздуха в диффузоре, участок 2-3 – процессу подвода теплоты при сгорании топлива, участок 3-4 – процессу адиабатного расширения продуктов сгорания в сопле, участок 4-1 – изобарному охлаждению удаленных в атмосферу продуктов сгорания до температуры окружающей среды.

КПД такого цикла

$$\eta = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (2-22)$$

где $\beta = \frac{P_2}{P_1}$ - степень увеличения давления воздуха в диффузоре, а ε – степень сжатия воздуха в диффузоре.

При полётах со скоростью 900-1000 км/час степень сжатия воздуха в диффузоре очень низкая и $\eta=3\div4\%$.

Цикл турбореактивных двигателей аналогичен циклу прямоточного в.р.д. Разница лишь в том, что в компрессорном в.р.д. необходимое сжатие воздуха обеспечивается компрессором. Поэтому КПД такого двигателя значительно выше.

2.3.2. Воздушно-реактивные двигатели с подводом теплоты при $V=\text{const}$

К ним относятся пульсирующие в.р.д. Пульсирующий в.р.д. конструктивно отличается от прямоточного наличием клапанов на входе в камеру сгорания и на выходе из неё.

Предварительное сжатие воздуха в пульсирующем в.р.д. также осуществляется только за счёт использования скоростного напора. Заполнение камеры сгорания происходит при открытых клапанах на входе в камеру и закрытых выходных клапанах, а сгорание – при закрытых на входе и выходе. При достижении максимального давления выходные клапаны открываются, и горючие газы с большой скоростью вытекают через сопло в атмосферу. Затем открываются клапаны на входе и происходит продувка камеры. Далее выходные клапаны закрываются и цикл повторяется.

Идеальный цикл такого двигателя показан на рисунке 2-13.

КПД такого цикла

$$\eta = 1 - \frac{k \cdot \left(\lambda^{\frac{1}{k}} - 1 \right)}{(\lambda - 1) \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (2-23)$$

где $\beta = \frac{P_2}{P_1}$ - степень увеличения давления, $\lambda = \frac{P_3}{P_2}$ - степень добавочного увеличения давления.

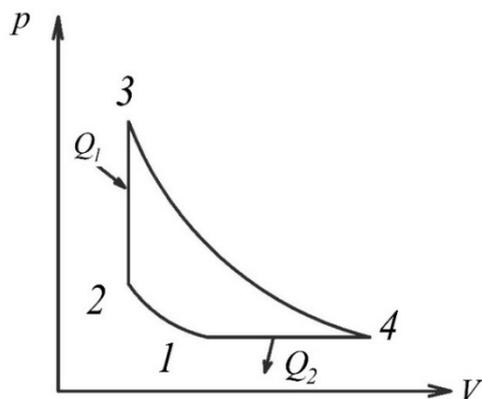


Рис.2-13. Цикл реактивного двигателя (при $V=\text{const}$)

1-2 – адиабатное сжатие воздуха в диффузоре;

2-3 – подвод к газу теплоты при $V=\text{const}$;

3-4 – адиабатическое расширение газа в сопле;

4-1 – отдача газом теплоты в атмосферу при $p=\text{const}$, равном атмосферному.

В заключение остаётся заметить, что нерассмотренные здесь циклы газотурбинных установок аналогичны приведённым выше циклам в.р.д. при $V=\text{const}$ и $p=\text{const}$.

Литература

а) основная литература:

1. А.И. Ансельм Основы статистической физики и термодинамики. – СПб.: изд. «Лань», 2007.- 448с.
2. Е.С. Платунов Физика. Т.2. Молекулярная физика и термодинамика: Учебное пособие, 2-е издание, перераб. и доп. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2005. – 278 с.
3. И.П.Базаров Термодинамика. Учебник. – 5-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2010.- 377 с.

б) дополнительная литература:

4. М.А. Леонтович Введение в термодинамику. Статистическая физика. - СПб.: изд. «Лань», 2008.- 432с.
5. Ю.И. Тюрин, И.П. Чернов, Ю.Ю. Крючков Физика. Молекулярная физика. Термодинамика.- СПб.: изд. «Лань», 2008.- 228с.
6. В.Ф. Леонова Термодинамика. –М.: Изд-во «Высшая школа», 1968.- 158 с.

Миссия университета – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

КАФЕДРА КОМПЬЮТЕРНОЙ ТЕПЛОФИЗИКИ И ЭНЕРГОФИЗИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

Начало теплофизической научной школы в университете было положено организацией в 1938 году кафедры приборов теплосилового контроля, заведующим которой стал профессор, доктор технических наук Г.М.Кондратьев (1887-1958). В 1954 году вышла в свет его монография «Регулярный тепловой режим». Изложенные в ней идеи впоследствии были успешно применены в различных областях, например, при создании нового типа приборов для исследования теплофизических свойств веществ и параметров теплообмена. В начале 50-х годов началась разработка методов теплового расчета радиоэлектронных устройств, а в дальнейшем и других приборов – оптических, оптико-электронных, гироскопических. Серия этих работ была выполнена под руководством Заслуженного деятеля науки и техники РСФСР, профессора, доктора технических наук Дульнева Г.Н., возглавлявшего кафедру с 1958 года по 1995 год. В результате был создан новый математический аппарат анализа теплового режима сложных технических систем и приборов, разработаны методы проектирования приборов с заданным тепловым режимом. Комплекс этих работ признается и в нашей стране, и за рубежом как новое научное направление в теплофизике. Кафедра приборов теплосилового контроля за свою многолетнюю историю не раз изменяла свое название. Так, с 1947 года она именовалась кафедрой тепловых и контрольно-измерительных приборов, с 1965 года – кафедрой теплофизики, с 1991 года – кафедрой компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга. Однако основным направлением ее научной и педагогической деятельности оставалось применение учения о теплообмене в физике и приборостроении. С 1995 года заведующим кафедрой является профессор, доктор технических наук А.В.Шарков.

Многолетняя деятельность кафедры привела к созданию научной и педагогической школы теплофизиков-приборостроителей, из которой вышли доктора наук А.Н.Гордов, А.И.Лазарев, Г.Н.Дульнев, Б.Н.Олейник, Е.С.Платунов, Н.А.Ярышев, В.Н.Васильев, Ю.П.Заричняк, А.В.Шарков и другие ученые-теплофизики.

Сотрудники кафедры принимали участие в разработке нового поколения вычислительных машин, исследовании термооптических явлений в космических комплексах, в реализации международных программ космических исследований. Так, предложенные на кафедре методы были использованы при проектировании телевизионных камер космических аппаратов в проекте «ВЕГА», при создании лазерного устройства в проекте «ФОБОС». Возможности разработанных на кафедре методов математического моделирования тепловых процессов в сложных системах и технике теплофизического эксперимента были продемонстрированы при анализе процессов теплообмена в организме человека; при создании электрогенераторов, работа которых использует явления сверхпроводимости; при создании оригинальных образцов оборонной, медицинской и измерительной техники.

В рамках традиционных направлений развиваются работы по созданию методов и приборов для измерения температуры, тепловых потоков, теплофизических свойств веществ, исследования коэффициентов переноса в неоднородных средах, а также работы по созданию принципиально новых композиционных материалов – особо прочных, термостойких, теплоизоляционных и т.д.

В последние годы наряду с традиционными научными направлениями появился ряд новых направлений, связанных с экологическим мониторингом, энергосберегающими технологиями, биологией и медицинским теплофизическим приборостроением. На базе ведущихся на кафедре научных исследований осуществляется обучение молодых специалистов, первый выпуск которых по специальности «Теплофизика» состоялся в 1969 году. В 1998 году кафедра получила также право обучения по новому для нашего университета направлению – «Техническая физика». В июне 1998 года состоялся первый выпуск бакалавров, а в 2000 году – магистров.

На кафедре ведется подготовка научных кадров высшей квалификации в аспирантуре и докторантуре по специальностям 01.04.14 – «Теплофизика и теоретическая теплотехника» и 05.11.01 «Приборы и методы измерения тепловых величин». Сейчас коллектив кафедры продолжает развитие как ставших уже традиционными научных направлений и направлений подготовки специалистов, так и ведет поиск в новых областях науки и техники.

Васильева Ирина Александровна
Волков Дмитрий Павлович
Заричняк Юрий Петрович

**ТЕРМОДИНАМИКА
ПОЛИТРОПНЫЕ ПРОЦЕССЫ**

Учебное пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49**