

Глава 10. Теплосиловые газовые циклы

10.1. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

10.2. Циклы газотурбинных установок

10.3 Циклы реактивных двигателей

[предыдущая глава](#)

[следующая глава](#)

ТЕПЛОСИЛОВЫЕ ГАЗОВЫЕ ЦИКЛЫ

к оглавлению Главы 10

10.1. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

Как видно из самого названия, двигатель внутреннего сгорания представляет собой такую тепловую машину, в которой подвод теплоты к рабочему телу осуществляется за счет сжигания топлива внутри самого двигателя. Рабочим телом в таких двигателях является на первом этапе воздух или смесь воздуха с легко воспламеняющимся топливом, а на втором этапе — продукты сгорания этого жидкого или газообразного топлива (бензин, керосин, соляровое масло и др.). В газовых двигателях давления рабочего тела не слишком высоки и температуры его намного превышают критические, что позволяет с хорошим приближением рассматривать рабочее тело как идеальный газ; это существенно упрощает термодинамический анализ цикла.

Двигатели внутреннего сгорания обладают двумя существенными преимуществами по сравнению с другими типами тепловых двигателей. Во-первых, благодаря тому что у двигателя внутреннего сгорания горячий источник теплоты находится как бы внутри самого двигателя, отпадает необходимость в больших теплообменных поверхностях, через которые осуществляется подвод теплоты от горячего источника к рабочему телу. Это приводит к большей компактности двигателей внутреннего сгорания, например, по сравнению с паросиловыми установками. Второе преимущество двигателей внутреннего сгорания состоит в следующем. В тех тепловых двигателях, в которых подвод теплоты к рабочему телу осуществляется от внешнего горячего источника, верхний предел температуры рабочего тела в цикле ограничивается температурой, допустимой для конструкционных материалов (так, повышение температуры водяного пара в паротурбинных установках лимитируется свойствами сталей, из которых изготавливаются элементы парового котла и паровой турбины; с ростом температуры, как известно, снижается предел прочности материала). В двигателях же внутреннего сгорания предельное значение непрерывно меняющейся температуры рабочего тела, получающего теплоту не через стенки двигателя, а за счет тепловыделения в объеме самого рабочего тела, может существенно превосходить этот предел. При этом надо еще иметь в виду, что стенки цилиндра и головки блока цилиндров имеют принудительное охлаждение, что позволяет расширить температурные границы цикла и тем самым увеличить его термический КПД.

Двигатели внутреннего сгорания (поршневого типа) широко используются в технике (в автомашинах, тракторах, самолетах старых типов и т.д.).

Основным элементом любого поршневого двигателя является цилиндр с поршнем, соединенным посредством кривошипно-шатунного механизма с внешним потребителем работы. Цилиндр снабжен двумя отверстиями с клапанами, через одно из которых осуществляется всасывание рабочего тела (воздуха или горючей смеси), а через другое — выброс рабочего тела по завершении цикла.

Различают три основных вида циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания:

цикл Отто (сгорание при $V = \text{const}$);

цикл Дизеля (сгорание при $p = \text{const}$);

цикл Тринклера (сгорание при $V = \text{const}$ и затем при $p = \text{const}$).

Цикл Отто. Рассмотрим цикл Отто (названный так по имени немецкого конструктора Н.А. Отто, осуществившего этот цикл в 1876 г.). Схема двигателя,

работающего по циклу Отто, и индикаторная диаграмма этого двигателя представлены на рис. 10.1.

Поршень I совершает возвратно-поступательное движение в цилиндре II, снабженном всасывающим III и выхлопным IV клапанами. В процессе $a-1$ поршень движется слева направо, в цилиндре создается разрежение, открывается всасывающий клапан III и в цилиндр подается горючая смесь, приготовленная в специальном устройстве — карбюраторе. Горючей смесью в цикле Отто является воздух, смешанный с некоторым количеством паров бензина (или другого горючего). После того как поршень дойдет до крайнего правого положения, процесс заполнения цилиндра горючей смесью заканчивается и всасывающий клапан закрывается, поршень начинает двигаться в обратном направлении — справа налево. При этом горючая смесь в цилиндре сжимается и ее давление возрастает (процесс $1-2$). После того как давление смеси в цилиндре достигает определенного значения, соответствующего точке 2 на индикаторной диаграмме, с помощью электрической свечи V производится поджигание горючей смеси. Процесс сгорания смеси происходит практически мгновенно, поршень не успевает переместиться, и поэтому процесс сгорания можно считать изохорным. В процессе сгорания выделяется теплота, за счет которой рабочее тело, находящееся в цилиндре, нагревается и его давление повышается до значения, соответствующего точке 3 на индикаторной диаграмме. Под действием этого давления поршень вновь перемещается вправо, совершая при этом работу расширения, отдаваемую внешнему потребителю. После того как поршень дойдет до правой мертвой точки, с помощью специального устройства открывается выхлопной клапан IV и давление в цилиндре снижается до значения, несколько превышающего атмосферное (процесс $4-5$); при этом часть газа выходит из цилиндра. Затем поршень вновь движется влево, выталкивая из цилиндра в атмосферу оставшуюся часть отработавших газов¹⁾.

После этого начинается новый цикл — всасывание следующей порции горючей смеси и т.д.

Таким образом, поршень в цилиндре двигателя, работающего по циклу Отто, в течение одного цикла совершает четыре хода (такта) — всасывание, сжатие, расширение после сгорания смеси, выталкивание продуктов сгорания в атмосферу.

Термодинамический анализ цикла Отто удобно проводить, рассматривая идеализированный цикл, соответствующий рассмотренной индикаторной диа-

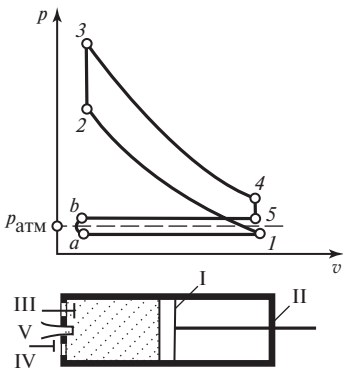


Рис. 10.1

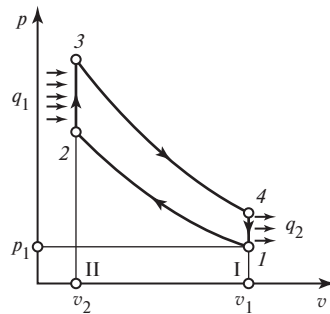


Рис. 10.2

¹⁾ Как видно из индикаторной диаграммы, давление в цилиндре в процессе всасывания несколько меньше, а в процессе выхлопа — несколько больше атмосферного в результате аэродинамического сопротивления обоих клапанов и соответствующих подводящих патрубков.

грамме. Такой идеализированный цикл Отто представлен в p, v -диаграмме на рис. 10.2, построенной для единицы массы рабочего тела.

Реальный цикл двигателя внутреннего сгорания — это разомкнутый цикл, рабочее тело засасывается извне и по окончании цикла выбрасывается в атмосферу; таким образом, в каждом цикле участвует новая порция рабочего тела. Поскольку в горючей смеси, подаваемой в цилиндр двигателя (воздух + топливо), количество топлива относительно невелико по сравнению с количеством воздуха, для удобства анализа можно считать, что цикл двигателя внутреннего сгорания является замкнутым, рабочим телом цикла является воздух, количество которого в двигателе остается неизменным, а подвод теплоты q_1 к рабочему телу осуществляется от внешнего горячего источника через стенку цилиндра в изохорном процессе 2-3 и соответственно отвод теплоты q_2 от рабочего тела к холодному источнику — в изохорном процессе 4-1. Что касается термодинамического анализа такой замкнутый цикл не отличается от разомкнутого цикла Отто.

Поскольку процессы сжатия (1-2) и расширения (3-4) в этом цикле происходят за весьма короткие промежутки времени, в течение которых не успевает произойти заметного теплообмена с окружающей средой, с хорошим приближением эти процессы можно считать адиабатными.

Таким образом, идеализированный замкнутый цикл, термодинамически эквивалентный циклу Отто, состоит из двух адиабат (адиабата сжатия 1-2 и адиабата расширения 3-4) и двух изохор (изохора подвода теплоты 2-3 и изохора отвода теплоты 4-1). Работа, производимая двигателем за один цикл, изображается площадью 2-3-4-1-2.

Определим термический КПД цикла Отто.

Количество теплоты, подводимой к рабочему телу в изохорном процессе 2-3, определяется уравнением (7.6):

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2), \quad (10.1)$$

где T_2 и T_3 — температуры рабочего тела соответственно до подвода теплоты и после него, а c_v — средняя теплоемкость рабочего тела в рассматриваемом интервале температур (если считать рабочее тело идеальным газом с постоянной теплоемкостью, то тогда c_v — постоянная теплоемкость такого газа).

Количество теплоты, отводимой от рабочего тела в изохорном процессе 4-1, составляет:

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1), \quad (10.2)$$

где T_4 и T_1 — температуры рабочего тела до отвода теплоты и после него.

Отсюда следует, что в соответствии с общим определением

$$\eta_T = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

термический КПД цикла Отто может быть выражен уравнением

$$\eta_T = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)}. \quad (10.3)$$

При условии $c_v = \text{const}$ это выражение может быть приведено к следующему виду:

$$\eta_T = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}. \quad (10.4)$$

Для идеального газа отношение T_1/T_2 в адиабатном процессе определяется соотношением (7.60а):

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}.$$

Обозначим через ε отношение удельных объемов рабочего тела до сжатия и после него:

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}. \quad (10.5)$$

Величина ε носит название степени сжатия.

С учетом (10.5) уравнение (7.60а) может быть записано следующим образом:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.6)$$

Для адиабат 1-2 и 3-4 можно написать уравнения Пуассона:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k; \quad (10.7)$$

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k. \quad (10.8)$$

Деля почленно (10.8) на (10.7) и учитывая при этом, что $v_2 = v_3$ и $v_4 = v_1$, получаем:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \quad (10.9)$$

или

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}. \quad (10.10)$$

С учетом (10.10) и (10.6) уравнение (10.4) для термического КПД цикла Отто принимает вид:

$$\eta_{\text{т}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.11)$$

Зависимость $\eta_{\text{т}}$ цикла Отто от ε для $k = 1,40$ представлена на рис. 10.3.

По уравнению (10.11) термический КПД цикла Отто зависит только от степени сжатия рабочего тела в адиабатном процессе 1-2, причем чем больше степень сжатия ε , тем выше термический КПД цикла.

Вывод о том, что благодаря применению предварительного сжатия рабочего газа возрастает термический КПД двигателя, весьма важен; в дальнейшем будет показано, что этот вывод справедлив для любых двигателей внутреннего сгорания.

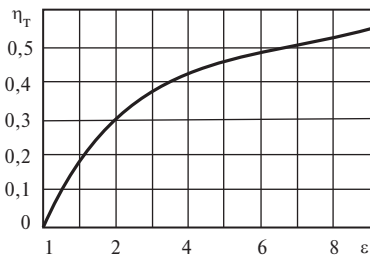


Рис. 10.3

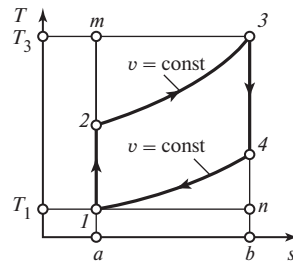


Рис. 10.4

Говоря о циклах двигателей внутреннего сгорания, следует в этой связи упомянуть о двигателе, созданном в 1859 г. французским изобретателем Э. Ленуаром. В этом цикле сжигание топлива (светильного газа) в камере сгорания осуществлялось при атмосферном давлении. Термический КПД этого двигателя был весьма мал (3—4 %).

Вывод о том, что применение предварительного сжатия воздуха позволит резко увеличить термический КПД двигателя, был огромным шагом вперед в развитии теории двигателей внутреннего сгорания. Интересно отметить, что впервые мысль о целесообразности предварительного сжатия воздуха перед подачей его в камеру сгорания была высказана С. Карно еще в 1824 г. Впервые схема двигателя со сжатием воздуха и сгоранием при постоянном объеме была предложена в 1862 г. Бо де Роше; впоследствии Отто построил двигатель, в котором был осуществлен этот цикл.

Итак, для увеличения η_r выгодно всячески увеличивать степень сжатия. Однако практически осуществить сжатие до слишком высоких значений ϵ , сопровождающееся значительным повышением температуры и давления, не удастся по той причине, что по достижении определенного значения ϵ часто еще до прихода поршня в левое крайнее положение происходит самовоспламенение горючей смеси; как правило, этот процесс носит детонационный характер и разрушает элементы двигателя. Поэтому степень сжатия в обычных карбюраторных двигателях не превышает 7÷12. Степень сжатия зависит от качества топлива, повышаясь с улучшением его антидетонационных свойств, характеризуемых октановым числом.

Теплота q_1 , подводимая к рабочему телу в цикле Отто (T, s -диаграмма на рис. 10.4), изображается в T, s -диаграмме площадью $a-2-3-b-a$, теплота q_2 , отводимая от рабочего тела, — площадью $a-1-4-b-a$, а работа цикла — площадью $1-2-3-4-1$ ¹⁾.

Карбюраторные двигатели, работающие по циклу Отто, широко распространены в технике: они применяются в легковых и многих грузовых автомашинах, на самолетах (с поршневыми двигателями).

Цикл Дизеля. Степень сжатия ϵ в цикле может быть повышена, если сжимать не горючую смесь, а чистый воздух, и затем после окончания процесса сжатия вводить в цилиндр горючее. Именно на этом принципе основан цикл Дизеля (названный по имени немецкого инженера Р. Дизеля, построившего в 1897 г. двигатель, работавший по этому циклу). Схема двигателя, работающего по циклу Дизеля, и индикаторная диаграмма этого двигателя представлены на рис. 10.5. В процессе $a-1$ в цилиндр двигателя засасывается чистый атмосферный воздух; в процессе $1-2$ осуществляется адиабатное сжатие этого воздуха до давления p_2 (степень сжатия в двигателях с циклом Дизеля обычно достигает $\epsilon = 15\div 16$). Затем начинается процесс расширения воздуха и одновременно через специальную форсунку впрыскивается топливо (керосин, соляровое масло). За счет высокой температуры сжатого воздуха топливо воспламеняется и сгорает при постоянном давлении, что обеспечивается расширением газа от v_2 к v_3 при $p = \text{const}$. Поэтому цикл Дизеля называют циклом со сгоранием при постоянном давлении.

¹⁾ Для идеального газа любые две изохоры, так же как и любые две изобары, в T, s -диаграмме эквидистантны; в самом деле, поскольку тангенс угла наклона изохоры в T, s -диаграмме есть $\left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_v = \frac{T}{c_v}$, $c_v \neq f(v)$, то при данной температуре все изохоры идеального газа имеют одинаковый наклон (аналогично и изобары).

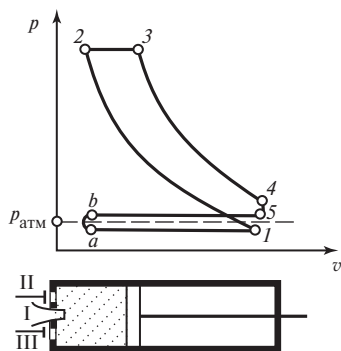


Рис. 10.5

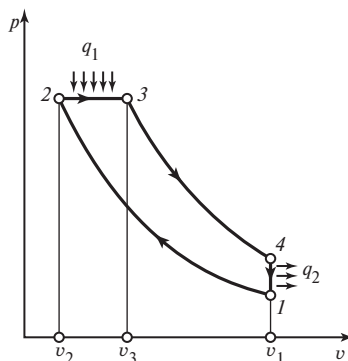


Рис. 10.6

После того как процесс ввода топлива в цилиндр заканчивается (точка 3), дальнейшее расширение рабочего тела происходит по адиабате 3-4. В состоянии, соответствующем точке 4, открывается выхлопной клапан цилиндра, давление в цилиндре снижается до атмосферного (по изохоре 4-5) и газ выталкивается из цилиндра в атмосферу (линия 5-*b*); таким образом, цикл Дизеля — это четырехтактный цикл.

Для удобства анализа заменяем рассмотренный цикл Дизеля термодинамически эквивалентным ему идеализированным замкнутым циклом, осуществляемым с чистым воздухом; *p*, *v*-диаграмма этого цикла представлена на рис. 10.6. Как видно из этой диаграммы, идеализированный цикл Дизеля состоит из двух адиабат (адиабаты сжатия 1-2 и адиабаты расширения 3-4), изобары 2-3, по которой осуществляется подвод теплоты q_1 от горячего источника, и изохоры 4-1, по которой осуществляется отвод теплоты q_2 к холодному источнику.

Вычислим термический КПД этого цикла (по-прежнему считая воздух, используемый в качестве рабочего тела этого цикла, идеальным газом с постоянной теплоемкостью).

Введем еще одно обозначение — степень предварительного расширения ρ :

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}. \tag{10.12}$$

Из общего выражения для термического КПД любого цикла

$$\eta_T = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

с учетом того, что в изохорном процессе 4-1 [см. (10.2)]

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1),$$

а в изобарном процессе 2-3

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2), \tag{10.13}$$

получаем:

$$\eta_T = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} \tag{10.14}$$

или с учетом (7.55)

$$\eta_T = 1 - \frac{1}{k} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \frac{T_1}{T_2}. \tag{10.15}$$

В изобарном процессе идеального газа

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho. \quad (10.16)$$

Из уравнений адиабаты для процессов 1-2 и 3-4 имеем:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k;$$

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k;$$

с учетом того, что $v_4 = v_1$ и $p_2 = p_3$, получаем, почленно деля (10.8) на (10.7):

$$\frac{p_4}{p_1} = \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^k. \quad (10.17)$$

Заменяя в этом соотношении p_1 и p_4 на изохоре $v_4 = v_1$ по уравнению Клапейрона, получаем с учетом (10.12):

$$\frac{T_4}{T_1} = \rho^k. \quad (10.18)$$

Подставляя (10.18) и (10.16) в (10.15), получаем следующее выражение для термического КПД цикла Дизеля:

$$\eta_T = 1 - \frac{1}{k} \frac{\rho^k - 1}{\rho - 1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.19)$$

Это соотношение показывает, что термический КПД цикла Дизеля тем выше, чем больше степень сжатия ε (как и в цикле Отто) и чем меньше величина ρ .

Зависимость η_T цикла Дизеля от ε для разных значений ρ при $k = 1,40$ представлена на рис. 10.7.

Цикл Дизеля в T, s -диаграмме представлен на рис. 10.8. Величина q_1 изображается площадью $a-2-3-b-a$, величина q_2 — площадью $a-1-4-b-a$, работа цикла $l_{ц}$ — площадью $1-2-3-4-1$.

Сравним между собой значения термических КПД циклов Отто и Дизеля, принимая в обоих циклах одинаковой либо степень сжатия ε , либо наивысшую температуру рабочего тела в цикле T_3 ; разумеется, исходные параметры рабочего тела в начальной точке цикла (p_1, v_1, T_1) считают одинаковыми для обоих циклов.

Если принять, что степень сжатия в обоих циклах одна и та же, то из (10.11) и (10.19) очевидно, что термический КПД цикла Отто выше термического КПД цикла Дизеля. Однако сравнение КПД этих циклов при условии одинаковых значений ε вряд ли правомерно, так как преимуществом цикла Дизеля по срав-

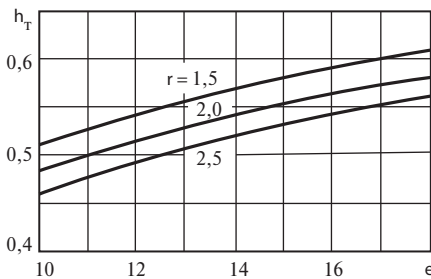


Рис. 10.7

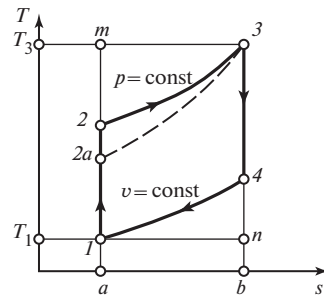


Рис. 10.8

нению с циклом Отто является, как отмечалось выше, именно возможность достижения более высоких степеней сжатия.

Сравнение значений η_T циклов Отто и Дизеля при условии одинаковой наивысшей температуры цикла T_3 показывает, что в этом случае термический КПД цикла Дизеля будет выше, чем термический КПД цикла Отто. В частности, это видно и из T, s -диаграммы на рис. 10.8; поскольку $c_p > c_v$, т.е. $T(\partial s / \partial T)_p > T(\partial s / \partial T)_v$, то следовательно, в T, s -диаграмме изохора идет более круто, чем изобара (на рис. 10.8 штриховой линией нанесена изохора цикла Отто 2a-3), и, значит, степень заполнения цикла Дизеля выше, чем цикла Отто.

При сравнении обоих циклов при равных работах цикла $l_{ц} = q_1 - q_2$ и максимальном давлении легко заметить, что теплота q_2 в цикле Отто больше, чем в цикле Дизеля, а термический КПД меньше. Подобное сравнение наиболее оправдано и дает основание считать цикл Дизеля более экономичным, чем цикл Отто.

Надо при этом отметить, что двигатель Дизеля, не нуждающийся в карбюраторной топливной смеси, может работать на более низкосортном топливе.

Основными недостатками двигателя Дизеля по сравнению с двигателем Отто являются необходимость затраты работы на привод устройства для распыления топлива и относительная тихоходность, обусловленная более медленным сгоранием топлива.

Цикл Тринклера. Своего рода «гибридом» циклов Отто и Дизеля является цикл со смешанным сгоранием, или цикл Тринклера¹⁾ (иногда называемый также циклом Сабатэ). Двигатели, работающие по этому типу (рис. 10.9), имеют так называемую форкамеру, соединенную с рабочим цилиндром узким каналом. На рис. 10.10 показан цикл такого двигателя в p, v -диаграмме. В рабочем цилиндре воздух адиабатически сжимается за счет инерции маховика, сидящего на валу двигателя, нагреваясь при этом до температуры, обеспечивающей воспламенение жидкого топлива, подаваемого в форкамеру (процесс 1-2). Форма и расположение последней способствуют наилучшему смешению топлива с воздухом, в результате чего происходит быстрое сгорание части топлива в небольшом объеме форкамеры (процесс 2-5).

Благодаря возрастанию давления в форкамере образовавшаяся в ней смесь несгоревшего топлива, воздуха и продуктов сгорания проталкивается в рабочий цилиндр, где происходит догорание оставшегося топлива, сопровождающееся перемещением поршня слева направо при приблизительно постоянном давлении.

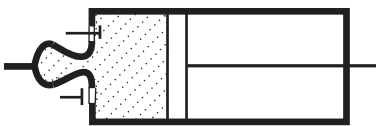


Рис. 10.9

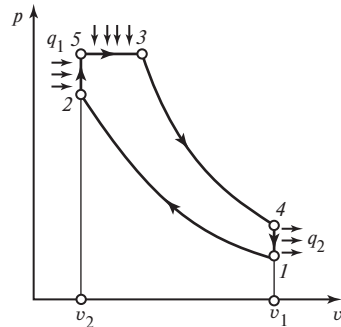


Рис. 10.10

¹⁾ По имени русского инженера Г.В. Тринклера, впервые предложившего этот цикл в 1904 г.

нии (процесс 5-3). По окончании сгорания топлива дальнейшее расширение продуктов сгорания (рабочий ход) происходит адиабатически (процесс 3-4), после чего отработавшие газы удаляются из цилиндра (процесс 4-1).

Таким образом, в цикле со смешанным сгоранием подвод теплоты q_1 осуществляется вначале по изохоре (q_1'), а затем по изобаре (q_1'').

Особенность двигателя со смешанным сгоранием состоит в том, что в отличие от двигателя Дизеля он не нуждается в компрессоре высокого давления для распыления жидкого топлива. Жидкое топливо, введенное в форкамеру при сравнительно невысоком давлении, распыляется струей сжатого воздуха, поступающего из основного цилиндра. Вместе с тем цикл со смешанным сгоранием частично сохраняет преимущества цикла Дизеля перед циклом Отто — часть процесса сгорания осуществляется при постоянном давлении.

Определим термический КПД цикла со смешанным сгоранием.

В общем соотношении

$$\eta_{\tau} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

величина q_2 (теплота, отводимая по изохоре 4-1) по-прежнему определяется соотношением (10.2):

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1),$$

тогда как величина q_1 складывается из теплоты q_1' , подводимой в изохорном процессе 2-5, и теплоты q_1'' , подводимой в изобарном процессе 5-3:

$$q_1 = q_1' + q_1''. \quad (10.20)$$

Очевидно, что

$$q_1' = c_v(T_5 - T_2); \quad (10.21)$$

$$q_1'' = c_p(T_3 - T_5). \quad (10.22)$$

Отсюда для термического КПД цикла со смешанным сгоранием получаем:

$$\eta_{\tau} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_5 - T_2) + c_p(T_3 - T_5)}, \quad (10.23)$$

или

$$\eta_{\tau} = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\left(\frac{T_5}{T_2} - 1\right) + k \frac{T_5}{T_2} \left(\frac{T_3}{T_5} - 1\right)} \frac{T_1}{T_2}. \quad (10.24)$$

Для изохоры 4-1 имеем из уравнения Клапейрона:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1}. \quad (10.25)$$

Уравнения для адиабат 1-2 и 3-4 можно записать в виде [см. (10.7); (10.8)]

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k; \quad \text{и} \quad p_4 v_4^k = p_3 v_3^k.$$

Почленно деля (10.8) на (10.7) и учитывая, что $v_1 = v_4$, получаем:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^k. \quad (10.26)$$

Поскольку $p_3 = p_5$ (изобара 5-3), а $v_2 = v_5$ (изохора 2-5), это соотношение можно преобразовать к виду

$$\frac{p_4}{p_1} = \lambda \rho^k, \quad (10.27)$$

где $\lambda = p_5/p_2$ — степень повышения давления в изохорном процессе сгорания, а $\rho = v_3/v_5$ — степень предварительного расширения в изобарном процессе сгорания. С учетом этого соотношения получаем из (10.26):

$$\frac{T_4}{T_1} = \lambda \rho^k. \quad (10.28)$$

Для изохоры 2-5 имеем:

$$\frac{T_5}{T_2} = \frac{p_5}{p_2} = \lambda, \quad (10.29)$$

а для изобары 5-3

$$\frac{v_3}{v_5} = \frac{T_3}{T_5} = \rho. \quad (10.30)$$

Наконец, в соответствии с (10.6)

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

С учетом (10.28)—(10.30) и (10.6) получаем из (10.24):

$$\eta_T = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.31)$$

При $\rho = 1$ (это соответствует отсутствию изобарного процесса) уравнение (10.31) превращается в уравнение (10.11) для термического КПД цикла Отто, а при $\lambda = 1$ (отсутствие изохорного процесса) уравнение (10.41) превращается в уравнение (10.19) для η_T цикла Дизели.

Сопоставление КПД основных циклов поршневых двигателей. Сравнение значения η_T для цикла со смешанным сгоранием со значениями η_T цикла Отто и цикла Дизеля показывает, что при одинаковых степенях сжатия ε

$$\eta_T^{\text{Дизеля}} < \eta_T^{\text{смеш.сгор}} < \eta_T^{\text{Отто}}, \quad (10.32)$$

а при одинаковых наивысших температурах цикла (T_3)

$$\eta_T^{\text{Дизеля}} > \eta_T^{\text{смеш.сгор}} > \eta_T^{\text{Отто}}. \quad (10.33)$$

Указанные неравенства наглядно иллюстрируются T, s -диаграммой (рис. 10.11); в частности, соотношение (10.33) вытекает из равенства для всех трех циклов теплоты q_2 , равной площади $a-1-4-b-a$ при наибольшем значении работы цикла в цикле Дизеля (площадь $1-2b-3-4-1$), среднем значении работы цикла в смешанном цикле (площадью $1-2-5-3-4-1$) и наименьшем значении работы цикла в цикле Отто (площадь $1-2a-3-4-1$).

Попутно отметим, что в четырехтактных двигателях в течение тактов всасывания и выталкивания продуктов сгорания, протекающих при давлении, близком к атмосферному, двигатель выполняет несвойственную ему работу, поэтому современные быстроходные поршневые двигатели, например мотоциклетные, работают в два такта, а такты всасывания и выталкивания заменяются поступлением рабочего тела и удалением его из цилиндра через специальные окна, заменяющие всасывающий и выхлопной клапаны и не закрываемые движущимся поршнем. Двухтактные двигатели имеют такие же циклы, как и четырехтактные.

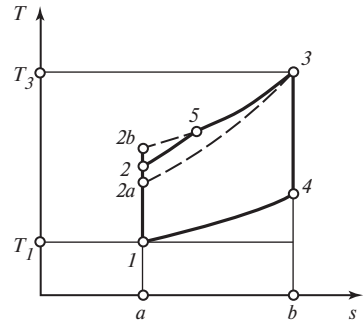


Рис. 10.11

Результаты приведенного в этом параграфе анализа эффективности циклов двигателей внутреннего сгорания справедливы лишь для идеализированных циклов без учета необратимости и других факторов. В реальных циклах рабочее тело (в первых двух тактах — это воздух в цикле Дизеля и в цикле со смешанным сгоранием или горючая смесь в цикле Отто, в последующих тактах — это воздух и продукты сгорания) по своим свойствам отличается от идеального газа с постоянной теплоемкостью; вследствие неизбежного трения процессы адиабатного сжатия и расширения происходят не по изоэнтропе, а с ростом энтропии; принудительное охлаждение стенок цилиндра еще больше увеличивает отклонение этих процессов от изоэнтропных; сгорание происходит за малые, но все же конечные промежутки времени, в течение которых поршень успевает несколько переместиться, так что условие изохорности процесса сгорания выполняется не совсем строго; имеют место механические потери в механизме и т.д.

Это же относится к процессу выхлопа при открывании выхлопного клапана.

Поэтому для перехода от идеальных термодинамических циклов, исследованных выше, к реальным циклам необходимо вводить внутренний относительный КПД двигателя, численное значение которого определяется экспериментально при испытании последнего.

к оглавлению Главы 10

10.2. Циклы газотурбинных установок

Одним из основных недостатков, присущих поршневым двигателям внутреннего сгорания, является неизбежная неравномерность работы двигателя во времени — в течение цикла температуры и давления в цилиндре резко меняются; для преобразования возвратно-поступательного движения поршня во вращательное неизбежно применение кривошипно-шатунного механизма. Средняя скорость рабочего тела в двигателе невелика. Все эти обстоятельства не позволяют при создании двигателей внутреннего сгорания сосредоточить большую мощность в одном агрегате.

От этих недостатков свободен двигатель внутреннего сгорания другого типа — газотурбинная установка (ГТУ). В отличие от поршневого двигателя внутреннего сгорания, в котором процессы происходят последовательно, один за другим, в *одном и том же* элементе двигателя — цилиндре, в ГТУ процессы происходят в *различных* элементах этой установки, и, таким образом, в ней нет такой неравномерности условий работы элементов двигателя, как в поршневом двигателе. В ГТУ средняя скорость рабочего тела значительно выше, чем в поршневых двигателях. Все это позволяет сосредоточить в сравнительно небольших по размеру ГТУ большие мощности.

В настоящее время ГТУ широко применяются в качестве транспортных установок (в авиации, на колесных и гусеничных машинах, на железнодорожном транспорте, на флоте) и для привода нагнетателей газоперекачивающих станций магистральных газопроводов. Газотурбинные установки применяются на электростанциях для производства электрической энергии как в качестве самостоятельных энергоблоков, так и в составе комбинированных парогазовых установок (см. § 11.7).

В теории термодинамических циклов газотурбинные установки классифицируются по тому же признаку, что и поршневые двигатели внутреннего сгорания, — по способу сжигания топлива: со сгоранием топлива при постоянном давлении и со сгоранием при постоянном объеме. Мы рассмотрим здесь только ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении, так как ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме в связи с техническими сложностями создания специальных камер сгорания сколько-нибудь широкого распространения не получили.

Цикл простой ГТУ. Принципиальная схема простой ГТУ представлена на рис. 10.12. Воздух из окружающей среды (состояние 1) поступает в компрессор K , где адиабатно сжимается до давления p_2 , обычно не превышающего 3 МПа. В камере сгорания KC происходит сгорание жидкого или газообразного топлива. Образовавшиеся в KC газы (смесь продуктов сгорания и воздуха, не участвующего в процессе окисления топлива) в состоянии 3 при температуре 1000—1800 К поступают в газовую турбину T , где адиабатно расширяются до первоначального давления p_1 , после чего выбрасываются в окружающую среду.

Компрессор K , газовая турбина T и электрогенератор Γ жестко соединены между собой, и поэтому часть работы, производимой турбиной, расходуется на привод компрессора, остальная часть (за вычетом потерь на трение в подшипниках и расхода энергии на привод топливного насоса) и есть работа ГТУ

$$l_{\text{ГТУ}} = l_{\text{Т}} - l_{\text{К}}, \tag{10.34}$$

которая передается потребителю. На рис. 10.12 в качестве потребителя работы показан электрический генератор Γ , в котором механическая энергия преобразуется в электроэнергию.

На рис. 10.13 в T, s -диаграмме показан обратимый термодинамический цикл 1-2-3-4-1, осуществляемый рабочим телом ГТУ. Цикл простой ГТУ называют также циклом Брайтона. В обратимых циклах все процессы обратимы, поэтому адиабатные процессы сжатия в компрессоре 1-2 и расширения в турбине 3-4 обратимы, т.е. осуществляются без трения, и поэтому изоэнтропны. Кроме того, будем считать состав рабочего тела по тракту ГТУ неизменным и обладающим свойствами воздуха. Это допущение только на первый взгляд может показаться странным — ведь в компрессоре сжимается воздух, а в турбине расширяются

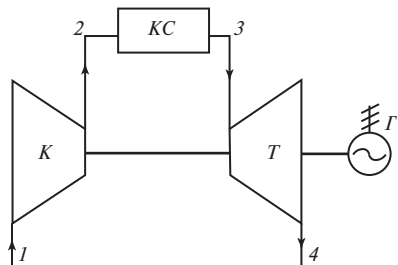


Рис. 10.12

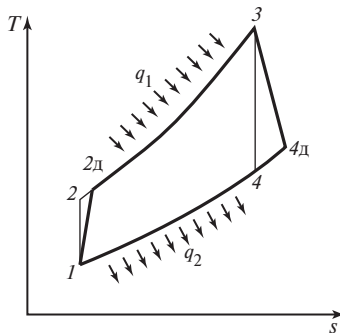


Рис. 10.13

газы, представляющие собой смесь воздуха и продуктов сгорания, по своим свойствам не существенно отличающуюся от свойств воздуха. Далее, при термодинамическом анализе обычно пренебрегают потерей давления в КС и небольшим отличием давления p_1 от давления p_4 . Поэтому процесс 2-3 в камере сгорания представляется как изобарный подвод теплоты q_1 к рабочему телу — воздуху, а процесс охлаждения уходящих газов в окружающей среде — это изобарный процесс 4-1. Таким образом, хотя схема простой ГТУ является разомкнутой, но цикл этой установки в T, s -диаграмме изображается как замкнутый. В связи с этим иногда такие установки называют газотурбинными установками, работающими по *разомкнутому циклу*.

Для определения удельной работы турбины l_T и компрессора l_K , а также подведенной и отведенной теплоты (q_1 и q_2) применяют уравнение первого закона термодинамики для потока вещества (2.77), в котором пренебрегают изменением кинетической и потенциальной энергии потока. Тогда, учитывая, что в адиабатных процессах сжатия и расширения $q = 0$, получим:

$$l_T = h_3 - h_4 \quad (10.35)$$

и

$$l_K = h_2 - h_1, \quad (10.36)$$

а поскольку в процессах подвода и отвода теплоты $l_{\text{техн}} = 0$, то

$$q_1 = h_3 - h_2 \quad (10.37)$$

и

$$q_2 = h_4 - h_1. \quad (10.38)$$

Понятно, что работа процесса сжатия 1-2 и теплота процесса 4-1 имеют отрицательный знак и равны, соответственно, $l_{1-2} = h_1 - h_2$ и $q_{4-1} = h_1 - h_4$. Но при анализе термодинамических циклов под работой компрессора, а также под отведенной теплотой обычно понимают их абсолютные значения, определяемые соотношениями (10.36) и (10.38). Поэтому величина работы ГТУ в соотношении (10.34) записывается как разность, а не сумма работ турбины и компрессора.

Мощности турбины, компрессора и всей ГТУ легко определить, если известны величины их удельных работ $l_T, l_K, l_{\text{ГТУ}}$ и массовый расход рабочего тела m :

$$N_T = ml_T; \quad (10.39)$$

$$N_K = ml_K; \quad (10.40)$$

$$N_{\text{ГТУ}} = ml_{\text{ГТУ}} = N_T - N_K. \quad (10.41)$$

Термический КПД обратимого цикла ГТУ 1-2-3-4-1 определяется как отношение работы цикла (10.34) к подведенной теплоте (10.37)

$$\eta_T = \frac{l_{\text{ГТУ}}}{q_1} = \frac{l_T - l_K}{q_1} = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{h_3 - h_2}. \quad (10.42)$$

Соотношения (10.34)—(10.42) позволяют рассчитать величины удельных работ и мощностей турбины, компрессора и всей установки, а также термический КПД обратимого цикла ГТУ. Значения энтальпий при этом берутся из таблиц или определяются по соответствующим уравнениям состояния. Как следует из формул (10.34)—(10.36) и (10.42), удельная работа и внутренний КПД обратимого цикла ГТУ определяются энтальпиями h_1, h_2, h_3 и h_4 , для нахождения которых достаточно знать давление p_1 и температуру T_1 окружающего воздуха, температуру газа перед турбиной T_3 и давление газа p_2 в камере сгорания (или степень повышения давления $\beta = p_2/p_1$ в компрессоре). Рассмотрим влияние

этих факторов на удельную работу и внутренний КПД обратимого цикла ГТУ. Так как давление p_1 и температура T_1 — это параметры окружающего воздуха, которые изменять по нашему усмотрению невозможно, то исследуем влияние температуры газов T_3 и давления $p_2 = p_3$ на удельную работу $l_{ГТУ}$ и термический КПД η_t обратимого цикла ГТУ.

Эти зависимости могут быть получены аналитически, если ввести некоторые упрощающие расчет допущения. Для этого заменим в (10.35)—(10.37) и (10.42) разности энтальпий произведением изобарной теплоемкости c_p на соответствующие разности температур; при этом теплоемкость c_p будем считать величиной постоянной и не зависящей от температуры:

$$l_{ГТУ} = l_t - l_k = c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1) = c_p T_3 \frac{\tau - 1}{\tau} - c_p T_1(\tau - 1) = c_p T_1 \frac{(\tau - 1)(\theta - \tau)}{\tau}; \quad (10.43)$$

$$q_1 = h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_1) - c_p(T_2 - T_1) = c_p T_1(\theta - 1) - c_p T_1(\tau - 1) = c_p T_1(\theta - \tau), \quad (10.44)$$

$$\eta_t = \frac{l_{ГТУ}}{q_1} = 1 - \frac{1}{\tau} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (10.45)$$

где

$$\tau = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}} \quad (10.46)$$

— степень повышения температуры при обратимом сжатии в компрессоре; отношение максимальной температуры в цикле к минимальной температуре $\theta = T_3/T_1$.

Использование в соотношениях (10.43)—(10.45) степени повышения температуры τ вместо давления p_2 (или β) упрощает математические преобразования. Зависимость τ от p_2 определяется формулой (10.46) и иллюстрируется

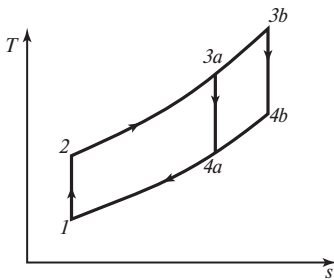


Рис. 10.14

табл. 10.1, где в качестве примера приведены рассчитанные значения β и τ для различных давлений p_2 и неизменных $p_1 = 1$ бар и $k = 1,35$.

Удельная работа цикла, как это следует из (10.43), тем больше, чем больше температура газов T_3 (или $\theta = T_3/T_1$). Объяснение такой закономерности следует из сравнения двух циклов ГТУ, имеющих одинаковые давления p_2 , но разные температуры T_3 (T_{3a} и T_{3b} на рис. 10.14). Так как работа обратимого цикла равна его площади в T, s -диаграмме, то у цикла $1-2-3b-4b-1$ с большей температурой T_3 и работа больше.

Таблица 10.1. Зависимость $\tau(p_2)$ в камере сгорания

p_2 , бар	1	2	5	10	30	100
$\beta = p_2/p_1$	1	2	5	10	30	100
$\tau = T_2/T_1$	1	1,21	1,52	1,82	2,41	3,30

Зависимость удельной работы $l_{ГТУ}$ от давления p_2 (или τ) более сложная. Как видно из (10.43), удельная работа обратимого цикла ГТУ при $\tau = 1$ равна нулю, затем она увеличивается с ростом τ , проходит через максимум и при $\tau = \theta$ снова становится равной нулю, как это показано на рис. 10.15 для различных значений температуры газа перед турбиной T_3 и неизменных T_1 и c_p . Здесь же для сравнения представлена шкала β , позволяющая в соответствии с табл. 10.1 оценить давление в камере сгорания (при расчете β принималось $k = 1,35$). Такой характер зависимости можно объяснить, сравнивая в T, s -диаграмме (рис. 10.16) обратимые циклы ГТУ, различающиеся давлениями p_2 (а следовательно, и τ), но при неизменных p_1, T_1 и T_3 . Так как работа обратимого цикла равна его площади в T, s -диаграмме, то на рис. 10.16 видно, как при увеличении p_2 площадь цикла сначала растет (от $1-2a-3a-4a$ до $1-2c-3c-4c$), а потом уменьшается (от $1-2c-3c-4c$ до $1-2e-3e-4e$).

Положение максимума работы $l_{ГТУ}$ можно найти, приравняв нулю первую производную от (10.43) по τ :

$$\frac{dl_{ГТУ}}{d\tau} = 0$$

или

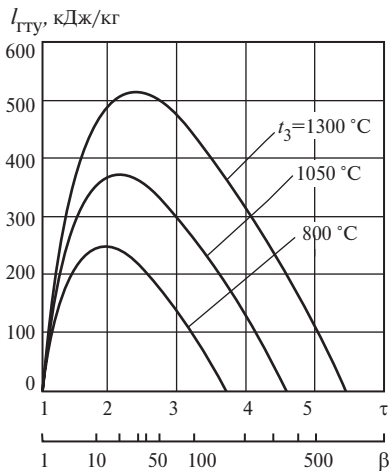
$$c_p T_1 \left(\frac{\theta}{\tau^2} - 1 \right) = 0.$$

Решая полученное уравнение, находим оптимальное значение τ_o , при котором работа обратимого цикла ГТУ максимальна,

$$\tau_o = \sqrt{\theta} = \sqrt{\frac{T_3}{T_1}} \tag{10.47}$$

и оптимальную степень повышения давления β_o , определяемую из (10.46) и (10.47):

$$\beta_o = \tau_o^{\frac{k}{k-1}} = \theta^{\frac{k}{2(k-1)}} = \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{k}{2(k-1)}}. \tag{10.48}$$



←
Рис. 10.15

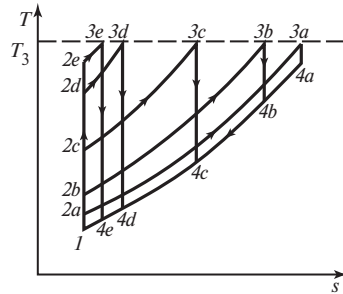


Рис. 10.16

Максимальное значение работы обратимого цикла ГТУ найдем, подставив (10.47) в (10.43):

$$l_{\text{ГТУ}}^{\text{макс}} = c_p T_1 (\sqrt{\theta} - 1)^2. \quad (10.49)$$

Интересно отметить, что если в обратимом цикле ГТУ давление в камере сгорания p_2 выбрано в соответствии с (10.47) и (10.48), то температура уходящих газов T_4 равна температуре воздуха перед камерой сгорания T_2 , т.е. $T_4 = T_2$. Действительно,

$$T_2 = T_1 \tau_0 = T_1 \sqrt{\theta} = \sqrt{T_1 T_3},$$

$$T_4 = \frac{T_3}{\tau_0} = \frac{T_3}{\sqrt{\theta}} = \sqrt{T_1 T_3}.$$

При этом, как следует из (10.43), отношение работы турбины к работе компрессора оказывается равным $\sqrt{\theta}$. Если принять $t_1 = 15 \text{ }^\circ\text{C}$; $t_3 = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$, то $\sqrt{\theta} = \sqrt{1273/288} = 2,1$. То есть работа турбины должна быть примерно в 2 раза больше работы компрессора или, что то же самое, половина работы, производимой турбиной, должна расходоваться на привод компрессора, а вторая половина (всего лишь половина!) преобразовываться в электроэнергию.

Термический КПД обратимого цикла ГТУ, как это следует из (10.45), зависит только от степени повышения температуры в компрессоре τ или, что-то же самое, от степени повышения давления в компрессоре β и не зависит от температуры T_3 (рис. 10.17). Факт независимости термического КПД от температуры T_3 можно объяснить, сравнивая два обратимых цикла ГТУ при различных температурах газа перед турбиной T_3 , но одинаковых значениях p_1 , T_1 и p_2 (см. рис. 10.14). При увеличении T_3 повышаются средняя температура подвода теплоты $T_{1\text{ср}}$ и средняя температура отвода теплоты $T_{2\text{ср}}$, но при этом их отношение, а следовательно, и термический КПД (10.45) не изменяются. Сравнивая обратимые циклы, имеющие различные давления в камере сгорания p_2 , но одинаковые значения p_1 , T_1 и T_3 (см. рис. 10.16), видим, что повышение давления p_2 приводит к возрастанию средней температуры подвода теплоты $T_{1\text{ср}}$, уменьшению средней температуры отвода теплоты $T_{2\text{ср}}$ и, как следствие этого, к увеличению термического КПД $\eta_{\text{т}}$ цикла ГТУ.

Наибольшего значения, равного величине КПД обратимого цикла Карно,

$$\text{термический КПД достигает при } \tau = \theta = \frac{T_3}{T_1} :$$

$$\eta_{\text{т}} = 1 - \frac{T_1}{T_3}.$$

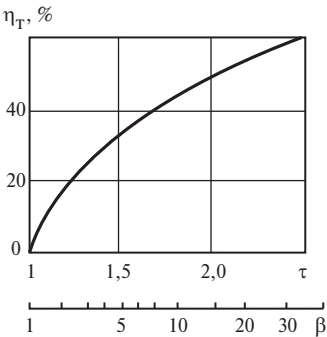


Рис. 10.17

При этом значении τ работа ГТУ (см. рис. 10.15) равна нулю. Когда же работа максимальна ($\tau_0 = \sqrt{\theta}$), КПД цикла заметно меньше, чем КПД цикла Карно. Например, при $t_3 = 800 \text{ }^\circ\text{C}$ ($\theta = 3,724$) максимальное значение КПД (73,1 %) цикла ГТУ достигается при $\tau = \theta = T_3/T_1 = 3,724$, а при $\tau_0 = \sqrt{\theta} = 1,93$, когда удельная работа цикла максимальна, термический КПД цикла ГТУ заметно

меньше — 48,2 %. Такие высокие значения КПД получены для обратимого цикла ГТУ, в котором не учитывалась необратимость реальных процессов.

Реальный (необратимый) цикл ГТУ отличается от идеального (обратимого) прежде всего выделением теплоты трения в процессах сжатия и расширения рабочего тела. В обратимых адиабатных процессах сжатия и расширения энтропия не изменяется, а в необратимых она возрастает. Поэтому на T, s -диаграмме (см. рис. 10.13) действительный процесс сжатия в компрессоре изобразится линией 1-2д, а процесс расширения газа в турбине линией 3—4д. Таким образом, необратимый цикл ГТУ, учитывающий потери на трение в турбине и компрессоре, это цикл 1-2д-3-4д-1.

Необратимость процессов в турбине и компрессоре учитывается внутренним относительным (или адиабатным) КПД η_{oi} , который для турбины равен отношению реальной (действительной) работы в процессе 3—4д к работе обратимого процесса 3-4:

$$\eta_{oi}^T = \frac{l_T^D}{l_T} = \frac{h_3 - h_{4д}}{h_3 - h_4}, \quad (10.50)$$

а для компрессора — отношению работы обратимого процесса 1-2 к реальной (действительной) работе компрессора с учетом трения в процессе 1-2д

$$\eta_{oi}^K = \frac{l_K}{l_K^D} = \frac{h_2 - h_1}{h_{2д} - h_1}. \quad (10.51)$$

Величины η_{oi}^T и η_{oi}^K всегда меньше единицы. Для современных ГТУ они равны 0,85—0,9. Соотношения, определяющие величины удельных работ турбины и компрессора, могут быть получены из (10.50) и (10.51)

$$l_T^D = h_3 - h_{4д} = (h_3 - h_4) \eta_{oi}^T, \quad (10.52)$$

$$l_K^D = h_{2д} - h_1 = (h_2 - h_1) / \eta_{oi}^K, \quad (10.53)$$

а работа всей ГТУ — по соотношению, аналогичному (10.34):

$$l_{ГТУ}^D = l_T^D - l_K^D = (h_3 - h_4) \eta_{oi}^T - (h_2 - h_1) / \eta_{oi}^K. \quad (10.54)$$

В реальном цикле 1-2д-3-4д (см. рис. 10.13) теплота q_1^D подводится к рабочему телу в процессе 2д-3:

$$q_1^D = h_3 - h_{2д}. \quad (10.55)$$

Мощность турбины, компрессора и всей ГТУ рассчитывается по соотношениям, аналогичным (10.39)—(10.41):

$$N_T^D = m l_T^D = m(h_3 - h_4) \eta_{oi}^T;$$

$$N_K^D = m l_K^D = \frac{m(h_2 - h_1)}{\eta_{oi}^K};$$

$$N_{ГТУ}^D = m l_{ГТУ}^D = N_T^D - N_K^D.$$

Внутренний КПД необратимого цикла ГТУ определяется как отношение работы цикла (10.54) к подведенной теплоте (10.55)

$$\eta_i = \frac{l_{ГТУ}^D}{q_1^D} = \frac{(h_3 - h_4) \eta_{oi}^T - (h_2 - h_1) / \eta_{oi}^K}{h_3 - h_{2д}}. \quad (10.56)$$

Энтальпия $h_{2д}$ при этом вычисляется из (10.53)

$$h_{2д} = h_1 + \frac{h_2 - h_1}{\eta_{oi}^к}. \quad (10.57)$$

Уравнения (10.52)—(10.57) позволяют вычислить удельную работу и КПД необратимого цикла ГТУ по найденным значениям энтальпии. Чтобы выявить влияние температуры и давления рабочего тела на эти характеристики цикла, необходимо так же, как и для обратимого цикла, ввести некоторые упрощающие расчет допущения, заменив в (10.54), (10.56) и (10.57) разности энтальпий произведением изобарной теплоемкости c_p на соответствующие разности температур, считая при этом теплоемкость c_p величиной постоянной и не зависящей от температуры:

$$l_{\tau}^д = c_p(T_3 - T_4)\eta_{oi}^{\tau} = c_p T_3 \eta_{oi}^{\tau} \left(1 - \frac{1}{\tau}\right), \quad (10.58)$$

$$l_{\kappa}^д = \frac{c_p(T_2 - T_1)}{\eta_{oi}^к} = \frac{c_p T_1(\tau - 1)}{\eta_{oi}^к}, \quad (10.59)$$

$$l_{ГТУ}^д = l_{\tau}^д - l_{\kappa}^д = \frac{c_p T_1}{\eta_{oi}^к} \left[\theta \eta_{oi}^{\tau} \eta_{oi}^к \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) - (\tau - 1) \right], \quad (10.60)$$

$$\begin{aligned} q_1^д &= h_3 - h_{2д} = h_3 - \left[h_1 + \frac{h_2 - h_1}{\eta_{oi}^к} \right] = \\ &= \frac{c_p T_1}{\eta_{oi}^к} [(\theta - 1)\eta_{oi}^к - (\tau - 1)], \end{aligned} \quad (10.61)$$

$$\eta_i = \frac{l_{ГТУ}^д}{q_1^д} = \frac{\theta \eta_{oi}^{\tau} \eta_{oi}^к \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) - (\tau - 1)}{(\theta - 1)\eta_{oi}^к - (\tau - 1)}, \quad (10.62)$$

где

$$\tau = T_2/T_1 = T_3/T_4 = \beta^{(k-1)/k}$$

— степень повышения температуры при обратимом сжатии в компрессоре или степень понижения температуры при обратимом расширении газа в турбине; $\beta = p_2/p_1$ — степень повышения давления в компрессоре; $\theta = T_3/T_1$ — отношение максимальной температуры в цикле к минимальной температуре.

Как следует из (10.60) и (10.62), удельная работа и внутренний КПД цикла ГТУ в значительной степени зависят от величины произведения $\theta \eta_{oi}^{\tau} \eta_{oi}^к = \frac{T_3}{T_1} \eta_{oi}^{\tau} \eta_{oi}^к$. Характеристики ГТУ ($l_{ГТУ}^д$, η_i) улучшаются, если T_3 , η_{oi}^{τ} и $\eta_{oi}^к$ увеличиваются, а T_1 уменьшается. Влияние внутренних относительных КПД турбины η_{oi}^{τ} и компрессора $\eta_{oi}^к$ достаточно очевидно: чем они больше, тем меньше необратимость процессов сжатия и расширения и тем больше удельная работа $l_{ГТУ}^д$ и внутренний КПД η_i необратимого цикла ГТУ. Также можно пока-

зять, что увеличение температуры газа перед турбиной T_3 и уменьшение температуры воздуха T_1 приводит к росту удельной работы (10.60) и внутреннего КПД (10.62) цикла.

Влияние давления p_2 в камере сгорания или, что то же самое, степени повышения температуры в компрессоре τ на удельную работу $l_{ГТУ}^Д$ и внутренний КПД цикла η_i более сложно. Сначала с ростом τ работа ГТУ и внутренний КПД цикла увеличиваются, затем, пройдя через максимум, уменьшаются и становятся равными нулю при $\tau = \theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K$. На рис. 10.18 показаны рассчитанные по соотношениям (10.60) и (10.62) зависимости удельной работы $l_{ГТУ}^Д$ и внутреннего КПД η_i необратимого цикла ГТУ от τ и β при различных температурах газа T_3 : 800, 1050 и 1300 °С; в расчетах принимались $t_1 = 20$ °С, $c_p = 1$ кДж/(кг · К), $\eta_{oi}^T = \eta_{oi}^K = 0,85$.

Положение максимума удельной работы $l_{ГТУ}^Д$ можно определить, приравняв нулю первую производную от (10.60) по τ :

$$dl_{ГТУ}^Д / d\tau = 0$$

следующим образом

$$\left(\frac{c_p T_1}{\eta_{oi}^K} \right) \left(\frac{\theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K}{\tau^2} - 1 \right) = 0.$$

Решая это уравнение, определяем оптимальное значение τ_o , соответствующее максимуму удельной работы $l_{ГТУ}^Д$:

$$\tau_o = \sqrt{\theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K}. \tag{10.63}$$

Максимальное значение работы ГТУ получим, подставив (10.63) в (10.60):

$$l_{\text{макс}} = \frac{c_p T_1}{\eta_{oi}^K} \left(\sqrt{\theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K} - 1 \right)^2. \tag{10.64}$$

Из уравнения (10.64) следует, что ГТУ может производить полезную работу только в том случае, если $\theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K > 1$, или, что то же самое, $\eta_{oi}^T \eta_{oi}^K > \frac{T_1}{T_3}$. То есть произведение $\eta_{oi}^T \eta_{oi}^K$ не должно быть меньше некоторой величины, равной отношению температур T_1/T_3 ; только при этом условии ГТУ работоспособна.

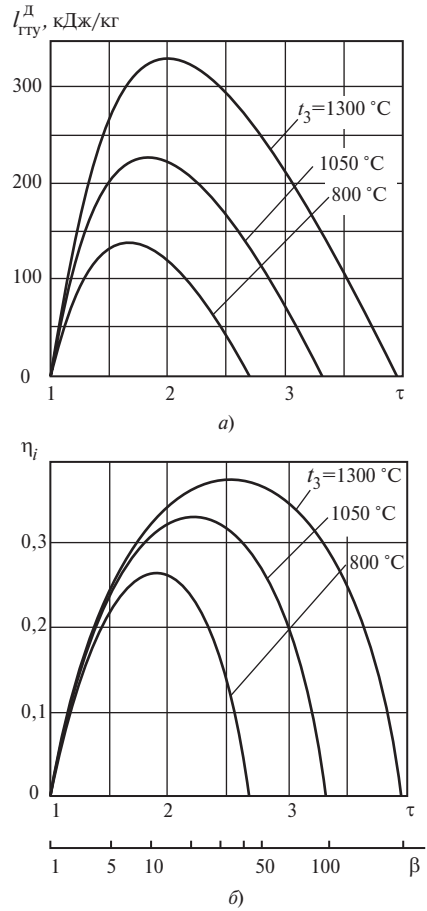


Рис. 10.18

Из рис. 10.18 видно, что, во-первых, максимум внутреннего КПД лежит при более высоких, чем для максимума работы, значениях τ и, во-вторых, при больших значениях T_3 максимум удельной работы и внутреннего КПД сдвигается в область больших давлений в камере сгорания p_2 (и больших значений τ).

При расчетах удельной работы и внутреннего КПД величина потерь на трение в процессах сжатия и расширения составляла примерно 15 % величины работы этих процессов (принималось $\eta_{oi}^T = \eta_{oi}^K = 0,85$). Как видно из графиков (см. рис. 10.15, 10.17 и 10.18), уменьшение работы и КПД цикла из-за трения заметно больше. Поэтому игнорирование трения в турбине и компрессоре при расчете простой ГТУ может привести не только к ошибочным количественным результатам, но и качественно другим характеристикам: сравните характер зависимости η_T и η_i от τ (или β) на рис. 10.17 и 10.18, б.

Как уже отмечалось выше, удельная работа $l_{ГТУ}^d$ и внутренний КПД η_i необратимого цикла ГТУ в значительной степени зависят от величины комплекса $\theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K = \frac{T_1}{T_3} \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K$. Поэтому влияние η_{oi}^K , η_{oi}^T и T_1 на $l_{ГТУ}^d$ и η_i аналогично влиянию T_3 на рис. 10.18. Основными способами улучшения характеристик ГТУ являются совершенствование проточной части турбины и компрессора (увеличение η_{oi}^K и η_{oi}^T) и повышение температуры газа перед турбиной T_3 , что достигается использованием жаростойких сталей и теплозащитных покрытий, позволяющих использовать в ГТУ газы с температурой $T_3 = 850 \div 900$ °С. Для достижения более высоких температур газа (до 1500 °С) используется охлаждение внутренних элементов газовой турбины сжатым воздухом от компрессора (см. рис. 10.13) и, реже, водяным паром.

Кроме того, рост КПД ГТУ возможен за счет усложнения схемы установки. Целью такого усложнения схемы являются повышение средней температуры подвода теплоты и уменьшение средней температуры отвода теплоты, следствием чего будет повышение КПД цикла. К таким способам повышения КПД относят регенерацию, а также многоступенчатое сжатие воздуха в компрессоре и многоступенчатое расширение газа в турбине.

Цикл ГТУ с регенерацией. Невысокие значения КПД простых ГТУ в значительной степени объясняются чересчур высокими температурами газа, покидающего газовую турбину и выбрасываемого в окружающую среду (состояние 4д на рис. 10.13). Эта температура в современных ГТУ может составлять 500 °С и более. Если при этом выполняется неравенство $T_{4д} > T_{2д}$, то, очевидно, можно организовать подвод теплоты таким образом, чтобы сначала воздух нагревался за счет теплоты уходящих газов, а затем в камере сгорания за счет сжигания топлива. Подобное использование теплоты уходящих газов в ГТУ называется регенерацией теплоты или просто регенерацией.

На рис. 10.19 представлены принципиальная схема (а) и цикл ГТУ (б) с регенерацией теплоты. Из сравнения этой схемы со схемой ГТУ без регенерации (см. рис. 10.12) видно, что в ней добавлен только регенеративный теплообменник P , в котором уходящие газы охлаждаются в процессе 4д—6д, нагревая при этом воздух, поступающий в камеру сгорания (процесс 2д—5д).

Очевидно, что при такой схеме в регенеративном теплообменнике невозможно нагреть воздух до температур более высоких, чем $T_5 = T_{4д}$, и охладить газ до температур, меньших, чем $T_6 = T_{2д}$. Вариант, когда газ охлаждается в регенеративном теплообменнике до температуры $T_6 = T_{2д}$, а воздух нагрева-

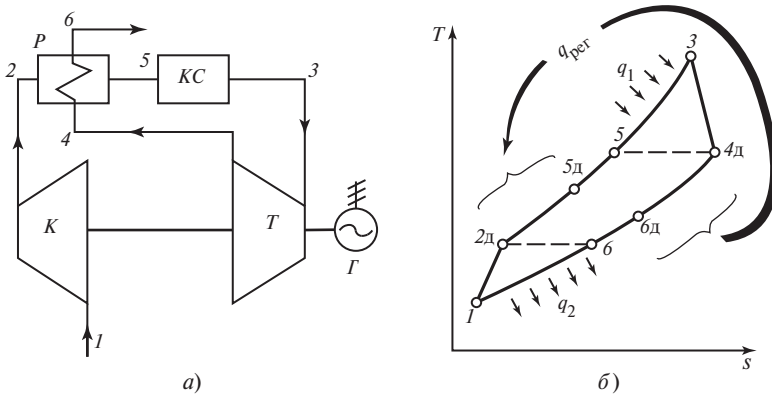


Рис. 10.19

ется до $T_5 = T_{4д}$, называется предельной регенерацией. При этом в теплообменнике от газа к воздуху передается максимальная теплота регенерации

$$q_{\text{рег}}^{\text{пред}} = h_{4д} - h_6 = h_5 - h_{2д} = h_{4д} - h_{2д}. \quad (10.65)$$

Предельную регенерацию осуществить практически невозможно, так как при этом теплообмен между газом и воздухом должен происходить при бесконечно малой разности температур, для чего необходимы были бы бесконечно большие поверхности теплообмена. Понятно, что предельная регенерация (с теплообменом при бесконечно малой разности температур) — это термодинамически идеальный (обратимый) процесс.

В действительности воздух в регенеративном теплообменнике нагревается до температуры $T_{5д}$, меньшей, чем T_5 , а газ охлаждается до температуры $T_{6д}$, большей, чем T_6 . Такой реальный процесс теплообмена с конечной разностью температур является дополнительной (кроме выделения теплоты трения в компрессоре и турбине) причиной необратимости. В этом случае теплота регенерации, передаваемая от газа к воздуху в регенеративном подогревателе, равна

$$q_{\text{рег}} = h_{4д} - h_{6д} = h_{5д} - h_{2д}. \quad (10.66)$$

Как видно из рис. 10.19, б

$$q_{\text{рег}} < q_{\text{рег}}^{\text{пред}},$$

а их отношение называется степенью регенерации

$$\sigma = \frac{q_{\text{рег}}}{q_{\text{рег}}^{\text{пред}}} = \frac{h_{4д} - h_{6д}}{h_{4д} - h_{2д}} = \frac{h_{5д} - h_{2д}}{h_{4д} - h_{2д}}. \quad (10.67)$$

Степень регенерации σ , как видно из (10.67), всегда меньше единицы. Предельной регенерации соответствует $\sigma = 1$. Схему простой ГТУ, изображенную на рис. 10.12, можно рассматривать как частный случай регенеративной схемы, в которой $\sigma = 0$.

Так же, как и раньше, будем считать, что потери давления в регенеративном теплообменнике и камере сгорания отсутствуют, а цикл (рис. 10.19, б) состоит из двух необратимых адиабат 1-2д; 3-4д и двух изобар 2д-3; 4д-1. Поэтому выражения для величин удельной работы турбины, компрессора и всей ГТУ с регенерацией останутся теми же, что и в схеме без регенерации: (10.50)—(10.54), (10.58)—(10.60). Такой же, как на рис. 10.18, а, останется зависимость

удельной работы ГТУ с регенерацией от степени повышения температуры τ , показанная на рис. 10.20, *а*, где $\bar{l} = l_{\text{ГТУ}}^{\text{д}} / l_{\text{ГТУ}}^{\text{д. макс}}$. В рассматриваемых ГТУ (из-за принятых допущения об отсутствии гидравлических потерь) регенерация не влияет на удельную работу ГТУ, которая определяется формулой (10.60) или (10.64) и не зависит от степени регенерации σ .

Сравнение двух циклов: 1-2д-3-4д — цикла простой ГТУ без регенерации и такого же цикла ГТУ, но с регенерацией (см. рис. 10.19, *б*) показывает, что введение регенерации повышает внутренний КПД цикла, так как введение регенерации не изменяет величину удельной работы цикла, но уменьшает величину подведенной теплоты q_1 :

$$q_1 = h_3 - h_{5\text{д}}. \quad (10.68)$$

Чем выше степень регенерации σ (10.67), тем больше $h_{5\text{д}}$, меньше q_1 (10.68) и больше внутренней КПД цикла

$$\eta_i = \frac{l_{\text{т}}^{\text{д}} - l_{\text{к}}^{\text{д}}}{q_1^{\text{д}}} = \frac{(h_3 - h_4)\eta_{oi}^{\text{т}} - (h_2 - h_1)/\eta_{oi}^{\text{к}}}{h_3 - h_{5\text{д}}}. \quad (10.69)$$

Степень регенерации σ можно рассматривать как величину, характеризующую необратимость процесса теплообмена в регенеративном теплообменнике: чем больше σ , тем меньше необратимость и при прочих равных условиях больше внутренний КПД цикла ГТУ.

Одновременно с ростом КПД увеличение степени регенерации σ сопровождается увеличением размеров регенеративного теплообменника; при $\sigma = 1$ поверхность теплообмена должна быть бесконечно большой. Увеличение поверхности теплообмена приводит к возрастанию гидравлических потерь в регенеративном теплообменнике и, как следствие этого, к падению давления газа перед турбиной p_3 и к росту давления газа за турбиной p_4 , что должно привести к уменьшению работы турбины, работы ГТУ и внутреннего КПД цикла. Поэтому выбор оптимальной степени регенерации σ осуществляется технико-экономическим расчетом.

Для оценки влияния давления в камере сгорания p_2 на величину КПД ГТУ прежде всего установим область давлений p_2 , при которых можно осуществить регенерацию. Очевидно, что при небольших значениях давления p_2 регенерация возможна, т.к. $T_{4\text{д}} > T_{2\text{д}}$ (см. рис. 10.19, *б* или цикл 1-2а-3а-4а на рис. 10.16). При повышении давления p_2 температуры $T_{4\text{д}}$ и $T_{2\text{д}}$ сближаются и при некотором давлении p^* становятся одинаковыми: $T_{4\text{д}} = T_{2\text{д}}$. При более высоких давлениях ($p_2 > p^*$), как это видно из рис. 10.16, $T_{4\text{д}} < T_{2\text{д}}$ и регенерация невозможна. На рис. 10.20, *б* приведены графики зависимости внутреннего КПД цикла ГТУ от давления в камере сгорания для различных значений степени регенерации σ , рассчитанные по (10.69) для $t_1 = 20^\circ\text{C}$; $T_3 = 850^\circ\text{C}$; $\eta_{oi}^{\text{т}} = \eta_{oi}^{\text{к}} = 0,85$.

Кривая $\sigma = 0$ на рис. 10.20, *б* соответствует циклу ГТУ без регенерации и повторяет кривую зависимости $\eta_i(\tau)$ на рис. 10.18, *б* для простой ГТУ. Линия $\sigma = 1$ относится к циклу ГТУ с предельной регенерацией. Для такой ГТУ характер зависимости $\eta_i(\tau)$ может быть получен, если в выражении (10.69) при-

нять $q_1 = l_T^D$, так как при предельной регенерации $h_5 = h_{4d}$ (см. рис. 10.19, б), и использовать соотношения (10.58) и (10.59):

$$\eta_i = \frac{l_T^D - l_K^D}{q_1} = 1 - \frac{l_K^D}{l_T^D} = 1 - \frac{\tau}{\theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K}.$$

Таким образом, внутренний КПД цикла ГТУ с предельной регенерацией линейно уменьшается при увеличении τ , как это показано на рис. 10.20, б.

Точка a на рис. 10.20 соответствует циклу, в котором $T_{4d} = T_{2d}$, а $p_2 = p^*$, при меньших значениях τ (или β) регенерация возможна ($T_{4d} > T_{2d}$), при больших — невозможна, так как $T_{4d} < T_{2d}$. Все линии с разными значениями степени регенерации σ сходятся в точке a , так как в этом случае регенерация становится невозможной ($T_{4d} = T_{2d}$). Величины КПД таких циклов должны быть одинаковыми и равняться величине КПД цикла без регенерации ($\sigma = 0$). Из сопоставления кривых на рис. 10.20, б видно, что регенерация теплоты не дает существенного выигрыша в КПД при низких степенях регенерации, и лишь при $\sigma > 0,7$ прирост КПД ощутим.

Необходимо заметить, что ГТУ с регенерацией обладают и некоторыми недостатками.

Так, регенерация с высокими значениями σ требует создания громоздких регенеративных теплообменников, которые сводят на нет основные достоинства простых ГТУ — простоту и компактность. Кроме того, при больших σ увеличиваются гидравлические потери в процессах подвода и отвода теплоты и уменьшаются (по сравнению с графиками на рис. 10.20) величины удельной работы и внутреннего КПД ГТУ. Хотя регенерация теплоты уходящих газов может улучшить КПД ГТУ, указанные недостатки сдерживают развитие установок, созданных по таким схемам; их в настоящее время существенно меньше, чем простых ГТУ.

ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением рабочего тела. В схеме ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением рабочего тела воздух сжимается в многоступенчатом компрессоре. Многоступенчатым компрессором будем называть такой компрессор (см. § 7.9), в котором процессы сжатия воздуха в ступенях чередуются с процессами его охлаждения. Аналогично, под многоступенчатой турбиной будем понимать такую турбину, в которой процессы расширения газа в ступенях чередуются с процессами подвода теплоты в дополнительных камерах сгорания. Поскольку в первую камеру сгорания подается воздух в количестве, примерно в 3 раза превышающем минимально необходимое для осуществления химической реакции окисления топлива, то в последующие камеры сгорания поступает газ, содержащий достаточное количество воздуха для сжигания топлива.

В ГТУ такого типа может быть несколько ступеней сжатия и расширения; в настоящее время их число не превышает трех. При двухступенчатом сжатии эти

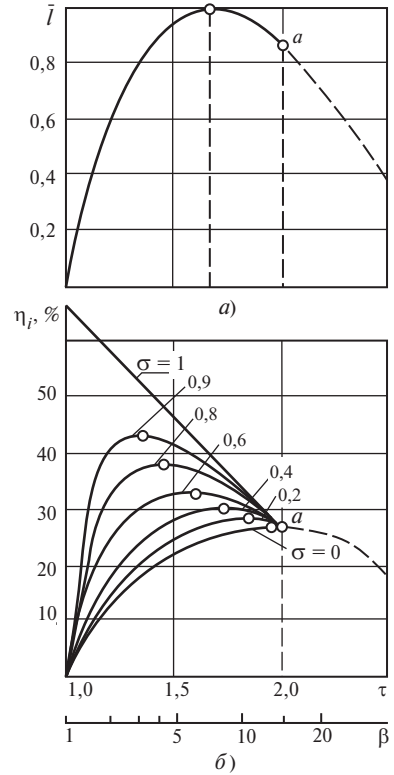


Рис. 10.20

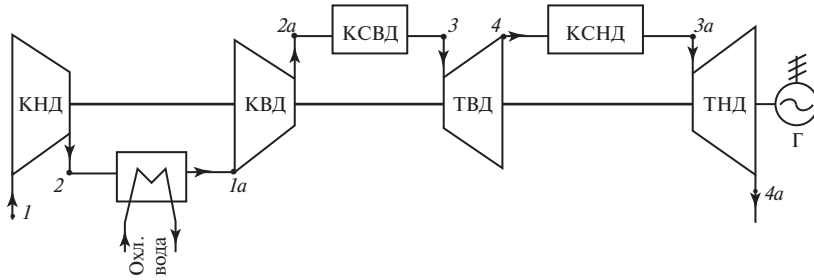


Рис. 10.21

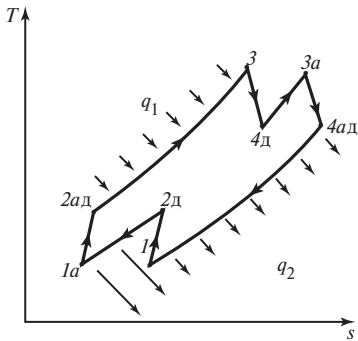


Рис. 10.22

ступени обычно называют компрессорами низкого и высокого давлений (КНД и КВД), при трехступенчатом сжатии — компрессорами низкого, среднего и высокого давлений (КНД, КСД и КВД). Аналогично ступени турбины при двухступенчатом расширении называют турбинами высокого и низкого давлений (ТВД и ТНД), а при трехступенчатом — турбинами высокого, среднего и низкого давлений (ТВД, ТСД и ТНД). На рис. 10.21 представлена принципиальная схема ГТУ с двухступенчатым сжатием и двухступенчатым расширением, а на рис. 10.22 — цикл, совершаемый рабочим телом этой установки.

Воздух из окружающей среды (состояние 1) поступает в КНД, где его давление адиабатно повышается от p_1 до p_2 аналогично процессу 1-2д на рис. 10.13. В промежуточном охладителе воздух охлаждается в изобарном процессе 2д-1а до температуры T_{1a} , близкой к T_1 . В дальнейшем будем считать, что температуры воздуха после промежуточных охладителей одинаковы и равны температуре окружающей среды T_1 . В компрессоре высокого давления КВД воздух сжимается адиабатно в процессе 1а-2ад и поступает в камеру сгорания высокого давления (КСВД), где так же, как и в простой ГТУ, в результате сгорания топлива температура рабочего тела повышается до T_3 . После адиабатного расширения газа в ТВД (процесс 3-4д) в камере сгорания низкого давления (КСНД) температура газов повышается до температуры $T_{3a} = T_3$. В ТНД газы адиабатно расширяются до первоначального давления p_1 (процесс 3а-4ад). Газы в состоянии 4ад покидают ГТУ.

Выражения для удельной работы, подведенной и отведенной теплоты, внутреннего КПД такой ГТУ (см. рис. 10.21 и 10.22) имеют вид:

$$l_{ГТУ}^д = l_T^д - l_K^д = (l_{T1} + l_{T2}) - (l_{K1} + l_{K2}); \quad (10.70)$$

$$q_1 = (h_3 - h_{2ад}) + (h_{3а} - h_{4д}); \quad (10.71)$$

$$q_2 = (h_{4ад} - h_1) + (h_{2д} - h_{1а}); \quad (10.72)$$

$$\eta_i = \frac{l_{ГТУ}^д}{q_1} = \frac{[(h_3 - h_{4д}) + (h_{3а} - h_{4ад})] - [(h_{2д} - h_1) + (h_{2ад} - h_{1а})]}{(h_3 - h_{2ад}) + (h_{3а} - h_{4д})}, \quad (10.73)$$

где $l_{T1} = h_3 - h_{4д}$, $l_{T2} = h_{3а} - h_{4ад}$, $l_{K1} = h_{2д} - h_1$, $l_{K2} = h_{2ад} - h_{1а}$ — удельные работы ТВД, ТНД, КНД и КВД соответственно.

Рассмотрим выражение (10.70) с точки зрения получения максимальной удельной работы цикла для произвольного количества ступеней турбины и компрессора. Очевидно, что величина работы ГТУ будет максимальной, когда величина суммарной работы всех турбин максимальна, а величина суммарной работы всех компрессоров минимальна. Для обеспечения минимума удельной работы многоступенчатого компрессора необходимо, чтобы степени повышения давления всех ступеней компрессора были одинаковыми (7.207):

$$\beta_{1к} = \beta_{2к} = \dots = \beta_{mk} = \sqrt[m]{\beta}, \quad (10.74)$$

где $\beta_{1к} = p_2/p_1$, $\beta_{2к} = p_{2a}/p_{1a}$, ..., $\beta = p_{max}/p_{min}$; m — количество ступеней компрессора.

Условие (10.74) в соответствии с (10.46) означает, что степени повышения температуры при обратимом сжатии во всех ступенях компрессора также одинаковы

$$\tau_{1к} = \tau_{2к} = \dots = \tau_{mk} = \sqrt[m]{\tau}. \quad (10.75)$$

Можно получить аналогичные соотношения, определяющие максимум величины работы многоступенчатой турбины:

$$\beta_{1т} = \beta_{2т} = \dots = \beta_{nt} = \sqrt[n]{\beta}; \quad (10.76)$$

$$\tau_{1т} = \tau_{2т} = \dots = \tau_{nt} = \sqrt[n]{\tau}, \quad (10.77)$$

где $\beta_{1т} = p_3/p_4$, $\beta_{2т} = p_{3a}/p_{4a}$, ..., n — количество ступеней турбины.

Таким образом, для достижения максимальной величины работы необходимо, чтобы степени повышения давления во всех ступенях компрессора были бы одинаковыми, равно как и степени повышения давления во всех ступенях турбины.

Очевидно, что условия (10.74)—(10.77), а также равенство внутренних относительных КПД всех ступеней компрессора и внутренних относительных КПД всех ступеней турбины означают равенство температур воздуха после каждой ступени компрессора и равенство температур газа после каждой ступени турбины (как на рис. 10.22), а также равенство величин удельных работ всех ступеней турбины и всех ступеней компрессора

$$l_{1т} = l_{2т} = \dots = l_{nt},$$

$$l_{1к} = l_{2к} = \dots = l_{mk}.$$

Выражение для величины удельной работы ГТУ в этом случае имеет вид

$$l_{ГТУ}^д = nl_{1т} - ml_{1к},$$

а с учетом (10.58) и (10.59)

$$l_{ГТУ}^д = \frac{c_p T_1}{\eta_{oi}} \left[\theta \eta_{oi}^к \eta_{oi}^т n \left(1 - \frac{1}{\sqrt[n]{\tau}} \right) - m (\sqrt[m]{\tau} - 1) \right]. \quad (10.78)$$

Увеличение τ (возрастание максимального давления в цикле, на рис. 10.22 это p_3) приводит вначале к росту работы, а потом к ее уменьшению до нуля. Оптимальное значение τ_o , соответствующее максимальной работе, определим, решив уравнение

$$\frac{dl_{ГТУ}}{d\tau} = 0.$$

Дифференцируя (10.78), получаем

$$\theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K \tau^{(1-\frac{1}{n})} + \tau^{(\frac{1}{m}-1)} = 0,$$

откуда

$$\tau_o = (\theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K)^{\frac{nm}{m+n}}. \quad (10.79)$$

Подставив (10.79) в (10.78), получим выражение для максимальной работы

$$l_{ГТУ}^{\max} = \frac{c_p T_1}{\eta_{oi}^K} \left[n \theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K + m - (n+m) (\theta \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K)^{\frac{n}{m+n}} \right],$$

которое в случае равенства числа ступеней турбины числу ступеней компрессора ($n = m$) упрощается:

$$l_{ГТУ}^{\max} = \frac{c_p T_1}{\eta_{oi}^K} n (\sqrt{\theta \eta_{oi}^K \eta_{oi}^T} - 1)^2. \quad (10.80)$$

Соотношение (10.64), полученное ранее для простой ГТУ, является частным случаем ($n = m = 1$) более общего соотношения (10.80), из которого следует, что увеличение числа ступеней турбины и компрессора пропорционально повышает (по крайней мере для случая $n = m$) величину удельной работы ГТУ при неизменных T_1, T_3, η_{oi}^T и η_{oi}^K .

Действительно, в простой ГТУ при одноступенчатом сжатии и расширении число агрегатов равно 2 (турбина и компрессор), при двухступенчатом сжатии и расширении число агрегатов удваивается, при этом удельная работа (10.80) также удваивается.

На рис. 10.23, а показаны зависимости величины удельной работы ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением от τ и β , рассчитанные по (10.78). Количество ступеней компрессора и турбины указано цифрами у кривых, а распределение давлений по ступеням принималось в соответствии с (10.74)—(10.77). Графики рассчитаны для $k = 1,35; t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}; t_3 = 850 \text{ }^\circ\text{C};$

$\eta_{oi}^T = \eta_{oi}^K = 0,85;$ максимальное значение работы ГТУ с одноступенчатым сжатием и расширением ($m = n = 1$) принято равным единице.

Из рис. 10.23, а видно, что при увеличении числа ступеней турбины и компрессора не только возрастает работа ГТУ, но и сдвигается ее максимум в сторону больших τ , т.е. повышается максимальное давление в камере сгорания высокого давления. Так, при трехступенчатом сжатии и трехступенчатом расширении для достижения максимальной удельной работы цикла давление в камере сгорания высокого давления достигает 360 бар (36 МПа).

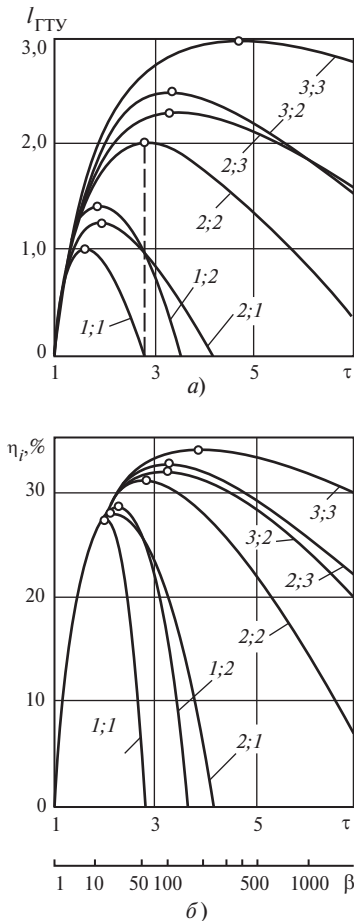


Рис. 10.23

Выражение для количества подведенной теплоты q_1 в цикле ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое — это теплота, подведенная в камере сгорания высокого давления, которую можно представить, как и в (10.61), в следующем виде:

$$\begin{aligned} q_{1\text{ КСВД}} &= h_3 - h_{2ад} = (h_3 - h_1) - l_{m\text{к}}^д = \\ &= \frac{c_p T_1}{\eta_{oi}^к} [(\theta - 1)\eta_{oi}^к - (\tau_{m,к} - 1)]. \end{aligned} \quad (10.81)$$

Второе слагаемое — это теплота $q_{1\text{ КС}}$, подведенная в других камерах сгорания, численно равная работе предыдущих ступеней турбины:

$$q_{1\text{ КС}} = \sum_{j=1}^{n-1} l_{j\text{Т}}^д = \frac{c_p T_1}{\eta_{oi}^к} \theta \eta_{oi}^к \eta_{oi}^т \sum_{j=1}^{n-1} (1 - 1/\tau_{j\text{Т}}). \quad (10.82)$$

Суммируя (10.81) и (10.82), получаем

$$q_1 = \frac{c_p T_1}{\eta_{oi}^к} \left[(\theta - 1)\eta_{oi}^к - (\tau_{m\text{к}} - 1) + \theta \eta_{oi}^к \eta_{oi}^т \sum_{j=1}^{n-1} \left(1 - \frac{1}{\tau_{j\text{Т}}} \right) \right]. \quad (10.83)$$

В этом соотношении так же, как и ранее, $\theta = \frac{T_3}{T_1}$; m — число ступеней компрессора; n — число ступеней турбины.

Разделив (10.78) на (10.83), можно рассчитать внутренний КПД ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением рабочего тела.

На рис. 10.23, б построены зависимости величины внутреннего КПД цикла η_i от τ и β для различных m и n ; при этом распределение давлений между ступенями компрессора и турбины принималось таким же, как при расчете графиков на рис. 10.23, а, т.е. в соответствии с (10.74)—(10.77). Из рис. 10.23, б видно, что с ростом числа ступеней компрессора или турбины увеличивается не только работа, но и КПД ГТУ. Так, при переходе от схемы с одноступенчатым сжатием и расширением к схеме с трехступенчатым сжатием и трехступенчатым расширением удельная работа возрастает в 3 раза, а КПД — от 27,3 до 34,0 %.

КПД ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением может быть и больше тех значений, которые приведены на рис. 10.23, б, если перераспределить давления по ступеням компрессора и турбины. Действительно, равенство степеней повышения давления всех ступеней компрессора (10.74) и всех ступеней турбины (10.76) — это условие получения максимальной работы. Если

сохранить величину общей степени повышения давления $\beta = \frac{P_{\text{макс}}}{P_{\text{мин}}}$, которая при любом распределении давлений равна

$$\beta = \beta_{1\text{к}} \beta_{2\text{к}} \dots \beta_{m\text{к}} = \beta_{1\text{т}} \beta_{2\text{т}} \dots \beta_{n\text{т}},$$

и перераспределить $\beta_{j\text{к}}$ и $\beta_{j\text{т}}$ так, чтобы в последней ступени компрессора и последней ступени турбины увеличить $\beta_{n\text{т}}$ и $\beta_{m\text{к}}$ за счет равномерного уменьшения $\beta_{j\text{к}}$ и $\beta_{j\text{т}}$ в других ступенях

$$\beta_{1\text{к}} = \beta_{2\text{к}} = \dots = \beta_{m-1,\text{к}} < \beta_{m\text{к}}, \quad \beta_{1\text{т}} = \beta_{2\text{т}} = \dots = \beta_{n-1,\text{т}} < \beta_{n\text{т}}, \quad (10.84)$$

то температура воздуха перед КСВД увеличится (состояние 2ад на рис. 10.22), а температура уходящих газов (состояние 4ад на рис. 10.22) уменьшится. Это приведет к увеличению подведенной (10.71) и уменьшению отведенной (10.72)

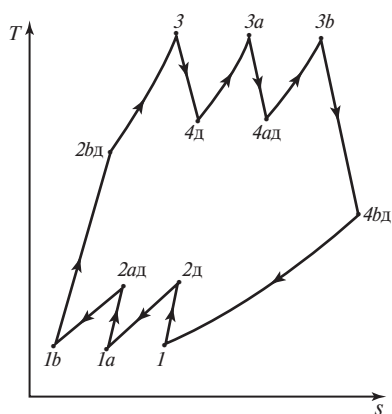


Рис. 10.24

теплоты при некотором уменьшении удельной работы цикла и увеличении внутреннего КПД цикла ГТУ.

На рис. 10.24 изображен цикл ГТУ с трехступенчатым сжатием и трехступенчатым расширением, у которого промежуточные давления выбраны в соответствии с (10.84) так, чтобы внутренний КПД цикла оказался максимальным. В таком цикле удельная работа последних ступеней турбины (3б-4бд) и компрессора (1б-2бд) больше, чем предыдущих, а величины работы компрессоров низкого и среднего давлений равны между собой, так же как и величины работы турбин высокого и среднего давлений:

$$l_{1к} = l_{2к} < l_{3к},$$

$$l_{1т} = l_{2т} < l_{3т}.$$

В табл. 10.2 в качестве примера представлены результаты расчета циклов ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением при различном распределении давлений по ступеням компрессора и турбины. При расчетах принимались неизменными $t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $t_3 = 850 \text{ }^\circ\text{C}$, $\eta_{oi}^т = \eta_{oi}^к = 0,85$.

Для схемы с двухступенчатым сжатием и двухступенчатым расширением ($m = n = 2$) приведены результаты расчета КПД двух ГТУ с одинаковыми максимальными давлениями ($\beta = 50,7$) и разными промежуточными давлениями. Если промежуточные давления выбраны так, что $\beta_{1к} = \beta_{2к} = 7,1$ и $\beta_{1т} = \beta_{2т} = 7,1$, то удельная работа такого цикла ГТУ максимальна, а КПД равен $\eta_i = 31,0 \%$. При перераспределении давлений так, что $\beta_{1к} = \beta_{1т} = 3,1$ и $\beta_{2к} = \beta_{2т} = 16,6$, КПД возрастает до $\eta_i = 35,5 \%$. Аналогичная картина наблюдается и для ГТУ с трехступенчатым сжатием и трехступенчатым расширением ($m = n = 3$): при

$$\beta_{1к} = \beta_{2к} = \beta_{3к} = 5,5;$$

$$\beta_{1т} = \beta_{2т} = \beta_{3т} = 5,5$$

удельная работа цикла максимальна, а КПД равен $\eta_i = 34,0 \%$; перераспределение давлений ($\beta_{1к} = \beta_{2к} = 2,7$; $\beta_{3к} = 18,7$; $\beta_{1т} = \beta_{2т} = 2,7$; $\beta_{3т} = 18,7$) и некоторое уменьшение β приводят к повышению КПД до $\eta_i = 39,8 \%$.

Существуют ГТУ, в которых одновременно используются как многоступенчатое сжатие и расширение рабочего тела, так и регенерация. В таких схемах уходящие газы (состояние 4а на рис. 10.21) в регенеративном подогревателе

Таблица 10.2. КПД циклов ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением рабочего тела

m	n	τ	β	Компрессор			Турбина			η _i , %
				β _{1к}	β _{2к}	β _{3к}	β _{1т}	β _{2т}	β _{3т}	
1	1	1,95	13,2	13,2	—	—	13,2	—	—	27,3
2	2	2,77	50,7	7,1	7,1	—	7,1	7,1	—	31,0
		2,77	50,7	3,1	16,6	—	3,1	16,6	—	35,5
3	3	3,75	166	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5	34,0
		3,57	136	2,7	2,7	18,7	2,7	2,7	18,7	39,8

нагревают воздух после КВД перед его поступлением в КСВД подобно тому, как это показано на рис. 10.19, *a*. Такие ГТУ имеют более высокие значения КПД, чем в ранее рассмотренных схемах. Тем не менее большинство созданных к настоящему времени установок — это простые ГТУ.

Замкнутые ГТУ. Во всех рассмотренных схемах ГТУ рабочим телом служит воздух. Воздух как рабочее тело кроме его дешевизны обладает еще двумя уникальными достоинствами. Во-первых, воздух, являясь окислителем топлива, допускает его «внутреннее» сгорание (внутри установки, внутри камеры сгорания), что позволяет заметно повысить максимальную температуру в цикле. Во-вторых, отвод теплоты в окружающую среду возможен чрезвычайно простым способом — выбрасыванием в окружающую среду отработавших газов.

Если попытаться создать ГТУ с другим рабочим телом (например, гелием), то в этой установке необходимо изменить конструкцию устройства для подвода теплоты q_1 и добавить устройство для отвода теплоты q_2 . Естественно, что схема такой ГТУ, в отличие от представленной на рис. 10.12, должна быть замкнутой. Принципиальная схема замкнутой ГТУ приведена на рис. 10.25. Здесь, так же как и на рис. 10.12, есть компрессор K , турбина T и электрогенератор G , преобразующий механическую работу в электроэнергию. Вместо камеры сгорания в замкнутой ГТУ установлен нагреватель H , в котором проходящий по трубкам газ нагревается за счет внешнего источника теплоты. В охладителе O газ, охлаждаясь до первоначальной температуры, отдает теплоту q_2 окружающей среде. Так же как и в разомкнутой схеме (см. рис. 10.12), здесь осуществляется цикл, состоящий из двух адиабат и двух изобар, подобный циклу, изображенному на рис. 10.13. Поэтому все соотношения, полученные выше для разомкнутых схем, справедливы и для замкнутых ГТУ. Также возможны замкнутые ГТУ с регенерацией и многоступенчатым сжатием и расширением рабочего тела.

Отметим преимущества и недостатки замкнутых схем. К преимуществам замкнутых ГТУ относится, во-первых, возможность повышения в несколько раз начального давления газа перед компрессором. Это приводит к повышению плотности газа (при сохранении отношения давлений β), к увеличению его массового расхода (при сохранении объемного расхода) и, следовательно, к возрастанию мощности ГТУ. Во-вторых, рабочее тело замкнутых ГТУ более чистое и не содержит сажу и другие твердые частицы (это было при наличии камеры сгорания), поэтому отсутствует эрозия лопаток турбин и внутренний относительный КПД турбины может быть выше. Кроме того, отсутствие сажи увеличивает коэффициент теплопередачи в регенеративных теплообменниках и позволяет поднять степень регенерации σ . В-третьих, при использовании нагревателя вместо камеры сгорания можно применять не только жидкое и газообразное топливо, но и другие виды топлив, в первую очередь твердые — угли. В качестве источника тепла может быть использован и атомный реактор (при этом в качестве рабочего тела предполагается применять гелий).

К недостаткам замкнутых ГТУ необходимо, во-первых, отнести наличие громоздких нагревателя и охладителя рабочего тела. Поэтому замкнутые ГТУ не имеют тех достоинств — компактность, простота и т.п., которые выгодно отличают простые ГТУ. С другой стороны, их КПД оказался недостаточно

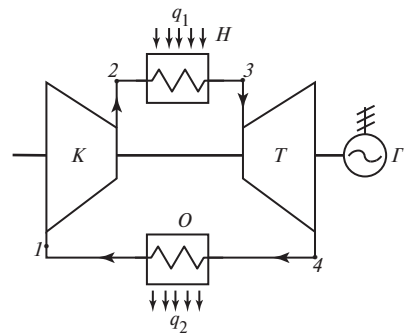


Рис. 10.25

велик, чтобы конкурировать с традиционными установками. Кроме того, из-за «внешнего» сгорания топлива и передачи теплоты через поверхность труб рабочему телу в нагревателе максимальная температура рабочего тела меньше, чем в разомкнутых ГТУ. Естественно, что это существенно снижает КПД таких установок. В-третьих, утечки рабочего тела через неплотности конструкции замкнутых ГТУ уменьшают величину работы и КПД этих установок; так, в одном из направлений использования замкнутых ГТУ — одноконтурных атомных электростанциях — утечки рабочего тела — гелия — могут быть значительными.

к оглавлению Главы 10

10.3. Циклы реактивных двигателей

Реактивный двигатель представляет собой устройство, в котором химическая энергия топлива преобразуется в кинетическую энергию струи рабочего вещества (газа), расширяющегося в соплах. Эта струя создает тягу за счет реактивного действия рабочего тела, вытекающего из двигателя в сторону, противоположную направлению движения летательного аппарата.

Обозначим через M_{Γ} массу газа, истекающего из сопла реактивного двигателя за некоторый промежуток времени $\Delta\tau$, через w_{Γ} — скорость истечения этого газа относительно летательного аппарата (реактивного самолета или ракеты), а через F — тягу реактивного двигателя; тогда в соответствии со вторым законом Ньютона

$$F\Delta\tau = M_{\Gamma}\Delta w_{\Gamma} \quad (10.85)$$

получаем для движения аппарата (учитывая, что скорость истечения газа изменяется от относительно малого значения в камере сгорания до w_{Γ} на выходе из сопла, т.е. $\Delta w_{\Gamma} \approx w_{\Gamma}$):

$$F = \frac{M_{\Gamma}}{\Delta\tau} w_{\Gamma}, \quad (10.86)$$

или, вводя обозначение $m_{\Gamma} = M_{\Gamma}/\Delta\tau$ (расход массы газа в единицу времени),

$$F = m_{\Gamma}w_{\Gamma}. \quad (10.87)$$

Реактивные двигатели подразделяются на две основные категории — ракетные двигатели и воздушно-реактивные двигатели (ВРД).

Ракета несет на борту запас как горючего, так и окислителя, необходимого для сгорания топлива (жидкий кислород, озон, пероксид водорода, азотная кислота и др.). В отличие от них воздушно-реактивные двигатели несут на борту только запас горючего, а в качестве окислителя используется кислород атмосферного воздуха. Следовательно, ВРД пригодны для работы только в атмосфере Земли, тогда как ракетные двигатели могут работать как в атмосфере, так и в космическом пространстве.

Рассмотрим вначале *циклы воздушно-реактивных двигателей*.

По принципу действия ВРД делятся на компрессорные и бескомпрессорные.

Схема с турбокомпрессором представлена на рис. 10.26. В турбокомпрессорном воздушно-реактивном двигателе (ТРД) жидкое горючее, подаваемое из топливных баков, сгорает в камере сгорания 3, и затем продукты сгорания, расширившись в сопле 5, выбрасываются во внешнюю среду. Окислителем служит кислород воздуха. Для того чтобы повысить КПД двигателя, применяют предварительное сжатие воздуха. Воздух, засасываемый из атмосферы через диффузор 1, сжимается осевым или центробежным компрессором 2 и только после этого поступает в камеру сгорания. Привод компрессора осуществляется от специальной газовой турбины 4, на вращение которой расходуется часть располагаемого теплоперепада продуктов сгорания (компрессор с приводом от газовой турбины

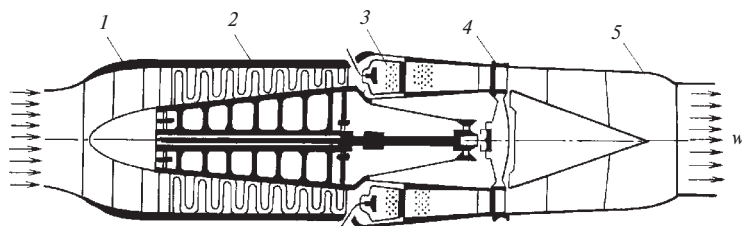


Рис. 10.26

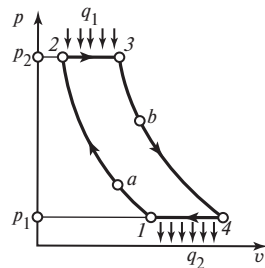


Рис. 10.27

называется турбокомпрессором). Пройдя через газовую турбину, продукты сгорания расширяются в сопле.

Из сказанного следует, что цикл ТРД осуществляется следующим образом (p, v -диаграмма на рис. 10.27): сжатие воздуха в турбокомпрессоре¹⁾ от атмосферного давления p_1 до давления p_2 происходит по адиабате 1-2. Затем к рабочему телу подводится теплота q_1 , выделяющаяся при сгорании топлива; этот процесс происходит при постоянном давлении (изобара 2-3). Расширение рабочего тела (воздух + продукты сгорания) в газовой турбине и затем в реактивном сопле 5 двигателя осуществляется по адиабате 3-4 (от точки 3 до точки b — отдача работы в газовой турбине, а от точки b до точки 4 — ускорение потока в сопле). Цикл замыкается изобарой 4-1 при давлении, равном атмосферному.

Из сказанного следует, что цикл ТРД принципиально ничем не отличается от цикла газотурбинной установки со сгоранием при $p = \text{const}$, рассмотренного нами в § 10.2. Следовательно, полученные ранее соотношения полностью применимы и к циклу ТРД. Турбокомпрессорный воздушно-реактивный двигатель в настоящее время является основным типом двигателя для скоростных самолетов.

В бескомпрессорных ВРД, как это следует из самого названия двигателя, компрессор отсутствует и предварительное сжатие воздуха осуществляется только за счет торможения набегающего потока воздуха.

Бескомпрессорные ВРД подразделяются на две группы — прямоточные бескомпрессорные двигатели (ПВРД) и пульсирующие бескомпрессорные двигатели (ПуВРД).

Схема ПВРД представлена на рис. 10.28. В этой схеме отсутствуют компрессор и турбина. Сжатый в диффузоре 1 от атмосферного давления p_1 до давления p_2 воздух поступает в камеру сгорания 2, в которую впрыскивается жидкое топливо. Процесс сгорания происходит при практически постоянном давлении ($p_2 = \text{const}$). Продукты сгорания, имеющие высокую температуру, вытекают из сопла 3.

Таким образом, цикл ПВРД (p, v -диаграмма на рис. 10.29) состоит из адиабаты сжатия воздуха в диффузоре (1-2), изобары процесса сгорания (2-3), адиабаты расширения в сопле (3-4) и замыкающей цикл изобары охлаждения продуктов сгорания при атмосферном давлении (4-1). С точки зрения термодинамики цикл ПВРД аналогичен циклу газотурбинной установки со сгоранием при $p = \text{const}$ и циклу ТРД. В соответствии с уравнением (10.45) термический КПД этого цикла будет тем больше, чем больше степень повышения давления $\beta = p_2/p_1$, т.е. чем выше скорость движения самолета, на котором установлен этот двигатель, обус-

¹⁾ При движении реактивного самолета с большой скоростью частичное сжатие воздуха происходит за счет торможения набегающего потока воздуха в диффузоре (участок 1-а на рис. 10.27).

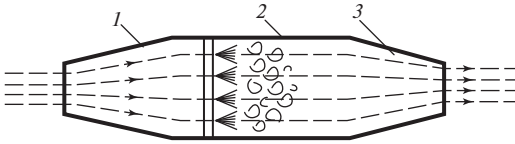


Рис. 10.28

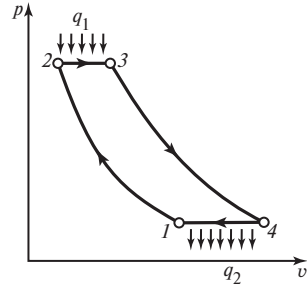


Рис. 10.29

ловливающая динамическое давление (напор) потока воздуха, превращающееся при торможении в диффузоре в статическое давление. Следовательно, термический КПД ПВРД возрастает с ростом скорости движения самолета.

Зависимость термического КПД цикла ПВРД от скорости движения самолета (или, что то же самое, от скорости набегающего потока) может быть получена следующим образом.

Из уравнения (10.45) для термического КПД цикла со сгоранием при $p = \text{const}$ (адиабатное сжатие воздуха)

$$\eta_{\tau} = 1 - \frac{1}{\beta^k}$$

и из уравнения (10.46) для адиабатного процесса сжатия

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

следует, что для этого цикла

$$\eta_{\tau} = 1 - \frac{T_1}{T_2}, \tag{10.88}$$

где T_1 — температура воздуха до сжатия, T_2 — температура воздуха в конце адиабатного процесса сжатия.

Если обозначить скорость набегающего на самолет потока воздуха (т.е. скорость самолета) w_1 , а скорость движения воздуха на входе в камеру сгорания w_2 , то в соответствии с полученным в гл. 8 уравнением (8.8) можно записать:

$$h_2 - h_1 = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2},$$

где h_1 и h_2 — энтальпия воздуха соответственно до адиабатного сжатия (т.е. на входе в диффузор ПВРД) и после него (на выходе из диффузора, т.е. на входе в камеру сгорания ПВРД).

По-прежнему считая воздух идеальным газом с постоянной теплоемкостью, для которого

$$h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1), \tag{10.89}$$

получаем из уравнения (8.8):

$$c_p(T_2 - T_1) = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2}, \tag{10.90}$$

откуда

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{1 + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2c_p T_1}}. \tag{10.91}$$

Подставляя это выражение в уравнение (10.88), получаем следующее соотношение для термического КПД цикла ПВРД:

$$\eta_{\tau} = \frac{1}{1 + \frac{2c_p T_1}{w_1^2 - w_2^2}} \quad (10.92)$$

Пренебрегая скоростью в камере сгорания ($w_2 \ll w_1$), получаем:

$$\eta_{\tau} = \frac{1}{1 + \frac{2c_p T_1}{w_1^2}} \quad (10.93)$$

Зависимость термического КПД ПВРД от скорости полета, рассчитанная по уравнению (10.93), приведена в виде графика на рис. 10.30.

Заметим, кстати, что из уравнений (10.46) и (10.91) следует, что зависимость степени повышения давления $\beta = p_2/p_1$ от скорости полета определяется соотношением

$$\beta = \left(1 + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2c_p T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (10.94)$$

Конструкция ПВРД для дозвуковых и сверхзвуковых скоростей полета должна быть, естественно, различной. Схема ПВРД на рис. 10.28 соответствует дозвуковым скоростям. Напомним, что, как показано в § 8.4, торможение дозвукового потока происходит при течении в расширяющемся диффузоре, а ускорение потока — при течении в суживающемся сопле; именно такие сопло и диффузор изображены на рис. 10.28. Схема ПВРД для сверхзвуковых скоростей представлена на рис. 10.31. Применительно к этому режиму полета диффузор должен быть снабжен суживающимся участком, в котором сверхзвуковой поток тормозится до звуковой скорости, а затем происходит его дальнейшее торможение в расширяющемся дозвуковом диффузоре.

Следует, однако, заметить, что, как известно из газодинамики, торможение сверхзвукового потока в суживающемся канале сопровождается несколькими скачками уплотнения внутри канала, которые вызывают заметные потери энергии потока, значительное отклонение кривой сжатия от изоэнтропы и снижение степени увеличения давления. Для того чтобы избежать этого явления, диффузоры снабжаются выдвинутым навстречу потоку острым конусом, который организует газодинамическую перестройку потока от сверхзвуковой до дозвуковой скорости еще до входа в диффузор. В этом случае необходимость в суживающейся насадке перед диффузором отпадает. Сопло, очевидно, выполняется для этого случая в виде сверхзвукового сопла Лавалья.

При дозвуковом режиме полета (взлет, посадка) расширяющаяся часть сопла Лавалья и конус в диффузоре просто не используются и двигатель работает как дозвуковой; схема такого двигателя представлена на рис. 10.28.

При скорости полета, равной нулю (взлет самолета), степень увеличения давления β в ПВРД будет равна нулю, термический КПД этого двигателя также будет равен нулю и двигатель просто не будет работать. Поэтому самолеты с ПВРД снабжаются специальными стартовыми ускорителями для сообщения самолету начальной скорости.

Отмеченные особенности ПВРД, а также их конструкционная простота, малые габаритные размеры и малая масса делают этот тип двигателей перспективным для самолетов, летающих с большими сверхзвуковыми скоростями.

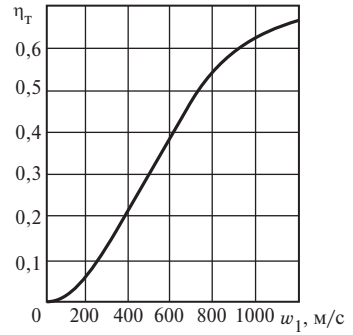


Рис. 10.30

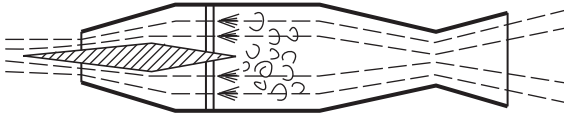


Рис. 10.31

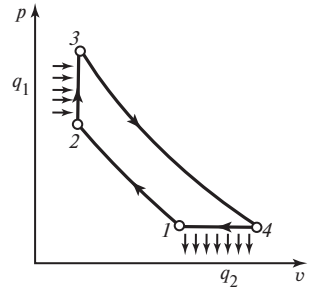


Рис. 10.32

Пульсирующий бескомпрессорный реактивный двигатель, цикл которого изображен в p, v -диаграмме на рис. 10.32, снабжается специальным устройством клапанного типа, в результате чего камера сгорания может быть изолирована от диффузора и сопла, так что процесс сгорания осуществляется при постоянном объеме. Для этого двигателя характерна периодичность действия, чем и объясняется его название. Цикл ПуВРД аналогичен циклу газотурбинной установки со сгоранием при $V = \text{const}$.

Двигатели типа ПуВРД не получили широкого распространения из-за конструкционной сложности.

Перейдем теперь к рассмотрению циклов ракетных двигателей.

Ракетные двигатели подразделяются на двигатели с химическим топливом и ядерные ракетные двигатели.

Двигатели с химическим топливом в свою очередь делятся на две основные группы — ракетные двигатели с твердым топливом (РДТТ) и жидкостные ракетные двигатели (ЖРД).

В РДТТ твердое топливо (обычно разные сорта порохов), содержащее в себе и горючее, и окислитель, воспламеняется при запуске ракеты и постепенно выгорает, образуя газообразные продукты сгорания, истекающие из сопла. Схема РДТТ представлена на рис. 10.33. Здесь 1 — камера сгорания; 2 — твердое топливо; 3 — сопло.

Идеализированный цикл такого двигателя изображен в p, v -диаграмме на рис. 10.34. В момент запуска двигателя давление газообразных продуктов сгорания твердого топлива мгновенно повышается от атмосферного давления p_1 до некоторого давления p_2 . В различных типах двигателей величина p_2 может достигать нескольких десятков и даже сотен атмосфер; процесс повышения давления происходит настолько быстро, что его можно считать изохорным (линия 1-2 на рис. 10.34).

Процесс подвода теплоты к продуктам сгорания можно считать изобарным (линия 2-3 на рис. 10.34). Затем газообразные продукты сгорания адиабатно расширяются в сопле (3-4). Цикл замыкается изобарой 4-1 (охлаждение продуктов сгорания в окружающей среде). В камере сгорания продукты сгорания твердого

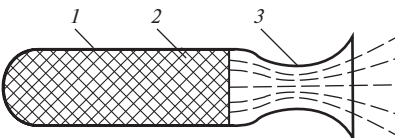


Рис. 10.33

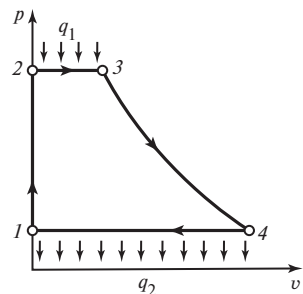


Рис. 10.34

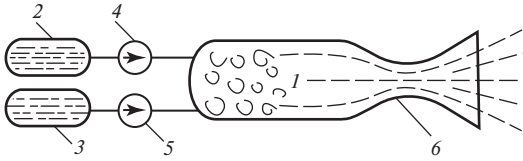


Рис. 10.35

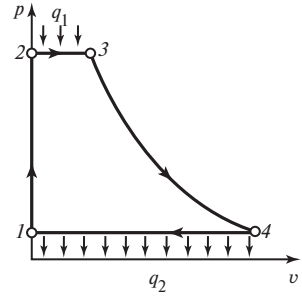


Рис. 10.36

топлива имеют настолько высокую плотность по сравнению с газами, истекающими из сопла, что изохора 1-2 на рис. 10.34 изображена совпадающей с осью ординат.

Благодаря простоте конструкции и удобству в эксплуатации РДТТ получают все большее распространение в ракетной технике.

На рис. 10.35 изображена схема ЖРД. В камеру сгорания 1 подаются жидкое горючее из топливного бака 2 и окислитель из бака 3 с помощью насосов 4 и 5. Сгорание осуществляется при практическом постоянном давлении p_2 . Газообразные продукты сгорания истекают из сопла 6 в окружающую среду.

Идеализованный цикл ЖРД в p, v -диаграмме представлен на рис. 10.36.

Жидкие горючее и окислитель подаются в камеру сгорания под давлением p_2 . Поэтому вместо сжатия газообразного рабочего тела в ЖРД осуществляется сжатие жидких компонентов этого рабочего тела. Поскольку жидкость можно считать практически несжимаемой, сжатие компонентов горючей смеси можно считать изохорным, а поскольку плотность жидкости гораздо выше плотности продуктов сгорания, изохора 1-2 на рис. 10.36 изображена практически совпадающей с осью ординат. Изобара 2-3 соответствует процессу подвода теплоты в камеру сгорания, адиабата 3-4 — расширению в сопле. Изобара 4-1 (давление окружающей среды) замыкает цикл.

Таким образом, цикл ЖРД в принципе аналогичен циклу РДТТ.

Термический КПД идеализованного цикла ЖРД может быть подсчитан следующим образом. Подводимая в изобарном процессе 2-3 теплота q_1 определяется как

$$q_1 = h_3 - h_2. \tag{10.95}$$

Следует подчеркнуть, что в данном случае мы по-прежнему считаем газообразные продукты сгорания идеальным газом с постоянной теплоемкостью; однако количество теплоты q_1 не может быть подсчитано по уравнению (10.13)

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2),$$

поскольку компоненты горючей смеси поступают в камеру сгорания при температуре T_2 в жидком виде, затем испаряются и вступают в химическую реакцию. Таким образом, на изобаре 2-3 имеет место фазовый переход рабочего тела, и поэтому для подсчета q_1 мы должны воспользоваться вместо уравнения (10.13) более общим уравнением (10.95), учитывающим любые превращения вещества на данной изобаре.

Величина q_2 может быть представлена в виде

$$q_2 = h_4 - h_1. \tag{10.96}$$

Общее выражение для термического КПД цикла

$$\eta_T = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

с учетом (10.95) и (10.96) записывается следующим образом:

$$\eta_{\tau} = 1 - \frac{h_4 - h_1}{h_3 - h_2}, \quad (10.97)$$

или, что то же самое,

$$\eta_{\tau} = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{(h_3 - h_1) - (h_2 - h_1)}. \quad (10.98)$$

Разность энтальпий $h_2 - h_1$ эквивалентна работе, затрачиваемой насосами 4 и 5 (см. рис. 10.35) на повышение давления жидких компонентов горючей смеси в изохорном процессе 1-2¹⁾. Поскольку удельные объемы жидкого горючего и окислителя весьма малы, работа, затрачиваемая на их сжатие, пренебрежимо мала по сравнению с количеством теплоты, выделяющейся при сгорании топлива. Поэтому величиной $h_2 - h_1$ в уравнении (10.98) можно пренебречь. С учетом этого получаем из (10.98) для термического КПД цикла ЖРД:

$$\eta_{\tau} \approx \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_1}.$$

Поскольку разность энтальпий $h_3 - h_4$ превращается в кинетическую энергию продуктов сгорания в процессе их истечения из сопла, в соответствии с уравнением (8.8), пренебрегая скоростью продуктов сгорания на входе в сопло, можно записать:

$$h_3 - h_4 = \frac{w^2}{2}, \quad (10.100)$$

где w — скорость истечения продуктов сгорания из сопла ЖРД.

С учетом этого соотношения уравнение (10.99) для термического КПД ЖРД может быть записано следующим образом:

$$\eta_{\tau} = \frac{w^2}{2(h_3 - h_1)}. \quad (10.101)$$

Жидкостные ракетные двигатели широко используются в ракетной, а в ряде случаев и в авиационной технике.

Рассмотрим теперь циклы ядерных ракетных двигателей (ЯРД)²⁾.

Возможная схема ЯРД изображена на рис. 10.37. Рабочее тело, находящееся в жидком состоянии в баке 1, с помощью насоса 2 прокачивается через активную зону ядерного реактора 3, где к нему подводится теплота. Процесс подвода теплоты в реакторе происходит при постоянном давлении рабочего тела. Из реактора газообразное рабочее тело поступает в сопло 4, в котором расширяется и затем истекает в окружающую среду. Из изложенного ясно, что с точки зрения термодинамики цикл ЯРД аналогичен циклу ЖРД; следовательно, термический КПД цикла ЯРД, как и цикла ЖРД, определяется уравнением (10.101).

¹⁾ Очевидно, что

$$h_1 = mh_1^{\text{топл}} + (1 - m)h_1^{\text{окисл}}; \quad h_2 = mh_2^{\text{топл}} + (1 - m)h_2^{\text{окисл}},$$

где индексы «топл» и «окисл» относятся соответственно к топливу и окислителю, а m — массовая доля топлива в горючей смеси.

²⁾ Ядерные ракетные двигатели до настоящего времени не созданы, однако возможность их осуществления широко обсуждается в литературе.

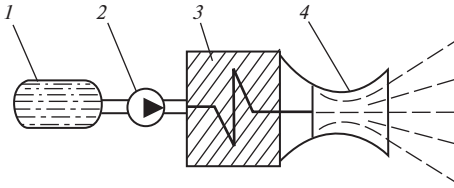


Рис. 10.37

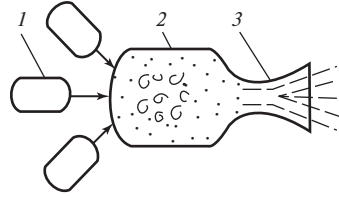


Рис. 10.38

Другая возможная схема ЯРД представлена на рис. 10.38. Жидкое рабочее тело, в котором в виде суспензии или другой смеси находится ядерное топливо (уран-235 или плутоний), из баков 1, снабженных устройствами, предотвращающими цепную реакцию, подается в камеру «сгорания» 2. В камере масса ядерного горючего превышает критическую и осуществляется цепная реакция. Теплота, выделяющаяся при ядерной реакции, нагревает рабочее тело, которое затем расширяется в сопле 3 и истекает во внешнюю среду. Термодинамически цикл ЯРД этого типа аналогичен предыдущему.

Важно подчеркнуть, что в отличие от воздушно-реактивных и ракетных двигателей, работающих на химическом топливе, в ядерных ракетных двигателях рабочее тело не является продуктом сгорания топлива. Следовательно, рабочее тело для ЯРД может быть выбрано из соображений наибольшей термодинамической целесообразности.

Из уравнения (8.29) для скорости истечения идеального газа из сопла¹⁾

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

получаем для истечения в вакуум (давление в космическом пространстве можно считать практически равным нулю), т.е. для $p_2 = 0$ ²⁾:

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1} , \tag{10.102}$$

или, что то же самое,

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{\mu R T_1}{\mu}} . \tag{10.103}$$

Так как μR является величиной постоянной, то из этого соотношения следует, что наибольшие скорости истечения обеспечиваются в случае использования газов с малой относительной молекулярной массой μ . С этой точки зрения наиболее выгодным рабочим телом для ядерной ракеты является водород H_2 ($\mu = 2$), который при высоких температурах в камере «сгорания» ЯРД диссоциирует на атомарный водород ($\mu = 1$).

¹⁾ Напомним, что это уравнение применимо для любых значений p_2/p_1 , если газ течет в сопле Лаваля.

²⁾ Для случая адиабатного истечения в вакуум ($p_2 = 0$) из уравнения (7.61) следует, что $T_2 = 0$ К, т.е. газы на выходе из сопла имеют температуру абсолютного нуля. Это означает, что вся энтальпия газа полностью превращается в кинетическую энергию потока газа.

Наряду с водородом в качестве возможных рабочих тел ядерных ракетных двигателей рассматриваются гелий, водяной пар, водородные соединения легких элементов.

Следует отметить, что хотя тяга ядерных ракетных двигателей невелика по сравнению с тягой химических ракетных двигателей, ядерный двигатель может работать в течение гораздо большего (на много порядков) времени, чем ракетный двигатель с химическим топливом. Поэтому ЯРД является весьма перспективным типом двигателя для управляемых межпланетных космических кораблей. Для старта такого корабля с Земли, по-видимому, должны быть использованы двигатели с химическим топливом, а ЯРД будут включаться при полете за пределами земного притяжения.

[предыдущая глава](#)

[к оглавлению](#)

[следующая глава](#)