Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Казанский государственный энергетический университет»

На правах рукописи

Хасанов Нариман Гаязович

ВЛИЯНИЕ НЕИДЕАЛЬНОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАБОЧИХ ТЕЛ НА ПРОЦЕССЫ В ГТУ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ ВОЗДУХА

01.04.14 - Теплофизика и теоретическая теплотехника

диссертация на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Научный руководитель –
доктор технических наук,
профессор Шигапов А.Б.

Казань - 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы. Определение параметров тепловых процессов в энергетической технике – тепловой расчёт – базовый и важнейший этап проектирования. Определение температур в характерных сечениях цикла, работ сжатия и расширения газа, основано на уравнениях процесса (связывающих параметры состояния в начале и конце процесса). Точность уравнения процесса определяется степенью учёта неидеальных свойств газа: переменности и непрерывности зависимости от температуры и давления теплоёмкости и коэффициента сжимаемости, влияния давления на энтальпию и удельного объёма на внутреннюю энергию рабочего тела.

Неидеальность газа усиливается с ростом температур и падением давлений. Но в процессах энергетических машин рост температуры сопровождается ростом давления, и наоборот. Исключение – газотурбинная установка (ГТУ) с промежуточным охлаждением (ПО) сжимаемого воздуха, рисунок 1. Кроме того, в ГТУ с ПО происходит расширение продуктов сгорания богатой смеси - неидеального рабочего тела. Не изучены аспекты теплового расчёта ГТУ с ПО:

1) Влияние неидеальных свойств газа на термическое КПД η_t и полезную мощность $L_п$, на оптимизируемые при тепловом расчёте степени повышения давления: общую $\pi_{к\ опт}$ и каскадную $\pi^{(1)}_{к\ опт}$, рис. 1;

2) Модели для расчёта процессов в ГТУ с ПО не учитывают зависимость изоэнтропных КПД каскадов компрессора $\eta^{(1)}_{из}$, $\eta^{(2)}_{из}$ от их степеней повышения давления $\pi^{(1)}_{к}$, $\pi^{(2)}_{к}$, что не позволяет оценить $\pi_{к\ опт}$ при постоянном, определённом техническим заданием, общем изоэнтропном КПД процесса сжатия

ГТУ с ПО – перспективный тепловой цикл, уточнение базовых этапов расчёта снижает количество итераций последующих этапов проектирования (формирования облика двигателя).

Степень научной разработанности проблемы. Приближение к модели реального газа при расчёте адиабатных процессов сжатия и расширения газа рассмотрено:

- для идеального уравнения адиабаты при переменной теплоёмкости: Михеенков Е.Л., Зубарев В. Н., Ривкин С.Л., Chu C.H и др;
- для реального уравнения адиабаты при постоянной теплоёмкости (обратный подход): Schultz J, Розен А.М, Истомин В.А., Thomas P.J, Траупель В. и др.

Термодинамические процессы цикла ГТУ с ПО в рамках модели идеального газа изучали: Грязнов Н.Д, Иванов В.А., Yang B, Sarath R. и др. В полу-идеальной модели (*J*-*T*-$\bar{p}(T)$ - диаграмма) цикл ГТУ с ПО рассмотрен в работе Гулиной А.С. Ни один из авторов не уточняет расчёт цикла учётом зависимости изоэнтропических КПД каскадов компрессора от давления.

Объект исследования: термодинамические процессы в газотурбинной установке с промежуточным охлаждением воздуха.

Предмет исследования: влияние реальных свойств рабочих тела на термодинамические процессы в газотурбинной установке с промежуточным охлаждением воздуха.

Цель работы – повышение термического КПД и полезной мощности, уточнение оптимальной степени повышения давления за счёт учёта реальных свойств рабочего тела ГТУ с ПО.

Задачи исследования: 1) Выбор метода расчёта процессов сжатия и расширения газа, не подчиняющегося идеальным законам и учитывающий необратимость процесса;

2) Решение проблемы выбора изоэнтропных КПД каскадов компрессора при тепловом расчёте, если заданы их степени повышения давления, начальные условия сжатия, а также общая степень повышения давления и общий изоэнтропный КПД компрессора;

3) Внедрение в целевую функцию оптимизации $L_{\text{п}} = L_{\text{п}}(\pi_{\text{к}};\pi_{\text{к}}^{(1)})$, $\eta_t = \eta_t(\pi_{\text{к}};\pi_{\text{к}}^{(1)})$ членов, учитывающих неидеальность газа и зависимость изоэнтропных КПД каскадов компрессора от их степеней повышения давления;

4) Расчёт оптимальной степени повышения давления в ГТУ с ПО по критериям максимальных η_t и $L_{\text{п}}$ в зависимости от начальной температуры продуктов сгорания T_3 и других параметров ГТУ; сравнение эффективности ГТУ простого

цикла и ГТУ с ПО при одинаковых T_3 и оптимально рассчитанных $\pi_к$; анализ распределения $\pi_к^{(1)}$ и $\pi_к^{(2)}$ при оптимальной $\pi_к$; объяснение наблюдаемых тенденций, сравнение расчёта в идеально-газовом приближении с расчётом при учёте неидеальных свойств газа.

Соответствие диссертации паспорту специальности 01.04.14. «Теплофизика и теоретическая теплотехника» по формуле специальности:

- исследования по термодинамическим процессам;

- обоснование методов расчёта термодинамических свойств.

По областям исследования:

п.3. Исследования термодинамических процессов и циклов применительно к установкам производства и преобразования энергии.

Научная новизна работы состоит в следующем:

1) Установлена связь между изоэнтропными КПД компрессора и его каскадов, впервые с учётом изменения термодинамических свойств рабочего тела в промежуточном охладителе на основании постоянства политропного КПД процесса;

2) Разработана программа оптимизации общей и каскадной степени повышения давления в ГТУ с ПО по критериям максимума термического КПД и полезной мощности, в отличие от ранее предложенных, учитывающая все проявления неидеальности газа и зависимость изоэнтропных КПД каскадов компрессора от их степеней повышения давления;

3) Доказано, что модель идеального газа, в первую очередь, за счёт неучёта влияния давления на теплоёмкость воздуха, даёт завышенные оптимальные степени повышения давления по критериям максимальной полезной мощности и термического КПД. Разница существенно влияет на технико-экономические и эксплуатационные показатели проектируемого компрессора ГТУ.

Теоретическая и практическая значимость полученных результатов. Сравнение расчётов работы газа разными методами с методом комплексного учёта неидеальности газа, позволяет выбрать подход с оптимальным соотношением точность - удобство применения.

Усовершенствованный метод теплового расчёта газа по конечным элементам применим для рабочих тел с выраженными неидеальными свойствами; для расчёта при переменных массе и составе рабочего тела (пример - впрыск воды в компрессор).

Алгоритм, устанавливающий связь между изоэнтропными КПД агрегата и его произвольного участка на основе постоянства политропного КПД, необходим при расчёте циклов ГТУ с промежуточным охлаждением в компрессоре и промежуточным подогревом в турбине.

Программа для определения оптимальной $\pi_{\text{к}}$ при неидеальных свойствах газа полезна на этапе теплового расчёта ГТУ с ПО. Повышение достоверности стадий проектирования снижает издержки пост-проектной модернизации и эксплуатации техники.

Определение $\pi_{\text{к опт}}$ по полезной мощности и термическому КПД ГТУ с ПО показывает целесообразный с термодинамической точки зрения предел повышения давления в будущем, возможный с непрерывным развитием конструкционных материалов.

Достоверность и обоснованность результатов обеспечивают соблюдение положений математического анализа и технической термодинамики при выводе расчётных зависимостей, сравнение результатов расчёта с теоретическими и экспериментальными данными других авторов, использование известной библиотеки численных методов FORTRAN IMSL, качественное непротиворечие результатов с физическими представлениями о процессах в ГТУ с ПО.

Методология и методы исследования: математическое моделирование, формализация, анализ, идеализация, сравнение, абстрагирование. Использованы методы математического анализа и статистики, химической и технической термодинамики.

Личный вклад автора состоит в проведении литературного обзора, создании математических моделей, проведении расчётов, анализе полученных результатов.

Основные научные положения, выносимые на защиту:

1) Алгоритм определения изоэнтропного КПД каскада двухкаскадного компрессора в зависимости от степени повышения давления в каскаде, а так же суммарных - степени повышения давления и изоэнтропного КПД компрессора, на основании постоянства политропного КПД;

2) Алгоритм для оценки оптимальной степени повышения давления в компрессоре ГТУ с ПО по критериям максимальных η_t и $L_п$, при учёте неидеальных свойств газа и зависимости изоэнтропных КПД каскадов компрессора от их степеней повышения давления;

3) Результаты расчётов по поиску оптимальной общей $\pi_к$, а так же оптимальных $\pi_к^{(1)}$ и $\pi_к^{(2)}$ в каскадах в зависимости от различных начальных условий и параметров ГТУ, выполненные в предположениях – реального и идеального газа; результаты сравнения циклов - простого и с ПО при оптимальных $\pi_к$ и прочих равных; оценки разных сочетаний $\pi_к^{(1)}$ при постоянном $\pi_к$.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы доложены и обсуждены на следующих конференциях: IX Семинар ВУЗов по теплофизике и энергетике (Казань, 2015), XXII Туполевские чтения (Казань, 2015), Энергия-2015. X международная научно-техническая конференция (Иваново, 2015), Международных молодежных научных конференциях «Тинчуринские чтения» (Казань 2013-2015), Аспирантско-магистерских научных семинарах, посвященных «Дню энергетика» (Казань 2012-2015).

Публикации. По теме диссертационной работы опубликовано 12 печатных работ – 4 статьи в журналах из перечня ВАК, 2 материала докладов конференций, 6 тезисов докладов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трёх глав, списка литературы из 169 наименований. Общий объем диссертации – 179 страниц, включает 107 рисунков, 29 таблиц.

ГЛАВА 1. МЕТОДЫ ТЕПЛОВОГО РАСЧЁТА НЕИДЕАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ РАБОЧИХ ТЕЛ ГТУ

1.1 Описание объекта исследования

Тепловые электрические станции являются основой энергетики, производя порядка 80 % всей электроэнергии [1]. Перспективное направление развития энергетики связано с газотурбинными установками (ГТУ) как в открытом, так и парогазовом цикле [2], что определяется приоритетом газовой генерации в ближайшей перспективе [9,3,10]. Усложнение цикла газотурбинной установки охлаждением рабочего тела компрессора приводит к увеличению термического коэффициента полезного действия и полезной мощности цикла. Наиболее эффективно изотермическое сжатие рабочего тела [7], однако в силу конструкционных затруднений нашёл применение ступенчатый отвод теплоты с разделением компрессора на каскады промежуточным охладителем, рисунок 1:

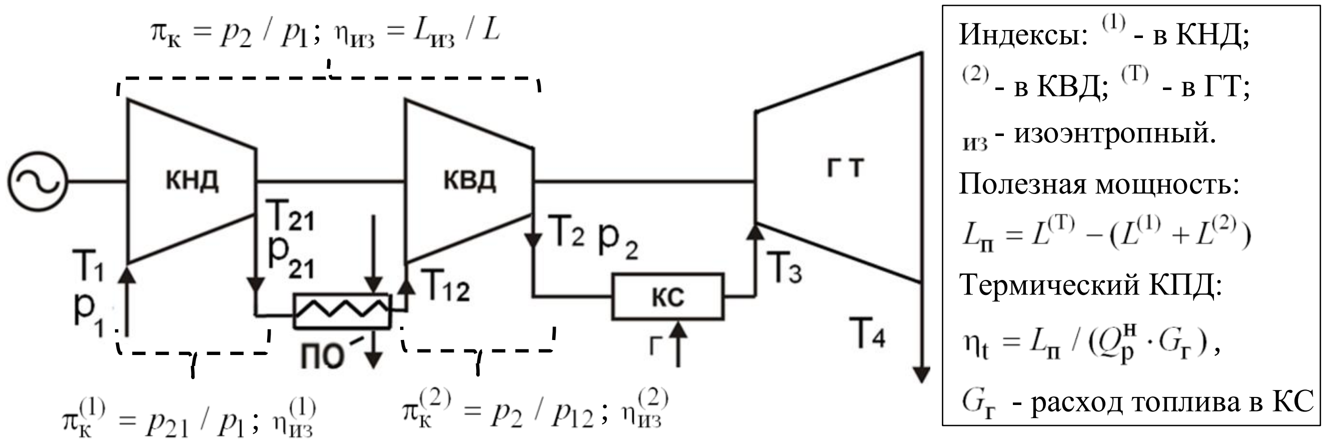


Рис. 1.1 Тепловая схема ГТУ с промежуточным охлаждением воздуха
КНД, КВД –компрессоры низкого и высокого давления, ПО –промежуточный охладитель
КС – камера сгорания, ГТ – газовая турбина

Стационарные ГТУ с промежуточным охлаждением (ПО) успешно освоены в энергетике, чему способствует некритичность массогабаритного фактора в стационарных условиях [8], простота конструкции и благоприятные условия теплообмена ввиду высокого давления воздуха [27].

1.2. Идеальный и реальный газ. Термические и калорические параметры реального газа

Сформировавшись в Новое Время, термодинамика на ранних своих этапах развития имела свойственную тому периоду ориентированность на опыт [38]. Исследования свойств газов при атмосферном давлении, проведённые в период XVII-XIX вв., заложили фундамент молекулярно-кинетической теории газов и позволили сформировать уравнение состояния идеального газа [6]. На основе обобщения законов Бойля-Мариотта (1662 г.) и Гей-Люссака (1802г.) Эмилем Клайпероном было составлено уравнение, однозначно связывающее между собой давление P, температуру T и удельный объём v (объём единицы массы) – уравнение идеального газа [39].

$$pv = RT/\mu \tag{1.1}$$

Отношение $pv/T = R$ для киломоля любого вещества имеет одну и ту же величину 8314,46 Дж/кмоль·° К. Соответствие поведения газа закону уравнения состояния в рамках термодинамики позволяет назвать его «идеальным газом» [40]. В уравнении Клайперона индивидуальные свойства каждого газа определяются его газовой постоянной. С точки зрения молекулярно-кинетической теории, идеальность газа предполагает:

1) Пренебрежение потенциальной энергией взаимодействия частиц по сравнению с их кинетической энергией.

2) Пренебрежение собственным объёмом частиц

3) Абсолютная упругость соударения частиц газа между собой и стенками сосуда

4)Пренебрежение продолжительностью времени столкновения частиц

Реальный газ тем сильнее отличается от идеального, чем выше его плотность [6]. Идеальный газ является предельным случаем реального при $\rho \to 0$. Модель идеального газа применяется при теплотехнических расчётах газов при невысоких давлениях, в сложных оптимизационных расчётах. Величины, входящие в состав уравнения состояния, называются термическими параметрами. К калорическим величинам относят энтальпию J, энтропию S, изобарную и

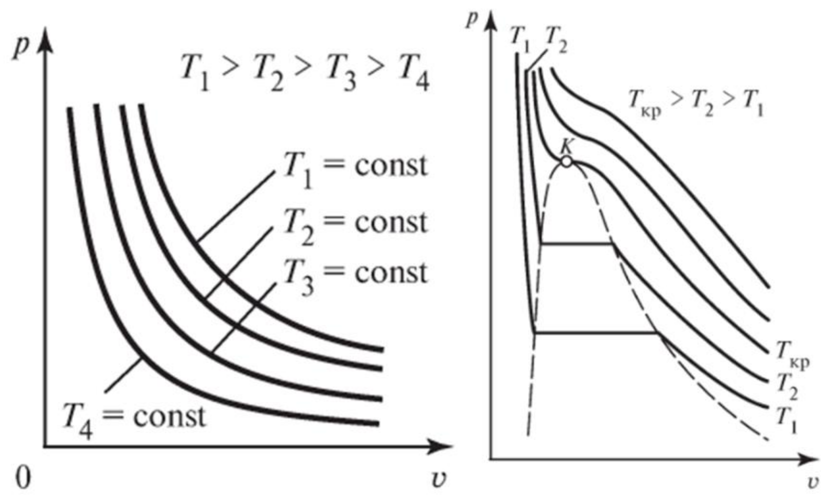


Рис. 1.2. Расположение изотерм идеального а) и реального б) газа в $p-v$ координатах [6].

изохорную теплоёмкости c_p и c_v, показатель изоэнтропы k и др. [17].

Теплоёмкость идеального газа зависит только от температуры [41]. В рамках молекулярно-кинетической теории теплоёмкость газа постоянна и зависит от числа степеней свободы i молекулы газа (физико-химической структуры молекулы газа). Так, например, для молярной изохорной теплоёмкости газа

$$c_v = (i/2) \cdot R \tag{1.2}$$

Для кинетической энергии молекул многоатомного газа (определяющей внутреннюю энергию газа и, соответственно, теплоёмкость) существует зависимость учитываемых при расчёте степеней свободы от температуры. Например, для молекул водорода при температуре порядка 300-400 К появляются вращательные степени свободы, c_v приобретает значение $(5/2) \cdot R$. При очень высоких температурах теплоёмкость водорода стремится к $(7/2) \cdot R$ с «подключением» колебательных степеней [42]. Точные расчёты на основе молекулярно-кинетической теории газа показывают, что теплоёмкость идеального газа даже в рамках определённого процесса (при $p = const$ и $v = const$) зависит от температуры подвода теплоты. Дифференцируя уравнение Клайперона в форме $v = (R/p) \cdot T$ по температуре, можно получить связь изобарной и изохорной теплоёмкости – уравнение Майера для идеального газа [43]:

$$c_p - c_v = R .$$

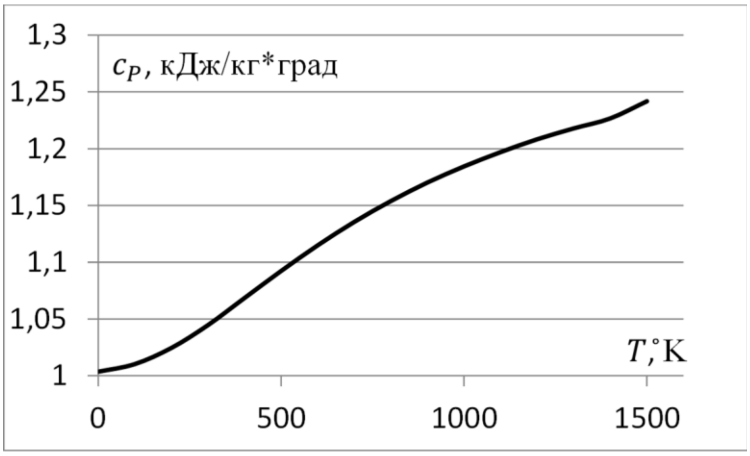


Рис. 1.3. Зависимость идеально-газовой изобарной теплоёмкости воздуха от температуры

На рис. 1.3 представлена зависимость изобарной теплоёмкости воздуха в идеально-газовом состоянии от температуры [44]. Как будет показано далее, какую-либо калорическую величину реального газа удобно представить в виде суммы идеально-газовой и реальной составляющей.

В теории идеального газа важная для теплотехнических расчётов величина – показатель изоэнтропы k (фактор изоэнтропийного сжатия и расширения), может быть однозначно выражен посредством любого известного значения теплоёмкости:

$$c_p = \frac{kR}{k-1},\ c_v = \frac{R}{k-1}.$$

Энтальпия идеального газа зависит только от температуры [45]:

$$J = \int_{T_0}^{T} c_{pид} dT\ ,$$

где T_0 - базовая температура отсчёта (условная температура, при которой энтальпия любого газа в естественных условиях равна нулю), т.к. термодинамика оперирует только разностью энтальпий. Аналогично, энтропия идеального газа, также зависит от температуры:

$$S = \int_{T_0}^{T} \frac{c_{pид}}{T} dT\ .$$

Теория реальных газов получила развитие после знаменитых опытов Томаса Эндрюса, позволивших установить явление непрерывности свойств жидкой и газообразной фазы, уменьшение разницы их удельных объёмов с ростом давления и температуры, при которых проводилось построение изотерм в $p-v$ координатах.

На рис. 1.2 б) представлен характер поведения изотерм реального газа.

Точка K – критическая точка, в которой исчезает разница между жидким и газообразным состоянием. Критическое состояние характеризуется давлением и температурой $p_{кр}$ и $T_{кр}$. Пунктиром соединены точки начала и конца фазового перехода.

Реальность газа начинает проявляться с ростом давления и снижением температуры. Это связано с появлением зависимости внутренней энергии, теплоёмкости, энтальпии от давления (плотности) газов. На рис. 1.4 представлены предельные давления для некоторых газов, при которых реальная энтальпия не более чем на 0,5 % отличается от идеальной. Область применения модели идеального газа удобно представить, записав обобщённое уравнение Клайперона

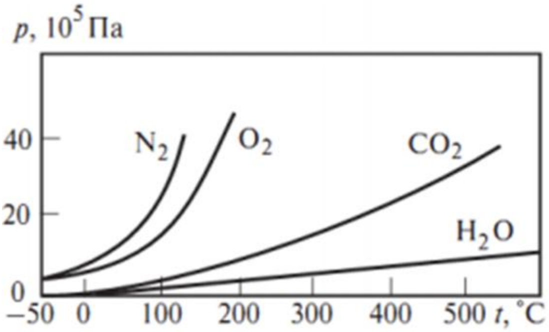


Рис. 1.4. Пределы давления, соответствующие идеальной энтальпии газа [28].

$$z = \frac{pv}{RT},$$

где $z = z(p;T)$ - коэффициент сжимаемости газа, рис. 1.5. В табл. 1.1 приведена область применимости модели идеального газа для различных газов.

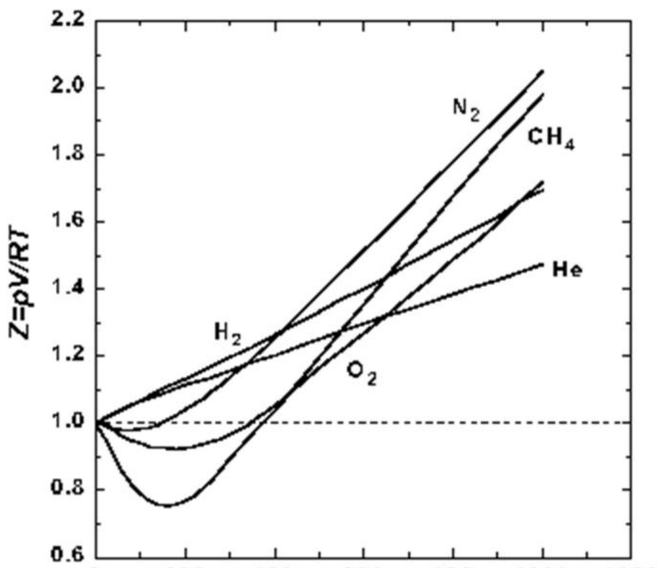


Рис. 1.5. Зависимость $z = f(p)$ некоторых газов при стандартной температуре [46].

Для анализа термических величин реального газа необходимо проанализировать его уравнение состояния. Одна из первых попыток описания свойств реальных газов предпринята физиком Я. Ван-дер-Ваальсом в 1873 г. в диссертации «Непрерывность газообразных и жидких состояний» [47]. Уравнение на основании умозрительных и качественных заключений и имеет вид:

$$(p + \frac{a}{v^2}) \cdot (v - b) = RT , \quad (1.3)$$

где a и b - константы, зависящие от индивидуальных свойств вещества. Член $\frac{a}{v^2}$ учитывает взаимодействие молекул газа, интерпретируется как внутреннее давление газов, обусловленное силами взаимодействия молекул. Величина b определяет внутренний объём молекул – величина постоянная [6]. Изотермы газа Ван-дер-Ваальса представлены на рис. 1.6. Сверхкритические изотермы соответствуют изотермам идеального газа (рис. 1.2). Область изотермы, соответствующая фазовому переходу вместо горизонтального участка имеет перегиб. Постоянные a и b имеют вид [6]:

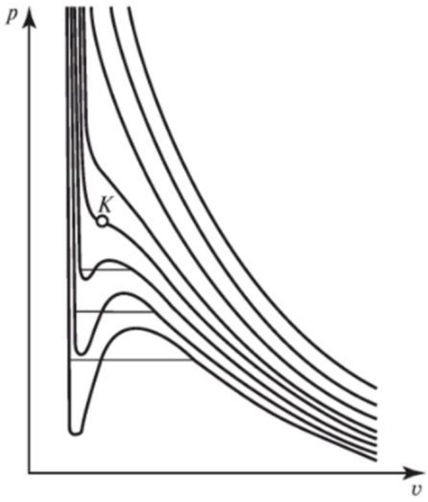


Рис. 1.6. Изотермы газа Ван-дер-Ваальса [6].

$$a = \frac{27}{64} \cdot \frac{R^2 T_{кр}^2}{p_{кр}}, \; b = \frac{v_{кр}}{3} .$$

В модели газа Ван-дер-Ваальса внутренняя энергия зависит не только от температуры, но и от объёма. Однако теплоёмкость является функцией только температуры, что не соответствует реальному газу [6]. При математическом моделировании данная проблема может быть решена не аналитическим расчётом теплоёмкости, а использованием данных реальной теплоёмкости, основанных на сложных расчётно-экспериментальных методах [12-15]. Одним из недостатков уравнения (1.3) является расхождение с экспериментом в области двухфазных состояний [48]. Рабочая область термодинамических параметров современных ГТУ далека от фазового перехода рабочего тела (за исключением установок на легкокипящем

Таблица 1.1. Область соответствия поведения веществ модели идеального газа.

Газы	Химическая формула	Молярная масса	$T_К$ К	Область соответствия модели ид. газа $T>1,5\,T_К$, К
Азот	N_2	28	126.06	>189.09
Водород	H_2	2	33.26	>49.89
Водяной пар	H_2O	18	647.36	>971.04
Воздух	смесь	29	132,26	>198.39
Гелий	He	4	5.26	>7.89
Кислород	O_2	32	154.36	>231.54
Углекислота	CO_2	44	304.16	>456.24

рабочем теле) [49]. Таким образом, модель Ван-дер-Ваальса в силу своей простоты может быть полезно использована при моделировании характеристик ГТУ.

Для более точного анализа термодинамических свойств газа разработано большое количество уравнений состояния: Боголюбова-Майера, Битти-Бриджмена, Бенедикта-Вебба-Рубина, Стерлинга, Клёцкого и др. [17]. Выбор уравнения определяется необходимой точностью расчётов и охватом области температур и давлений. Наиболее общую форму уравнения состояния имеет уравнение Боголюбова-Майера, предложенное в 1937-1946 гг.:

$$pv = RT(1 - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k}{k-1} \cdot \frac{\beta_k}{v^k}), \tag{1.4}$$

где β_k - вириальные коэффициенты, являющиеся функцией температуры, определяются экспериментальными способами. Выражение в скобках представляет собой разложение в ряд по степеням $1/v$. При $v \to \infty$ все члены ряда равны нулю, выражение (1.4) вырождается в уравнение Клайперона.

Калорические величины реального газа отличаются от идеальных в силу зависимости его внутренней энергии от давления. Энтальпия реального газа как функция давления и температуры $J = f(p;T)$ определяется в виде суммы, где первый член рассчитан при постоянном давлении и зависит только от температуры, а второй член при постоянной температуре и зависит только от давления [17]:

$$J = \int_{T_0}^{T} c_{p\,ид.} dT - (T^2 \int_{p0}^{p} \left[\frac{\partial (v/T)}{\partial T} \right]_p dp) + const\ J,$$

где $c_{p\,ид.}$- идеальногазовая теплоёмкость, индексы частных производных p и T характеризуют дифференцирование в соответствующем изопроцессе, T_0, p_0 - температура и давление начала отсчёта, в которой энтальпия принята произвольной постоянной. Аналогичным образом вычисляется энтропия [17]:

$$S = \int_{T_0}^{T} \frac{c_{p\,ид.}}{T} dT - \left[\int_{p_0}^{p} (\frac{\partial v}{\partial T})_p dp \right]_T + const\ S.$$

Изобарная теплоёмкость с учётом влияния давления [17]:

$$c_p = c_{p\,ид} - T\int_{p_0}^{p}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)dp .$$

Показатель изоэнтропы при известных значениях c_p и c_v

$$k = -\frac{v}{p}\cdot\frac{c_p}{c_v}\cdot\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T .$$

1.3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЁТА РАБОЧИХ ПРОЦЕССОВ ГТУ

1.3.1. Расчёт с последовательными приближениями

Данные методы подразумевают расчёт процессов сжатия и расширения по зависимостям, близким к идеальному газу. При этом не учитывается влияние давления на внутреннюю энергию газа. Так, например, исходя из эквивалентности теплоты и работы (согласно первому закону термодинамики для адиабатного процесса), работу газа можно записать [21]:

$$q = l = c_{p(0-t_к)}\cdot t_к - c_{p(0-t_н)}\cdot t_н,\ \text{кДж/кг},$$

где $c_{p(0-tк)}, c_{p(0-tн)}$ - средняя теплоёмкость в интервале от некоторой базовой до текущей ($t_к, t_н$ - начальной и конечной) температуры. Если предположить, что действительному процессу при переменной теплоёмкости соответствует процесс при некоторой постоянной теплоёмкости, обеспечивающей ту же работу газа, то:

$$l = \bar{c}_p(t_к - t_н),\ \text{кДж/кг}, \tag{1.5}$$

где $\bar{c}_p$ - эффективная теплоёмкость рабочего тела $\bar{c}_p = \left(\frac{1}{T_к - T_н}\right)\int_{T_н}^{T_к} c_p dT$, c_p - действительная локальная теплоёмкость $c_p = \lim_{dT\to 0}(dQ/dT)$, dQ - количество сообщённой или отобранной теплоты элементарного участка процесса. В учебной литературе, а так же при оценочных расчётах в качестве $\bar{c}_p$ принимается истинная теплоёмкость при среднеарифметической температуре процесса $\bar{c}_p(T) = \bar{c}_p\left(\frac{T_к - T_н}{2}\right)$, что подразумевает линейную зависимость теплоёмкости от температуры в виде $c_p = c_{p0} + bT$ [36]. Удовлетворительная точность при расчёте средней теплоёмкости в интервалах температур достигается при температурном перепаде не более 400 ℃ [23]. Рекомендуется делить температурный интервал при оценке средней теплоёмкости. При тепловом расчёте, зачастую заранее не известен температурный перепад в формуле (1.5). Исходя из технико-экономического анализа, известен перепад давлений, например для компрессора $\pi_к = p_к / p_н$. Отсюда, исходя из уравнения адиабатного процесса $\frac{p_к}{p_н} = \left(\frac{T_к}{T_н}\right)^{(k-1)/k}$:

$$l = \frac{k}{k-1} RT_н(\pi_к^{(k-1)/k} - 1) = c_p T_н(\pi_к^{R/\bar{c}_p} - 1), \tag{1.6}$$

где $\bar{k}$ - осреднённый показатель изоэнтропы. Повысить точность расчётов можно, проводя осреднение теплоёмкости в формуле (1.6) в логарифмах температур. Уравнение адиабаты идеального газа в дифференциальной форме [36]:

$$c_p \frac{dT}{T} - R\frac{dp}{p} = 0. \tag{1.7}$$

Перейдём к конечным интервалам температур, проведя интегрирование (1.7) в предположении $R = const$ и линейной зависимости $c_p = c_{p0} + bT$ [36]:

$$c_{p0} \ln\frac{T_к}{T_н} + b(T_к - T_н) - R\ln\frac{p_к}{p_н} = 0. \tag{1.8}$$

Считая теплоёмкость неизменной и равной средней величине $\bar{c}_p$, интегрирование (1.7) даёт [36]

$$c_p \ln\frac{T_к^{'}}{T_н} - R\ln\frac{p_k}{p_н} = 0. \tag{1.9}$$

Подставляя в (1.9) значения средней теплоёмкости при её линейной зависимости от температуры $c_p = c_{p0} + b(T_н - T_к)/2$:

$$\left[c_{p0} + b\frac{T_н + T_к}{2}\right]\ln\frac{T_к^{'}}{T_н} - R\ln\frac{p_2}{p_1} = 0 \tag{1.10}$$

Приравнивание левых частей в выражении (1.8) и (1.10) и деление на c_{p0} даёт:

$$\ln\frac{T_к}{T_н}+\frac{bT_к}{c_{p0}}=\ln\frac{T_к^{'}}{T_н}+\frac{b}{c_{p0}}\left[\frac{T_н+T_к^{'}}{2}\ln\frac{T_к^{'}}{T_н}+T_н\right] \quad (1.11)$$

Данное уравнение не является тождеством, так как $T_к \neq T_к^{'}$. Уравнение справедливо при введении замены $(T_н+T_к^{'})/2=(T_к-T_н)\ln(T_к/T_н)$, т.е. осреднение теплоёмкости в интервале температур при интегрировании уравнения адиабаты необходимо проводить в интервале логарифмов температур. Согласно [26] осреднению в логарифмическом интервале должна подвергаться только теплоёмкость, входящая в показатель степени (например, в уравнении 1.6).

Кроме невысокой точности, расчёт по идеально-газовым зависимостям для уравнения процесса вносит неудобства в связи с необходимостью пользоваться последовательными приближениями при расчёте работы газа по формулам (1.5) и (1.6). На первом шаге итераций осреднённая теплоёмкость при неизвестном температурном интервале принимается при начальных параметрах рабочего тела, либо по рекомендациям для каждого элемента ГТУ [51]. После чего подсчитывается значение конечной температуры по уравнению процесса, уточняется $\bar{c}_p$ или $\bar{k}$, и так далее до схождения цикла по неизменной температуре конца рабочего процесса.

Вышеназванные уравнения справедливы только для обратимых процессов. В теории политропических процессов реальный ход расширения и сжатия, идущий при переменной теплоёмкости, заменяется процессом с постоянной теплоёмкостью:

$$q=c(T_к-T_н),$$

уравнение процесса для оценки $T_к$:

$$\left(\frac{T_к}{T_н}\right)=\left(\frac{p_к}{p_н}\right)^{(\gamma-1)/\gamma},$$

где γ - показатель политропы $\gamma=(c-c_p)/(c-c_v)$. Показатель политропы γ для процесса расширения меньше чем k: $(\gamma-1)/\gamma=\eta_п(k-1)/k$, для процесса сжатия

– больше: $(\gamma-1)/\gamma=(k-1)/k\eta_{ПОЛ}$, где $\eta_{ПОЛ}$ - политропический КПД процесса. Величина $\eta_{ПОЛ}$ определяет изоэнтропный КПД элементарного участка процесса при бесконечно малой степени повышения давления [52], зависит от степени изменения давления, среднего показателя изоэнтрпы $\bar{k}$, изоэнтропического КПД. На рис. 1.7 приведён пример такой зависимости. $\eta_{ПОЛ}$ играет большую роль при определении изоэнторопного КПД промежуточной группы ступеней, подробнее вопрос будет рассмотрен в главе 2. Для того чтобы повысить точность расчёта, а так же избежать необходимости выполнения последовательных приближений ввиду рекуррентной зависимости $c_p=f(T)$ и $k=f(T)$ применяют расчёты, основанные на уравнении процесса при переменной теплоёмкости.

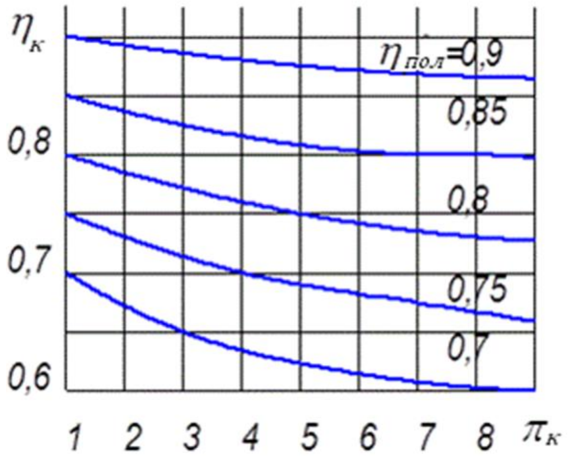


Рис. 1.7. Зависимость изоэнтропического КПД компрессора от его политропического КПД и степени повышения давления [34].

1.3.2. Расчёт без последовательных приближений

Уравнение работы (1.6) получено в предположении постоянства теплоёмкости рабочего тела. Рядом авторов для связи давления и температуры рабочего процесса в ГТУ предложены уравнения при переменной теплоёмкости. Достоверность определения температурных интервалов при известном перепаде давлений по данным зависимостям возрастает с ростом порядка аппроксимационной зависимости $c_p(T)$ и $k(T)$. В работах [12], [14] показано, что оптимальный порядок полинома температурной аппроксимации c_p и k равен шести. Также, на точность уравнения процесса, описывающего поведение реального рабочего тела ГТУ, влияет учёт неидеальности газа (например, в форме коэффициента сжимаемости $z=f(T,v)$) при интегрировании уравнения адиабаты.

Рассмотрим некоторые уравнения, расположив их в порядке увеличения точности расчёта.

В справочнике [53] при линейной зависимости теплоёмкости от температуры $c_p = c_{p0} + bT$, $c_v = c_{v0} + bT$ уравнение процесса:

$$pv^{c_{p0}/c_{v0}} \cdot e^{b/c_{v0}} = const,$$

если записать $k = c_p / c_v = k_0 - \alpha T$, то

$$\frac{Tv^{k_0 - 1}}{k_0 - 1 - \alpha T} = const,$$

k_0, α зависят от состава продуктов сгорания и коэффициента избытка воздуха. В работе [54] зависимость $k = f(T)$ для воздуха принята также линейной $k = k_в = a_0 + a_1 T_в$, однако зависимость $k(T)$ продуктов сгорания природного газа описана полиномом второй степени $k = k_г = b_0 + b_1 \overline{T}_г + b_2 \overline{T}^2$. Соотношение приращений давления и температур для компрессора:

$$\pi_к^* = \left(\frac{p_к^*}{p_н^*}\right) = \frac{T_к^*}{T_н^*} \left\{ \left[\frac{(a_0 - 1) T_н^*}{(a_0 - 1) T_н^* + a_1 (T_к^* / T_н^*)} \right] \frac{T_к^*}{T_н^*} \right\}^{1/(a_0 - 1)}, \tag{1.12}$$

где a_0, a_1 - коэффициенты регрессионного полинома $k = f(T)$ для воздуха. Для газовой турбины используется более сложное равенство:

$$\begin{aligned} \pi_т^* = \left(\frac{T_н^*}{T_к^*}\right)^{1+1/(b_0-1)} \left[\frac{b_2 \cdot (T_к^*)^2 + b_1 T_к^* + (b_0 - 1)}{b_2 \cdot (T_н^*)^2 + b_1 T_н^* + (b_0 - 1)} \right]^{1/2(b_0-1)} \times \\ \times \exp\left\{ \frac{b_1}{(b_0 - 1)\sqrt{-\Delta}} \left[arctg \frac{2 b_2 T_к^* + b_1}{\sqrt{-\Delta}} - arctg \frac{2 b_2 T_н^* + b_1}{\sqrt{-\Delta}} \right] \right\} \end{aligned}, \tag{1.13}$$

где $\Delta = b_1^2 - 4 b_2 (b_0 - 1)$, b_0, b_1, b_2 - коэффициент регрессионного полинома $k = f(T)$ для продуктов сгорания углеводородного топлива. Сравнительный анализ точности расчёта по различным уравнениям процесса будет представлен в главе 2 настоящей диссертации. Однако стоит упомянуть, что расчёт по уравнениям (1.12), (1,13) совпадает с расчётом по уравнению (1.6) итеративным методом (при выборе осреднённого значения теплоёмкости по полиному не ниже 2 степени). Таким образом, уравнения (1.12) и (1.13) позволяют избежать рекурсивных расчётов в рамках идеальной модели.

В работе [55] представлена форма уравнения адиабаты с более удобной структурной формой – введены вспомогательные переменные Z и Y, а также выбран более высокий порядок аппроксимирующего теплоёмкость полинома n=3:

$$z = T^{\frac{c_{p0}}{R}} \cdot e^{\frac{bT + \frac{c}{2}T^2 + \frac{d}{2}T^3}{R}}, \; Y = \left(\frac{T_к}{T_н}\right)^{\frac{c_{p01}}{R}} e^{\frac{bT + \frac{c}{2}T^2 + \frac{d}{2}T^3}{R}},$$

где b, c, d - коэффициенты полинома $c_p = f(T)$, отсюда уравнение процесса для компрессора $\frac{p_к}{p_н} = \left(\frac{T_к}{T_н}\right)^{3,5} \frac{Y_к}{Y_н}$, для газовой турбины $\frac{p_к}{p_н} = \left(\frac{Z_к}{Z_н}\right)^{3,5}$.

Работа газа не является функцией состояния, и, соответственно, зависит от пути, который прошла термодинамическая система от начального состояния к конечному [7]. Работа газа является аддитивной величиной – работа процесса определяется суммой бесконечно малых работ элементарных участков процесса. Из определения действительной теплоёмкости в изобарном процессе $c_p = dQ/dT$, соответственно, теплота (работа) элементарного участка $dQ = c_p dT$, для всего рабочего цикла $l = Q = \int\limits_{T_н}^{T_к} c_p dT$. В работе [21] представлен следующий алгоритм расчёта: зависимость $c_p = c_p(T, \alpha)$, где α - коэффициент избытка воздуха (для компрессора $\alpha = \infty$) представляется аппроксимационным полиномом

$$c_p = \sum_{i=0}^{n} a_j(\alpha) T^j, \tag{1.14}$$

где коэффициенты a_j при соответствующей степени полинома зависят от α.

Изменение энтальпии рабочего процесса от начальной температуры T_0 до текущей температуры T:

$$\Delta J = \int\limits_{T_0}^{T} c_p(T, \alpha) dT. \tag{1.15}$$

За T_0 при расчётах расширения принимается температура, при которой была определена низшая теплота сгорания топлива. Интегририрование (1.15) с учётом

(1.14) определяет энтальпию при температуре T:

$$\Delta J = \sum_{i=0}^{n} \frac{a_j(\alpha)}{j+1}\left[T_0^{j+1} - T^{j+1}\right] \quad . \tag{1.16}$$

Интегрирование дифференциального уравнение адиабаты (1.7) с учётом (1.16) даёт:

$$\frac{p}{p_0} = \exp\frac{\left[a_0(\alpha)\ln(T/T_0)\right] + \sum\limits_{i=1}^{n} \frac{a_j(\alpha)}{j}\left[T^j - T_0^j\right]}{R(\alpha)} \, .$$

В монографии [59] представлен алгоритм моделирования адиабатического процесса в ГТУ по зависимостям энтальпии и энтропии воздуха и продуктов сгорания от температуры. Воздух считается идеальным газом. Основой расчётного алгоритма является зависимость теплоёмкости воздуха от температуры:

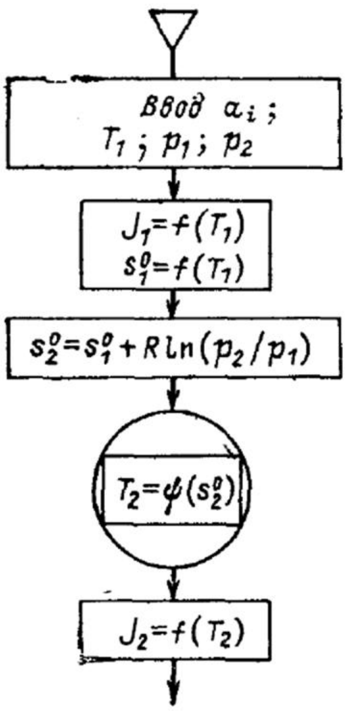


Рис. 1.8. Блок-схема расчёта адиабатного процесса [59].

$$c_p = \sum_{i=0}^{7} a_i (T/1000), \tag{1.17}$$

где a_i - коэффициенты уравнения. Интегрируя (1.17) в пределах от произвольной температуры T_0 до текущей, имеем энтальпию и энтропию в идеально-газовом состоянии:

$$J = 1000\sum_{i=0}^{7} \frac{a_i}{i+1} \frac{T^{i+1} - T_0^{\,i+1}}{1000^{\,i+1}} \tag{1.18}$$

$$S_0 = a_0 \ln\frac{T}{T_0} + \sum_{i=1}^{7} \frac{a_i}{i} \frac{T^i - T_0^{\,i}}{1000} \tag{1.19}$$

Коэффициенты уравнений (1.18), (1.19) приведены в [59]. Обозначены операции по формулам (1.18) и (1.19) как $J = f(T)$ и $S = f(T)$. Решение обратной задачи – по энтальпии J находится температура T путём отыскания корня уравнения (1.18) - $T = \varphi(J)$. Решение осуществляется методом простых итераций, хорд, касательных и т.д. Рассмотрим задачу адиабатного процесса – поиска энтальпии J_2 и температуры T_2 по известным начальным параметрам p_1 и T_1 и конечному давлению p_2. Сначала определяются $J_1 = f(T_1)$ и $S_1 = f(T_1)$ по (1.18) и (1.19). В идеальном адиабатном процессе ΔS =0: $\Delta S = S_2 - S_1 - R\ln(p_2/p_1) = 0$. Откуда:

$$S_2 = S_1 + R\ln(p_2/p_1) \tag{1.20}$$

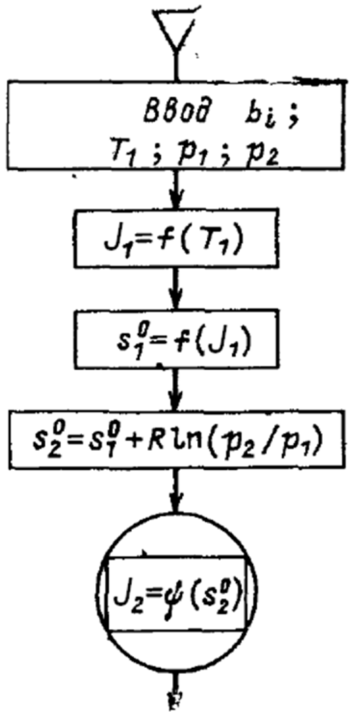


Рис. 1.9. Блок-схема расчёта адиабатного процесса [59].

По вычислении S_2, находится $T_2 = \varphi(S_2)$ отысканием корня (1.19), далее конечную энтальпию по (1.18). Блок – схема расчёта приведена на рис. 1.8. В работе [60] представлен расчёт на основе двух уравнений - $J = f(T)$ - зависимость (1.18), и зависимости энтропии при стандартном давлении от энтальпии $S = f(J)$:

$$S = b_0 + b_1 \ln(J/b_3) + b_2(J/b_3), \tag{1.21}$$

b_i - коэффициенты уравнения [60]. При решении адиабатического процесса блок-схема соответствует рис. 1.9. Сначала рассчитывается энтальпия воздуха по (1.18), затем по известной энтальпии-энтропия при стандартном давлении (1.21). По определённому значению энтропии конца рабочего процесса (1.20) вычисляется конечная энтальпия нахождением корня уравнения (1.21).

Для оценочных расчётов, а так же в учебной практике используются тепловые диаграммы – графическое представление уравнения адиабаты, связывающее между собой калорические величины – энтальпию и энтропию. Для возможности расчёта процессов сжатия и расширения, как воздуха, так и продуктов сгорания, на диаграмму нанесены изолинии – изохоры и изобары. Диаграммы предложены немецкими учёными Лютцем и Вольфом [25]. Порядок их построения [56]:

а) Изотерма. В энергоизолированном (адиабатном) процессе работа совершается за счёт изменения внутренней энергии рабочего тела. В расчёте на моль газа:

$$dJ = \mu c_p dT \tag{1.22}$$

При линейной зависимости теплоёмкости от температуры:

$$\mu c_p = a + bT, \tag{1.23}$$

где a и b - регрессионные коэффициенты. интегрирование (1.22) с учётом (1.23) от условий базовой J_0 до текущей (конечной) энтальпии процесса, даёт:

$$J - J_0 = \int_{T_0}^{T} (a + bT)dT = a(T - T_0) + \frac{b}{2}(T^2 - T_0^2).$$

Если J_0=0 при T_0=273 К, то

$$J = a(T - 273) + \frac{b}{2}(T^2 - 273^2). \tag{1.24}$$

Задаваясь различными значениями J, которые отложены на оси ординат, по формуле (1.24) можно найти соответствующие значения температуры с необходимым шагом.

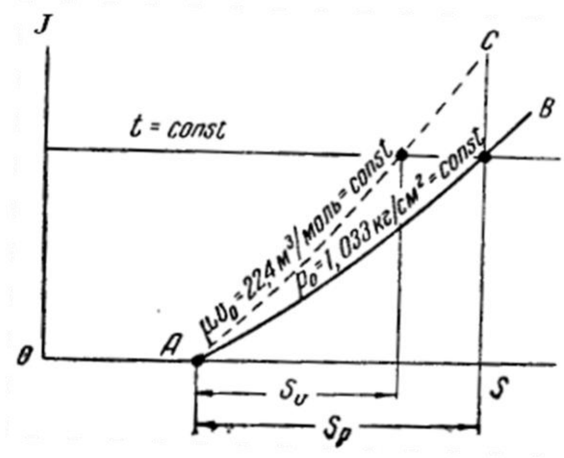


Рис. 1.10. Изотерма, изобара и изохора на $J - S$ диаграмме

б) Изобара. Согласно второму закону термодинамики для обратимого процесса $dS = dQ/T = \mu c_p dT/T$. Интегрирование даёт

$$S - S_0 = \int_{T_0}^{T} \frac{\mu c_p}{T} dT, \tag{1.25}$$

где $S - S_0$ - изменение энтропии моля воздуха при постоянном давлении в интервале температур от T_0 до T. Подстановка (1.23) в (1.25) в предположении, что $S_0 = 0$ при T_0=273 К и давлении p_0=0,1 МПа, позволяет найти формулу изобары для начального давления: $S_1 = a \ln \frac{T}{T_0} + b(T - T_0)$. При вычислении точек этой кривой задаются значениями T, уже нанесёнными заранее, и находят соответствующие значения S, рис 1.10. Зная положение одной кривой $p = const$, остальные изобары являются можно определить как эквидистанты по оси энтропий, с ростом давления смещаясь на величину $\mu R \ln(p/p_0)$ [56].

Зависимость теплоёмкости от температуры не является линейной, кроме того, для получения удовлетворительной точности расчёта необходимо чрезмерно густое расположение расчётной сетки. Значительно удобнее в расчётном плане оказались диаграммы, графики и таблицы, базирующиеся на термодинамических соотношениях между энтальпией J, температурой T, относительным давлением $\bar{p}(T) = p / p_0$, где p_0 - давление, принятое за базовое [25]. Детальную разработку метод получил в работах [12], [19].

В основе теории расчёта по диаграмме $J - T - \bar{p}(T)$ лежит предположение о том, что рабочее тело ГТУ подчиняется уравнению состояния идеального газа $pv = RT$ [19]. Неточность уравнения возрастает с ростом давления и понижением температуры вследствие возникновения межмолекулярного взаимодействия $pv / RT \neq 1$. Практически же в теплотехнических расчётах приходится иметь дело с повышенным давлением в области высоких температур и пониженным давлением в области сравнительно низких температур [57].Для примера на рис. 1.11 показано изменение термодинамических параметров по тракту газотурбинной установки простого цикла. Первый закон термодинамики:

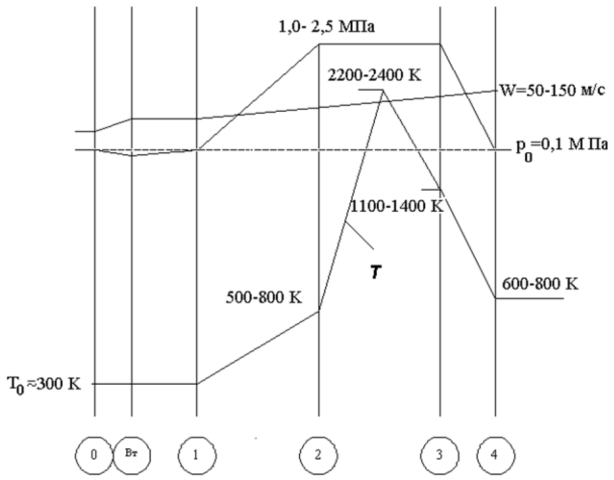


Рис. 1.11. Изменение т.-д. параметров по тракту ГТУ простого цикла [5]. Индексами обозначены сечения на входе и выходе из компрессора и турбины

$$dq = dJ - vdp \qquad (1.26)$$

Для изоэнтропного процесса $dq = 0$: $c_p dt = vdp$. С учётом уравнения состояния при разделении переменных:

$$\frac{c_p}{R}\frac{dT}{T} = \frac{dp}{p}.$$

Интегрирование в пределах между состояниями процесса, характеризуемого начальными базовыми (p_0, T_0, могут быть выбраны произвольно) и конечными параметрами (p, T) даёт:

$$\frac{1}{R}\int_{T_0}^{T}\frac{c_p(T)dT}{T} = \ln p - \ln p_0 = \ln\frac{p}{p_0}.$$

Потенциирование:

$$\frac{p}{p_0} = e^{\frac{1}{R}\int\limits_{T_0}^{T} \frac{c_p(T)dT}{T}} = \overline{p}(T) \tag{1.27}$$

Выражение (1.27) говорит о том, что $\overline{p}(T)$ - функция зависит только от температуры и, соответственно, является функцией состояния [7]. Отношение под знаком интеграла выражения (1.27) определяет изменение энтропии при протекании процесса от температуры T_0 до T.

Рассмотрим произвольный адиабатный термодинамический процесс, протекающий между двумя состояниями рабочего тела, характеризуемого параметрами p_1, T_1 и p_2, T_2: Второй закон термодинамики для обратимого процесса: $dS = dq/T$. С учётом (1.26): $dS = c_p dT/T - vdp/T$. Исходя из уравнения состояния $v/T = R/p$, получим:

$$dS = \frac{c_p dT}{T} - \frac{Rdp}{p} \tag{1.28}$$

Интегрирование (1.28) в пределах от состояния с параметрами, принятыми за базовые (p_0, T_0) до текущего состояния (p, T) даёт

$$S - S_0 = \int\limits_{T_0}^{T} \frac{c_p dT}{T} - R\ln\frac{p}{p_0}.$$

Для фиксированных состояний рабочего тела p_1, T_1 и p_2, T_2 получим

$$S_1 = \int\limits_{T_0}^{T_1} \frac{c_p dT}{T} - R\ln\frac{p_1}{p_0} \text{ и } S_2 = \int\limits_{T_0}^{T_2} \frac{c_p dT}{T} - R\ln\frac{p_2}{p_0}$$

В идеальном обратимом процессе диссипации энергии не происходит, поэтому $S_1 = S_2$, отсюда

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2/p_0}{p_1/p_0} = e^{\frac{1}{R}\int\limits_{T_0}^{T_2} \frac{\mu c_p(T)dT}{T}} / e^{\frac{1}{R}\int\limits_{T_0}^{T_1} \frac{\mu c_p(T)dT}{T}}.$$

Отсюда, с учётом (1.27) имеем однозначную связь температур и давлений (уравнение процесса):

$$\overline{p}(T_2) = \overline{p}(T_1)\frac{p_2}{p_1} \tag{1.29}$$

Для практического использования зависимость (1.29) заранее табулируют. При этом необходимо располагать входящей под знак интеграла выражения (1.27) зависимостью действительной теплоёмкости от температуры $c_p = f(T)$. Экспериментальные данные по теплоёмкостям воздуха и продуктов сгорания, полученные спектроскопическими методами, аппроксимируются полиномиальными уравнениями [12-15], [25]. Интегрируя (1.27) в пределах от базовой T_0 до текущей T температуры получают n значений $\bar{p}(T)$- функции, соответствующих значениям T. С помощью табулированной $\bar{p}(T)$- функции и зависимости (1.29) вычисляется действительная температура конца процесса расширения или сжатия. Одновременно, при тех же значениях T_1, что и при расчёте $\bar{p}(T)$- функции, вычисляется энтальпия рабочего тела. Так как $dJ = c_p dT$, то $J - J_0 = \int_{T_0}^{T} c_p dT$ или

$$J = J_0 + \int_{T_0}^{T} c_p dT = c_p(T_0) \cdot T_0 + \int_{T_0}^{T} c_p dT \qquad (1.30)$$

Таким образом, на основе формул (1.27), (1.30) могут быть заранее рассчитаны соответствующие друг другу значения J, $\bar{p}(T)$, с необходимым интервалом по температуре. В монографии [57] имеются табулированные и аппроксимированные по температуре значения величины $S_0 = \int_{T_0}^{T} \frac{c_p(T)}{T} dT$ для разных газов, позволяющие легко вычислить $\bar{p}(T)$- функцию по (1.27). Это позволяет автоматизировать расчёты без использования таблиц и диаграмм.

На основе соотношений между относительным давлением и энтропией рабочего тела могут быть построены тепловые диаграммы для расчёта изоэнтропических и политропических процессов, рис. 1.12 [57], [24]. От широко известной $J-S$ диаграммы для газов [58] она отличается своей простотой – вместо большого количества кривых здесь используются две основные зависимости и одна вспомогательная. $\lg\phi$ - логарифм изменения давления в адиабатном процессе, $\lg\pi_0$ - логарифм относительного давления. Данная зависимость

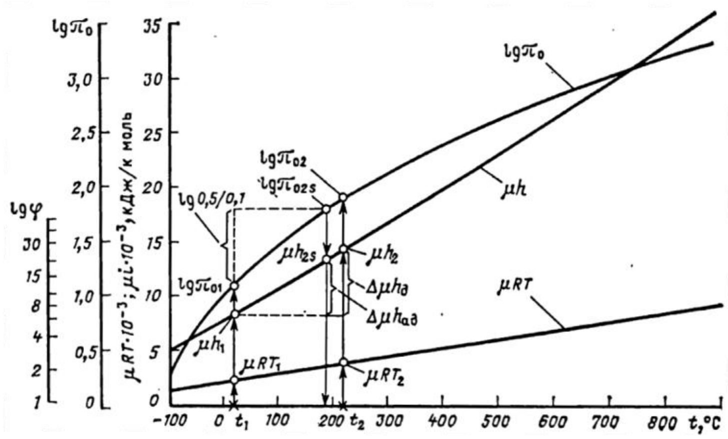


Рис. 1.12. Тепловая диаграмма для воздуха [57].

позволяет также рассчитывать изменение энтропии в реальном процессе. В работе [57] приводится:

$$S_2 - S_1 = 19{,}144(\lg \bar{p}_2 - \lg \bar{p}_{2s}),$$

где $S_2 - S_1$ - изменение энтропии от начального состояния к конечному, $\lg \bar{p}_2$ - логарифм относительного давления, соответствующего температуре конца реального процесса, $\lg \bar{p}_{2s}$ - температуре конца изоэнтропийного процесса. Строя диаграммы для разных компонент продуктов сгорания топлива - N_2, CO_2, H_2O, O_2, можно рассчитывать расширение продуктов сгорания произвольного состава по правилам для смесей газов [57].

Итак, $J - T - \bar{p}(T)$ - таблицы удобны при математическом моделировании, а диаграммы позволяют рассчитывать реальный политропический процесс расширения и сжатия. Общим их недостатком является невозможность учёта неидеальности газа вследствие межмолекулярного взаимодействия, влияния давления на теплоёмкость и энтальпию рабочего тела. Однако в диапазоне температур и давлений ГТУ простого цикла данные таблицы и диаграммы обеспечивают высокую точность расчёта.

Аналитические уравнения состояния позволяют вычислить действительную энтальпию и температуру конца рабочего процесса для всего интервала перепада давлений при расширении или сжатии рабочего тела, абстрагируясь от промежуточных состояний термодинамической системы. Путь перехода рабочего тела от начального состояния к конечному определяется формой зависимости теплоёмкости от температуры. Ниже представлены численные методы расчёта адиабатического процесса – когда действительная температура конца рабочего процесса вычисляется посредством анализа калорических и термических величин промежуточных состояний системы – температура и энтальпия прогнозируются не на весь рабочий интервал процесса, а лишь на небольшое приращение характерного параметра (изменения давления процесса или перемещения поршня поршневого компрессора). Вычисление промежуточных состояний при малом изменении давления обусловлено тем, что в данном интервале теплоёмкость и показатель изоэнтропы можно считать постоянными, а уравнение состояния (процесса) подчиняется законам идеального газа. В работе [61] предложен подход, определённый как «расчёт методом конечных разностей». Участок рабочего процесса от начального p_1 до конечного давления p_2 разбивался на диапазоны с малым изменением давления. В рамках каждого диапазона разбиения изоэнтропическая работа рассчитывалась по известному уравнению при постоянной теплоёмкости:

$$l_{из.\,т.} = \frac{k}{k-1} R T_{вх} \left(1 - \frac{1}{(p_{вх} / p_{вых})^{(k-1)/k}} \right), \tag{1.31}$$

где индексы: *вх* – давление и температура на входе в участок с малым изменением давления, *вых* – давление на выходе из участка. Суммарная работа расширения определялась как сумма изоэнтропных работ каждого участка разбиения. При этом зависимость $k = f(T; p)$ не аппроксимировалась, а определялась обращением к табулированным данным, принимаясь в рамках участка постоянной (судя по всему, равной параметрам на входе в участок – авторы не уточняют). По известной работе участка $l_{ад.\,т\,i}$ легко вычисляется действительная конечная температура на участке разбиения:

$$T_{вых\,i} = T_{вх\,i} - \frac{l_{ад.\,т\,i}}{c_{p\,i}} = T_{вх\,i} - l_{ад.\,т\,i} / (R \frac{k_i}{k_i - 1}),$$

где i - номер участка разбиения. Действительная конечная температура всего рабочего процесса (от давления p_1 до давления p_2) будет равна температуре на выходе из крайнего участка разбиения $T_2 = T_{вых\,n}$, где n – число участков разбиения. В целом, такой подход для анализа реального газа оправдан, так как при малом приращении давления (и соответствующему ему изменении энтальпии, так как они связаны адиабатической зависимостью) эффективная теплоёмкость стремится к своему истинному локальному значению $c_p = \frac{dQ}{dT} = \frac{l_{ад.\,i}}{dT}$, и в рамках участка остаётся постоянной с высокой точностью допущения. Однако, в работе [61] допущена методическая ошибка, связанная с необходимостью учёта неидеальности газа в уравнении (1.31) которая подробно будет рассмотрена в главе 2 настоящей диссертации.

Работа [62] не относится к теме газотурбостроения, но представляет интерес с точки зрения расчёта процесса при переменной теплоёмкости численным методом. Характерной величиной, делящей рабочий процесс на промежуточные состояния с целью выявить путь перехода от начальных параметров к конечным, является перемещение поршня поршневого компрессора Δh, величина которого определяется необходимой точностью расчёта. В связи с ориентированностью работы на анализ сжатия реальных газов в области фазового перехода, не используется уравнение состояния, значения давления и температуры находятся по аппроксимационной зависимости от удельного объёма по табличным данным, блок 7 на рис. 1.13. Для этого, кроме того, требуется решение системы уравнений баланса теплосодержания газовой и жидкой фазы, фазового перехода. Индексами *0* на рис. 1.13. отмечено начальное состояние газа, индексами i – промежуточные

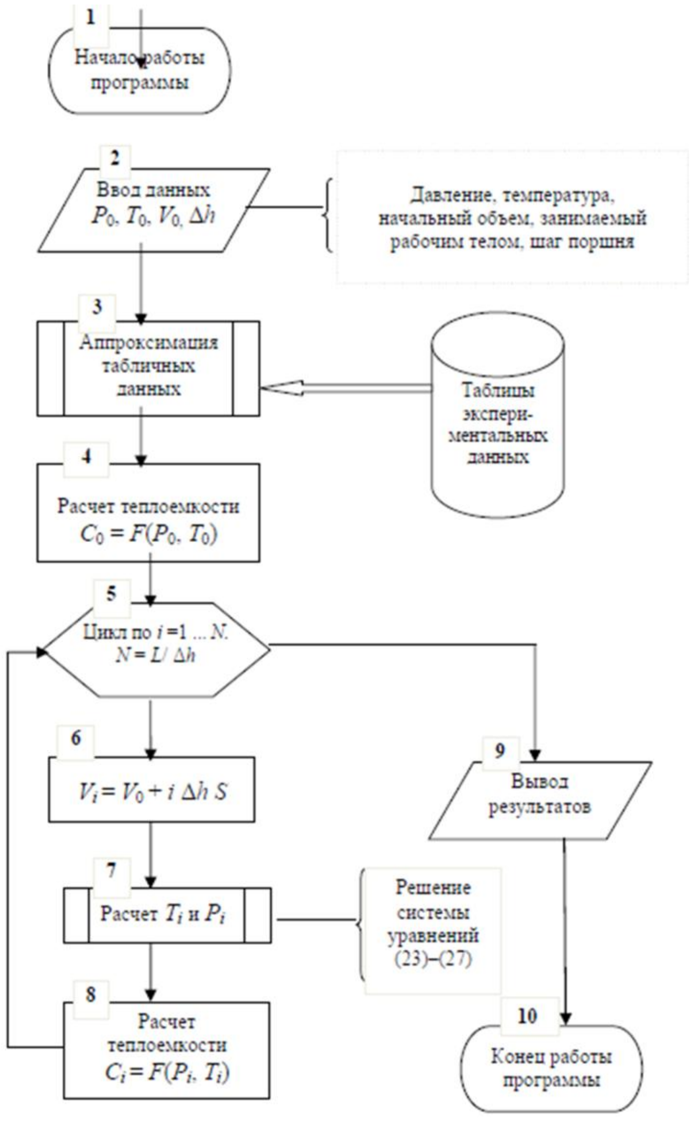


Рис. 1.13. Блок-схема расчёта параметров сжатия реального газа в цилиндре поршневого компрессора [62].

состояния при разбиении процесса на интервалы.

Все перечисленные выше способы расчёта являются приближенными. Не смотря на учёт переменности теплоёмкости, данные уравнения не позволяют оценить неидеальность газа в результате межмолекулярного взаимодействия. Принимается $pv/RT = 1$, $c_p - c_v = R$. В некоторых литературных источниках подобная модель называется «полуидеальной». Даже при использовании действительных экспериментальных значений теплоёмкости, они не учитывают влияние абсолютного давления на энтальпию рабочего тела [26].

1.4. ТОЧНЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЁТА

Рассмотрим методику расчёта реального газа с учётом влияния давления на теплоёмкость и энтальпию.

Изменение теплоёмкости с ростом температуры и давления определяется изменением внутренней энергии газа. Удельная теплоёмкость при постоянном давлении [26]:

$$c_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v + \left[p + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T\right]\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p . \tag{1.32}$$

Второй член уравнения характеризует зависимость теплоёмкости от давления. У идеального газа внутренняя энергия не зависит от объёма [6], и, соответственно, производная $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ =0, поэтому теплоёмкость зависит только от температуры [26]:

$$c_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v + R = c_v + R . \tag{1.33}$$

Если обозначить теплоёмкость в идеальногазовом состоянии как c_{P0}, то уравнение (1.32) можно преобразовать к виду [63]:

$$c_p = c_{p0} - T\int_{p_0}^{p}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p dp . \tag{1.34}$$

Уравнение (1.33) для реального газа примет вид [64]:

$$c_p - c_v = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad . \qquad (1.35)$$

Расчёт частных производных в формулах (1.34), (1.35) ведётся по уравнению состояния, записанного в форме [6]:

$$z = \frac{pv}{RT} \quad .$$

Дальнейшие выкладки приведены из работы [26]. Уравнение адиабаты:

$$dJ - vdp = 0 .$$

Подстановка в него приращения энтальпии в адиабатном процессе с учётом её зависимости от давления:

$$dJ = c_p dT + [v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p]dp ,$$

и сокращение на vdp, даёт:

$$c_p dT - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp = 0 . \qquad (1.36)$$

Далее авторы [26], судя по всему, пользуются методом Розена для реального газа. «А.М. Розеном разработан метод расчёта свойств газов, в основу которого положены коэффициенты μ_v, μ_p, μ_T, представляющее собой, соответственно, отношения производных $(\partial p/\partial T)_v$, $(\partial v/\partial T)_p$, $(\partial v/\partial p)_T$ для реального газа к тем же производным для идеального газа, т.е. соответственно к R/v, R/p и $-RT/p^2$. Метод Розена позволяет для реального газа сохранить, во всяком случае, по форме, ряд простых зависимостей термодинамики идеальных газов, например уравнение адиабаты.» [64]. Откуда отношение производных $(\partial v/\partial T)_p$ для реального и идеального газов:

$$\mu_p = (\partial v/\partial T)_p /(\partial v/\partial T)_{p\,ид.} = \frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \qquad (1.37)$$

С учётом (1.37) уравнение (1.36) примет вид [26]:

$$c_p dT - \mu_p \frac{RT}{p} dp = 0 = c_p dT - \mu_p v dp \quad .$$

При определении работы изоэнтропного процесса (например, сжатия) от давления

p_1 до p_2 [26]:

$$J_к = \int_{p_1}^{p_2} vdp = \int_{T_н}^{T_к} \frac{c_p}{\mu_p} dT = \left(\frac{\bar{c}_p}{\mu_p} \right) (T_к - T_н),$$

данное соотношение показывает, что осреднению подлежит не только теплоёмкость, но также отношение c_p / μ_p. Учитывая уравнение состояния $pv = zRT$:

$$\mu_p = z + \left(\frac{\partial z}{\partial T} \right)_p T.$$

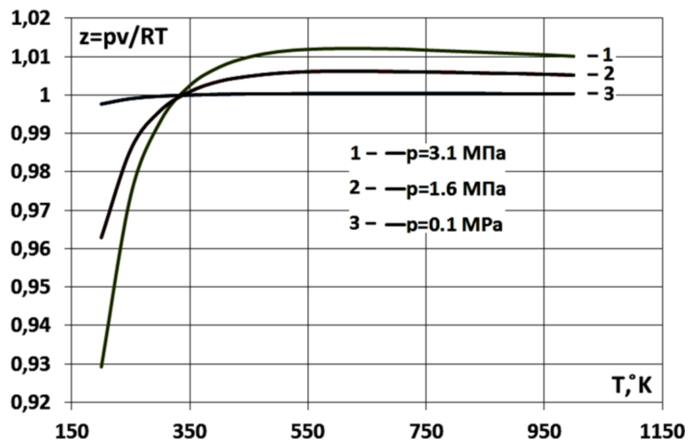


Рис. 1.14. Зависимость коэффициента сжимаемости воздуха от температуры и давления по данным [15].

Характер изменения производной $\left(\frac{\partial z}{\partial T} \right)_p$ для воздуха можно проследить по рис. 1.14. Производная $\left(\frac{\partial z}{\partial T} \right)_p \approx 0$ для всех давлений приблизительно после 600 К. Это говорит о том, что даже без учёта влияния давления на энтальпию газа при относительно низких температурах он не может быть рассчитан по идеальным соотношениям [26]. Количественный анализ влияния давления на теплоёмкость воздуха приведён в работах [35], [65]. В этих работах анализ проведён в рамках «полуидеальной» модели – не учитывалось межмолекулярное взаимодействие в рабочем теле ($z = pv / RT = 1$). Обеспечить приемлемую точность расчётов, сохранив при этом форму уравнения процесса для идеального газа возможно применением температурного показателя изоэнтропы k_t вместо объёмного k_v [26]. Показатель k_v реальных газов не определяет зависимость температуры от давления [65]. На малом участке адиабатического процесса соотношения между давлением и температурой определяется соотношением

$$T_{вх} = T_{вых} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k_t - 1)/k_t}. \tag{1.38}$$

Температурный показатель адиабаты k_t связывает температуру и давление в адиабатическом процессе $pT^{k_t/(k_t-1)} = const$. Повышение точности расчёта по (1.38) с применением k_t связано с его меньшей зависимостью от давления, чем k_v, рис. 1.15. Однако для его расчёта необходимо располагать данными о зависимости коэффициента сжимаемости от температуры и давления [26]:

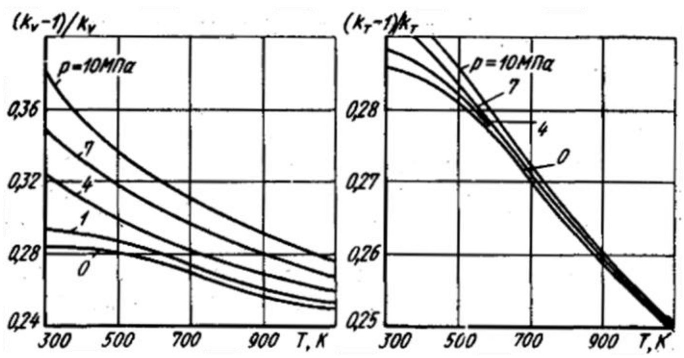


Рис. 1.15. Показатели $(k-1)/k$ для воздуха [26].

$$k_t = \frac{1}{1 - \frac{zR}{c_p}\left[1 + \left(\frac{\partial \ln z}{\partial \ln T}\right)_p\right]}.$$

Либо, по формуле Розена при известном удельном объёме [66]:

$$k_t = \frac{c_p}{c_p - p\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}.$$

Показатели k_v и k_t связаны отношением [26]:

$$\frac{1}{k_v} = \frac{1}{k_t} - \left(\frac{\partial \ln z}{\partial \ln p}\right)_s,$$

откуда температура в конце адиабатного сжатия [26]:

$$T_к = T_н \frac{z_н}{z_к} \pi_к^{(\bar{k}_v - 1)/\bar{k}_v}.$$

1.5. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ОПТИМИЗАЦИИ СТЕПЕНИ ПОВЫШЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В ГТУ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ И МЕТОД ЕЁ РЕШЕНИЯ

1.5.1. Обзор исследований

Проблема поиска оптимальной степени повышения давления в ГТУ с ПО по критериям максимальной полезной мощности $L_{\text{п}}^{\max}$ или термического КПД $\eta_{\text{t}}^{\max}$ аналитически представлена в [6,7,17,23,24,26,28,29,30,34,92-95,102-169]. Из них только [29,30,34] учитывают различие теплоёмкостей воздуха и продуктов сгорания. Во всех источниках расчёт ведётся по зависимостям идеального газа. Не смотря на аналитический вывод формул, поиск $L_{п}^{max}$, η_{t}^{max} ведётся решением 3-4 вложенных итераций последовательных приближений, в силу наличия большого количества рекуррентных зависимостей (пример приведён в главе 3.3 диссертационной работы). В статье [32] численным способом при применении $J - T - \overline{p}(T)$ диаграммы решена частная задача – распределение степеней повышения давления между каскадами компрессора по критериям $L_{п}^{max}$ и минимального удельного расхода топлива $b_{уд}^{min}$ при постоянной $\pi_{к}$ Зависимости $L_{п}^{max}, b_{уд}^{min} = f(\pi_{к}^{(1)} / \pi_{к})$ имеют нефункциональный ступенчатый характер, качественно противоестественны. Все методы оперируют заранее заданными изоэнтропными КПД каскадов компрессора.

1.5.2 Постановка задачи

Объектом оптимизации является газотурбинная установка с промежуточным охлаждением циклового воздуха, рис. 1.1. Так как структура ГТУ задана изначально, оптимизация является параметрической. Критерием оптимизации является в первом случае – максимум полезной мощности установки, во втором – максимум термического КПД. Управляющими воздействиями (параметрами оптимизации, влияющими на величину $L_{п}$ или η_{t}) являются общая степень повышения давления воздуха и степень повышения давления в первом каскаде компрессора, оптимизация двумерная. Экстремальные значения $\pi_{к}$ и $\pi_{к}^{(1)}$ критериев оптимизации не соответствуют друг другу.

Входными (неуправляемыми переменными) являются: расход воздуха $G_{в}$, начальная температура сжатия в первом и втором каскаде компрессоров - T_{1} и T_{12}, начальное давление сжатия p_{1}, относительные сопротивления теплообменника-охладителя σ, камеры сгорания и выходного патрубка $\sigma_{кс}$ и $\sigma_{вых}$, общий изоэнтропный КПД процесса сжатия $\eta_{\text{из}}$, начальная температура продуктов сгорания T_3 и изоэнтропный КПД турбины $\eta_{\text{из т}}$.

Также принимаются следующие допущения: отсутствие недоохлаждения воздуха в ПО по сравнению с температурой окружающей среды, не учитывается отвод воздуха на охлаждение турбины.

На варьируемые управляющие параметры накладываются ограничения: $\pi_{\text{к}}$ ограничивается снизу $\pi_{\text{к min}}$=5, так как известно, что такие низкие степени повышения давления соответствуют неактуально низким начальным температурам продуктов сгорания. Сверху ограничение $\pi_{\text{к max}}$=200 с целью снижения затрат на численное построение целевой функции, так как по оценочным расчётам, в этот интервал гарантированно с запасом попадает оптимум $\pi_{\text{к}}$ даже для высоких (до 1600 К) начальных температур продуктов сгорания. Ограничения по $\pi_{\text{к}}^{(1)}$ зависят от величины $\pi_{\text{к}}$: $\pi_{\text{к min}}^{(1)}$=1.25 – это типичное значение степени повышения давления в одной ступени компрессора, принимаемого при тепловом расчёте; $\pi_{\text{к max}}^{(1)} = \pi_{\text{к}}$-2.0 – данной величины хватит с избытком для оценки оптимума, так как известно, что по критерию максимума $L_{\text{п}}$: $\pi_{\text{к опт}}^{(1)} \approx \sqrt{\pi_{\text{к опт}}}$, по критерию максимума η_{t}: $\pi_{\text{к опт}}^{(1)} < \sqrt{\pi_{\text{к опт}}}$ в силу положительного влияния высокотемпературного сжатия во втором каскаде на расход топлива.

Метод оптимизации подробно будет описан в главе 3.3. Целевая функция имеет две переменные. Вывести аналитически зависимость $L_{\text{п}} = \text{f}(\pi_{\text{к}};\pi_{\text{к}}^{(1)})$ или $\eta_{\text{t}} = \text{f}(\pi_{\text{к}};\pi_{\text{к}}^{(1)})$ достаточно просто можно лишь для зависимости идеального газа [34], [159], [168]. Для упрощения численного решения в реальногазовом приближении, решение задачи двумерной оптимизации производится сведением её к последовательному двукратному решению поиска оптимума целевой функции одной переменной путём фиксирования одного из управляющих параметров.

На первом этапе фиксируется значение $\pi_к$, $\pi_к = \pi_{к\ min}$, наряду с другими входными параметрами, и строится дискретная зависимость $L_п = f(\pi_к^{(1)})$ или $\eta_t = f(\pi_к^{(1)})$ путём расчёта величин $L_п$ или η_t при изменении $\pi_к^{(1)}$ с шагом, позволяющим достичь 30 расчётных точек. Дискретная зависимость аппроксимируется полиномом 8 степени. Вычисляется производная полинома, приравнивается к нулю. Находятся корни полинома, из них выбирается единственный чисто вещественный $\pi_{к\ опт}^{(1)}$, попадающий в интервал изменения управляющего параметра $\pi_{к\ max}^{(1)} - \pi_{к\ min}^{(1)}$. По оптимальному значению $\pi_{к\ опт}^{(1)}$ определяется максимум - $L_п^{max}$ или η_t^{max}. Значения $\pi_{к\ опт}^{(1)}$, $L_п^{max}$ или η_t^{max} при соответствующем $\pi_к$ заносятся в массив для дальнейшего построения зависимости $L_п^{max} = f(\pi_к)$ или $\eta_t^{max} = f(\pi_к)$.

Далее значение $\pi_к$ увеличивается на 1: $\pi_к = \pi_к + 1$ и вновь оцениваются величины $\pi_{к\ опт}^{(1)}$, $L_п^{max}$ или η_t^{max} уже при изменённом $\pi_к$, и так далее до достижения ограничения $\pi_{к\ max}$.

По окончанию расчёта имеется возможность изучить одномерную целевую функцию $L_п^{max}$=f($\pi_к$) или η_t^{max}=f($\pi_к$), то есть фиксируется уже второй управляющий параметр – $\pi_к^{(1)}$, так как он выбран оптимальным для каждого соответствующего значения $\pi_к$. Оптимум зависимости $L_п^{max}$=f($\pi_к$) или η_t^{max}= =f($\pi_к$) определяется сканированием (простым перебором) – значение $\pi_{к\ опт}$ определяется по максимальному соответствующему ему значению $L_п^{max}$ или η_t^{max} - $(L_п^{max})^{max}$ или $(\eta_t^{max})^{max}$, погрешность решения составляет 1 значение $\pi_к$.

ВЫВОД

Тепловой расчёт адиабатного процесса расширения или сжатия происходит на основе уравнения процесса (либо тепловых диаграмм), определяющих соотношения между параметрами состояния в начальной и конечной точках процесса, выводятся путём интегрирования уравнения сохранения энергии (уравнения адиабаты) при учёте уравнения состояния. Выделяются два подхода:

1) Уравнение адиабаты реального газа интегрируется при постоянной теплоёмкости;

2) Учитывается переменность теплоёмкости, но уравнение адиабаты и уравнение состояния принимаются для идеального газа при выводе уравнения процесса.

Ни один из методов [16-25,34,36,50,53-55,57,59,61,65,72] не обеспечивает комплексного учёта реальных свойств газа.

Литература, посвящённая определению оптимальной степени повышения давления в ГТУ с ПО, оперирует методами, которые предполагают идеальность газа, и не учитывают зависимость изоэнтропных КПД каскадов компрессора от давления.

ГЛАВА 2. РАЗРАБОТКА ЧИСЛЕННОГО МЕТОДА РАСЧЁТА ПРОЦЕССОВ СЖАТИЯ И РАСШИРЕНИЯ С УЧЁТОМ РЕАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ГАЗА

2.1. Разработка аппроксимационных зависимостей для учёта индивидуальных свойств веществ.

Анализ главы 1. настоящей диссертации показывает, что для построения математической модели газотурбинной установки необходимо располагать зависимостями термодинамических свойств рабочего тела от температуры. Данные зависимости помогают определить калорические и термические величины процесса. С уверенностью можно сказать, что достаточно трех аппроксимационных зависимостей (так как табличным массивом данных при моделировании пользоваться неудобно) от температуры и давления: изобарной теплоёмкости $c_p = f(T;p)$, показателя изоэнтропы $k = f(T;p)$, коэффициента сжимаемости $z = f(T;p)$.

В литературе, например в [22,16,18,19 и др.] представлены уравнения зависимости c_p, k, z только от температуры. Кроме того, данные работы являются устаревшими, и свойственная времени их публикации ограниченность в машинных ресурсах характеризует невысокую точность данных уравнений по отношению к исходным данным для построения. Для установок сложного цикла, в частности для газотурбинной установки с промежуточным охлаждением сжимаемого воздуха, характерны очень высокие оптимальные степени повышения давления $\pi_{к\,опт}$ в компрессоре [34]. Оптимальное значение степени повышения давления определяется максимумом полезной мощности $L_п$ или термического КПД η_t, минимумом удельного расхода топлива. Расчётная $\pi_{к\,опт}$ по критерию максимума η_t может доходить до 180 и выше, в зависимости от начальной температуры газов и прочих условий. Представленные в литературе уравнения зависимостей $c_p, k, z = f(T)$ не выдерживают столь обширной экстраполяции по давлению, оценённые по уравнению величины значительно отличаются от фактических [15]. Соблюдая баланс между качеством аппроксимации и удобством использования, необходимо построить аппроксимационные уравнения $c_p(T;p)$, $k(T;p)$, $z(T;p)$ по результатам экспериментальных данных [12-15]. В качестве рабочего тела компрессора рассмотрен воздух, рабочее тело турбины - продукты сгорания природного газа осреднённого состава. При реализации численного метода расчёта адиабатических процессов реального газа при непрерывном учёте термодинамических свойств, расчёт по аппроксимационным уравнениям ведётся в широком спектре давлений и температур. Предлагаемый способ отличается от расчёта при постоянных (в т.ч. осреднённых по температуре) термодинамических свойствах – где используется только одна совокупность p и T. Это заставляет внимательно отнестись к построению аппроксимационого уравнения, оценить его качество не только в узловых точках построения, но и при интерполяции и экстраполяции за пределами табличных значений.

Данные [15] выбраны в качестве источника экспериментальных данных для аппроксимации термодинамических свойств воздуха как наиболее надёжные. Сравнение значений изобарной теплоёмкости воздуха в широких диапазонах температур и давлений по данным [15] со значениями c_p из известных справочников [13], [14] не выявили сколь-либо существенной разницы, способной повлиять на ход расчёта в математической модели [67]. Подтверждение достоверности алгоритма оценки коэффициента сжимаемости z, применяемого в [15] приведено в работе [68]. Показатель адиабаты k является производной от c_p и z, а так-же газовой постоянной R. Достоверность полученных аппроксимационных уравнений целесообразно определить по максимальной относительной погрешности в сравнении исходных табличных и рассчитанных по аппроксимационным уравнениям данных, коэффициенту детерминации R^2, возможности интерполяции между узловыми точками многочлена, а так же экстраполяции за табличные значения в разумных пределах.

Табличные значения зависимости изобарной теплоёмкости воздуха от температуры и давления в пределах изменения параметров рабочих тел стационарной ГТУ показаны на рисунке 2.1 точками [15].

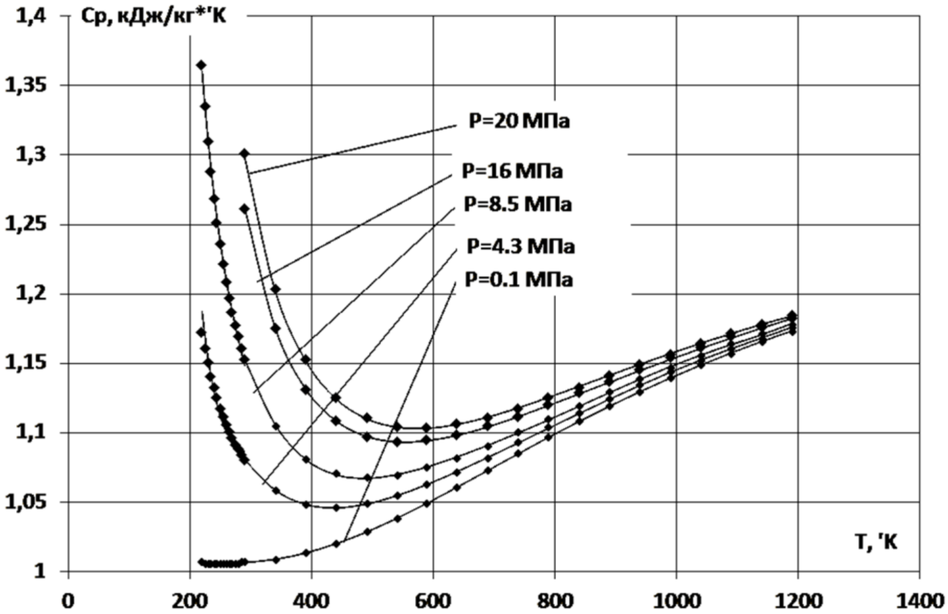


Рис. 2.1. Зависимость изобарной теплоёмкости воздуха от температуры и давления
■ - табличные данные [15] ▬ - аппроксимация (2.1), (2.3), (2.4)

Сравнительным путем установлено, что описать зависимость $c_p = f(T)$ удобно, разбив табличные значения на два интервала по температуре: от 220 до 290 ˚К и от 290 до 1190 ˚К.

В рамках первого интервала, табличные значения $c_p = f(T)$ аппроксимированы методом множественного нелинейного регрессионного анализа. Для этой цели применялся математический пакет STATISTICA 6. Так же учитывалось взаимное влияние переменных введением в регрессионное уравнение члена $p \cdot T$. Многочлен 5 порядка имеет вид:

$$c_p = a_0 + a_1 \cdot p^{-1} + a_3 \cdot p^4 + a_4 \cdot e^p + a_5 \cdot \overline{T}^{-1} \cdot a_6 \cdot \overline{T}^5 + a_7 \cdot \log_{10} \overline{T} + a_8 \cdot (p \cdot \overline{T})^{-1} + \\ + a_9 \cdot (p \cdot \overline{T})^4 + a_{10} \cdot \log_{10}(p \cdot \overline{T}), \tag{2.1}$$

где $\overline{T}$ - приведенная температура $\overline{T} = T/1000$, $a_i, i = 0 \ldots 10$ - коэффициенты уравнения, таблица 2.1. Максимальная относительная погрешность в узловых точках δ =2,2%. Рекомендуемый интервал использования $\Delta T = 220 \ldots 290$ ˚ К, $\Delta P = 0{,}1 \ldots 19{,}7$ МПа. Коэффициент детерминации R^2 =0,998.

Зависимость $c_p = f(T; p)$ второго интервала - $290 \ldots 1190$ ˚К –

Таблица 2.1. Коэффициенты уравнения (2.1)

a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}
3,68367328091974	-0,00968014003435177	0,133061805630414	-2,18228569236598E-6	3,47950535445551E-11	1,32148653946326	-69,5668872728389	13,1673145778053	0,00201699262579763	0,000277584963698	-0,0199050896150437

аппроксимирована двумя уравнениями. Первое уравнение действительно в пределах давлений 0,1…14,1 МПа. Был проведён сравнительный анализ разных методов аппроксимации, в результате был принят следующий алгоритм [5]: при фиксированных значениях давления, для каждого значения давления построено семейство регрессионных полиномов $c_p = f(T)$ шестой степени вида:

$$c_p = \sum_{i=0}^{6} a_i \bar{T}^i,\ p = \text{const} \tag{2.2}$$

где $\bar{T}$ - приведенная температура $\bar{T} = T/1000$, a_i - коэффициент при соответствующей степени i температуры. Естественно, регрессионные полиномы отличаются только коэффициентами в зависимости от давления. Проаппроксимировав коэффициенты при равных степенях температур от давления, можно получить функцию двух переменных:

$$c_p = \sum_{i=0}^{6} a_i(p) \cdot \bar{T}^i, \tag{2.3}$$

где $a_i(p)$ - зависимость коэффициентов уравнения (2.2) от давления, описывается полиномами третьей степени, таблица 2.2.

Максимальная относительная погрешность в узловых точках δ=0,21%. Рекомендуемый интервал использования $\Delta T = 290\ldots1190$ $^\circ$ K, $\Delta P = 0{,}1\ldots14{,}1$ МПа. Коэффициент детерминации R^2=1. Второе уравнение температурного интервала $\Delta T = 290\ldots1190$ работает в пределах давлений $\Delta P = 14\ldots20$ МПа. Получено оно методом множественной нелинейной регрессии с учётом взаимного влияния переменных:

Таблица 2.2. Коэффициенты уравнения (2.3) $a_i(p) = \sum_{j=0}^{3} x_j \cdot p^j$:

	a_6	a_5	a_4	a_3	a_2	a_1	a_0
x_3	-0,0021815	0,0105246	-0,0206559	0,0210723	-0,0117688	0,0034096	4,0047559E-4
x_2	0,0463085	-0,2224803	0,4339928	-0,4387835	0,2417175	-0,0684688	0,0077137
x_1	0,4790381	-2,3886336	4,9011742	-5,3152546	3,2367061	-1,0658287	0,1537744
x_0	-0,6445129	2,9632595	-5,2205622	4,1682658	-1,2532606	0,1245294	1,0034275

$$a_0 + a_1\overline{T}^{-1} + a_2\overline{T}^{1/2} + a_3\overline{T} + a_4\overline{T}^2 + a_5\overline{T}^5 + a_6 \ln\overline{T} + a_7 \cdot e^{\overline{T}} + a_8 p^{-1} + a_9 p^3 + \\ + a_{10}(\overline{T}\cdot p)^{-1} + a_{11}(\overline{T}\cdot p) + a_{12}(\overline{T}\cdot p)^2 + a_{13}\log_{10}(\overline{T}\cdot p), \qquad (2.4)$$

$\overline{T} = T/1000$, коэффициенты $a_i, i = 0 \ldots 13$ уравнения сведены в таблицу 2.3:

Таблица 2.3. Коэффициенты уравнения (2.4)

a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}	a_{11}	a_{12}	a_{13}
245,469644277129	4,46951521426482	-473,014008263396	180,319450716883	-63,1828510414427	-1,23779043844565	84,6165779687179	39,9560070869516	2,04870237340538	-2,76571244962955E-07	-2,00507424636336	0,0216438375145817	-0,000244343417507108	-0,470606188277758

Максимальная относительная погрешность в узловых точках δ =0,18%. Рекомендуемый интервал использования $\Delta T = 290 \ldots 1190$ ° K, $\Delta P = 14 \ldots 20$ МПа. Коэффициент детерминации R^2 =1.

О точности полученной аппроксимации можно субъективно судить по совпадению графика функций (2.1), (2.3), (2.4) с узловыми точками табличных данных, рис. 2.1. Узловые точки табличных данных теплоёмкости приняты с равным шагом по температуре. При этом порядок (степень) аппроксимирующих уравнений выбирался меньшим, чем число узловых точек по температуре, рис. 2.1. Эти два обстоятельства обеспечивают гладкость функции между табличными значениями и возможность интерполяции по температуре. Функция $c_p = f(p)$ при

$T = const$ также является гладкой. Таким образом, уравнения (2.1), (2.3), (2.4) обеспечивают интерполяцию по двум переменным p и T. Порядок аппроксимирующих полиномов может быть снижен без потери качества предсказывания, однако в таком случае снизится точность экстраполяции при выходе за рекомендуемые значения.

Рисунок 2.2 демонстрирует, как меняется теплоемкость с ростом давления при постоянной температуре. Наибольшее изменение заметно при низких температурах, влияние давления при высоких температурах незначительно. Зависимость $c_p = f(p)$ линейна при $T =$const.

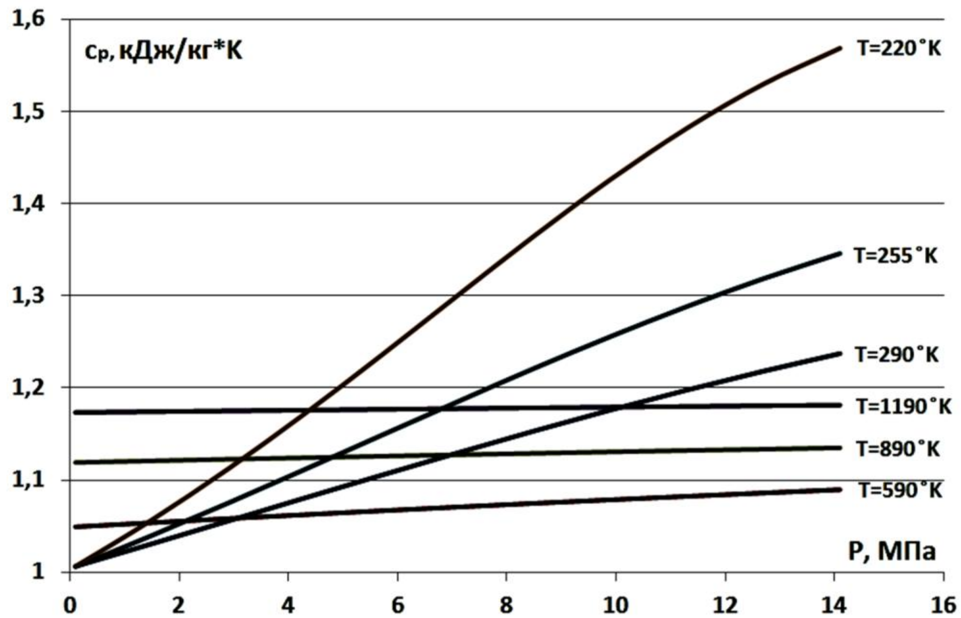


Рис. 2.2.Зависимость теплоемкости воздуха от давления при постоянной температуре

На рисунке 2.3 представлена зависимость коэффициента сжимаемости $z = pv/(RT)$ воздуха от температуры и давления. Величина z в математической модели определяется косвенно (через c_p и k), поэтому она представлена в более узком диапазоне температур и давлений. Аппроксимационное уравнение:

$$z = \sum_{i=0}^{6} a_i(p) \cdot \bar{T}^i , \tag{2.5}$$

где $\bar{T} = T/1000$. Рекомендованный интервал использования - 200-1000 $^\circ$K; 0.1-3.1 МПа. Максимальная относительная погрешность δ=0.15 %, коэффициент детерминации R^2=99.9 %.

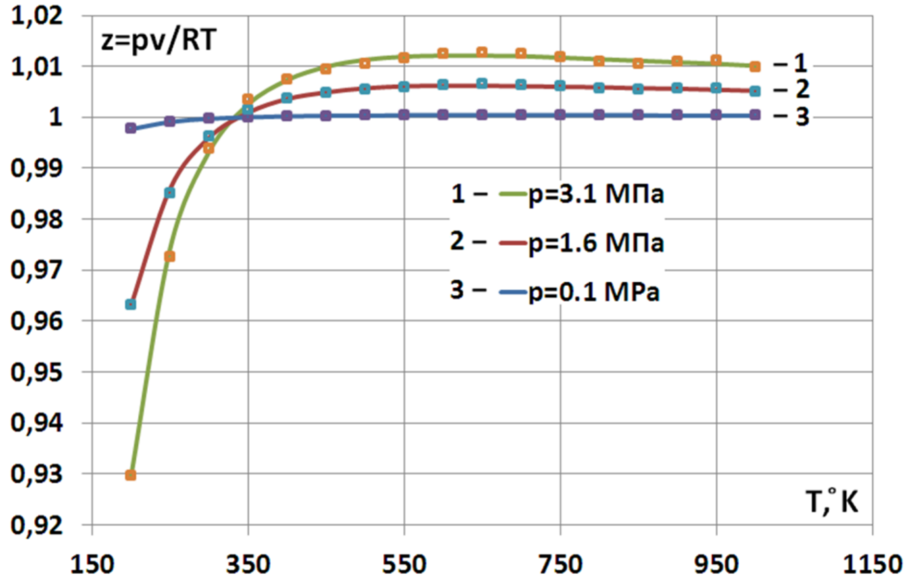


Рис. 2.3.Зависимость коэффициента сжимаемости воздуха от температуры и давления
■ - табличные данные [15] ▬ - аппроксимация (2.5)

Таблица 2.4. Коэффициенты уравнения (2.5) $a_i(p) = \sum_{j=0}^{2} x_j \cdot p^j$

	a_6	a_5	a_4	a_3	a_2	a_1	a_0
x_2	-0,1084392	0,4196461	-0,6514508	0,5145659	-0,214873	0,0436227	-0,0030849
x_1	-3,8307003	15,3913242	-25,2269102	21,6130353	-10,2431864	2,5632256	-0,2635827
x_0	0,0580509	-0,2045684	0,2875964	-0,2067022	0,0805479	-0,0162817	1,0013376

На рис. 2.4 приведена точками табличная зависимость показателя изоэнтропы воздуха (показателя идеальных процессов расширения) $k = f(T; p)$.

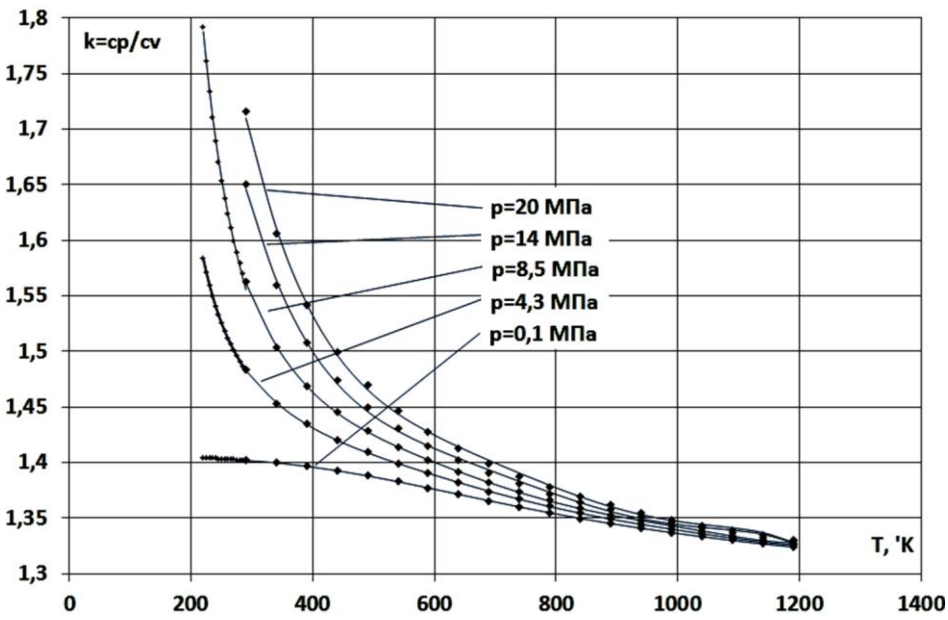


Рис. 2.4.Зависимость показателя изоэнтропы воздуха от температуры и давления
■ - табличные данные [15] ▬ - аппроксимация по (2.6), (2.7), (2.8)

Как и вслучае с теплоемкостью, зависимость аппроксимирована по двум интервалам изменения темепературы.

Табличные данные первого интервала $T = 220\ldots290$ $^\circ$K аппроксимированы методом множественного нелинейного регрессионного анализа. Уравнение имеет вид:

$$k = a_0 + a_1\overline{T}^{-1} + a_2\overline{T}^5 + a_3 \log_{10}\overline{T} + a_4 p^{-1} + a_5 p + a_6 p^4 + a_7 e^p + \\ + a_8(\overline{T}\cdot p)^{-1} + a_9(\overline{T}\cdot p) + a_{10}(\overline{T}\cdot p)^4 + a_{11}10^{(\overline{T}\cdot p)} + a_{12}\log_{10}(\overline{T}\cdot p), \quad (2.6)$$

где $\overline{T} = T/1000$, a_i - коэффициенты уравнения, $i = 0\ldots12$, таблица 2.5:

Таблица 2.5. Коэффициенты уравнения (2.6)

a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}	a_{11}	a_{12}
3,97063463642885	1,27553900776666	-62,4617234316398	12,6914481164235	-0,0119917705676704	0,14687993467947	-2,72402521244813E-06	6,05317029046522E-11	0,00262445216403212	-0,44678205243893	0,000366337183944584	-6,03439729500322E-08	-0,0199648525079307

Максимальная относительная погрешность в узловых точках δ =1.608 %. Рекомендуемый интервал использования $\Delta T = 220\ldots290$ $^\circ$K, $\Delta P = 0.1\ldots19.7$ МПа. Коэффициент детерминации R^2 =0.999.

Зависимость $k = f(T;p)$ второго интервала - $290\ldots1190$ $^\circ$K – аппроксимирована двумя уравнениями. Первое уравнение действительно в пределах давлений $0{,}1\ldots14{,}1$ МПа. Аппроксимационное уравнение:

$$k = \sum_{i=0}^{6} a_i(p)\cdot\overline{T}^i, \quad (2.7)$$

где $a_i(p)$ - коэффициенты уравнения, зависящие от давления в форме полиномов третьей степени, табл. 2.6. Максимальная относительная погрешность в узловых точках δ =0,174 %. Рекомендуемый интервал использования $\Delta T = 290\ldots1190$ $^\circ$K, $\Delta P = 0{,}1\ldots14{,}1$ МПа. Коэффициент детерминации R^2 =1. Второе уравнение температурного $\Delta T = 290 \ldots 1190$ работает в пределах давлений $\Delta P = 14 \ldots 20$ МПа.

Таблица 2.6. Коэффициенты уравнения (2.7) $a_i(p) = \sum_{j=0}^{3} x_j \cdot p^i$:

	a_6	a_5	a_4	a_3	a_2	a_1	a_0
x_3	-0,0026161	0,0126367	-0,0248202	0,0253345	-0,014158	0,004106	4,8314932E-4
x_2	0,0562556	-0,2701796	0,5267042	-0,5321134	0,2929296	-0,0829386	0,0093433
x_1	0,4710901	-2,3659405	4,8966663	-5,366292	3,3104518	-1,1077946	0,1625421
x_0	0,3914443	-1,7223695	2,863743	-2,1018264	0,5294132	-0,019844	1,3956735

Регрессионное уравнение:

$$k = \sum_{i=0}^{5} a_i \overline{T}^{\,i} + \sum_{i=1}^{5} b_i p^i + \sum_{i=1}^{5} c_i (\overline{T} \cdot p)^i, \tag{2.8}$$

где $\overline{T} = T/1000$, a_i, b_i, c_i - коэффициенты уравнения, таблица 2.7:

Таблица 2.7. Коэффициенты уравнения (2.8)

a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	b_1	b_2	b_3	b_4	b_5	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5
1,43001206055564	-7,09785122086464	24,3145575312769	-32,9427428254639	21,0097712598524	-5,17094711514354	0,258929000794025	-0,0158690868276266	0,000699730269853155	-0,0000177821271569782	1,93288055309358E-07	-0,304403062428548	0,0199445176200094	-0,000879933822538628	0,0000217269127311126	-2,26362398028826E-07

Максимальная относительная погрешность в узловых точках δ =0,479 %. Рекомендуемый интервал использования $\Delta T = 290 \ldots 1190$ $^\circ$ K, $\Delta P = 14 \ldots 20$ МПа. Коэффициент детерминации R^2 =1. На рис. 2.4 линией показана аппроксимация по уравнениям (2.6), (2.7), (2.8).

Термодинамические свойства продуктов сгорания не зависят от давления [5], но изменяются при разных коэффициентах избытка воздуха α. Так как ГТУ сложных циклов имеют высокие значения оптимальной степени повышения давления воздуха, вполне могут наблюдаться высокие конечные температуры сжатия. В случае относительно низких начальных температур продуктов сгорания, в расчётной практике могут наблюдаться высокие значения α (более 6). Естественно, в действительных, реализованных на практике машинах, вряд ли могут наблюдаться такие высокие коэффициенты избытка воздуха – при низких T_3 и высоких $\pi_к$ ГТУ будет иметь низкий термический КПД. Однако при математическом моделировании такие неоптимальные сочетания могут иметь место с целью более эффективной экстраполяции различных зависимостей за пределы наблюдаемых на практике совокупностей параметров, с целью прослеживания тенденций в более широких интервалах. Рабочий диапазон аппроксимационных уравнений должен быть со значительным запасом по α.

Термодинамические свойства продуктов сгорания природного газа рассчитаны в программном пакете TDSOFT, разработанном в КНИТУ (КАИ) [69]. В основе программы лежит метод, основанный на совместном рассмотрении уравнений химического равновесия в реагирующей среде. Преимуществами данного метода в отличие от метода определяющих реакций является получение полной информации о составе и температуре продуктов сгорания. Важно упомянуть о принципиальном для настоящей диссертации допущении, что газ и его компоненты подчиняются закону идеального газа [70]. В процессах газовой турбины ГТУ теплоёмкость рабочего тела практически не зависит от давления, однако это не означает, что процесс расширения можно рассчитывать по законам идеального газа, поскольку $z = pv/(RT) > 1$ [26]. Для выполнения термодинамического расчёта необходимо знать условную формулу топлива (рассчитывается в зависимости от соотношения горючего и окислителя) и его энтальпию (подбирается по необходимой для анализа температуре продуктов сгорания, далее варьируется с постоянным шагом). Для теплового расчёта ГТУ в модель камеры сгорания не обязательно закладывать громоздкий расчёт термодинамических свойств продуктов сгорания [70], достаточно располагать характерной зависимостью – температуры на входе в газовую турбину от температуры воздуха на выходе из компрессора и коэффициента избытка воздуха (определяющих исходную энтальпию и состав топлива). Данная зависимость представлена на рисунке 2.5. По результатам термодинамических расчётов в программе TDSOFT [5] построен двумерный аппроксимирующий полином функции двух переменных:

$$T_3 = \sum_{i=0}^{3} a_i(\alpha)\overline{T}_2^{\,i}, \qquad (2.9)$$

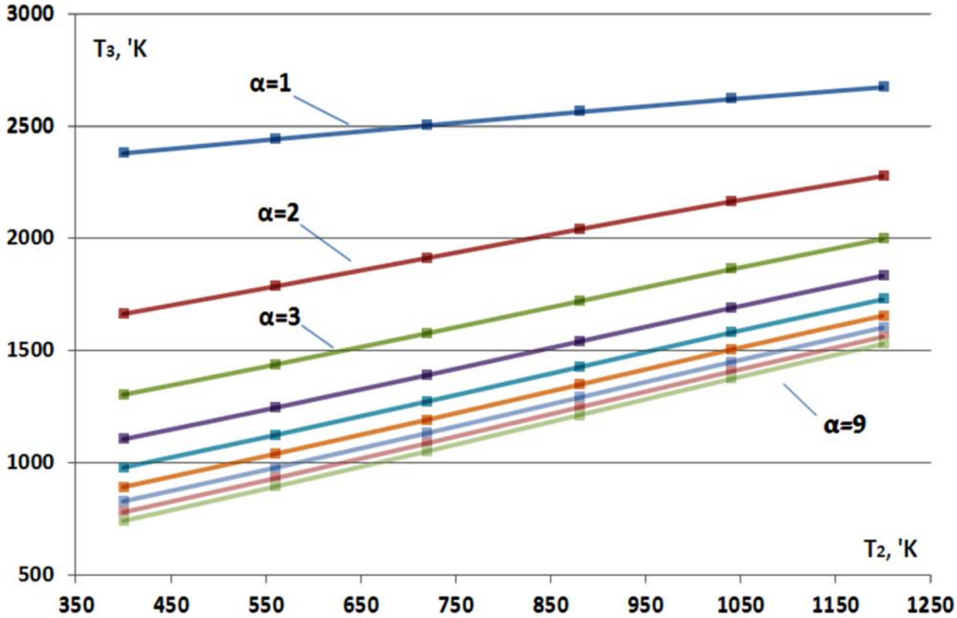


Рис. 2.5 Зависимость температуры газов на входе в турбину от температуры на выходе из компрессора и коэффициента избытка воздуха
■ - расчётные данные [5] ▬ - аппроксимация (2.9)

где $\overline{T}_2 = T_2/1000$, $a_i(\alpha)$ - коэффициенты, зависящие от α в форме полиномов, таблица 2.8.

Таблица 2.8. Коэффициенты уравнения (2.9) $a_i(\alpha) = \sum_{i=0}^{3} x_i \cdot \alpha^i$:

	a_3	a_2	a_1	a_0
x_8	0,003582	-0,0058249	0	0
x_7	-0,1704818	0,2778132	0	0
x_6	3,4424042	-5,6296046	0	0,0313055
x_5	-38,3886764	63,1423318	0	-1,2336023
x_4	257,4946852	-427,4504015	-0,1330223	19,9399652
x_3	-1057,5675456	1781,5991461	3,9164387	-170,9740128
x_2	2573,50946	-4439,4677675	-43,8318298	841,1268515
x_1	-3334,2742099	5982,7851804	233,7702536	-2404,9641123
x_0	1555,9309185	-2904,4786179	177,1566208	3943,325882

Максимальная относительная погрешность δ =0.286%, коэффициент детерминации R^2 =1.0. Рекомендуемый интервал использования: $\Delta T_2 = 400\ldots1200^{\circ}$ К, $\Delta\alpha = 1\ldots9$.

График зависимости теплоёмкости продуктов сгорания природного газа от температуры и коэффициента избытка воздуха приведен на рисунке 2.6:

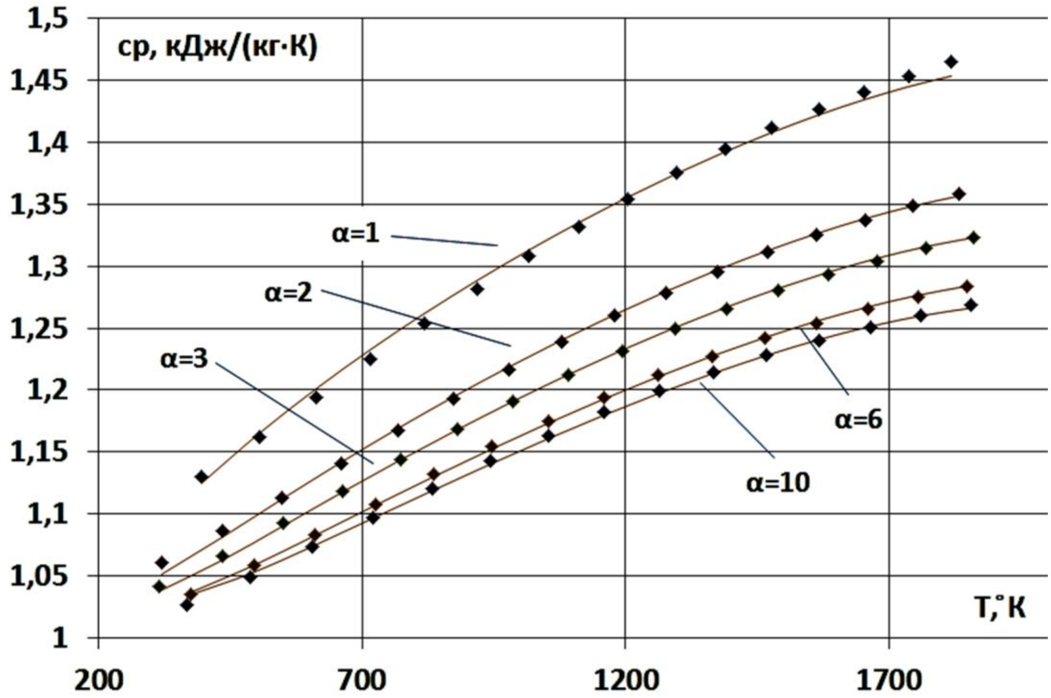


Рис. 2.6 Зависимость теплоёмкости продуктов сгорания природного газа от температуры и коэффициента избытка воздуха
■ - расчётные данные ▬ - аппроксимация (2.10)

Регрессионное уравнение имеет вид:

$$
\begin{aligned}
&a_0 + a_1\overline{T}^{-1} + a_2\overline{T}^{1/2} + a_3\overline{T}^{5} + a_4\alpha^{-1} + a_5\alpha + a_6\alpha^4 + a_7\alpha^5 + \\
&+ a_8(\overline{T}\cdot\alpha)^{-1} + a_9(\overline{T}\cdot\alpha) + a_{10}(\overline{T}\cdot\alpha)^2 + a_{11}(\overline{T}\cdot\alpha)^3,
\end{aligned}
\quad (2.10)
$$

где $\overline{T} = T/1000$, a_i - коэффициенты полинома:

Таблица 2.9. Коэффициенты уравнения (2.10)

a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}	a_{11}
0,580118096955869	0,0393892302562144	0,528436603540653	-0,00169668902765011	0,201876052305586	0,00467532045994331	-1,05519544570248E-06	5,31684746822 53E-08	-0,0356460394947246	-0,00826692881202174	0,000378417551939607	-8,48566876680396E-06

Рекомендуемый интервал использования: $\Delta T = 350\ldots1850$, $\Delta\alpha = 1\ldots10$ Максимальная относительная погрешность 0.849%, коэффициент детерминации R^2 =0.999.

Зависимость показателя изоэнтропы продуктов сгорания природного газа от температуры и коэффициента избытка воздуха приведена на рисунке 2.7:

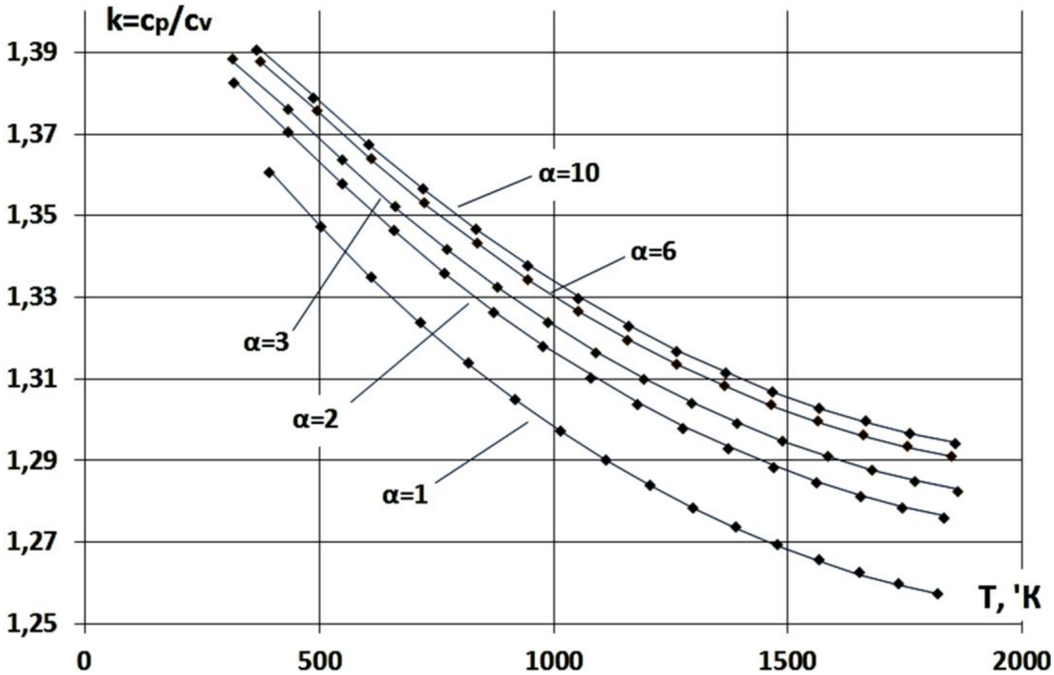


Рис. 2.7 Зависимость показателя изоэнтропы продуктов сгорания природного газа от температуры и коэффициента избытка воздуха
■ - расчётные данные ▬ - аппроксимация (2.11)

Уравнение регрессии имеет вид:

$$k = a_0 + a_1 \overline{T}^{-1} + a_2 \overline{T}^{4} + a_3 \log_{10} \overline{T} + a_4 \alpha^{-1} + a_5 (\overline{T} \cdot \alpha)^{-1} + a_6 \log_{10} (\overline{T} \cdot \alpha), \qquad (2.11)$$

$\overline{T} = T/1000$, коэффициенты a_i приведены в таблице 2.10:

Таблица 2.10. Коэффициенты уравнения (2.11)

a_6	0,00560320811527778
a_5	0,00579639152146331
a_4	-0,0391541532223548
a_3	-0,238681024156036
a_2	0,00107304847833055
a_1	-0,0254875636651677
a_0	1,35607421808774

Максимальная относительная погрешность в узловых точках δ=0.064%, коэффициент детерминации R^2=1. Рекомендуемый интервал использования: $\Delta T = 350 \ldots 1850$, $\Delta\alpha = 1 \ldots 10$

2.2. Математическая модель процесса расширения и сжатия газа с реальными термодинамическими свойствами в изоэнтропном приближении

Перечисленные аппроксимационные уравнения применены в математической модели расчёта адиабатических процессов расширения и сжатия для учёта индивидуальных термодинамических свойств рабочих тел. Приводится порядок построения модели. Литературный анализ свидетельствует о том, что численный способ расчёта, рассматривающий переход рабочего тела в его промежуточных состояниях, позволяет решать более широкий класс оптимизационных и проектных задач, нежели аналитический метод.

Тепловым расчётом процесса назовем задачу поиска действительной конечной температуры рабочего тела $T_к$ и работы l газа (над газом) с учётом его реальных термодинамических свойств при заданных начальной температуре и давлении $T_н$, $p_н$, конечном давлении $p_к$, известном изоэнтропном КПД $\eta_{из}$. Данная задача является наиболее типичной при проектировании [34]. Уравнением процесса будем называть зависимость, связывающую калорические или термические величины в произвольных точках рабочего процесса. Для идеального газа в $p-T$ координатах и в адиабатных условиях

$$\left(\frac{p_н}{p_к}\right)=\left(\frac{T_н}{T_к}\right)^{k/(k-1)}.$$

Для учёта переменности термодинамических свойств в данном случае часто используют осреднённый по температуре процесса показатель изоэнртопы $\bar{k}(\bar{T})$, $\bar{T}=(T_к+T_н)/2$, входящий в уравнение постоянным. Ввиду рекуррентной зависимости $\bar{k}(\bar{T})$ [19] поиск $\bar{k}$ ведётся последовательными приближениями, при этом подразумевается линейная зависимость $\bar{k}(\bar{T})$ [36].

Естественно, чем меньше интервал перепада температур $T_к-T_н$, тем точнее можно предсказать конечную температуру процесса. В предельном случае, когда перепад давлений (определяющий перепад температур по адиабатической зависимости) стремится к 0, осреднённые термодинамические параметры стремятся к своим истинным значениям, и с определённого момента могут быть приняты постоянными, без потери точности расчёта, например при начальных температуре и давлении процесса. Ключевым фактором в расчёте адиабатического процесса является определение конечной температуры газа, так как при известной зависимости изобарной теплоёмкости от температуры, задача определения работы газа сведётся к поиску интеграла

$$l = \int_{T_н}^{T_к} c_p(T)dT \ .$$

Перепад давлений в процессах расширения и сжатия заранее определяется по результатам технико-экономического анализа, давление процесса является характерной величиной, по которой определяют изменение всех термодинамических параметров. На рисунке 2.8 приведено изменение термодинамических параметров по тракту высоконапорного компрессора:

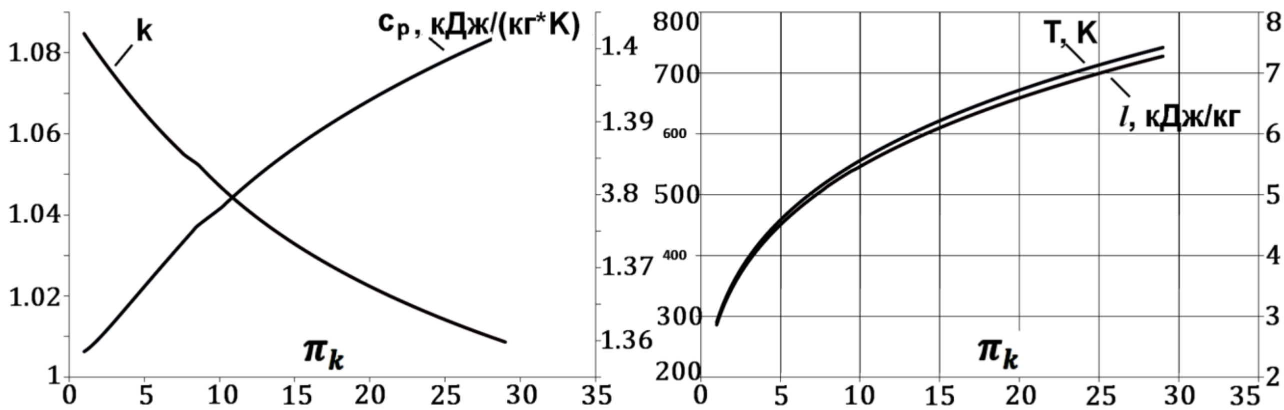


Рис. 2.8 Характер изменения термодинамических величин по тракту компрессора при изоэнтропном сжатии воздуха в зависимости от степени повышения давления. Условия расчёта: $p_н$ =0.1 МПа, $p_к$ =3.0 МПа, $T_Н$ K

Исходя из вышесказанного, представляет интерес разбить рабочий процесс на малые участки по давлению, представив ход расширения и сжатия как последовательную цепочку элементарных адиабатических процессов (участков), протекающих при постоянной теплоёмкости, показателе изоэнтропы и коэффициенте сжимаемости (неидеальности). В рамках отдельного участка разбиения они остаются постоянными и определяются по начальным давлению и температуре участка $p_{нi}$, $T_{нi}$ (где индекс i - номер участка), однако для процесса в целом будут переменными, так как переменны начальные температуры всех элементарных интервалов (так как они зависят от давления). Граничные условия всех интервалов процесса совмещены по температуре и давлению, температура на выходе из предыдущего участка равна температуре на входе в последующий. Температура в конце элементарного процесса определяется по его степени изменения давления, начальной температуре и теплоёмкости по формуле адиабатной зависимости. Так как рабочий процесс протекает непрерывно, последующее состояние системы зависит от предыдущего. На рисунке 2.9 приведена схема разбиения рабочего процесса на примере компрессора:

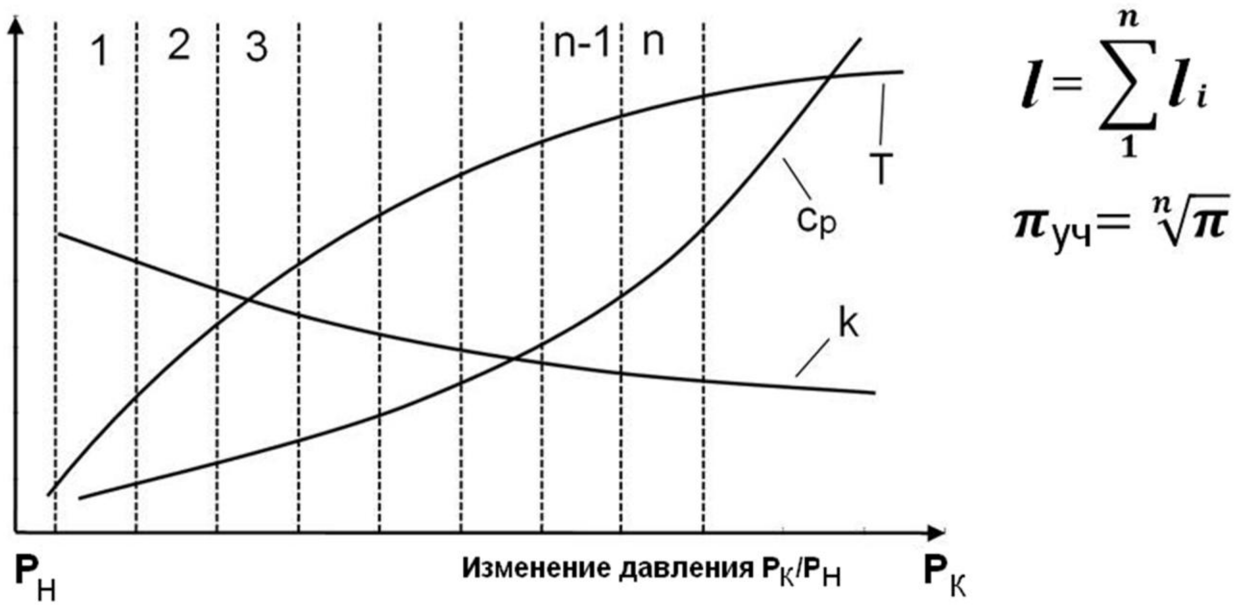


Рис. 2.9. Схема разбиения рабочего процесса на малые участки по давлению

Блок-схема расчёта работы газа при переменной теплоёмкости приведена на рисунке 2.10. Действительной температурой конца процесса расширения или сжатия будет являться температура на выходе из последнего элементарного участка $T_к = T_{к\,n}$, где n - число участков разбиения. При известной действительной изоэнтропической работе элементарного участка не составляет труда определить действительную температуру конца элементарного процесса, так как при малом изменении давления теплоёмкость, определённая при начальных параметрах участка, с высокой точностью совпадает с её эффективным значением:

$$T_{к\,i} = T_{н\,i} + l_i \,/\, c_{рн\,i}, \tag{2.12}$$

где l_i- работа элементарного участка процесса. Для определения l_i необходимо

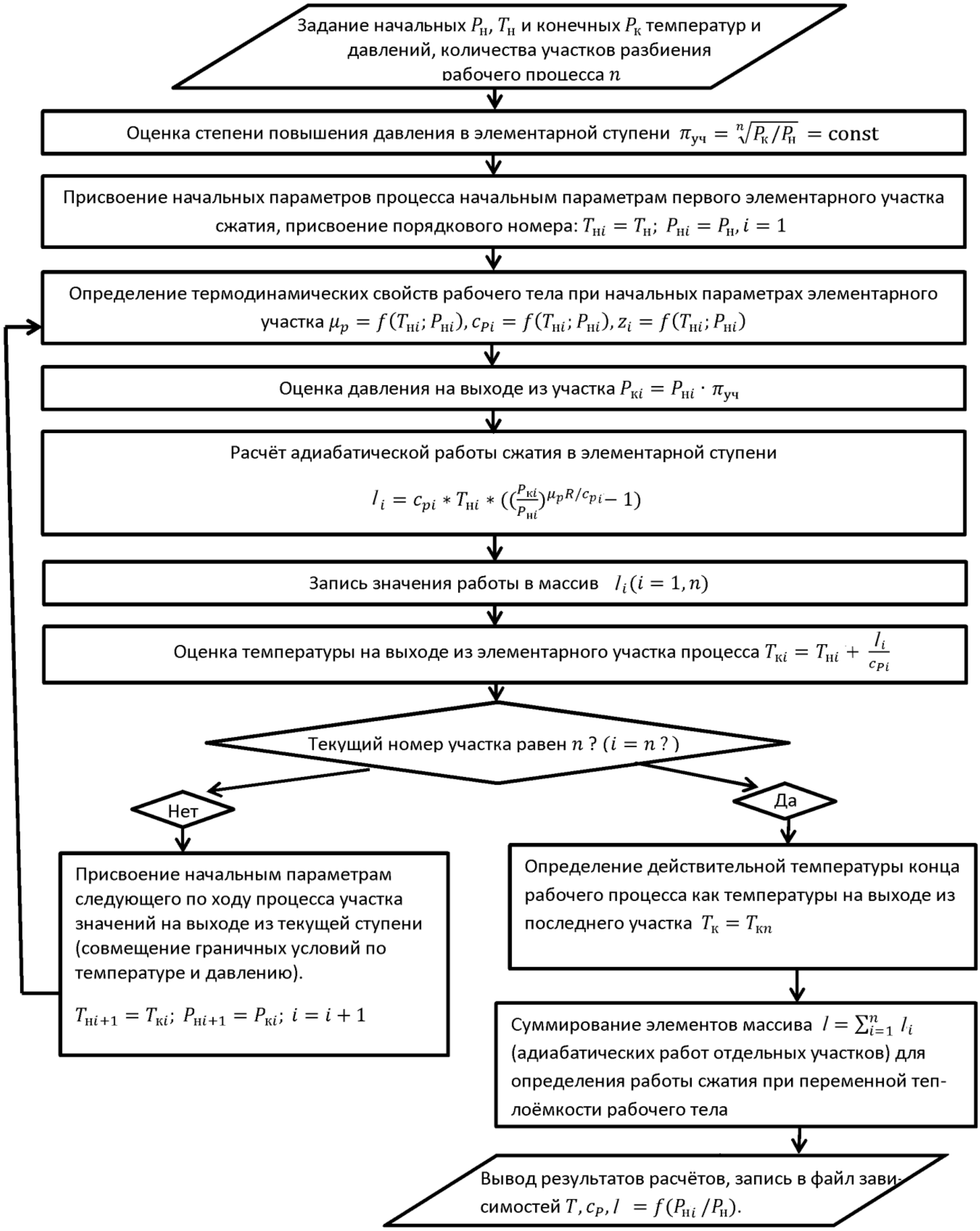


Рис. 2.10. Блок- схема расчёта изоэнтропического процесса сжатия неидеального газа

знать начальную температуру участка, степень изменения давления элементарного процесса, эффективные значения термодинамических свойств. Начальная температура определена по результатам расчёта предыдущего участка, в качестве эффективных приняты термодинамические параметры при начальных температуре и давлении $p_{нi}$, $T_{нi}$, степень изменения давления в элементарном участке $\pi_{уч}$ можно определить, считая её одинаковой для всех участков:

$$\pi_{уч} = \sqrt[n]{\pi}, \qquad (2.13)$$

где $\pi = p_н / p_к$ - степень изменения давления всего процесса. Работа газа при переменной теплоёмкости определится суммой изоэнтропных работ всех участков

$$l = \sum_{i=1}^{n} l_i. \qquad (2.14)$$

Формула (1.6) выведена для идеального газа, и не учитывает межмолекулярного взаимодействия в рабочем теле. Вывод уравнения процесса и формулы изоэнтропической работы, учитывающих межмолекулярное взаимодействие в рабочем теле, предполагая переменность термодинамических свойств – задача сложная, так как коэффициент сжимаемости z зависит от температуры и давления, рис. 2.3. В главе 1 обозначено, что «полуидеальной» называется модель газа, учитывающая переменность термодинамических свойств, но не принимающая в расчёт межмолекулярного взаимодействия. Данная модель принимается в диссертационной работе для всего рабочего процесса, так как, суммируя изоэнтропические работы всех элементарных интервалов, оценивается работа при переменной теплоёмкости. Применительно к отдельному элементарному участку со степенью повышения давления (2.13) можно применить обратную модель. При предположении о постоянстве термодинамических свойств в рамках элементарного участка рабочего процесса, учёт межмолекулярного взаимодействия в его уравнении процесса посредством коэффициента сжимаемости не представляет сложности, так как $z_i = const$ (индексом i обозначены параметры в рамках элементарного участка процесса).

Основной задачей построения термодинамических соотношений для расчёта неидеальных газов в инженерной практике, является их совпадение по форме и структуре с уравнениями идеального газа, что сохраняет возможность их приближенного интегрирования вдоль изоэнтропы. Имеются два варианта решения данной задачи: первый – применением обобщённых показателей изоэнтроп, достаточно слабо меняющихся вдоль изоэнтропного процесса [74]; второй – сужением рабочей области температур и давлений, в рамках которой принимаются уравнения, так как в таком случае термодинамические свойства рабочего тела можно принять постоянными, избежать сложного интегрирования.

Необходимо вывести уравнение процесса элементарного участка. Согласно первому закону термодинамики для адиабатического процесса, работа газа совершается за счёт убыли его внутренней энергии [26]:

$$dl = dU \text{ или } c_p dT = T(\partial v / \partial T)_p dp \tag{2.15}$$

Вводятся коэффициенты отклонения по А.М. Розену как отношение [64]:

$$\mu_p = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p / \frac{R}{p};\ \mu_v = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v / \frac{R}{v}\ . \tag{2.16}$$

Уравнение (2.15) интегрируется с учётом отношения (2.16), в предположении постоянства термодинамических величин в рамках элементарного участка: $c_{p\,i} = const$, $\mu_p = const$, индекс *из* - интегрирование ведётся вдоль изоэнтропы:

$$c_{p\,i} \int\limits_{T_{н\,i}}^{T_{к\,i\,из}} \frac{dT}{T} = \mu_{p\,i} R \int\limits_{p_{н\,i}}^{p_{к\,i}} \frac{dp}{p}$$

$$c_{p\,i} \ln {T_{к\,i\,из}} \big/ {T_{н\,i}} = \mu_{p\,i} R \ln\left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}}\right)$$

$$\left({T_{к\,i\,из}} \big/ {T_{н\,i}}\right) = \left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}}\right)^{\mu_{p\,i} R / c_{p\,i}}\ . \tag{2.17}$$

Зависимость (2.17) определяет отношение температур и давлений в начальной и конечной точках элементарного процесса. Однако в математической модели удобнее пользоваться формулой (2.12) по предварительно вычисленной работе в элементарном участке. Работа газа на примере процесса сжатия в компрессоре:

$$dl = c_p dT$$

$$l_i = \int\limits_{T_{н\,i}}^{T_{к\,i\,из}} c_{p\,i} dT\ .$$

Приняв в рамках элементарного участка постояннность теплоёмкости:

$$l_i = c_{p\,i}(T_{к\,i\,из} - T_{н\,i})$$

$$l_i = c_{p\,i} T_{н\,i}(\frac{T_{к\,i\,из}}{T_{н\,i}} - 1).$$

В задаче адиабатического расчёта температурный перепад не известен, но задан перепад давлений. Совершается переход согласно (2.17):

$$l_i = c_{p\,i} T_{н\,i}[\left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}}\right)^{\mu_{p\,i} R / c_{p\,i}} - 1]. \qquad (2.18)$$

Особенностью уравнения (2.18) выведенного из эмпирического уравнения состояния по сравнению с зависимостью идеального газа (1.6) является необходимость использования двух термодинамических параметров - $c_{p\,i}$ и z_i, так как комплекс μ_p (2.16) определяется по эмпирическому уравнению состояния [26]:

$$\mu_p = z + (\partial z / \partial T)_p,$$

в то время как в уравнении идеального газа достаточно только одного c_p. Анализируя зависимость (1.6) можно заметить, что рассчитать работу в форме уравнения для идеального газа можно также располагая только зависимостью $k = f(T; p)$. Уравнение (1.6) преобразуется, ввиду замены $kR/(k-1) = c_p$, которая выводится из уравнения Майера $c_p - c_v = R$. По уравнению Майера можно судить о том, что разность изобарной и изохорной теплоёмкости является величиной постоянной для идеального рабочего тела, так как при отсутствии диссоциации молекулярная масса остаётся постоянной $R = R_0 / \mu = const$. Для реального газа величина $c_p - c_v$ является переменной от температуры и давления. На рисунке 2.11 показана данная зависимость для воздуха. Можно заметить, что неидеальность газа проявляется при низких температурах и высоких давлениях. Для реального газа разница $c_p - c_v$ [6], [64]:

$$c_p - c_v = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p,$$

$$c_p - c_v = \mu_p \mu_v R / z.$$

Также можно без существенной потери точности организовать расчёт, приняв уравнение адиабаты для идеального газа:

$$dl = dU \text{ или } c_p dT = v dp \tag{2.19}$$

Подстановка в (2.19) удельного объёма из эмпирического уравнения состояния реального газа $pv = zRT$:

$$c_p dT = \frac{zRT}{p} dp .$$

Разделяются переменные и происходит интегрирование в предположении постоянства термодинамических величин в рамках элементарного участка $c_{p\,i} = const$, $z_i = const$, индекс *из* говорит о том, что интегрирование ведётся вдоль изоэнтропы:

$$c_{p\,i} \int\limits_{T_{н\,i}}^{T_{к\,i\,из}} \frac{dT}{T} = z_i R \int\limits_{p_{н\,i}}^{p_{к\,i}} \frac{dp}{p},$$

$$c_{p\,i} \ln T_{н\,i} - c_{p\,i} \ln T_{к\,i\,из} = z_i R \ln p_{к\,i} - z_i R \ln p_{н\,i}$$

$$c_{p\,i} \ln {T_{к\,i\,из}}\big/{T_{н\,i}} = z_i R \ln\left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}}\right)$$

$$\left({T_{к\,i\,из}}\big/{T_{н\,i}}\right)^{c_{p\,i}} = \left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}}\right)^{z_i R}$$

$$\left({T_{к\,i\,из}}\big/{T_{н\,i}}\right) = \left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}}\right)^{z_i R / c_{p\,i}} . \tag{2.20}$$

Работа газа в таком случае определится как:

$$dl = c_p dT\,,\ l_i = \int\limits_{T_{н\,i}}^{T_{к\,i\,из}} c_{p\,i} dT$$

Приняв в рамках элементарного участка $c_{p\,i} = const$,

$$l_i = c_{p\,i} (T_{к\,i\,из} - T_{н\,i})$$

$$l_i = c_{p\,i} T_{н\,i} \left(\frac{T_{к\,i\,из}}{T_{н\,i}} - 1\right).$$

Совершается переход от перепада температур к перепаду давлений согласно (2.20):

$$l_i = c_{p\,i} T_{н\,i} \left[\left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}}\right)^{z_i R / c_{p\,i}} - 1\right]. \tag{2.21}$$

Чему равна разница $c_p - c_v$ в рамках принятой модели газа для элементарного участка процесса? В англоязычной литературе модель газа при $z \neq 1 = const$

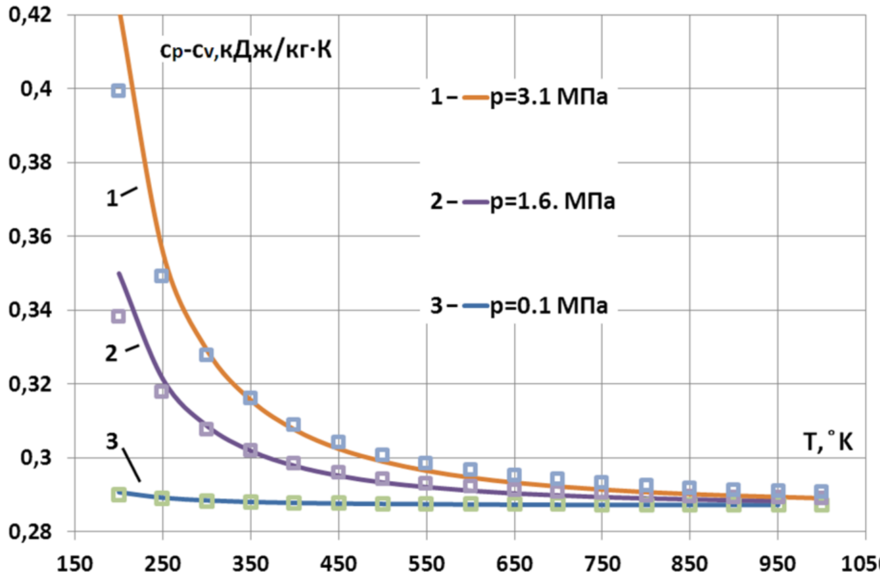


Рис. 2.11. Зависимость $c_p - c_v$ от температуры и давления для воздуха.

▬ - данные [15] □ – расчёт по (2.25)

называется «near-ideal» - (почти идеальная), а при $z = z(T)$ - «semi-ideal» - (полу-идеальная) [71]. Уравнение разницы $c_p - c_v$ для случая $z \neq 1 = const$ [71]:

$$c_{p\,i} - c_{v\,i} = z_i R. \tag{2.22}$$

Уравнение выведено с рядом допущений – постоянство термодинамических свойств или их зависимость только от температуры, зависимость внутренней энергии и энтальпии рабочего тела только от температуры.

Зависимость коэффициента сжимаемости от температуры представлена не во всех справочниках и не для всех рабочих тел. Подставка комплекса $z_i R$ из уравнения (2.22) в зависимость (2.21), даёт уравнение при известных $c_p(T)$ и $c_v(T)$

Наиболее часто в математических моделях адиабатических процессов турбомашин используется зависимость $c_p(T)$ и $k(T)$, так как показатель изоэнтропы используется ещё в ряде расчётных зависимостей (например, оценке коэффициента возврата теплоты многоступенчатой турбины).

Уравнение (2.22) делится почленно на c_p:

$$1 = \frac{c_{v\,i}}{c_{p\,i}} + \frac{z_i R}{c_{p\,i}}$$

$$1-\frac{1}{k_i}=\frac{z_i R}{c_{p\,i}}$$

$$\frac{k_i-1}{k_i}=\frac{z_i R}{c_{p\,i}}$$

$$\frac{k_i z_i R}{k_i-1}=c_{p\,i}\quad . \tag{2.23}$$

Подстановка (2.23) в (2.21) даёт:

$$l_i=\frac{k_i z_i R}{k_i-1}T_{н\,i}\left[\left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}}\right)^{k_i-1/k_i}-1\right]. \tag{2.24}$$

Справедливость формулы (2.24) для расчёта свойств реального газа показана в работе [72] сравнением расчёта адиабатической работы (2.24) с результатами экспериментального исследования водородного турбодетандера. Степень расширения водорода – 2.18, начальные параметры - $p_н$=19,9 МПа, $T_н$=294 $^\circ$K, т.е отличающиеся от идеальных. Формула (2.24) применялась к ступени двухступенчатого турбодетандера ($\pi_{ст}$=1.43), переменность термодинамических свойств учитывалась их осреднением в интервале рабочих температур.

При известной зависимости удельного объёма от температуры $v=v(T)$, комплекс $z_i R$ в уравнениях (2.21) и (2.24) с высокой точностью может быть оценен по уравнению, описывающему зависимость c_p-c_v для газа Ван-дер-Ваальса [73]:

$$c_p-c_v=Rz\approx\frac{R}{1-\dfrac{2a}{RTv}\left(1-\dfrac{b}{v}\right)^2}, \tag{2.25}$$

где a, b - постоянные критические коэффициенты [7]. По формуле (2.25) можно судить о природе переменности разности c_p-c_v, так как она зависит от температуры и удельного объёма рабочего тела, и при высоких температурах и низких плотностях вырождается в уравнение Майера. Разница c_p-c_v, рассчитанная по формуле (2.25), показана на рис. 2.11 маркерами, видно хорошее согласование с экспериментальными данными [15]. Поэтому для расчёта работы полуидеального газа необходимо минимум два уравнения зависимости термодинамических свойств из следующих четырех: $c_p = c_p(T)$, $k = k(T)$, $c_v = c_v(T)$ $v = v(T)$. В настоящей диссертации используется два расчётных соотношения – по (2.18) определяется изоэнтропная работа в рамках элементарного участка процесса, по (2.12) – его конечная температура. Для процесса расширения в турбине зависимости выводятся аналогично. Граничные условия расчёта в участках совмещены по p и T. Действительная температура конца рабочего процесса равна конечной температуре на выходе из последнего расчётного участка (2.12):

$$T_к = T_{к\,i} = T_{н\,i} + l_i \,/\, c_{p\,i}\text{ , где } i = n.$$

С увеличением числа участков разбиения рабочего процесса точность расчёта увеличивается, так как снижается степень изменения давления в элементарном процессе (2.13), и эффективная теплоёмкость рабочего тела участка стремится к своему локальному истинному значению $c_p = \lim\limits_{dT \to 0} \dfrac{dQ}{dT}$. При этом с определённого момента точность расчёта изоэнтропической работы и конечной температуры перестаёт изменяться, либо изменяется незначительно. Проинтегрировав зависимость (2.1), (2.3), (2.4) или (2.10) по рассчитанному температурному интервалу от $T_н$ до $T_к$, и сравнив значение интеграла с работой, рассчитанной по (2.14), по равенству их можно судить о необходимом количестве участков разбиения n. При дальнейшем увеличении n точность расчёта не изменится, увеличатся вычислительные затраты. С ростом π потребное число n растёт пропорционально, пример на рисунке 2.12. Если расчёт ведётся не в рамках оптимизационных задач и не требует многократного повторения расчёта тепловой схемы, n можно принять

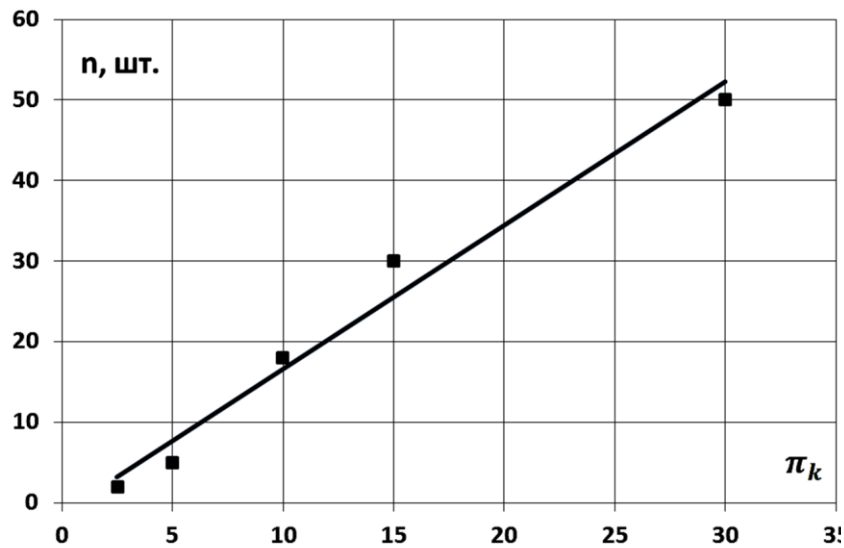


Рис. 2.12. Зависимость рекомендуемого числа участков разбиения рабочего процесса в зависимости от степени изменения давления процесса

с запасом. Например, при расчёте работы сжатия воздуха l в компрессоре при π =30 расчёт работы аналитическим интегрированием и по формуле (2.14) совпадает при n>50.

Проведён сравнительный расчёт изоэнтропического процесса по разным методикам, таблица 2.8. Воздух сжимается от начальных параметров $p_н$=0.1 МПа, $T_н$=290.0 $^\circ$ K до давления $p_к$=3.0 МПа. Требуется определить температуру конца сжатия и потребную работу на сжатие 1 кг. воздуха.

При расчёте по малым интервалам давления не учитывалось влияние давления на теплоёмкость рабочего тела. В аппроксимационных уравнениях (2.1), (2.3), (2.4), (2.6), (2.7), (2.8) давление принималось $p = const$=0.1 МПа. Даже при относительно высокой степени повышения давления $\pi_к = p_н / p_к$=30 разница в расчёте по небольшим изменениям давления и зависимостям идеального газа невелика – около 3 кДж на кг рабочего тела, таблица 2.11.

Таблица 2.11. Расчётная конечная температура и изоэнтропная работа сжатия воздуха

Способ учёта параметров рабочего тела	$T_{к\,из}$, °K	$l_{из}$, кДж/кг
Расчёт при k=const=1.4 по уравнению ид. газа [25]	766.36	478.74
Расчёт при $k = const = k(\bar{T})$ с рекурсивным учётом k (1.6)	746,85	472,42
Расчёт по уравнению состояния (1.12) [54]	746,97	517,53
Расчёт по диаграмме $\pi(T) - T - J$	748,0	474,92
Расчёт по малым интервалам давления	748,77	476,049

Это обусловлено тем, что при высоких температурах, соответствующих высоким степеням повышения давления, воздух ведёт себя как идеальный газ. Совпадение расчёта по малым изменениям давления с аналитическим уравнением $\pi(T) - T - J$ диаграммы (1.29) говорит о правильно построенной в рамках диссертации математической модели, рис. 2.10.

2.3. Учёт необратимости при расчёте по малым интервалам давления

Действительные процессы расширения и сжатия идут с энергетическими потерями. Для агрегата в целом суммарные внутренние потери при сжатии и расширении учитываются изоэнтропическим КПД:

$$\eta_{из\ к} = \frac{l_{из}}{l},\ \eta_{из}^{(т)} = \frac{l}{l_{из}} \tag{2.26}$$

где l - полная работа, равная разнице начальной и конечной энтальпии процесса $J_к - J_н$, $J_н - J_к$, $l_{из}$ - изоэнтропная работа (1.6). Для примера, рассмотрены процессы сжатия. В рамках предложенной в главе 2.2 методики расчёта по малым интервалам давления, рабочий процесс разбивается на n элементарных участков, в пределах которых вычисляется изоэнтропическая работа (2.18). Ошибочно в таком случае предполагать, что действительную работу всего процесса при известном $\eta_{из}$ можно определить по формуле (2.14) как:

$$l = \sum_{i=1}^{n} l_{i\ из} \Big/ \eta_{из}\ , \tag{2.27}$$

где в числителе – сумма изоэнтропных работ элементарных участков сжатия. Это связано с тем, что процесс сжатия, разбитый на последовательность элементарных процессов, можно рассматривать как многоступенчатый компрессор с одинаковой степенью повышения давления во всех ступенях (2.13). Изоэнтропная работа сжатия в многоступенчатом компрессоре всегда меньше суммы изоэнтропных работ его ступеней [34], вследствие учёта дополнительной работы, затраченной на сжатие воздуха из-за увеличения удельного объёма теплотой трения. Для упрощения определения потерь, данное различие может учитываться эмпирически, введением коэффициента затрат удельной работы [5]. Для удобства, в дальнейшем элементарный участок рабочего процесса будет именоваться «ступенью», подразумевая, что все ступени имеют одинаковую степень изменения давления и КПД.

Вследствие вышесказанного, равенство (2.27) не выполняется, однако можно доказать, что при бесконечно большом числе интервалов разбиения (ступеней), $n \to \infty$, $\pi_{уч} \to 1$, сумма изоэнтропных работ ступеней равна политропной работе процесса $l_{пол}$, и выражение (2.27) принимает форму:

$$l = \left[\sum_{i=1}^{n} l_{i\,из} \Big/ \eta_{пол} \right] = \frac{l_{пол}}{\eta_{пол}}, \tag{2.28}$$

где $\eta_{пол}$ - политропный КПД процесса. Так как компрессор с бесконечным числом ступеней является абстракцией, в действительной математической модели число ступеней лежит в пределах от 1 (действительная работа определяется по формуле (2.26)) до ∞ (формула (2.28)). Величина КПД ступени процесса с ограниченным числом ступеней η_{Σ} лежит между политропным и изоэнтропным

$$l = \sum_{i=1}^{n} l_{i\,из} \Big/ \eta_{\Sigma},$$

а учитывая, что КПД всех участков одинаковый, его можно занести под знак суммы $\eta_{\Sigma} = \eta_{уч}$:

$$l = \left[\sum_{i=1}^{n} l_{i\,из} \Big/ \eta_{\Sigma} \right] = \sum_{i=1}^{n} \frac{l_i}{\eta_{уч}},$$

то есть определять сразу действительную работу в ступени, введя поправку на КПД в уравнении (2.18)

$$l_i = c_{p\,i} T_{н\,i} \left[\left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}} \right)^{\mu_{p\,i} R / c_{p\,i}} - 1 \right] / \, \eta_{уч}. \tag{2.29}$$

В исходных данных задачи теплового расчёта указывается общий изоэнтропический КПД всего агрегата. Поэтому появляется необходимость связать КПД ступени с изоэнтропным КПД компрессора $\eta_{уч} = \eta_{уч}(\eta_{из})$.

Прежде необходимо отметить различие между величинами работ, и соответствующими КПД: действительной, политропной, изоэнтропной. Разница рассмотрена в работах [5], [34]. На $T-S$ диаграмме, рисунок 2.13, показан процесс изоэнтропного сжатия от изобары $p_н$ до $p_к$, с начальной температурой $T_н$.

T_0 - температура начала отсчёта энтальпии, $T_{к\,из}$ - конечная температура в идеальном (изоэнтропном) процессе, $T_к$ - в действительном. «Если принять теплоёмкость постоянной и пренебречь зависимостью термодинамических

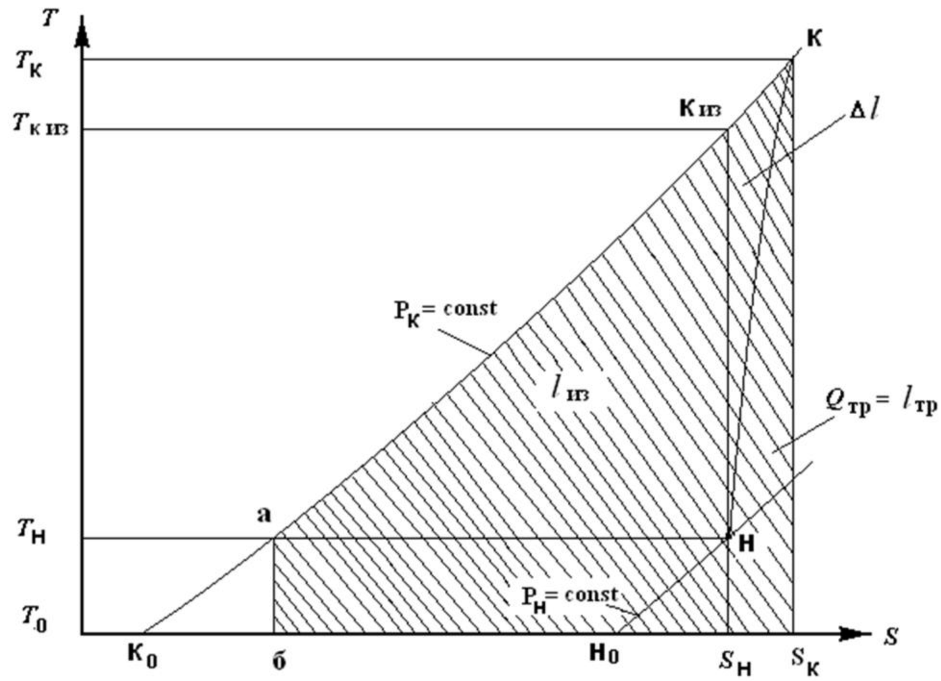


Рис. 2.13. Температурно-энтропийная диаграмма процесса сжатия [5].

свойств от давления, площади $н-н_0-S_н$ и $а-к_0-б$ будут равны. В таком случае действительная работа, затраченная на сжатие определится площадью $S_к-к-а-б$. Это работа учитывает все газодинамические потери. Площадь под политропой $н-к$ равна количеству подведённой теплоты, в данном случае - трения $Q_{тр} = \int TdS$, площадь $S_н-н-к-S_к$. Изоэнтропическая работа без потерь определяется площадью $S_н-н-к_{из}-а-б$. Политропическая работа сжатия $l_{пол}$ равна площади $S_н-н-к-а-б$. Разность политропической и изоэнтропической работ $\Delta l = l_{пол} - l_{из}$ представляет дополнительную работу, затраченную на сжатие воздуха из-за увеличения удельного объёма. Выполненный анализ позволяет записать следующие соотношения» [5]:

$$l_{пол} = l_{из} + \Delta l;\ l = l_{пол} + l_{тр} = l_{из} + \Delta l + l_{тр}. \qquad (2.30)$$

Соответственно, отношения для КПД [17]:

$$\eta_{из} = \frac{l_{из}}{l},\ \eta_{пол} = \frac{l_{пол}}{l} = 1 - \frac{S_к - S_н}{J_к - J_н}\frac{T_к - T_н}{\ln(T_к / T_н)}. \qquad (2.31)$$

Рассмотрен процесс сжатия в $p-v$ диаграмме на примере четырехступенчатого компрессора, рисунок 2.14.

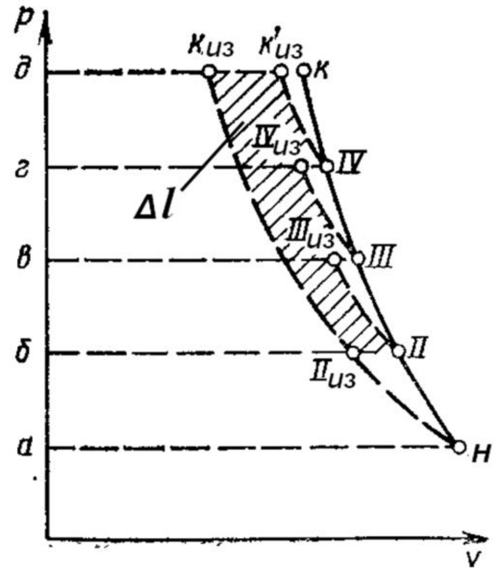


Рис. 2.14. Процесс сжатия в многоступенчатом компрессоре [75].

«Линия $н-к$ - действительный процесс сжатия, описываемый политропой $pv^{\gamma} = const$, где γ - показатель политропы $\gamma > k$, линия $н-к_{из}$ - изоэнтропический процесс $pv^{k} = const$. Линии $н-II$, $II-III$ и т.д. изображают действительные процессы сжатия в ступенях, линии $н-II_{из}$, $II-III_{из}$ и т.д. – изоэнтропические процессы. Площадка $а-н-к_{из}-д$ пропорциональна $l_{из}$, площадка $а-н-II_{из}-б$, $б-II-III_{из}-в$ и т.д. пропорциональны изоэнтропическим работам сжатия в ступенях. Из рисунка видно, что изоэнтропическая работа компрессора меньше суммы работ его ступеней, т.е. $\sum_{i=1}^{n} l_{из\,i} > l_{из}$» [75].

Составив очевидную пропорцию

$$l = \frac{l_{из}}{\eta_{из}} = \frac{\sum_{i=1}^{n} l_{из\,i}}{\eta_{уч}},$$

так как действительная работа процесса остаётся постоянной, не зависимо от того, через какой КПД и относительно какой идеализированной работы её определили, можно заметить, что КПД участка должен быть выше изоэнтропического

КПД, т.к. $\sum_{i=1}^{n} l_{из\ i} > l_{из}$. Мысленно увеличивая число ступеней на рис. 2.14 можно наблюдать, что линия изоэнтропического процесса в ступени всё плотнее приближается к политропе и, в пределе, при $n \to \infty$ сумма изоэнтропических работ ступеней $\sum_{i=1}^{n} l_{из\ i}$ полностью учитывает потери, вызванные дополнительной работой вследствие увеличения удельного объёма. На $p-v$ диаграмме, рис. 2.14, эта дополнительная работа Δl выделена штриховкой. Так как Δl включена в оценённую работу сжатия, данная работа является политропной, а КПД участка $\eta_{уч}$ должен учитывать только потери от трения, то есть являться политропным – выполняется условие (2.28):

$$\eta_{уч} = \eta_{пол}$$

При снижении числа участков, $\eta_{уч}$ будет падать, в пределе при $n=1$ обращаясь в изоэнтропный:

$$\eta_{уч} = \eta_{из},$$

так как в число потерь необходимо включить Δl целиком. Не смотря на равенства левых частей, правые части нельзя приравнять друг к другу, так как они получены для разных степеней повышения давления в ступени $\pi_{уч} = \sqrt[n]{\pi} = \sqrt[n]{p_к / p_н}$: в первом случае $\pi_{уч} = 1$ (процесс с бесконечно малой степенью повышения давления), во втором $\pi_{уч} = \pi$. Эти выводы так же подтверждаются в работе [76], где доказывается, что политропный КПД – КПД процесса с бесконечно малым изменением давления. На основе качественных умозаключений понятно также, что $\eta_{уч}$ зависит не только от числа ступеней, но и от степени повышения давления процесса – при $n = const$, при увеличении общей степени повышения давления на рис. 2.14, будет происходить рост степени повышения давления в ступенях, изоэнтропа ступеней будет отклоняться от политропы влево, сумма изоэнтропных работ ступеней будет включать в себя всё меньшую долю дополнительной работы Δl, $\eta_{уч}$ будет снижаться.

Необходимо получить теперь количественную зависимость $\eta_{уч} = \eta_{уч}(\pi; n)$.

Рассматривается ступень компрессора. В настоящей работе термодинамические свойства в рамках элементарного участка сжатия приняты постоянными, как и степени повышения давления и КПД всех ступеней. Выбрав произвольный рабочий участок от параметров $p_{к\,i}$ до $p_{н\,i}$, можно записать:

$$\eta_{уч} = \frac{l_{из\,i}}{l_i} = \frac{c_{p\,i}(T_{к\,из\,i} - T_{н\,i})}{c_{p\,i}(T_{к\,i} - T_{н\,i})} = \frac{(T_{к\,из\,i} - T_{н\,i})}{(T_{к\,i} - T_{н\,i})}$$

Так как изоэнтропный процесс протекает вдоль изоэнтропы $pv^k = const$, то

$$\eta_{уч} = \frac{T_{н\,i}\left[\left(\dfrac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}}\right)^{(k_i-1)/k_i} - 1\right]}{(T_{к\,i} - T_{н\,i})}$$

Обозначается разность давлений $p_{к\,i} - p_{н\,i}$ через Δp_i и разность температур $T_{к\,i} - T_{н\,i}$ через ΔT_i, тогда [77]:

$$\eta_{уч} = \frac{T_{н\,i}\left[\left(1 + \dfrac{\Delta p_i}{p_{н\,i}}\right)^{(k_i-1)/k_i} - 1\right]}{\Delta T_i}.$$

Стоящее в числителе этой формулы выражение можно разложить в ряд по степеням $\Delta p_i / p_{н\,i}$, тогда [77]:

$$\eta_{уч} = \frac{T_{н\,i}}{\Delta T_i}\left[\frac{k_i - 1}{k_i}\frac{\Delta p_i}{p_{н\,i}} - \frac{k_i - 1}{2k_i^2}\left(\frac{\Delta p_i}{p_{н\,i}}\right)^2 + \ldots\right].$$

«Предположим, что повышение давления в каждой ступени бесконечно мало, а число ступеней, соответственно, бесконечно велико. В этом случае Δp_i и ΔT_i станут величинами бесконечно малыми, и в последней формуле можно отбросить член, содержащий Δp_i в степени выше первой» [77]. Также можно опустить индексы i при температурах и давлениях. Для упрощения вывода, также предположим, что показатель изоэнтропы является постоянным не только для элементарного участка, но и для всего процесса (в таком случае он должен определиться как характерный для процесса эффективный): $k_i = const = k$. Тогда для КПД ступени будет справедлива формула [77]:

$$\eta_{уч} = \frac{k-1}{k}\frac{T_н}{p_н}\frac{dp}{dT} \tag{2.32}$$

Так как изменение в рамках одной ступени температур и давлений бесконечно мало, значения $T_н$ и $p_н$ можно считать как текущие значения давления и температуры в компрессоре [77]:

$$\frac{dT}{T} = \frac{k-1}{k\eta_{уч}}\frac{dp}{p}$$

В принятом допущении постоянства КПД участка и термодинамических свойств, это уравнение интегрируется, и получается уравнения процесса с потерями [77]:

$$\frac{T}{T_н} = \left(\frac{p}{p_н}\right)^{\frac{k-1}{k\eta_{уч}}} \tag{2.33}$$

Полученное уравнение совпадает по форме с уравнением политропы [77]:

$$\frac{T}{T_н} = \left(\frac{p}{p_н}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Следовательно, процесс сжатия воздуха в многоступенчатом компрессоре с бесконечно малым повышением давления в каждой ступени при $\eta_{уч}$=const является политропическим процессом с постоянным показателем политропы, величина которого связана с КПД участка процесса равенством [77]:

$$\frac{\gamma-1}{\gamma} = \frac{k-1}{k\eta_{уч}} \tag{2.34}$$

Воспользовавшись зависимостью (2.34), можно записать отношение изоэнтропной и действительной работы всего компрессора (2.26):

$$\eta_{из} = \frac{(T_{к\,из} - T_н)}{(T_к - T_н)} = \frac{\pi_к^{(к-1)/k} - 1}{\pi_к^{(\gamma-1)/\gamma} - 1} = \frac{\pi_к^{(к-1)/k} - 1}{\pi_к^{(к-1)/k\eta_{уч}} - 1}\ . \tag{2.35}$$

Зависимость (2.35) приведена на рисунке 2.15, КПД ступени на данном рисунке фактически является политропическим КПД. Видно, что КПД ступени равен изоэнтропическому КПД при минимальной степени повышения давления – 1, что свидетельствует о том, что политропный КПД – изоэнтропный КПД процесса с бесконечно малой степенью повышения давления. Принятая математическая

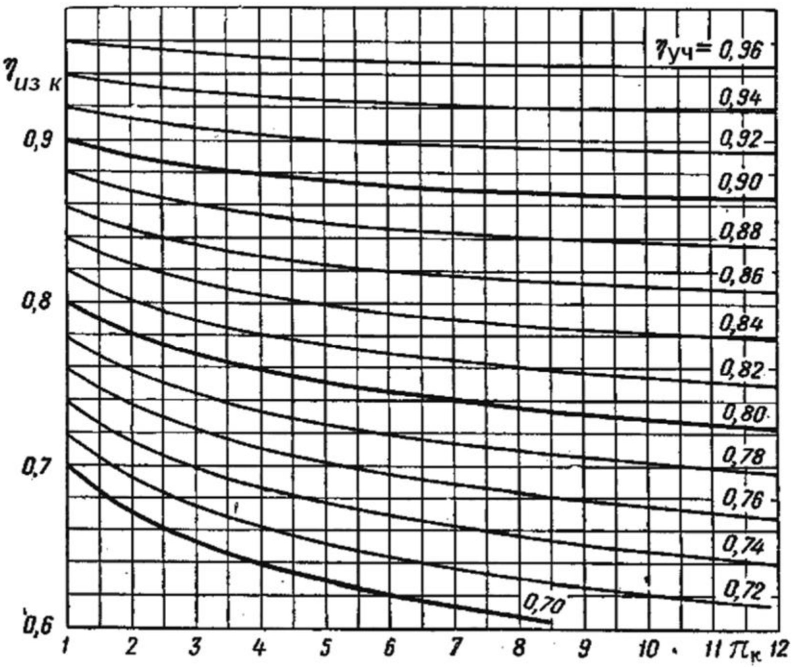


Рис. 2.15. Зависимость $\eta_{из}$ компрессора от степени повышения давления и КПД ступени при бесконечно малом изменении давления в одной ступени [77].

модель имеет конечное число ступеней, определяющее степень повышения давления в ступени $\pi_{уч} = \sqrt[n]{\pi}$ и КПД ступени, отличный от политропического $\eta_{уч} = \eta_{уч}(\bar{k}, \eta_{из}, \pi_к, n)$. Решая (2.35) относительно $\eta_{уч}$, и делая замену $e_к = \pi_к^{(к-1)/к}$, $\sqrt[n]{e_к} = \pi_{уч}^{(к-1)/к}$ можно осуществить переход к формуле связи $\eta_{уч}$ и $\eta_{из}$ при конечном числе ступеней:

$$\eta_{уч} = \frac{\sqrt[n]{e_к} - 1}{\sqrt[n]{\left[\; e_к - 1 \;/\; \eta_{из} \right] + 1} - 1} \qquad (2.36)$$

Расчёт по (2.36) приведен на рис. 2.16 линией. $\eta_{уч}$ по формуле (2.36) стремится к асимптоте, и становится постоянным после $n \approx 50$. Асимптота определяется $\eta_{уч} = \eta_{пол}$, т.е. КПД ступени с ростом n сходится к политропическому. В принятой математической модели, рис. 2.10 термодинамические свойства постоянны только в рамках элементарного участка, для всего процесса они переменны (кусочно-изоэнтропный процесс на блок-схеме рис. 2.10). Так как постоянный КПД ступени (2.36) должен быть определен перед началом расчёта по суммарной степени повышения давления $\pi_к = p_к / p_н$, показатель $\bar{k}$ в формуле (2.36) должен быть принят эффективным (постоянным, но определяющим ту же

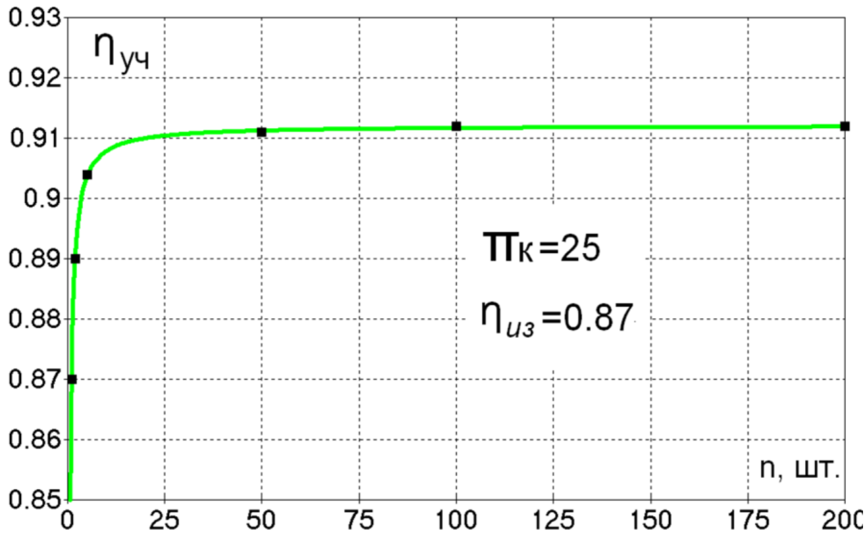


Рис. 2.16. Зависимость КПД участка от количества ступеней разбиения рабочего процесса.

(изоэнтропную работу, как в случае $k = \mathrm{var}$). Расчёты показывают, что для определения $\eta_{уч}$ с достаточной точностью можно принять $\bar{k} = \bar{k}(\bar{T}_{из})$, где средняя температура в изоэнтропном процессе $\bar{T}_{из} = (T_н + T_{к\,из})/2$, $T_{к\,из} = T_н\left(\dfrac{p_к}{p_н}\right)^{(\bar{k}-1)/\bar{k}}$. Рекурсивная задача решается методом последовательных приближений.

Для расчёта процесса с потерями, в блок-схеме, рис.2.10, формула (2.18) заменяется на (2.29), $\eta_{уч}$ предварительно рассчитывается по (2.36). Достоверность определения $\eta_{уч}$ по (2.36) можно проверить следующим образом: задавшись постоянством термодинамических свойств всего процесса ($k = k_i = const$) рассчитать действительную работу сжатия двумя способами – по общей изоэнтропной работе (при суммарной степени повышения давления π) $l = l_{из} / \eta_{из}$, и по сумме работ элементарных ступеней $\sum l = \sum\limits_{i=1}^{n} l_{из\,i} / \eta_{уч}$. Варьируя число ступеней n, КПД ступени $\eta_{уч}$ подобрать вручную так, чтобы выполнялись равенства $l = \sum l$, $\dfrac{l_{из}}{\sum\limits_{i=1}^{n} l_{из\,i}} = \dfrac{\eta_{из}}{\eta_{уч}}$ (при $k = k_i = const$ данные условия должны соблюдаться). Подобранные $\eta_{уч}$ на рис 2.16 показаны точками. Формула (2.36) справедлива для идеального газа, для реального газа точность расчёта будет определяться достоверностью оценки эффективного показателя $\bar{k}$ в формуле (2.36). Расчёт процесса сжатия воздуха с потерями различными уравнениями приведён в таблице 2.12. Исходные данные расчёта: $p_н$=0.1 МПа, $T_н$=290.0°K , $p_к$=3.0 МПа, $\eta_{из}$=0.83:

Таблица 2.12. Расчётные действительные конечная температура и работа сжатия воздуха

Способ учёта параметров рабочего тела	$T_к, {}^\circ K$	l, кДж/кг
Расчёт при k=const=1.4 по уравнению ид. газа [25]	863.92	580.5
Расчёт при $k = const = k(\bar{T})$ с рекурсивным учётом k (1.6)	832.9	566.11
Расчёт по уравнению процесса (1.12) [54]	831.25	623.547
Расчёт по диаграмме $\pi(T) - T - J$	836.8	571.8
Расчёт по малым интервалам давления	837.25	572.99

Анализируя зависимости (2.24), а также (2.34) при большом числе n для полуидеальной модели можно вывести политропную работу в ступени:

$$l_{пол\,i} = \frac{k_i \eta_{уч} z_i R}{k_i - 1} T_{н\,i} \left[\left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}} \right)^{k_i - 1/k_i \eta_{уч}} - 1 \right] \xrightarrow[n=\infty]{} \frac{\gamma_i z_i R}{\gamma_i - 1} T_{н\,i} \left[\left(\frac{p_{к\,i}}{p_{н\,i}} \right)^{\gamma_i - 1/\gamma_i} - 1 \right],$$

однако данная формула в математической модели не используется, так как при большом n политропная работа в ступени совпадает с изоэнтропной работой ступени (это так же видно из зависимости (2.28)).

Приведены зависимости $\eta_{уч} = \eta_{уч}(\bar{k}; \eta_{из}^{(т)}; \pi; n)$ для турбины без доказательства:

Полагая, что число ступеней стремится к бесконечности ($\eta_{уч} \to \eta_{пол}$) [77]:

$$\eta_{из}^{(т)} = \frac{1 - 1/\pi_т^{(\kappa-1)/k\ \eta_{уч}}}{1 - 1/\pi_т^{(\kappa-1)/k}},$$

При конечном числе ступеней, делая замену $e_т = \pi_т^{(\kappa-1)/\kappa}$, $\sqrt[n]{e_т} = \pi_{уч}^{(\kappa-1)/\kappa}$:

$$\eta_{уч} = \frac{1 - \left[1 - \eta_{из}^{(т)} \ 1 - 1/e_т \ \right]^{1/n}}{1 - 1/\sqrt[n]{e_т}} \tag{2.37}$$

Блок-схема расчёта адиабатического расширения реального газа по малым интервалам давления приведена на рисунке 2.17.

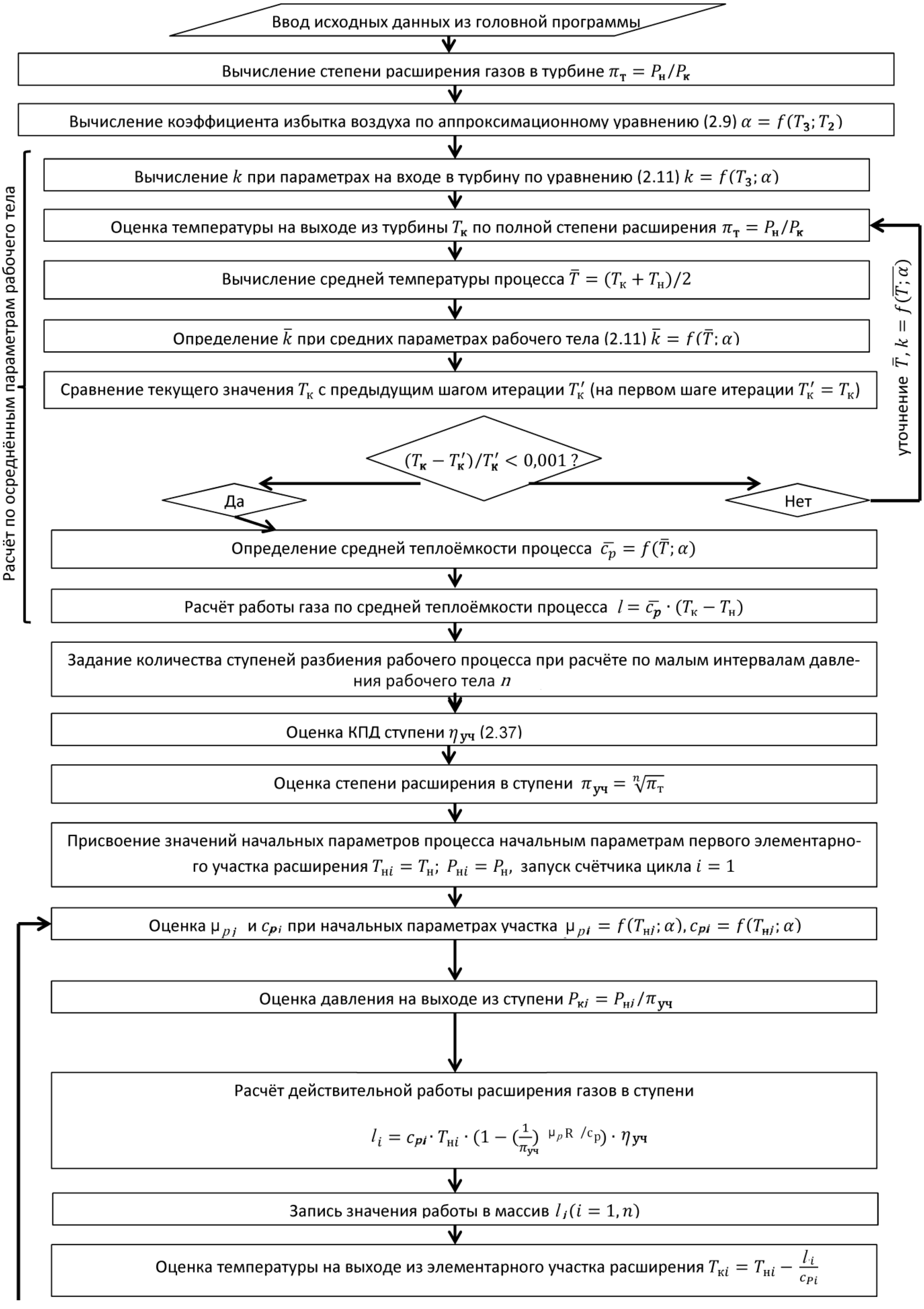


Рис. 2.17. Блок-схема расчёта необратимых процессов расширения реального газа

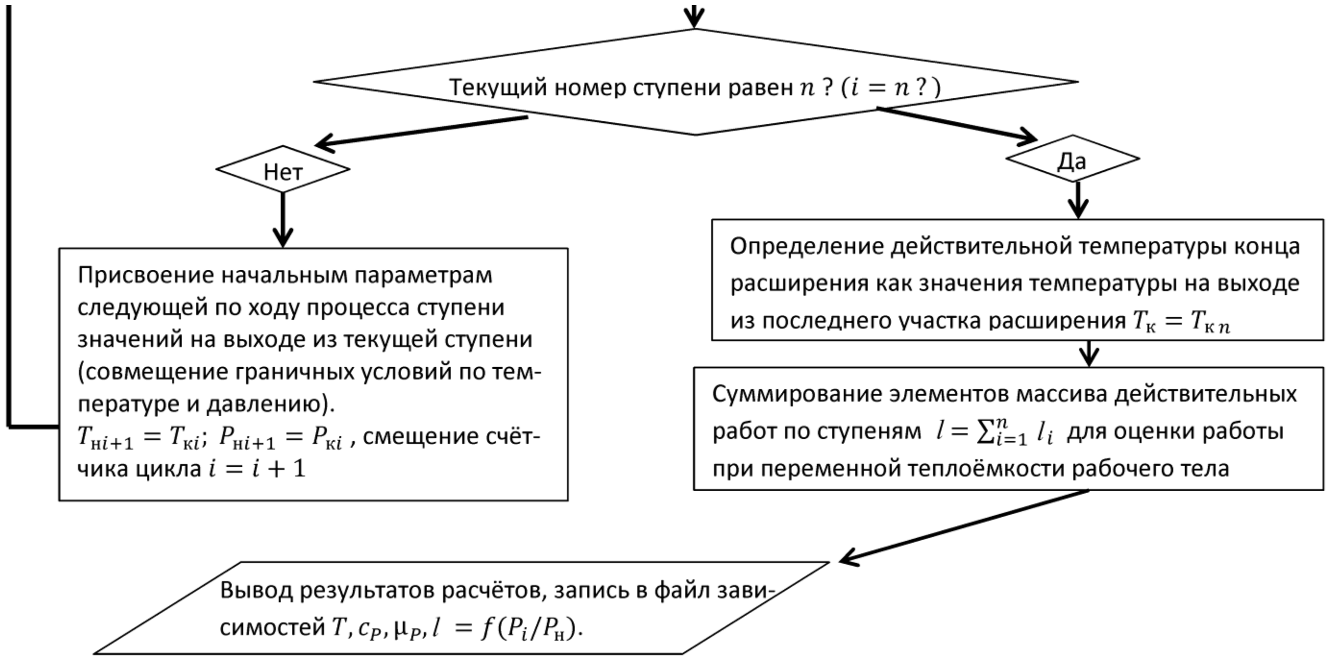


Рис. 2.17. продолжение

Расчёт реализован на языке FORTRAN. Блок-схема расчёта процесса сжатия принципиальных отличий не имеет, заменяются соответствующие термодинамические соотношения, а так же аппроксимационные зависимости термодинамических свойств рабочего тела. Расчёт основных элементов тепловой схемы СГТУ – компрессора и камеры сгорания с турбиной, оформлен в виде подпрограмм-модулей, комбинация которых, вызовом из головной программы, задает тепловую схему установки.

В таблицу 2.13 сведены результаты расчёта процессов расширения продуктов сгорания топлива состава C=0.85; H=0.15; μ=28.9 г/моль. Газ расширяется от параметров $p_н$=2.86 МПа; $T_н$=1600° K до $p_к$=0.22 МПа, коэффициент избытка воздуха α=2.85, внутренний КПД турбины $\eta_{из}$=0.92.

Таблица 2.13. Расчётные действительные конечная температура и работа расширения продуктов сгорания

Способ учёта параметров рабочего тела	$T_к$, °K	l, кДж/кг
Расчёт при k=const=1.33 по уравнению ид. газа [25]	803.54	795.36
Расчёт при $k = const = k(\bar{T})$ с рекурсивным учётом k (1.6)	937.57	817.47
Расчёт по уравнению процесса (1.12) [54]	871 ($T_{к.из}$)	-
Расчёт по диаграмме $\pi(T) - T - J$	933.0	820.45
Расчёт по малым интервалам давления	934.24	819.47

Адекватность модели проверена по экспериментальным данным. В работе [86] изучено расширение четырёх рабочих тел – воздуха, аргона, CO_2, хладагента R141b в спиральном детандере. Автор [86] представляет следующие исходные данные: экспериментально замеренные начальные и конечные температуру и давление рабочего тела, изоэнтропный коэффициент полезного действия, оценённый по разности действительных энтальпий рабочего тела. Процесс адиабатный, для каждого измерения частота вращения детандера является фиксированной. На рисунках 2.18-2.21 приведено сравнение экспериментальной и расчётной конечной температуры расширения.

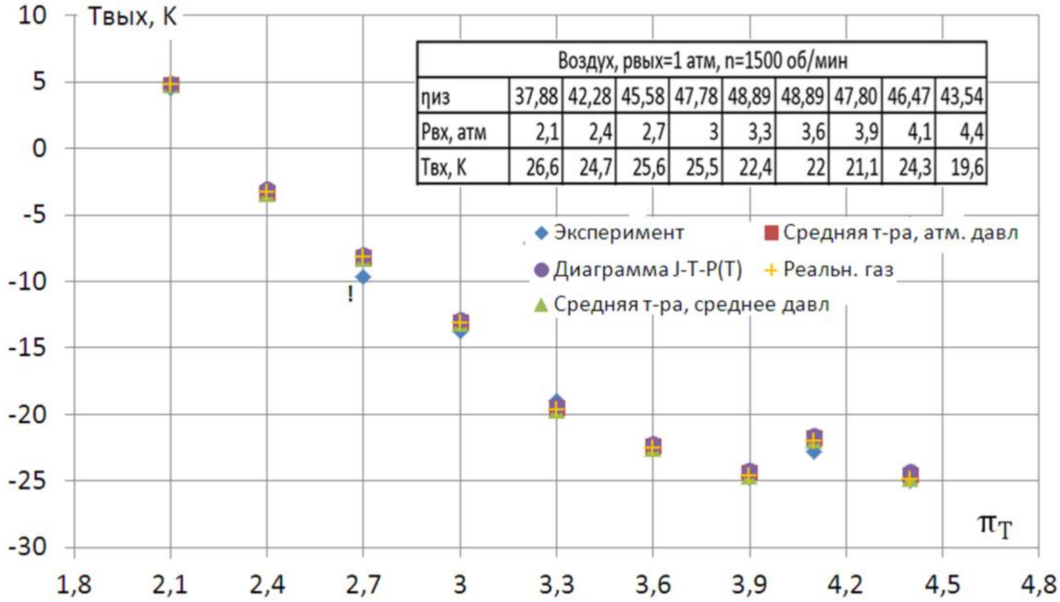


Рис. 2.18 Сравнение экспериментальной и расчётной конечной температуры расширения

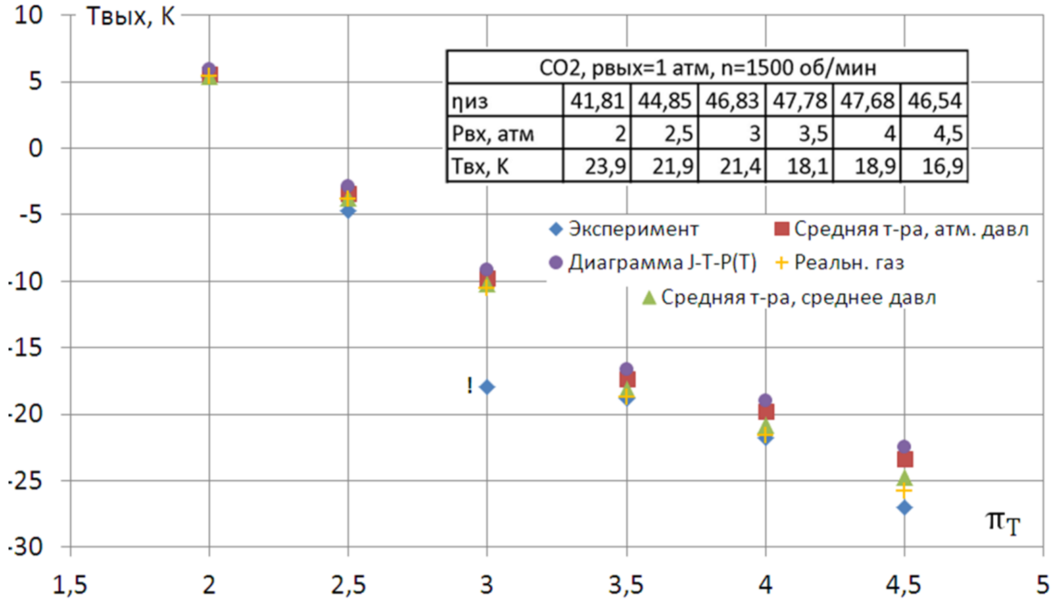


Рис. 2.19 Сравнение экспериментальной и расчётной конечной температуры расширения

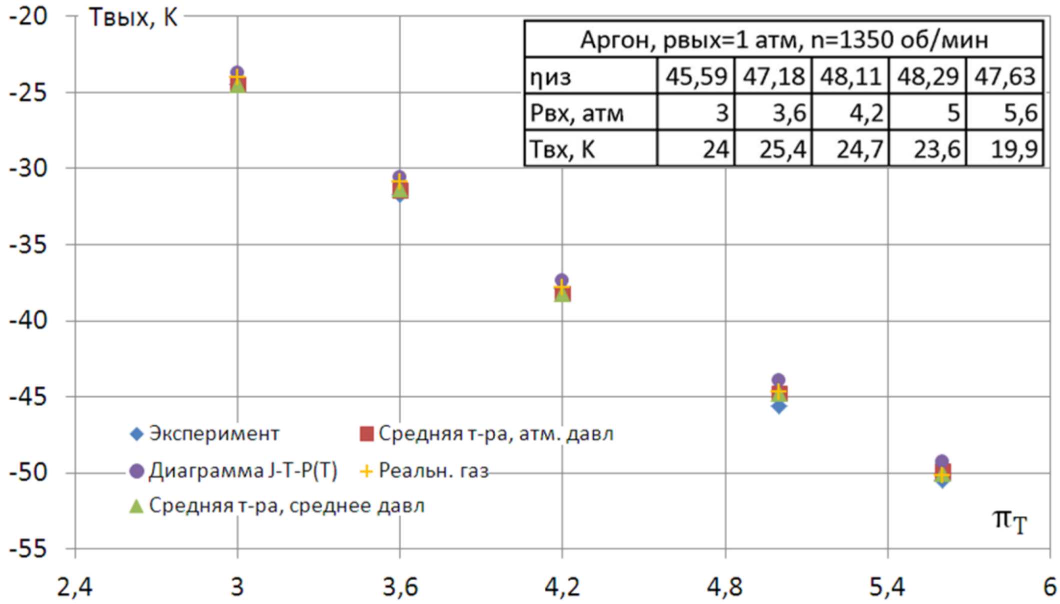


Рис. 2.20 Сравнение экспериментальной и расчётной конечной температуры расширения

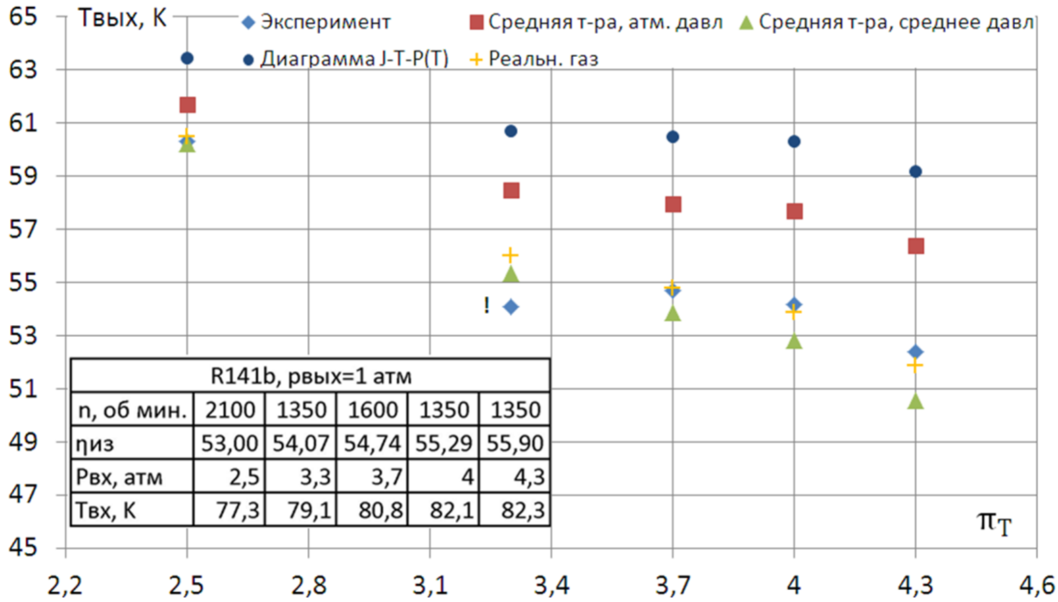


Рис. 2.21 Сравнение экспериментальной и расчётной конечной температуры расширения

Расчёт проведён: а) В авторской модели по малым приращениям давления, описанной в данной главе («реальный газ» на графиках 2.18-2.21);

б) По уравнению идеального газа, учитывая последовательными приближениями зависимость теплоёмкости от средней температуры $\bar{c}_p = \mathrm{f}(\bar{T})$ при атмосферном давлении;

в) то же, но при учёте среднего давления процесса $\bar{c}_p = \mathrm{f}(\bar{T};\bar{p})$;

г) по диаграмме температура – энтальпия – условное давление.

Исходные условия – начальное давление и температура, степень расширения, изоэнтропный КПД процесса, конечное давление

Зависимость изобарной теплоёмкости и коэффициента сжимаемости рабочих тел от температуры и давления аппроксимирована по данным [15].

Авторская модель показывает наилучший результат – относительная погрешность при определении перепада температур расширения не превышает 2,7 %, таблица 2.14. $\pi_{т}$ - степень расширения.

Таблица 2.14. Максимальная погрешность определения перепада температур расширения, %, по моделям в сравнении с экспериментом: 1 – авторская; 2 - идеальный газ с определением c_p по средней T; 3 – то же по средней T и p; 4 - диаграмма

Вещество	$\pi_{т}$	1. Авт.	2. $c_p(T)$	3. $c_p(T;p)$	4. - -
Аргон	3-5,6	1,39	1,27	1,23	2,38
Воздух	2,1-4,4	1,69	2,34	1,85	2,76
CO2	2-4,5	2,69	8,31	5,24	10,25
R141b	2,5-4,3	1,67	13,24	6,22	22,68

Восклицательным знаком на графиках 2.18-2.21 выделены подозрительные точки, вероятно связанные с погрешностью эксперимента (из таблицы 2.14 исключены). Высокая погрешность расчёта по J-T-$\bar{p}(T)$ – диаграмме на R141b связана с тем, что данная диаграмма рассчитывает только изоэнтропный процесс, переход к действительным параметрам осуществляется впоследствии через изоэнтропический КПД. Действительный процесс на R141b в [86] проходит на границе фазовой кривой. Изоэнтропный процесс на некоторых участках расширения проходит в области жидкой фазы, из-за чего возникает погрешность при непрерывном (в отличие от расчёта по средним параметрам) определении изобарной теплоёмкости.

В чём заключаются преимущества разработанной модели расчёта процессов расширения и сжатия:

1) Учёт переменности термодинамических свойств путём их непрерывной оценки; учёт отклонения процессов расширения и сжатия реального газа от адиабаты Пуассона введением коэффициента сжимаемости газа в расчётные соотношения;

2) Возможность оценки изоэнтропного КПД произвольного участка рабочего процесса как отношение его изоэнтропной работы к действительной при произвольном перепаде давления. Пример: при разделении компрессора,

имеющего определённый $\eta_{из}$, на два каскада без учёта потерь давления и изменения температуры при перетоке рабочего тела из одного в другой, очевидно, работа сжатия неразделённого и двухкаскадного компрессора должна быть одинакова. Если принять $\eta_{из}$ каскадов неправильно (например, равными $\eta_{из}^{(1)} = \eta_{из}^{(2)} = \eta_{из}$ или, например, через их произведение $\eta_{из}^{(1)} \cdot \eta_{из}^{(2)} = \eta_{из}$), условие равенства работ выполнятся не будет, так как $\eta_{из}$ каскадов компрессора имеют более высокий общий $\eta_{из}$, пропорциональный степени повышения давления и начальным температурам сжатия. Это наиболее простой случай. В более сложном случае между каскадами осуществляется охлаждение рабочего тела. То есть, стоит задача связи $\eta_{из}$ компрессора и $\eta_{из}$ его каскадов – проектирование компрессора с ПО на заранее заданный изоэнтропный КПД не зависимо от степени охлаждения и соотношения степеней повышения давления. Задача решена в главе 3.2 диссертационной работы

3) Возможность расчёта при переменной массе и составе рабочего тела. Так как рабочий процесс рассматривается в своих промежуточных состояниях, с любого момента изменения давления рабочего тела в математическую модель можно ввести новые аппроксимационные зависимости индивидуальных термодинамических свойств. Например, воспользовавшись правилом для смесей при определении k и c_p, рассчитать процессы впрыска в проточную часть компрессора или газовой турбины веществ, улучшающих термодинамические характеристики агрегата.

4) Возможность расчёта адиабатических процессов рабочих тел, термодинамические свойства которых не поддаются аналитической аппроксимации. Например, поведение теплоёмкости при фазовом переходе описывается сложным уравнением. В принципе, так как термодинамические свойства рабочего тела в рамках элементарного участка процесса принимаются постоянными, расчёт по малым интервалам давления может вестись путем обращения к табличному массиву данных, без их аппроксимации.

ВЫВОД

Усовершенствованный метод расчёта процессов расширения и сжатия по малым приращениям давления позволяет:

1) Комплексно учесть неидеальные свойства газов:

- Переменность теплоёмкости за счёт её расчёта в промежуточных состояниях процесса при его разбиении на малые участки;

- Влияние удельного объёма на внутреннюю энергию рабочего тела за счёт применения уравнения процесса реального газа к малому участку.

2) Достоверно оценить действительную работу с учётом необратимости процесса за счёт установления связи между изоэнтропическими КПД целого процесса и его элементарного участка.

ГЛАВА 3. ОПТИМИЗАЦИЯ СТЕПЕНИ ПОВЫШЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В КАСКАДАХ ДВУХКАСКАДНОГО КОМПРЕССОРА ГТУ С УЧЁТОМ НЕИДЕАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ГАЗА

Глава 3.1. Оценка сопротивления промежуточного охладителя при моделировании ГТУ

Промежуточный воздухоохладитель (промежуточный охладитель – ПО, холодильник) необходим для охлаждения циклового воздуха в компрессоре. Встраивается между каскадами компрессора, которых бывает обычно не более трех [82]. Экономия мощности на привод компрессора достигается за счёт снижения объёмного расхода в каскадах, идущих после охладителя [79]. ПО является рекуперативным теплообменником, сжатый воздух отдает тепло воде. Недостаточная теплоотдача со стороны воздуха компенсируется развитием воздушной стороны поверхности теплообмена путем выполнения оребрения различных типов [89]. Вследствие высокой температуры насыщения водяных паров, соответветствующей высоким давлениям, при охлаждении воздуха возможна их конденсация, поэтому может применяться сепарация. Компоновка промежуточного охладителя по отношению к компрессору может быть как встроенной (проточные части ПО и компрессора совмещены, применяется преимущественно в установках замкнутого цикла и транспортных ГТУ), так и выносной, с подводом и отводом воздуха отдельными патрубками (например, как в мощной ГТУ GE LMS 100) [98]. Естественно, конструктивная проработка компрессора должна учитывать дизайн и расположение промохладителя, влияние его на нагружение элементов ГТУ, удобство обслуживания, равномерный подвод воздуха в сборные улитки и патрубки [79]. Напротив, при тепловом расчёте, влияние промохладителя на компрессор будет сказываться лишь на снижении давления и температуры воздуха после группы ступеней, за которой включен охладитель. Возможно изменение влажности воздуха при его охлаждении в ПО.

Температура охлажденного в ПО воздуха зависит от интенсивности теплообмена, площади теплопередающих поверхностей и исходной температуры охлаждающей воды. При расчёте стационарных ГТУ во избежание недопустимого увеличения габаритов холодильников, степень недоохлаждения, т.е. разность температур охлажденного воздуха и воды на входе, принимают не ниже 7-15 ˚С [80]. Среднегодовая температура охлаждающей воды в средней полосе европейской части России существенно зависит от типа системы технического водоснабжения (СТВ) [81]:

8-12 ˚С для прямоточных систем

10-14 ˚С для оборотных систем с прудом-охладителем

18-22 ˚С для оборотных систем с градирнями или брызгальными бассейнами. Для отвода теплоты воздухоохладителей, СТВ обычно выполняется по оборотной схеме, включающей в себя градирни, в том числе вентиляторные и сухие градирни [2].

При изучении термодинамических процессов в установках с промежуточным охлаждением воздуха внимания заслуживает гидравлическое сопротивление теплообменника. При проектной проработке оно известно по результатам конструктивного расчёта, либо технико-экономического анализа – в литературе приведен целый ряд методов оценки влияния сопротивления теплообменника на мощность и термический КПД ГТУ [80, 26, 82 и др.]. При тепловом расчёте возникает потребность принять какую-либо характерную величину сопротивления холодильника, основанную на анализе установок подобной компоновки и мощности, либо по рекомендациям. В книге [83] при эскизном проектировании ГТУ предлагается задаваться потерями в промежуточном охладителе в пределах 1-1.5 % в процентах от абсолютного давления на входе в теплообменник. В работе [84] «допустимые потери по воздушной стороне составляют 1.5 %». Из работы [85]: в рациональных конструкциях воздухоохладителей принято допускать: $\Delta p_{ПО} / p_0 = 0.05$, где $\Delta p_{ПО}$ - гидравлическое сопротивление воздухоохладителя, p_0 - начальное давление сжатия. В работе [80] в качестве исходных значений при проектировании ПО ГТУ предлагается принимать интервал сопротивления $\Delta p_{ПО}$=250-1000 мм.вод.ст. (2452-9807 Па).

В силу разных конструктивных особенностей и условий работы (приоритета тех или иных факторов – гидравлического сопротивления, массы, объёма, удобства и типа размещения) нет возможности установить однозначную функциональную связь между потерями давления и характеристиками ГТУ – степенью повышения давления в первом каскаде, мощностью ГТУ, расходом воздуха. Естественно в расчётах принять среднее, а лучше максимальное значение $\Delta p_{ПО}$, наблюдаемое в действующих установках, дабы влияние сопротивления теплообменника на процессы в ГТУ было максимально полным.

Таблица 3.1. Характеристики промежуточных охладителей компрессоров некоторых ГТУ

Модель	ГТ-700-12-М [27]	ГТ-25 [27]	ГТ-12-3 [27]	ГТУ-50-800 [27]	АК-10/12 [27]	ГТ-100-750 * [8]	ГТУ 3,6 МВт [91]
Производитель	НЗЛ	ЛМЗ	ЛМЗ	ХТГЗ	Эшер-Висс	ЛМЗ	Проект
Мощность, МВт	10,6	25	12	50	10	100	3,675
Расход воздуха,кг/с	90	197	87,5	180	92	435	25,2
Степень повышения давления в компрессорах:							
КНД	3	3,15	2,39	2,5	2,54	4,3	2,8
КСД	2,25	3,4	2,08	2,8	2,05	6,3	—
КВД	—	—	2,6	2,3	—		—
КПД компрессора							
КНД	89	86,5	88	89	86	88	—
КСД	88	84,5	90	86	81	86	—
КВД	—	—	85	84	—	—	—
	25	25	20	20	10	22	15,6
Степень охлаждения, %	78	90	ВОНД/ВОВД 89/91	ВОНД/ВОВД 90/89	Предв/пром 96/92	0,95-0,96	90
	25	12	11/9,5	5-8/11-15	5,5-6/9	25	8,4
Потери давления Δp*/p, %	2,8	2,8	0,8/0,9	2,5-3,0/2,0	1,0/0,3	3	4,057
* Для ВО ГТ 100-750 даются суммарные характеристики двух секций охладителя							

Исходя из того, что условия теплообмена в ПО благоприятные (вследствие эффективных поверхностей теплообмена с развитым оребрением и повышенным давлением воздуха [8]) сопротивление $\Delta p_{ПО}$ относительно невысокое, табл.3.1. Основное влияние на рабочий процесс компрессора оказывает не снижение давления воздуха за охладителем, а его охлаждение, поэтому абсолютная величина $\Delta p_{ПО}$ не столь важна, важен её порядок. Исходя из приведённых рекомендаций при тепловом расчёте, а также обзора таблицы 3.1 выбор относительного сопротивления теплообменника равным 3% кажется оптимальным. Относительно-высокие потери в воздухоохладителе установки ГТ-100 объясняются его конструкцией: ПО разделён на две секции – теплофикационную, для снабжения потребителя тепловой энергией, отобранной от сжатого воздуха, и циркуляционной, связанной с прудом-охладителем.

Выборка таблицы 3.1 охватывает диапазон мощностей 5-100 МВт, установки открытого цикла с ПО свыше 100 МВт находятся только на стадии проектов (например, ГТУ 200-750), менее 5 МВт – транспортные и приводные ГТУ. Необходимо экстраполировать мощность за пределы, приведённые в таблице 3.1, проведением моделирования теплообменника ГТУ в условиях изменения входного давления p_{21}, рис. 3.1.

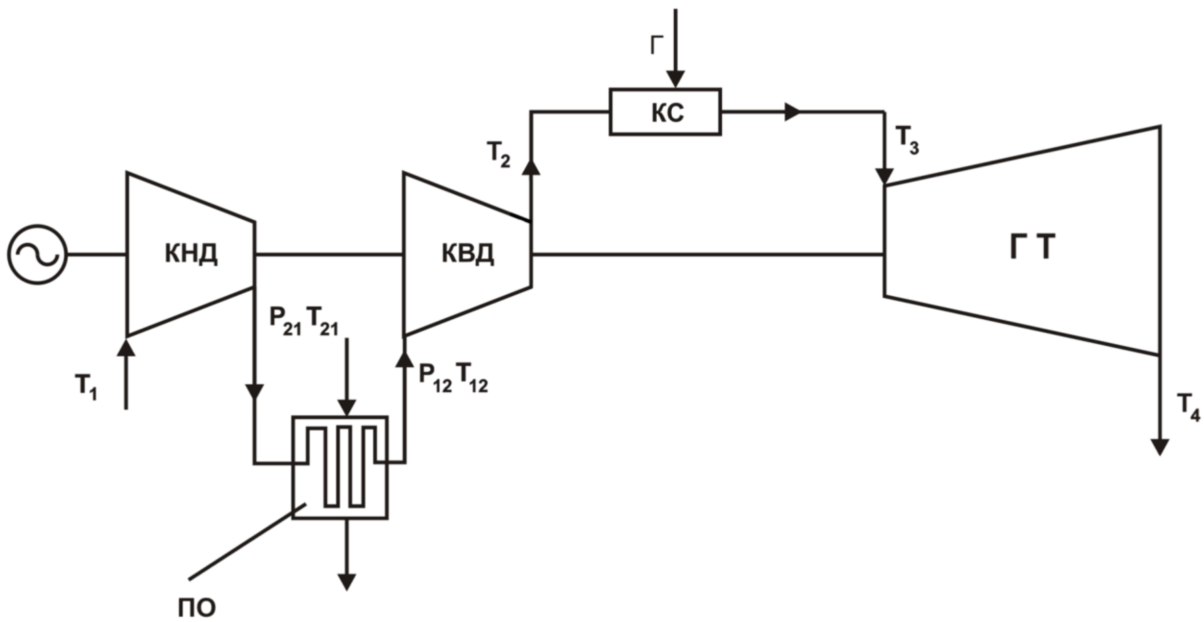


Рис. 3.1. Тепловая схема ГТУ открытого цикла с промежуточным охладителем

Изучение сопротивления теплообменника производилось вариацией начального давления воздуха на входе в ПО в диапазоне, соответствующим степени повышения давления предвключённого компрессора $p_{21} / p_1 = 2 \ldots 24$. Температура t_{21} подбиралась согласно политропической зависимости

$$T_{21} = T_1 / \left(\frac{p_{21}}{p_1} \right)^{(\gamma - 1)/\gamma},$$

КПД процесса сжатия, определяющий величину показателя γ, принят равным 0,87. Начальные параметры воздуха T_1 приняты стандартными по ISO 2314, расход воздуха в теплообменнике – 150 кг/с. В качестве прототипа конструкции выбран промежуточный охладитель установки ГТ-100, рис.3.2.

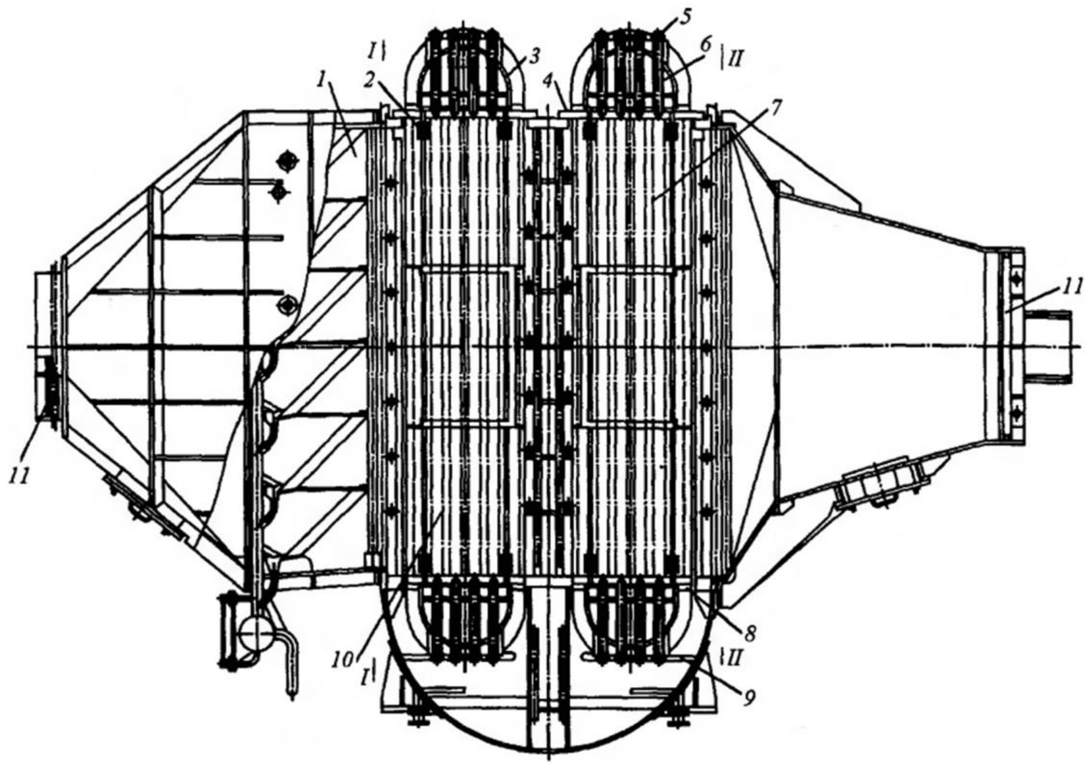


Рис. 3.2. Воздухоохладитель ГТУ ГТ-100-750 [82]:
1 - влагоотделитель (сепаратор); 2 - трубный пучок; 3 - коллектор; 4 - верхняя трубная доска; 5-стяжные болты; 6 - распорные втулки; 7 - теплофикационная секция; 8 -нижняя трубная доска; 9 -дренажный клапан; 10- циркуляционная секция; 11 -концевая заглушка

Охладитель с перекрестной схемой движения теплоносителей и типовой поверхностью теплообмена ВО-3 [29]. Давление на входе в воздухоохладитель соответствует давлению на выходе из первого каскада компрессора, и в случае принятого в данной работе расчёта максимальное его значение ($\pi_{\kappa}^{(1)} = 25$)

соответствует очень мощной установке и выходит далеко за пределы таблицы 3.1. Например, у ГТ-100-750 степень поаышения давления в компрессоре низкого давления (КНД) составляет 4,3 [87]. Охлаждение воздуха происходит технической водой с начальной температурой $t_{x.в} = 285\ K\,(12°C)$. Температура охлажденного в ПО воздуха t_{12} принималась на 5% больше температуры холодной циркуляционной воды (t_{12}=302,4 К), так как это минимальная величина охлаждения, подобранная опытным путем, не приводящая к резкому росту потребной площади поверхности теплообмена. Недоохлаждение составило 302,4-285=17,4 К. Исходя из начальных данных проектирования, широкое распространение в практике конструирования воздухоохладителей ГТУ получили два подхода – по заданным потерям давления теплоносителей, либо по заранее определённому объёму матрицы теплоносителя [88]. Так как необходимо проанализировать потери в теплообменнике в зависимости от степени повышения давления в первом каскаде компрессора, выбран второй вариант при зафиксированном объёме матрицы теплообменника $V = 3$ м^3. Методика расчёта подробно приведена в книге [29, стр.154]. Расчёт реализован на языке FORTRAN, теплофизические свойства воздуха определялись интерполяцией из массива табличных данных, для воды использовался расчётный модуль, разработанный в КГЭУ. Скорость воды в теплообменных трубках принималась равной $w_в$=2 м/с, её водяной эквивалент $\overline{W}$=5, скорость охлаждаемого воздуха не выходила за рекомендованные пределы (10-15 м/с [8]).

На рисунках 3.3, 3.4 представлены зависимости, полученные в ходе теплогидравлического расчёта ПО. Относительные потери на рис. 3.3 определялись как отношение гидравлического сопротивления теплообменника к входному давлению по воздуху $\delta = \Delta p_{ПО} / p_{21}$. Абсолютные значения потерь растут интенсивно до $\pi_к^{(1)}$=10, в дальнейшем потери от увеличивающейся густоты решеток (рис. 3.4) компенсируются снижением скорости газов из-за роста давления на входе в теплообменник. В интервале $\pi_к^{(1)} = 2 \ldots 4$ наблюдается интенсивный рост относительных потерь σ, это значит, что сопротивление

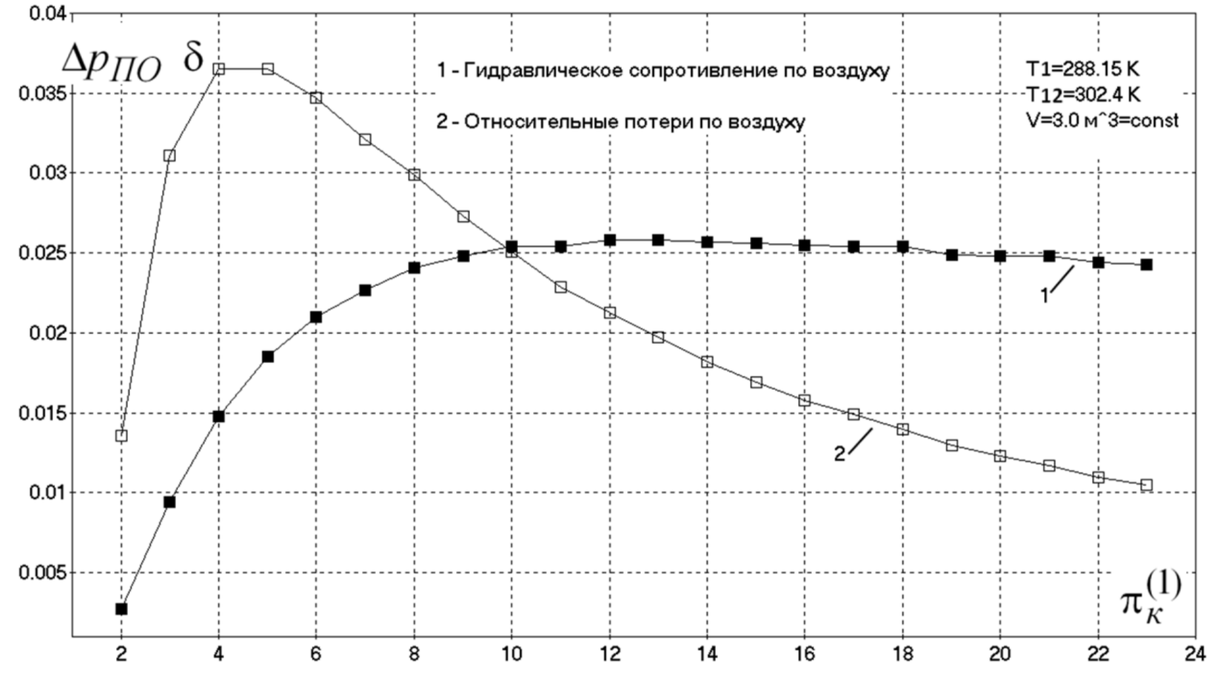


Рис. 3.3. Зависимость абсолютных, МПа, и относительных гидравлических потерь в ПО от степени повышения давления в предвключённом компрессоре.

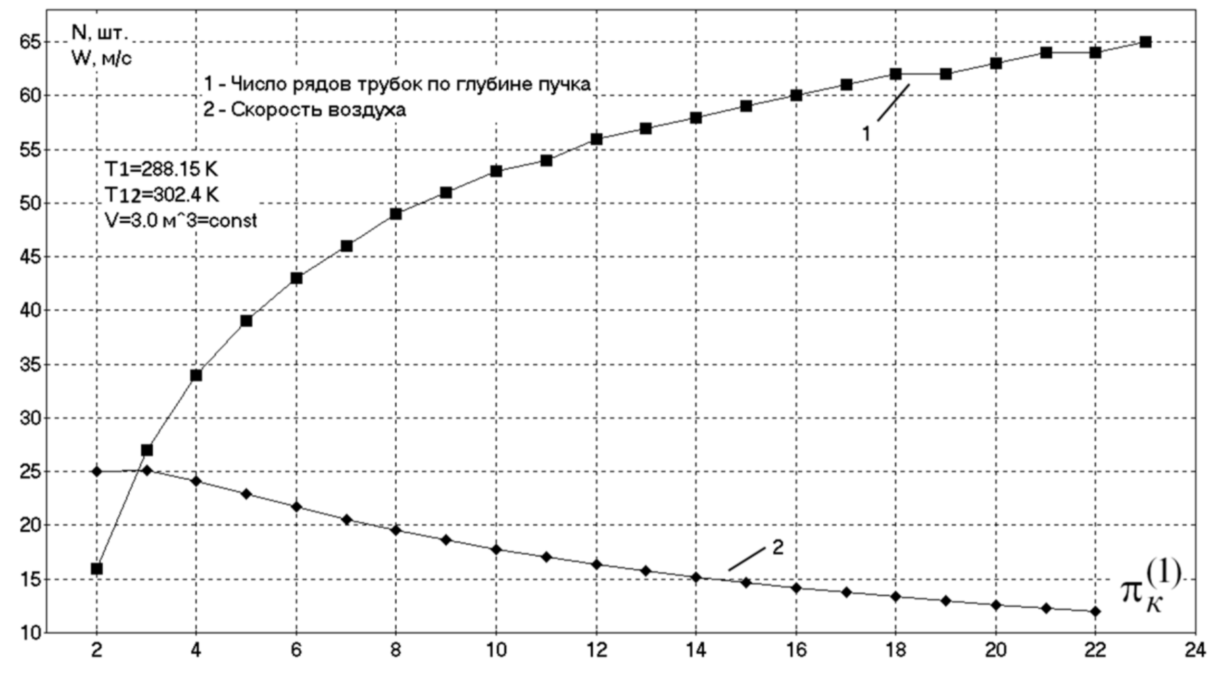


Рис. 3.4. Зависимость числа рядов теплообменных трубок и скорости воздуха в ПО от степени повышения давления в предвключённом компрессоре.

теплообменника изменяется быстрее давления воздуха на входе в него при увеличении $\pi_к^{(1)}$. Число рядов трубок по глубине пучка растёт с ростом $\pi_к^{(1)}$, так как требуется отвести больше тепла от рабочего тела, тепловая нагрузка растёт.

На практике интересен интервал изменения степени повышения давления в первом каскаде от 2 до 8, так как оптимальное по мощности ГТУ распределение степеней повышения давления по известным методикам подразумевает примерное равенство степеней повышения давления в каскадах (соответственно, например, при степени повышения давления в КНД $\pi_к^{(1)} = 8$ суммарная степень повышения давления в целом, двухкаскадного компрессора, составит ≈64). В данном интервале, рис. 3.3, относительное изменение сопротивления теплообменника составляет от 1,4 до 3,7 %, что согласуется с параметрами действующих установок и рекомендациями при тепловом расчёте. Ранее сделанный выбор величины сопротивления теплообменника на уровне 3% без его функциональной привязки к какому-либо параметру ГТУ является обоснованным.

Глава 3.2 Математическая модель расчёта газотурбинной установки с промежуточным охлаждением воздуха

Рассмотрим процесс сжатия воздуха в компрессоре с холодильником. Допустим, что воздух в ПО охлаждается до начальной температуры $t1$. Диаграмма сжатия в $p-v$ координатах приведена на рис. 3.5.

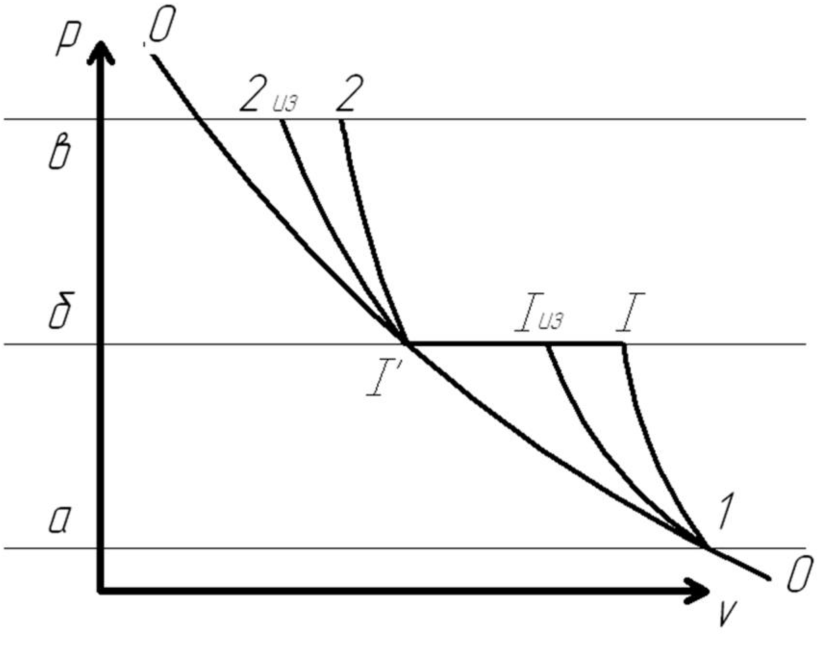


Рис. 3.5. Процесс сжатия воздуха с промежуточным охлаждением

Здесь $0-0$ - изотерма начальной температуры $t1$. $1-\text{I}$ и $1-\text{I}_{ИЗ}$ - действительный и изоэнтропный процессы сжатия в первом каскаде, $\text{I}-\text{I}'$ - изобарное охлаждение воздуха в теплообменнике (в действительности имеются потери давления в результате гидравлического сопротивления ПО), $\text{I}'\!-\!2_{ИЗ}$ и $\text{I}'\!-\!2$ - изоэнтропное и действительное сжатие во втором каскаде.

Тепловой расчёт компрессора с промохлаждением в изоэнтропных параметрах в целом ничем не отличается от расчёта простого компрессора – дополнительно учитываются только гидравлические потери давления и падение температуры воздуха в сечении процесса, где включен охладитель. При учёте диссипации энергии посредством изоэнтропного КПД возникает проблема определения КПД каскадов компрессора. Схема установки приведена на рис. 1.1. При тепловом расчёте известен изоэнтропный КПД всего агрегата – возникает проблема соотношения между КПД отдельного каскада и компрессора в целом, так как каскады рассчитываются по отдельности. Данной задачей пренебрегают многие авторы, распределяя КПД ошибочно [31], [32], либо принимая эффективность каскадов безосновательно [90]. Формально, диссипацию можно учесть следующими способами:

а) применением отличного от показателя идеальных процессов k показателя политропы γ (для компрессора $\gamma > k$), предполагая, что процесс происходит при постоянном γ. В работе [5] предложено:

$$\gamma = \frac{\ln \pi_К}{\ln \pi_К / A}, \tag{3.1}$$

где комплекс A:

$$A = 1 + (\pi_К^{(\bar{k}-1)/\bar{k}} - 1) / \eta_{ИЗ.К}.$$

Показатель γ принимается постоянным для обоих каскадов компрессора, $\bar{k}$ - эффективное значение показателя изоэнтропы;

б) введением изоэнтропного КПД $\eta_{ИЗ} = L_{ИЗ} / L$, что в конечном итоге при расчёте по малым изменениям давления приведет к необходимости распределения изоэнтропного КПД агрегата $\eta_{ИЗ}$ между элементарными участками расчёта $\eta_{\text{уч}}$

(см. главу 2.3), при этом данная задача разрешима, только если $\eta_{уч}$ принимается постоянным для всего агрегата, не зависимо от каскада компрессора.

Два метода тождественны друг другу, так как имеется связь (2.34):

$$\frac{\gamma-1}{\gamma}=\frac{k-1}{k}\cdot\frac{1}{\eta_{уч}}$$

Для учёта необратимых потерь в работе будет использоваться изоэнтропный КПД элементарного участка, однако для наглядности автор приводит также последовательность действий оценки КПД каскадов при учёте потерь с помощью показателя политропы (на рисунке 3.6 представлена зависимость (3.1) [5]):

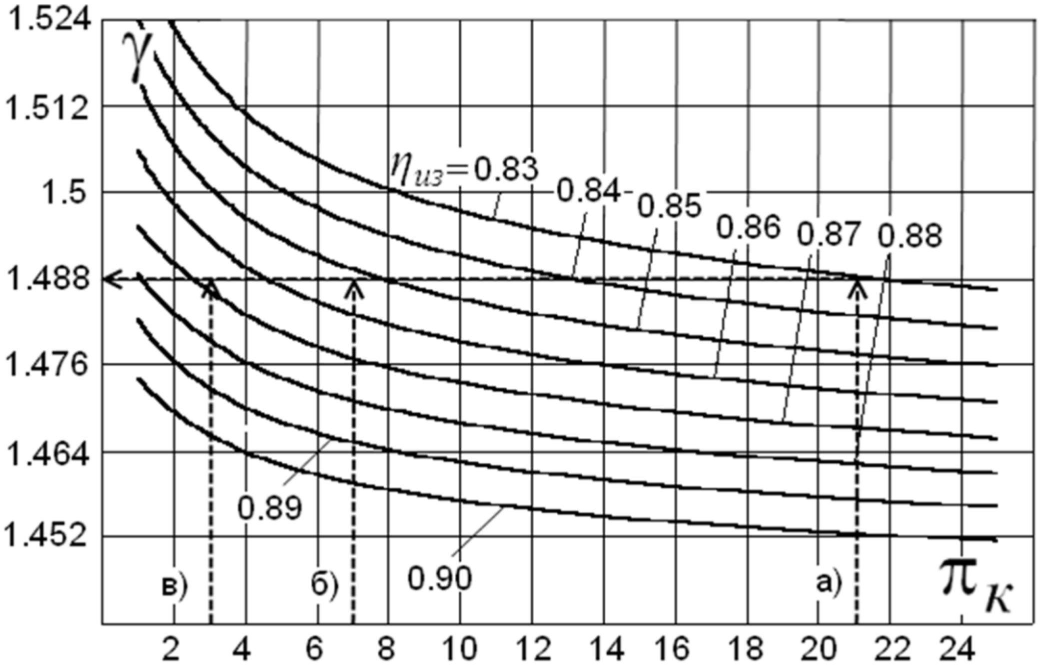


Рис. 3.6. Показатель политропических процессов сжатия [5]

1) по известной общей степени повышения давления $\pi_к$ и изоэнтропному КПД агрегата определяется показатель политропы γ (в примере $\pi_к$=21, $\eta_{ИЗ}$=0,83), линия а;

2) при известном показателе политропы решается обратная задача – исходя из степеней повышения давления каскадов, определяется их изоэнтропный КПД (в примере $\pi_к^{(1)}$=3, $\pi_к^{(2)}$=7), линии б и в. Легко заметить, что КПД каскадов выше изоэнтропного КПД всего агрегата.

Когда расчёт ведётся по малым изменениям давления, необратимые потери можно учесть с помощью изоэнтропного КПД элементарных ступеней. Связь $\eta_{ИЗ}$ и $\eta_{\text{уч}}$ показана в главе 2.3. Порядок определения изоэнтропного КПД каскадов:

1) по формуле (2.36) определяется изоэнтропный КПД элементарной ступени при общей степени повышения давления компрессора:

$$\eta_{\text{уч}} = \frac{\sqrt[n]{\pi_{к}^{(\bar{k}-1)/\bar{k}}} - 1}{\sqrt[n]{\left[\left(\pi_{к}^{(\bar{k}-1)/\bar{k}} - 1\right) / \eta_{из}\right] + 1} - 1},$$

где n - число элементарных ступеней компрессора;

2) определяется степень повышения давления в элементарной ступени $\pi_{\text{уч}} = \sqrt[n]{\pi_{к}}$, постоянная величина;

3) определяется число элементарных ступеней, укладывающихся в первый каскад:

$$n1 = \log_{\pi_{\text{уч}}} \pi_{к}^{(1)},$$

с округлением до ближайшего целого;

4) решается обратная задача – по известному КПД ступени, являющемуся постоянным для процесса, степени повышения давления и числу элементарных ступеней первого каскада определяется его изоэнтропный КПД:

$$\eta_{ИЗ}^{(1)} = \frac{\pi_{к}^{(1)(k1-1)/k1} - 1}{\left(1 + \dfrac{\sqrt[n1]{\pi_{к}^{(1)(k1-1)/k1}} - 1}{\eta_{\text{уч}}}\right)^{n1} - 1},$$

здесь $k1$ - эффективный показатель изоэнтропы в интервале рабочего процесса первого каскада компрессора;

5) определяется число элементарных ступеней второго каскада

$$n2 = n - n1;$$

6) обратная задача решается повторно по данным второго каскада

$$\eta_{ИЗ}^{(2)} = \frac{\pi_{к}^{(2)(k2-1)/k2} - 1}{\left(1 + \dfrac{\sqrt[n2]{\pi_{к}^{(2)(k2-1)/k2}} - 1}{\eta_{\text{уч}}}\right)^{n2} - 1}.$$

Если число элементарных ступеней достаточно большое ($n1$ и $n2$ больше 6-7 [77]) приближённо можно пользоваться графической зависимостью (2.15). В первом и втором методе распределения КПД между каскадами, γ и $\eta_{уч}$ соответственно, оставаясь постоянными, задают наклон политропы в $p-v$ координатах.

Одним из критериев достоверности при проверке распределения КПД между каскадами является численный эксперимент: двухкаскадный компрессор с промежуточным холодильником рассчитывается при обнулённой степени охлаждения (температура на выходе из первого каскада равна температуре на входе во второй), и нулевым сопротивлением теплообменника. Естественно, работа сжатия в таком компрессоре должна быть равна работе однокаскадного компрессора с той же степенью повышения давления, изоэнтропным КПД и начальными параметрами сжатия. Несогласование может произойти из-за не учёта того факта, что суммарная изоэнтропная работа двух каскадов больше изоэнтропной работы неразделённого агрегата, рисунок 3.7, разница в изоэнтропных работах равна заштрихованной площади.

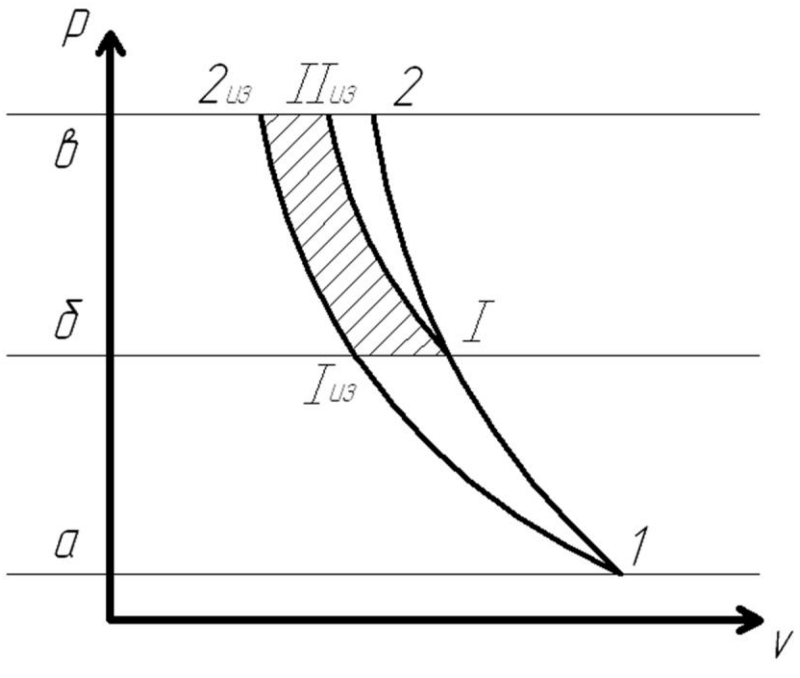


Рис. 3.7. Процесс сжатия в двухкаскадном компрессоре без промохладителя

Как расчёт с использованием показателя политропы, так и расчёт по малым интервалам давления данную проверку выдерживают. На рисунке 3.8 представлена блок-схема теплового расчёта газотурбинной установки с промежуточным охлаждением воздуха по малым интервалам давления.

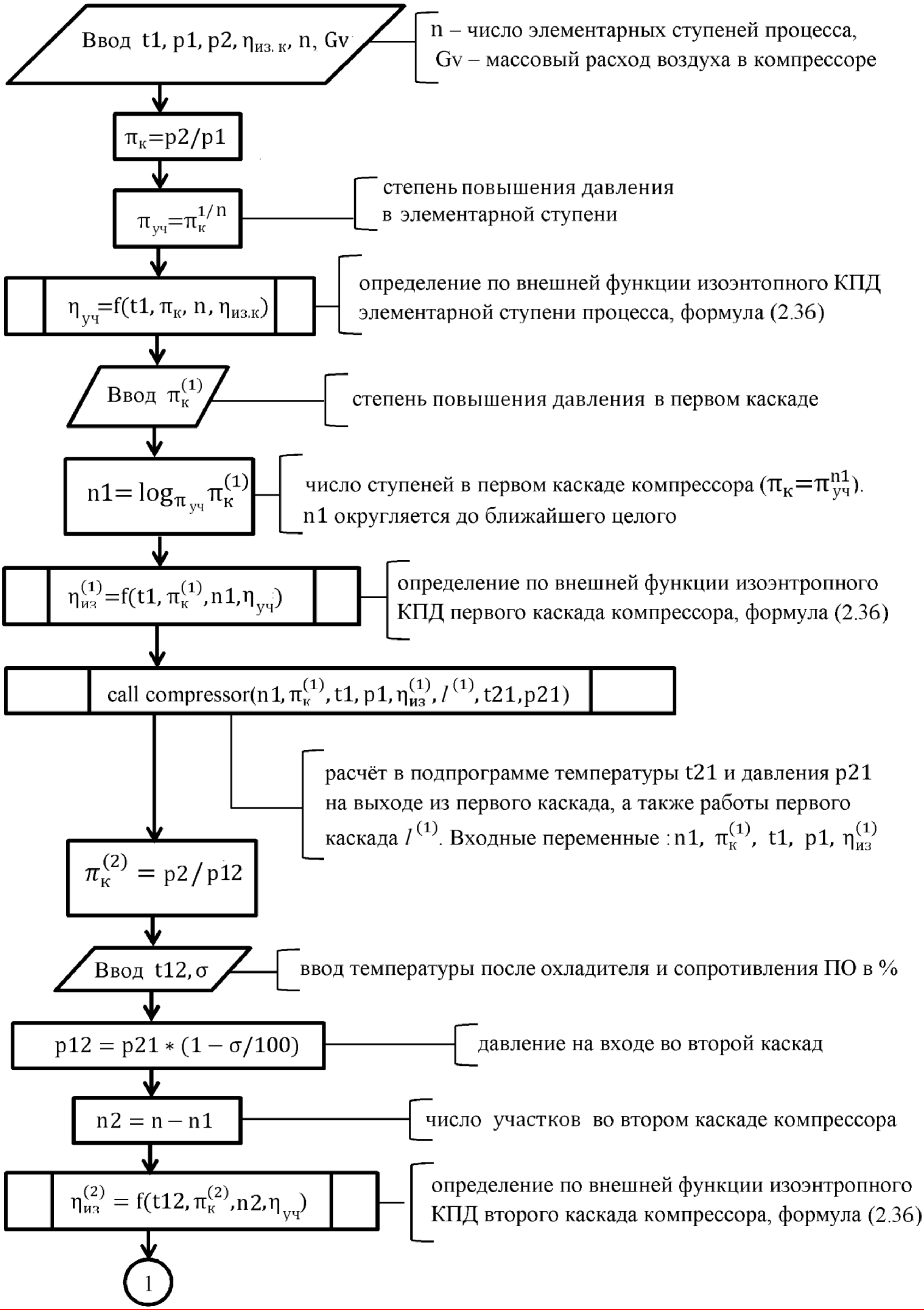


Рисунок 3.8 Блок-схема расчёта ГТУ с промежуточным охлаждением воздуха

Рисунок 3.8 продолжение

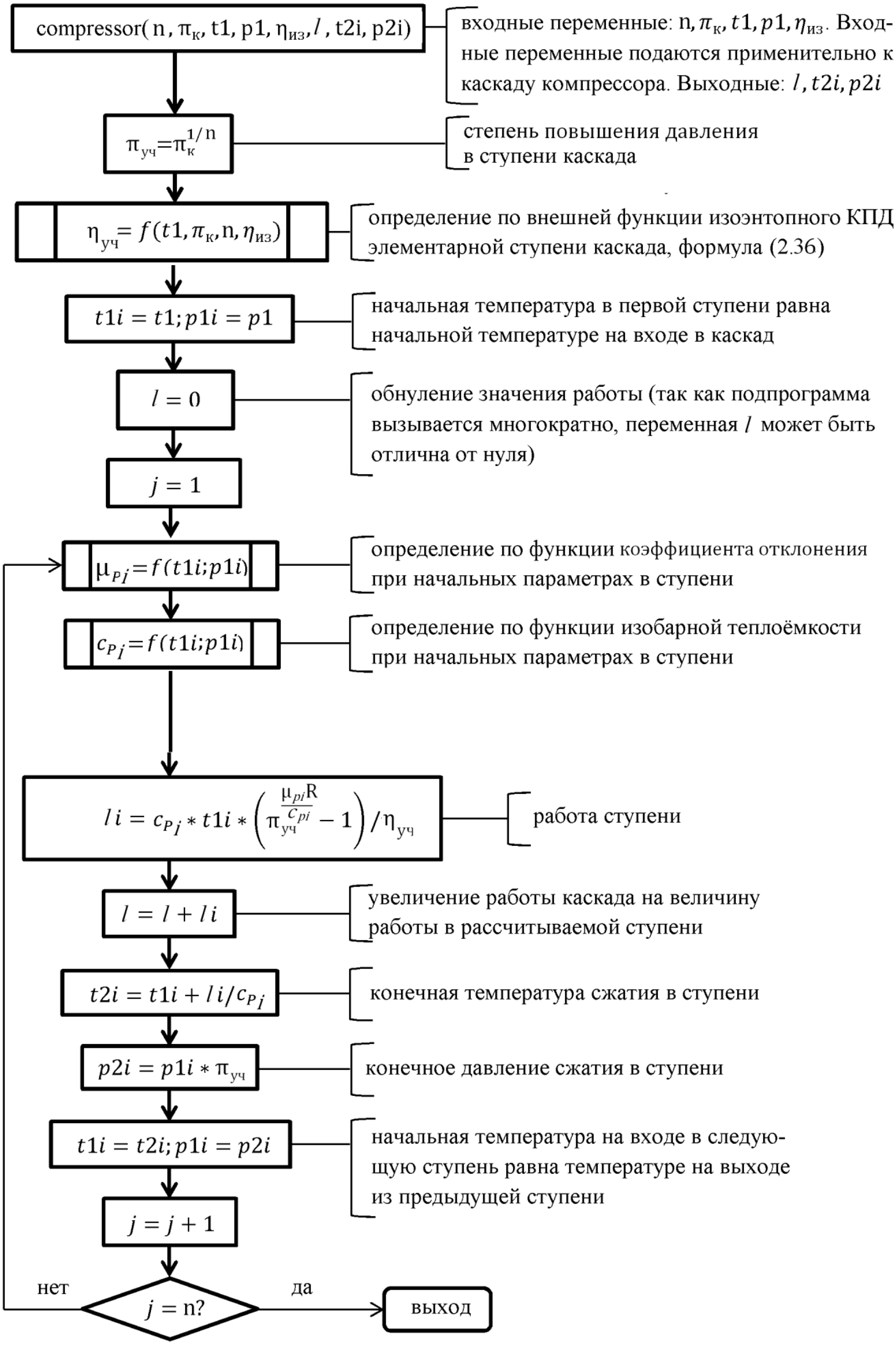


Рисунок 3.9 Блок-схема подпрограммы «compressor»

Метод расчёта по малым изменениям давления позволяет, в частности, достоверно распределить изоэнтропный КПД между каскадами компрессора при тепловом расчёте. При известном распределении изоэнтропных КПД проведена верификация метода расчёта по малым изменениям давления – рассчитанные значения работ сжатия в каскадах компрессора, в турбине, а так же температуры в характерных сечения ГТУ сравнивались с результатами расчёта по хорошо себя зарекомендовавшей диаграмме $J-T-\overline{p}(T)$ [19, 25, 26]. Расчётом по $J-T-\overline{p}(T)$ диаграмме нельзя распределить изоэнтропный КПД между каскадами компрессора, так как она не позволяет оценить изоэнтропный КПД промежуточной группы ступеней. Поэтому предварительно расчёт проводился методом малых изменений давления и оценивался КПД каскадов, затем, рассчитанная внутренняя работа агрегатов сравнивалась с расчётом по диаграмме $J-T-\overline{p}(T)$ уже при известном изоэнтропном КПД каскадов. Схема установки приведена на рис. 3.1, результаты расчётов в таблице 3.2. Исходные данные:

$T1$=290 К; $p1$=0.1 МПа; $p2$=3.0 МПа; $\pi_к^{(1)} = p21/p1$=5.0;

Изоэнтропный КПД компрессора $\eta_{ИЗ.К}$=0.83;

Изоэнтропные КПД каскадов (рассчитаны по малым изменениям давления):

$\eta_{ИЗ}^{(1)}$=0.862; $\eta_{ИЗ}^{(2)}$=0.859;

$T12$=303 К; сопротивление ПО δ=3%

$T3$=1400 К; изоэнтропный КПД турбины $\eta_{ИЗ.Т}$=0.89;

Таблица 3.2. Сравнение результатов расчёта: а) расчёт по малым изменениям давления; б) по $J-T-\overline{p}(T)$ диаграмме.

Рассчитываемый агрегат тепловой схемы	Работа газа l, кДж/кг		Конечная температура газа, К	
	а)	б)	а)	б)
1 каскад к.-ра	197.8	197.7	485.1	484.7
2 каскад к.-ра	237.6	237.3	536.6	535.7
Турбина	824.6	825.8	707.9	707.1

Состав топлива: C=0.85; H=0.15;

Видно хорошее согласование результатов расчёта с $J - T - \bar{p}(T)$ диаграммой. При этом несомненным преимуществом расчёта по малым изменениям давления является возможность распределения КПД между каскадами компрессора путём определения изоэнтропного КПД произвольной группы ступеней.

Глава 3.3. Оптимальная степень повышения давления воздуха в газотурбинной установке с промежуточным охлаждением воздуха

При эскизном проектировании ГТУ оптимальная степень повышения давления воздуха $\pi_к = p_к / p_н$ является оптимизируемой величиной с точки зрения термодинамической эффективности цикла. Другие величины – коэффициенты полезных действий агрегатов, начальная температура газов, сопротивления трактов являются величинами безусловными и определенными заранее. Величина $\pi_к$ влияет не только на энергетический баланс ГТУ, определяя потребную мощность на привод компрессора, но и, опосредованно через конечную температуру сжатия, на секундный расход топлива в камере сгорания (на коэффициент избытка воздуха в турбине). Оптимальное значение $\pi_к$ имеет с точки зрения:

- максимальной полезной мощности ГТУ $L_п = L_к - L_т$, $L_к, L_т$ - мощность компрессора и турбины, произведение работы газа на его массовый расход;
- минимального удельного расхода топлива $b_{уд} = G_Г / L_п$;
- термического КПД цикла $\eta_t = \dfrac{L_п}{G_Г Q_р^н / \eta_{кс}} = \dfrac{1}{b_{уд} Q_р^н}$, где $G_Г$ - расход топлива, $Q_р^н$ - низшая теплота сгорания топлива, $\eta_{кс}$ - эффективность камеры сгорания.

Оптимумы $\pi_к$ по вышеприведённым критериям не совпадают [34].

Задача поиска оптимального значения $\pi_к$ простого цикла ГТУ хорошо изучена. Так как термодинамические свойства рабочего тела подобной установки описываются с достаточной точностью законами идеального газа, решение задачи обширно представлено аналитическими формулами.

Поиск оптимума $\pi_к$ схемы ГТУ с промежуточным охлаждением, рис. 3.1, вызывает затруднения. Оптимальные величины $L_n, b_{уд}, \eta_t$ зависят не только от общего $\pi_к$, но и от распределения степеней повышения давления между каскадами компрессора $\pi_к^{(1)}$ и $\pi_к^{(2)}$, так как в рамках любого дискретного значения $\pi_к$ есть такое соотношение $\pi_к^{(1)}/\pi_к^{(2)}$ которое обеспечивает оптимум $L_n, b_{уд}, \eta_t$. Оптимальное отношение $\pi_к^{(1)}/\pi_к^{(2)}$ не является постоянным, а изменяется с изменением $\pi_к$, вследствие переменного влияния конечной температуры сжатия на коэффициент избытка воздуха в турбине и влияния сопротивления промежуточного охладителя на мощность сжатия в компрессоре.

При поиске оптимума $\pi_к$ численным методом необходимо решать две задачи: изменять $\pi_к$ и анализировать зависимость $L_n, b_{уд}, \eta_t = f(\pi_к)$, и одновременно при каждом постоянном значении $\pi_к$=const изменять $\pi_к^{(1)}$, изучая зависимость $L_n, b_{уд}, \eta_t = f(\pi_к^{(1)})$. В конечном счете, какая-то из совокупностей $\pi_к^{(1)}$ и $\pi_к$ даст оптимальное значение исследуемой величины.

При поиске оптимального $\pi_к$ необходимо решать неизбежную рекуррентную зависимость $\pi_{к\ опт} = f(\pi_{к\ опт}^{(1)})$, а так-же ряд возникающих из-за этого проблем.

Литературный анализ примеров численного решения проблемы [31], [32] показывает их ошибочность. В первой статье неправильно оценена зависимость изоэнтропного КПД ступени компрессора от КПД всего компрессора и числа ступеней, во второй – зависимости $L_n, b_{уд} = f(\pi_к^{(1)})$ нефункциональны (графики имеют ступенчатый вид и аппроксимируются с большой погрешностью).

Аналитические методы расчёта $\pi_{к\ опт}$ представлены в [6,7,17,23,24,26,28,29,30,34,92-95,102-169]. Данные методы основаны на изучении уравнений рабочих процессов на экстремумы по переменным $L_n, b_{уд}, \eta_t$. Несмотря на то, что зависимости для определения $\pi_к$ выведены аналитически, решаются они численным методом [29,30,34] с помощью последовательных приближений, ввиду наличия рекуррентных зависимостей между переменными $\pi_{к\ опт}^{(1)} = f(\pi_{к\ опт})$

; $\bar{k}, \bar{c}_p = f(\pi_{к\ опт})$; $\eta_{к\ из}^{(1)}, \eta_{к\ из}^{(2)} = f(\pi_{к\ опт})$; $\pi_{к\ опт} = f(\eta_t)$ $G_{\Gamma} = f(\pi_{к}; \pi_{к}^{(1)})$. Здесь $\bar{k}, \bar{c}_p$ - эффективное значение теплоемкости и показателя адиабаты воздуха, достоверно определены могут быть только при равенстве начальных температур сжатия в каскадах $T_1 = T_{12}$ и $\pi_к^{(1)} = \pi_к^{(2)}$. Итого для решения методом последовательных приближений требуется 3-4 вложенных цикла итерации. Пример из [34] по определению оптимума $\pi_к$ по η_t:

Оптимальная степень повышения давления в первом каскаде:

$$\pi_к^{(1)} = \sqrt{\pi_к}\left[\tau_к(\eta_{к\ из}^{(1)} / \eta_{к\ из}^{(2)})(1-\eta_t)^{-1}\right]^{1/(m_m + m_к)}, \qquad (3.2)$$

где $\tau_к = T_{12} / T_1$, $m_m, m_к$ - комплекс $(k-1)/k$ для турбины и компрессора.

Оптимальная $\pi_к$ с условием (3.2):

$$\pi_{к\ опт} = \left[2(1+g_{\Gamma})\frac{c_{pm}}{c_{pк}}\frac{m_m}{m_к}\frac{\eta_{к\ из}\ m^{\eta_{к\ из}^{(1)}}}{\nu^{m_m}}\frac{1}{\tau}(1-\eta_t)^{-1.5}\right]^{1/(m_m + 0.5m_к)}, \qquad (3.3)$$

где $g_{\Gamma} = 1/(\alpha \cdot g_0)$ - расход топлива, g_0 - стехиометрическое соотношение, ν - суммарные потери давления в трактах ГТУ в долях от 1, $\tau = T_1 / T_3$.

Формула учитывает значительное число переменных факторов, характеризующих работу ГТУ. Кроме необходимости решения значительного количества рекуррентных зависимостей, формула предполагает оценку теплоемкости и показателя изоэнтропы по средней температуре процесса (в связи с наличием промохладителя, в ГТУ с ПО такой температурой является средняя температура сжатия в каком-либо каскаде). Известно, что оптимальная степень повышения давления в установках с промежуточным охлаждением выше, чем в ГТУ простой схемы [26], [34], соответственно, рабочее тело компрессора имеет высокое давление при относительно низких температурах. Теплоемкость и показатель изоэнтропы воздуха имеют сложную зависимость от температуры при высоких давлениях, рис.2.1, рис. 2.4. Известно, что расчёт термодинамических свойств по средней температуре процесса достоверно осредняет только линейные функции $c_p, k = f(T)$ [36]. При переменной скорости изменения c_p и k от температуры (степени изменения давления) расчёт имеет погрешность, и, таким образом, возникает необходимость непрерывно рассчитывать термодинамические свойства рабочего тела с учётом локальных значений температур и давлений.

В рамках теплового расчёта турбомашин изоэнтропный коэффициент полезного действия группы ступеней является функцией степени повышения давления, показателя политропы, общего изоэнтропного КПД агрегата. Формулы (3.2), (3.3) оперируют заранее определенными коэффициентами полезного действия каскадов компрессора. Использовать совместно с (3.2), (3.3) формулы для определения изоэнтропных КПД каскадов компрессора (2.36), (2.37), (3.1) невозможно, так как это приведёт к необходимости вводить ещё один цикл итерации ввиду рекуррентности связи между величинами $\pi^{(1)}_{к\,опт} = f(\pi_к, \eta^{(1)}_{из})$, $\pi_{к\,опт} = f(\pi^{(1)}_к, \eta^{(1)}_{из})$, $\eta^{(1)}_{из} = f(\pi_к, \pi^{(1)}_к)$, что значительно усложняет расчёт.

Решение задачи численным методом при использовании модели расчёта по малым изменениям давления несколько упрощает структуру расчёта, так как для определения работы газа, и соответственно, $L_п, b_{уд}, \eta_t$, нет необходимости знать термодинамические свойства рабочего тела перед началом расчёта, что избавляет от рекуррентной зависимости оптимальной степени повышения давления воздуха от его термодинамических свойств.

Порядок определения оптимальной степени повышения давления численным методом следующий: при фиксированном общем $\pi_к$ производилась серия расчётов полезной мощности (удельного расхода, термического КПД) при вариации степени повышения давления первого каскада (серия расчётов по блок-схеме рис. 3.8 с изменением значения $\pi^{(1)}_к$ на каждом шаге итерации – всего 30 расчётных точек). В результате имеется дискретный набор значений $L_п$ или $b_{уд}, \eta_t$, соответствующих разным $\pi^{(1)}_к$, пример на рисунке 3.10. Далее пример последовательности расчёта будет приводиться для поиска оптимума $\pi_к$ по максимальной полезной мощности. Зависимость $L_п = f(\pi^{(1)}_к)$ при T_3=const имеет ярко выраженный оптимум, поэтому с целью снижения количества расчётных

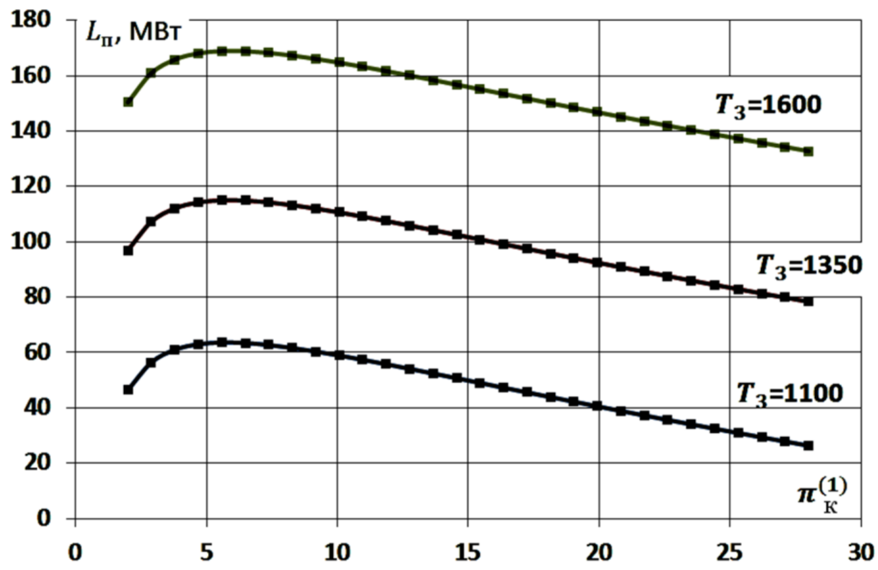


Рис. 3.10. Зависимость полезной мощности от степени повышения давления воздуха в первом каскаде. Исходные данные на странице 106,107

точек до 30 штук зависимость $L_n = f(\pi_к^{(1)})$, равно как и $b_{уд} = f(\pi_к^{(1)})$, $\eta_t = f(\pi_к^{(1)})$ аппроксимировалась полиномом

$$L_n = \sum_{i=0}^{ndeg} a_i \pi_к^{(1)^i}, \quad (3.4)$$

где $ndeg$ - порядок многочлена. Расчёт коэффициентов полинома производился средствами встроенной математической библиотеки для FORTRAN – ISML, подпрограммой RCURV [96]. Порядок аппроксимирующего уравнения, вследствие гладкости функции и большого количества узловых точек, принят высоким, равным $j = 8$. Высокая точность аппроксимации в узловых точках ($R^2 \to 1$) необходима в связи необходимостью дальнейшего исследования полинома (3.4) на экстремум. Опытным путем установлено, что полином чётной степени обеспечивает более высокое качество аппроксимации. При снижении порядка полинома до $j = 6$ при аппроксимации набора точек $T_3 = 1100$ К рисунка 3.10 погрешность в определении максимальной полезной мощности составит 400 кВт. Далее функция (3.4) исследовалась на оптимум. Многочлен дифференцировался: производная многочлена $ndeg$ порядка представляет собой многочлен $ndeg - 1$ порядка, ввиду применения правила производной суммы, а также производной степени $a^b = ba^{b-1}$:

$$\frac{\partial L_n}{\partial \pi_\kappa^{(1)}} = \sum_{i=0}^{m} a_i {\pi_\kappa^{(1)}}^i \ , \tag{3.5}$$

где $m = ndeg - 1$.

Чтобы найти экстремум, необходимо провести поиск корней многочлена (3.5) ($\frac{\partial L_n}{\partial \pi_\kappa} = 0$) встроенной в математическую библиотеку FORTRAN ISML подпрограммой ZPLRC [97]. Из m корней отбирался единственный вещественный, попадающий в интервал вариации $\pi_{\kappa\,\min}^{(1)} < \pi_\kappa^{(1)} = \pi_{\kappa\,onm}^{(1)} < \pi_{\kappa\,\max}^{(1)}$. При подстановке этого оптимального значения степени повышения давления в первом каскаде $\pi_{\kappa\,onm}^{(1)}$ в (3.4) определяется максимальная полезная мощность ГТУ.

Итак, при фиксированном значении π_κ определяется соответствующее оптимальное значение $\pi_{\kappa\,onm}^{(1)}$ и $L_{n\,onm}$. Далее инициируется более высокий в иерархии расчёта итеративный цикл – варьируется степень повышения давления π_κ с шагом в 1, где в процессе расчёта каждому значению π_κ также будут соответствовать свое значение $\pi_{\kappa\,onm}^{(1)}$ и $L_{n\,onm}$, в результате чего можно построить график $L_{n\,onm} = f(\pi_\kappa)$, и в дополнение $\pi_{\kappa\,onm}^{(1)} = f(\pi_\kappa)$, пример на рисунке 3.11.

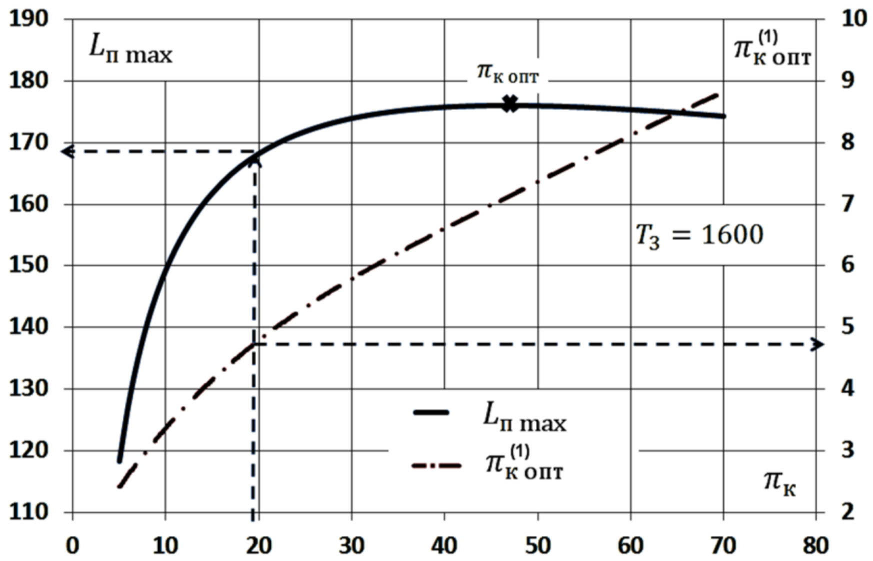


Рис. 3.11. Зависимость мощности при оптимальной $\pi_\kappa^{(1)}$ от общей степени повышения давления π_κ. Исходные данные на странице 106,107

Так как значения мощности уже определены при оптимальной степени повышения давления в первом каскаде $\pi_к^{(1)}$, оптимум графика $L_{п\ опт} = f(\pi_к)$ будет соответствовать максимально возможной мощности цикла, это абсолютный оптимум с точки зрения общей степени повышения давления воздуха. Для удобства, на графике 3.11 представлена также зависимость $\pi_{к\ опт}^{(1)} = f(\pi_к)$. Пунктиром приведен пример определения максимальной мощности в рамках фиксированного значения $\pi_к$ (пусть даже и неоптимального), и необходимой для её достижения $\pi_к^{(1)}$. Можно заметить, что в окрестностях точки $\pi_{к\ опт}$ имеется плато, то есть при выборе отличного от оптимального значения $\pi_к$, $L_п$ изменится незначительно, $L_{п\ опт} \approx L_{п\ опт}^{\max}$, где $L_{п\ опт}^{\max}$- максимальное недискретное значение. Исходя из этого, принято не аппроксимировать зависимость $L_{п\ опт} = f(\pi_к)$, а пользоваться дискретным значением оптимальной общей степени повышения давления для упрощения расчёта. $\pi_{к\ опт}$ выбирается из общего числа значений $\pi_к$ по максимальной соответствующей ей $L_{п\ опт}$ простым перебором.

Блок-схема расчёта оптимальной степени повышения давления воздуха $\pi_к$ на примере поиска по максимальной полезной мощности цикла приведена на рис. 3.12. Так как программирование ведется «снизу-вверх», блок схема усложненной программы включает в себя часть ранее написанного программного текста. Подпрограмма «GTU», которую вызывает новая блок-схема, приведена ранее на рис. 3.8. Оптимизация по другим технико-экономическим показателям - $b_{уд}$, η_t - принципиальных отличий не имеет.

Глава 3.3.1. Оптимальная степень повышения давления воздуха в компрессоре ГТУ с промежуточным охлаждением по критерию максимальной полезной мощности

В рамках главы проводится анализ ГТУ с ПО, схема и обозначения параметров на рисунке 1.1. Изучается зависимость полезной мощности

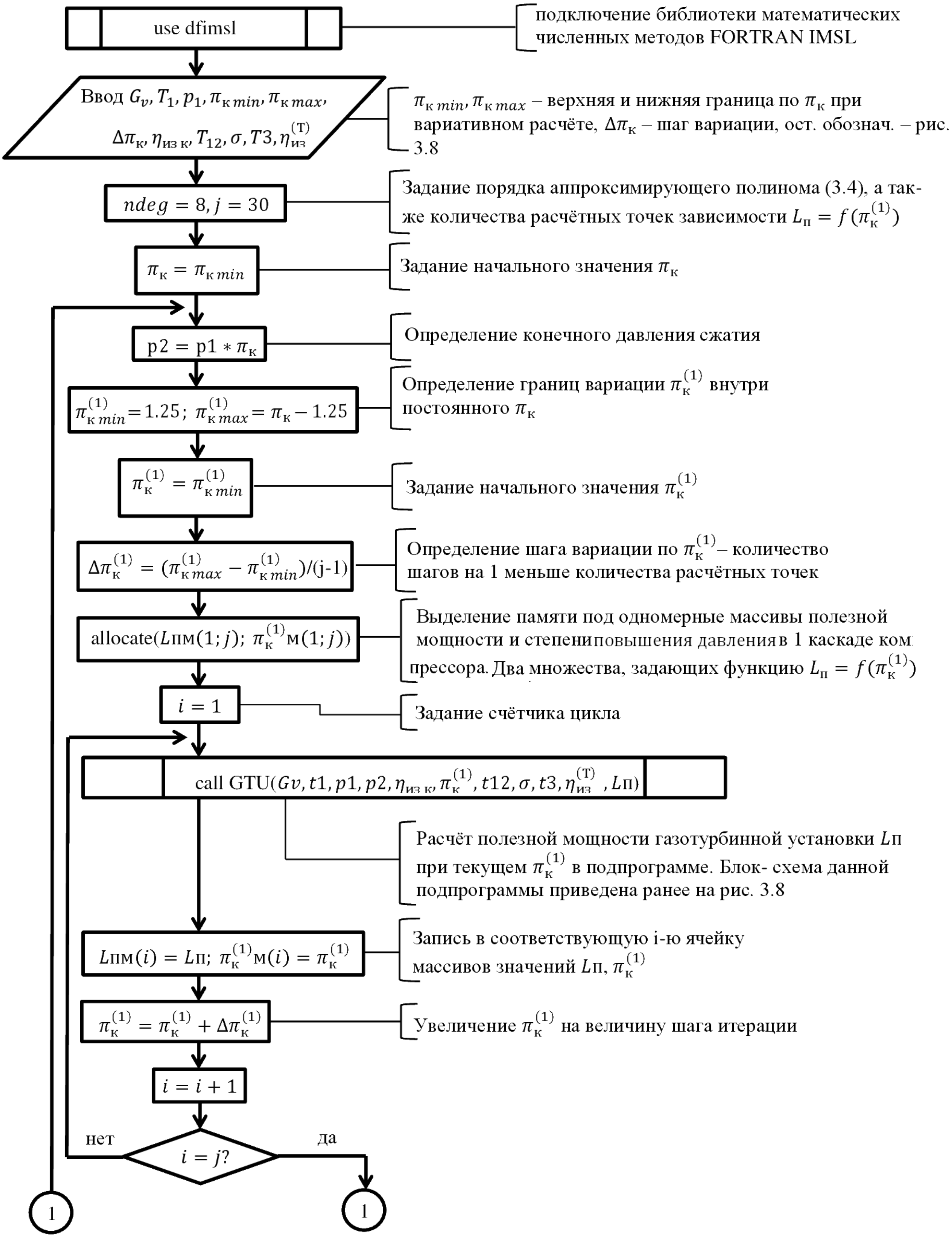
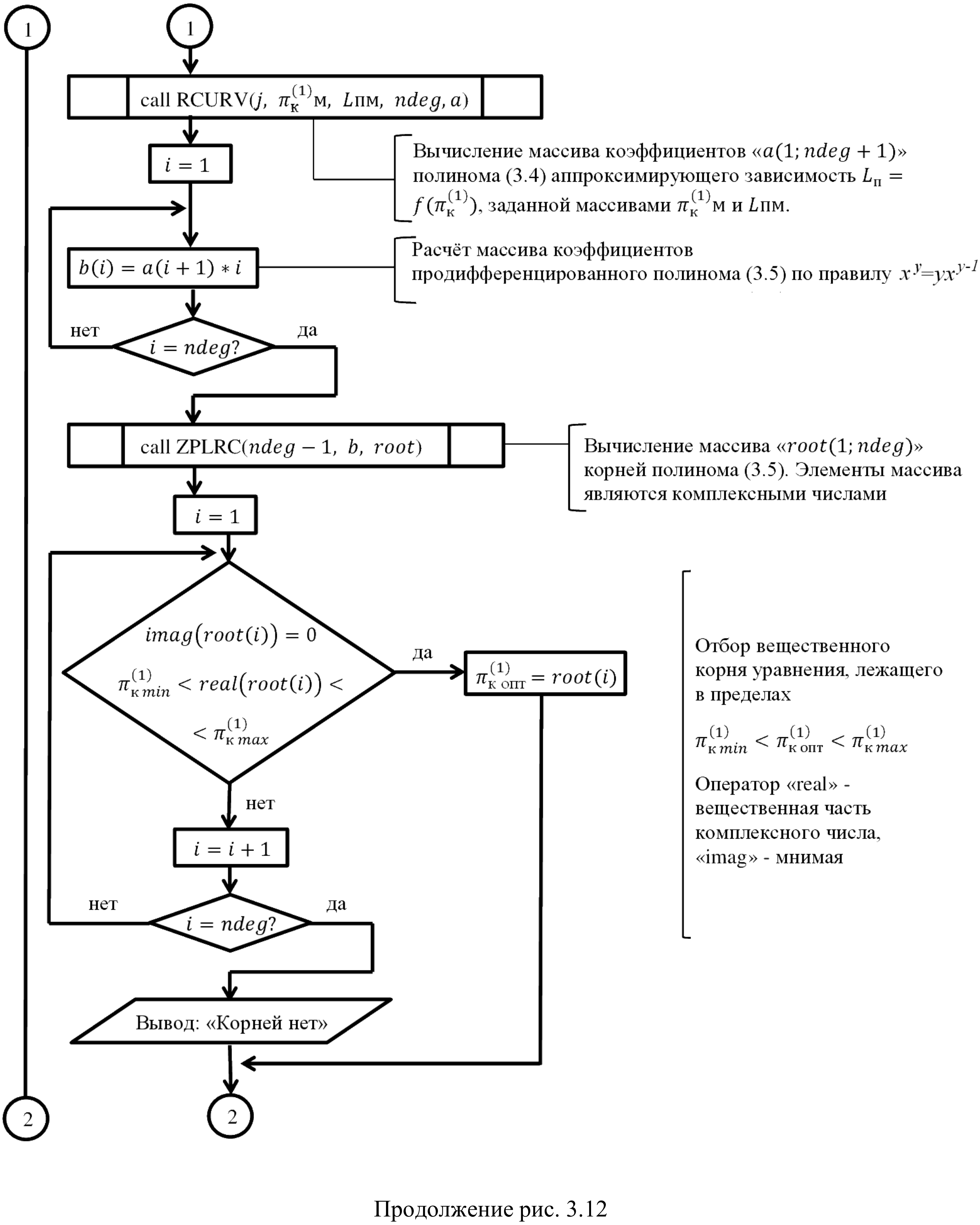
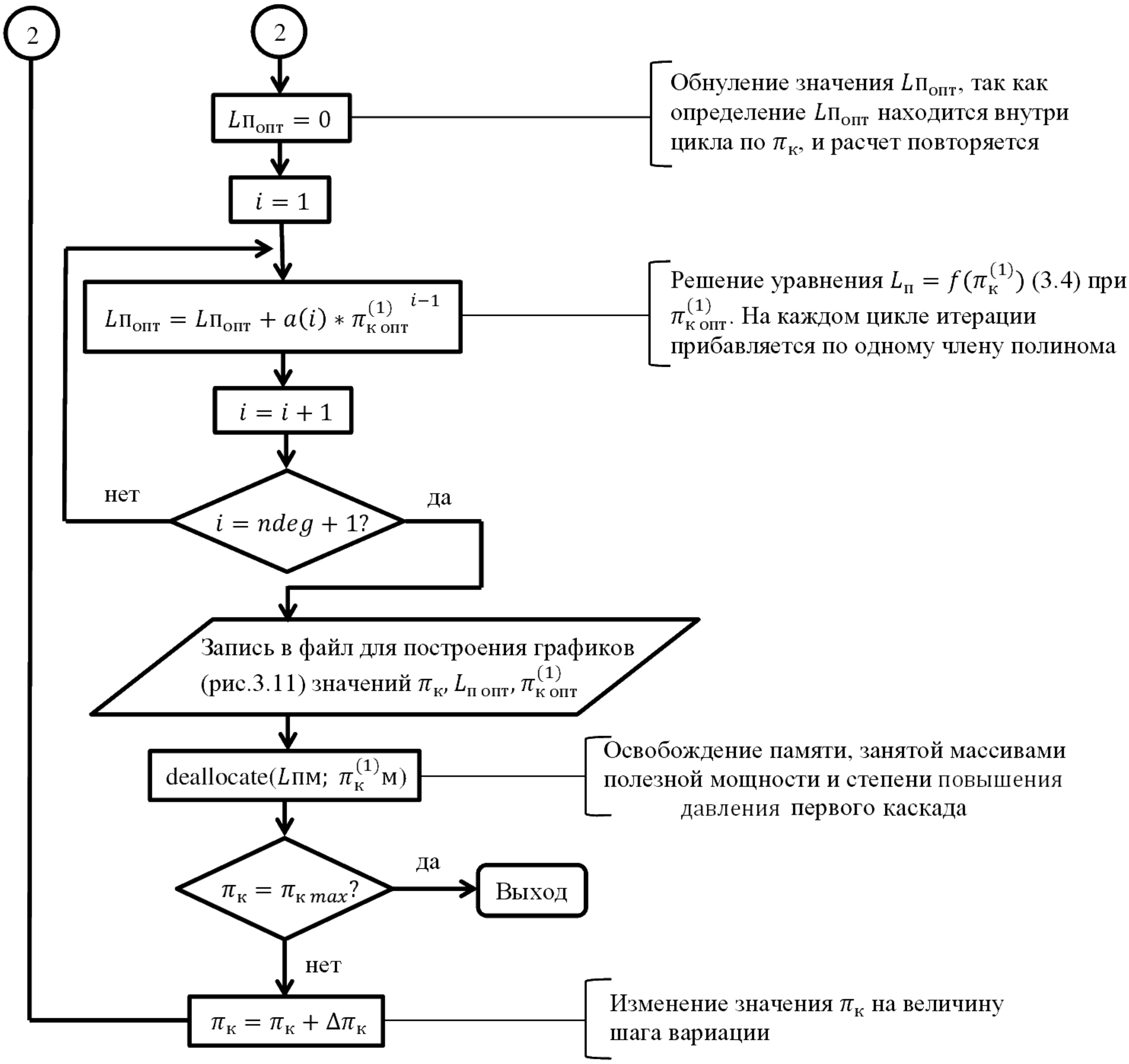


Рис. 3.12. Блок-схема расчёта оптимальной степени повышения давления воздуха в ГТУ с промежуточным охлаждением



Продолжение рис. 3.12

установки от степени повышения давления воздуха в компрессоре при условии, что степень повышения давления воздуха между каскадами распределена оптимально так, что при каждом значении π_K обеспечивается максимально возможная полезная мощность.



Продолжение рис. 3.12

Мощность ГТУ есть произведение работы газа на массовый расход рабочего тела - $L_{\text{П}} = L_{\text{Т}} - L_{\text{К}}$, $L_{\text{Т}} = l_{\text{Т}} \cdot G_{\text{Т}}$, $L_{\text{К}} = (l_{\text{К}}^{(1)} + l_{\text{К}}^{(2)}) \cdot G_{\text{В}}$, поэтому оптимизация по максимальной полезной мощности может интерпретироваться как оптимизация по максимальной полезной работе (оптимальное значение $\pi_{\text{к}}$ по максимальной работе не зависит от расхода рабочего тела). В дальнейшем будет употребляться фраза «оптимизация по полезной мощности». Алгоритм расчёта представлен на рис. 3.12. Анализ необходим в связи с тем, что степень повышения давления должна входить в исходные данные расчёта, и, являясь оптимизируемой величиной, должна быть определена перед началом других исследований.

Исходные данные: $G_{в}$=300 кг/с; T_1=290 K; p_1=0.1 МПа;

T_{12}=290 K; σ=3%;

T_3=1100$\div$1600 K; $\pi_к$=5$\div$200

$\eta_{из\,к}$=0.87; $\eta_{из\,т}$=0.89.

Расчёт выполнен при разных значениях степени повышения давления $\pi_к$ и начальной температуры газов T_3.

Для оценки влияния неидеальных свойств рабочего тела на положение оптимума $\pi_к$ при разных температурах T_3 расчёт проводился:

а) при учете неидеальных свойств газа – непрерывном учёте термодинамических свойств, отличии уравнения состояния от уравнения идеального газа $z=(pv)/(RT)\neq 1$, влиянии давления рабочего тела на величины c_p и k и уравнение адиабаты (модель реального газа);

б) по уравнениям идеального газа, учитывая различие теплоемкостей воздуха и продуктов сгорания, определяя работу газа и конечную температуру процесса по показателю изоэнтропы, найденному при средней температуре $T_{ср}$ процесса. Учитывается методом последовательных приближений рекуррентная зависимость $k=f(T_{ср})$. Данный подход является классическим при определении технико-экономических показателей ГТУ (модель идеального газа).

На рисунках 3.13-3.15 показаны зависимости $L_{п\,опт}=f(\pi_к)$ (сплошная линия) и $\pi^{(1)}_{к\,опт}=f(\pi_к)$ (штриховая) при обозначенных выше исходных данных. По данным графикам оптимальные степени повышения давления в газотурбинной установке с ПО выше, чем для установки простого цикла при тех же начальных условиях как при расчёте в модели идеального, так и реального газа. Объясняется это тем, что оптимум степени повышения давления по полезной мощности определяется моментом, когда скорость роста потребной работы сжатия начинает превалировать над скоростью роста работы газовой турбины при увеличении $\pi_к$. При наличии промежуточного охлаждения работа сжатия снижается и момент, когда скорость увеличения мощности компрессора станет больше скорости роста мощности газовой турбины, наступает при более высоких $\pi_к$.

Очевиден рост оптимальной степени повышения давления с ростом T_3. Тенденция наблюдается как для идеального, так и для реального газов. Полезная мощность определяется разницей мощности газовой турбины и потребной

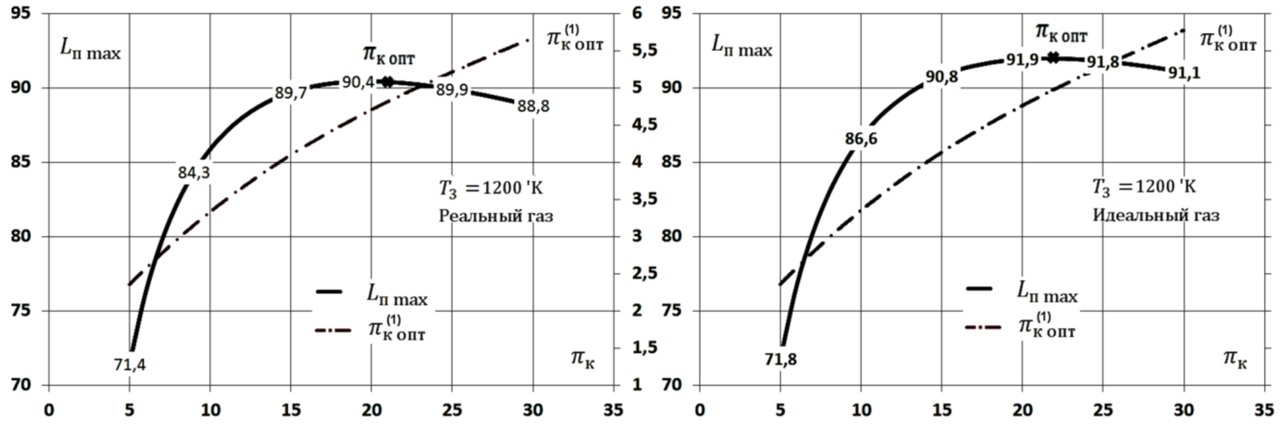


Рис. 3.13. Зависимость $L_{п\ опт} = f(\pi_к)$ ▬ и $\pi^{(1)}_{к\ опт} = f(\pi_к)$ ▬▪▬ по моделям неидеального и идеального газа. Начальная температура продуктов сгорания $T_3 = 1200\,°K$

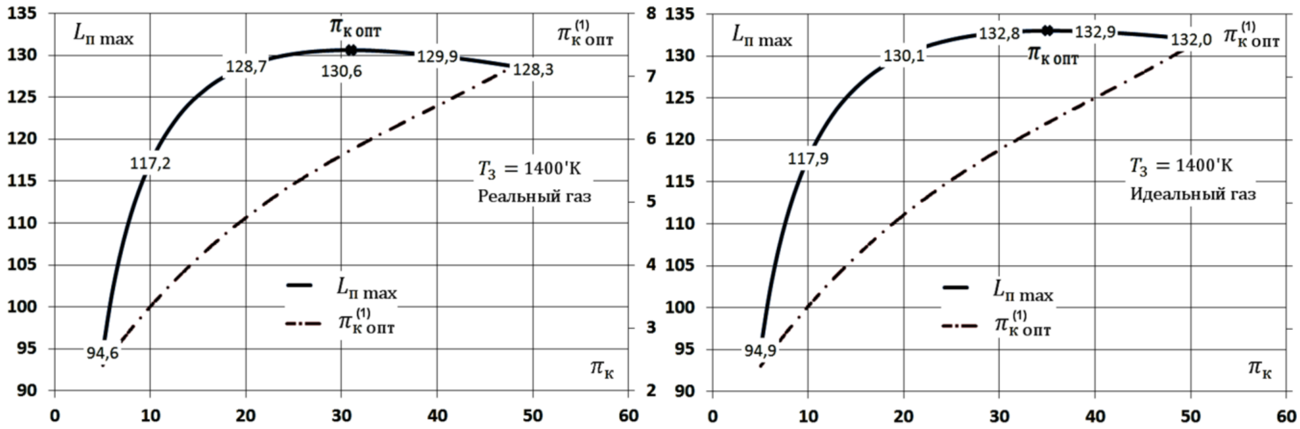


Рис. 3.14. Зависимость $L_{п\ опт} = f(\pi_к)$ ▬ и $\pi^{(1)}_{к\ опт} = f(\pi_к)$ ▬▪▬ по моделям неидеального и идеального газа. Начальная температура продуктов сгорания $T_3 = 1400\,°K$

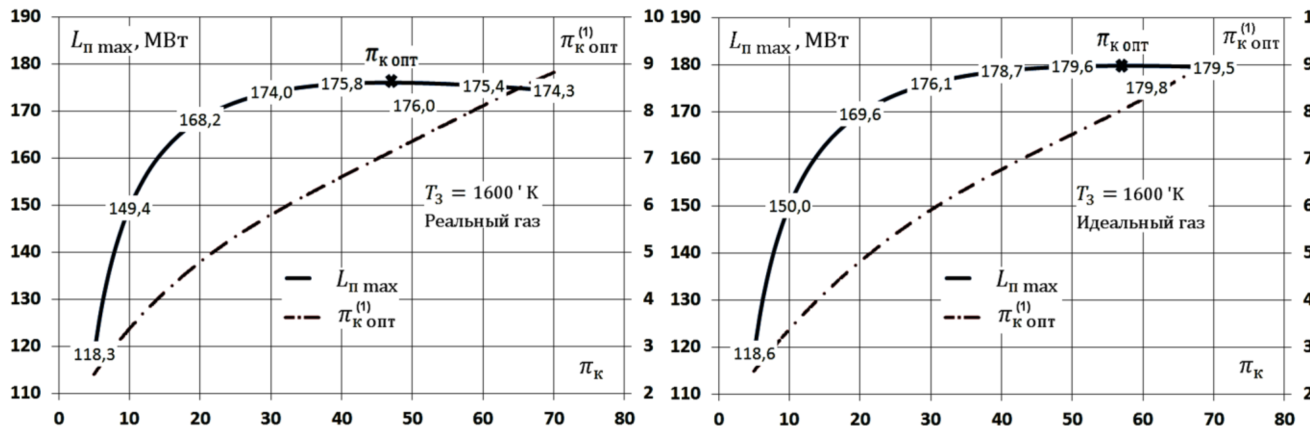


Рис. 3.15. Зависимость $L_{п\ опт} = f(\pi_к)$ ▬ и $\pi^{(1)}_{к\ опт} = f(\pi_к)$ ▬▪▬ по моделям неидеального и идеального газа. Начальная температура продуктов сгорания $T_3 = 1600\,°K$

мощности сжатия $L_n = L_m - L_к$. Работа газовой турбины линейно зависит от T_3

$$l_m = T_3 \bar{c}_p \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_m} \right)^{(\bar{k}-1)/\bar{k}} \right] \eta_m .$$

При увеличении начальной температуры в турбине при $\pi_к$=const возрастает мощность газовой турбины при сохранении на прежнем уровне потребностей сжатия. Появляется потенциал для повышения полезной мощности увеличением степени расширения газов (при соответствующем увеличении $\pi_к$) и текущее значение $\pi_к$ перестает быть оптимальным. Поэтому с ростом T_3 возрастает оптимальная степень повышения давления при прочих равных условиях.

Не менее интересен факт занижения оптимальной степени повышения давления при учёте неидеальных свойств газа по сравнению с расчётом по зависимостям идеального газа. При этом данная тенденция наиболее характерна для высоких T_3, что можно проследить по обобщенному графику, рисунок 3.16.

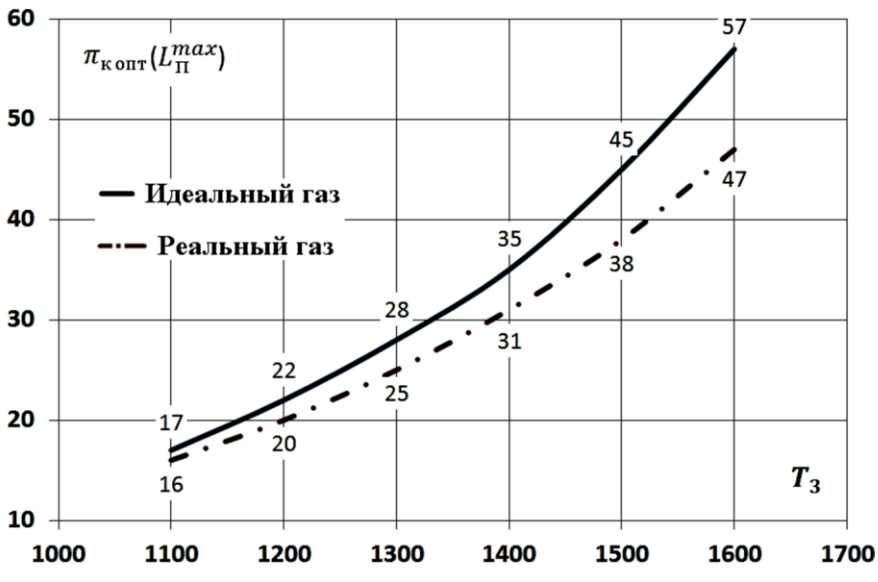


Рис. 3.16. Зависимость оптимальной степени повышения давления воздуха от начальной температуры продуктов сгорания при постоянных прочих условиях

Объяснение данной тенденции следующее: теплоемкость и показатель изоэнтропы воздуха возрастают с ростом давления, рис. 2.1, рис. 2.4. Работа сжатия изменяется пропорционально изменению теплоемкости процесса:

$$l_к = \bar{c}_p (T_2 - T_1).$$

С ростом $\pi_к$ возрастает давление. Соответственно, при учете влияния давления на теплоемкость, работа газа будет изменяться быстрее, чем при расчёте по законам идеального газа, так как теплоемкость будет быстро расти не только под влиянием возрастающей температуры, но и растущего давления, рис. 2.2.

При учёте влияния давления на c_p, работа газа растёт быстрее с ростом $\pi_к$, нежели при расчёте по законам идеального газа, где теплоемкость зависит только от температуры. Это видно по графикам, соответствующим модели неидеального газа, где имеется более выраженный оптимум $L_{полт} = f(\pi_к)$, полезная мощность быстро убывает при более быстро возрастающих затратах на привод компрессора. В таких условиях при росте $\pi_к$ скорость изменения мощности компрессора превысит скорость изменения мощности турбины раньше – при более низких $\pi_к$. Поэтому при учёте неидеальных свойств газа $\pi_{к\,опт}$ оказывается меньше.

Полезно заметить, что с энергетической точки зрения разница при расчёте по идеальной и неидеальной модели незначительна. При $T = 1600\,°K$ (рис. 3.15) разница рассчитанных оптимальных мощностях составит $[(179784.2 - 176035.5)/179784.2]\cdot 100\% = 2.085\%$, можно ошибочно предполагать, что в силу небольшой погрешности поиск оптимальной степени повышения давления допустимо производить по уравнениям идеального газа. Однако погрешность при определении степени повышения давления составит $57 - 47 = 10$ (степень повышения давления не аддитивная величина, поэтому автор диссертации считает уместным пользоваться только абсолютной погрешностью). Компрессоры со степенями повышения давления 57 и 47 являются агрегатами с разной металлоемкостью, числом ступеней, надежностью, затратами на охлаждающую воду ($\pi_к^{(1)}$ составит соответственно 8,07 и 7.14), то есть с разными эксплуатационными показателями. ГТУ с большей степенью повышения давления, соответственно и степенью расширения, имеет более низкую температуру отработавших газов, что снижает потенциальную возможность их использования (в частности, имеющиеся на данный момент статьи с анализом эффективности промежуточного охлаждения в ПГУ, показывают несостоятельность данной схемы [92, 98]). Возможно, данные выводы усугублены недостаточно корректной оценкой степени повышения давления воздуха.

Таким образом, можно сформулировать обобщенный тезис: в связи с наличием в окрестностях точки оптимума функции $L_{n\,onm} = f(\pi_{\kappa})$ плато, даже относительно незначительное изменение оптимальной мощности $L_{n\,onm}^{\max}$, вследствие уточнения расчёта введением поправок на неидеальность газа, приводит к ощутимому изменению оптимальной степени повышения давления.

Наличие плато на графике (области, где с ростом π_{κ} полезная мощность изменяется слабо) при дальнейшем развитии этой темы предлагает интересную технико-экономическую задачу: на какую величину можно снизить степень повышения давления в компрессоре без существенной потери мощности, с целью экономии в процессе эксплуатации. В частности, сопоставить потери от недополученной мощности в характерный промежуток времени с выгодой от снижения затрат на охлаждающую воду, прочих эксплуатационных затрат. Также можно оценить возможность снижения степени повышения давления от её оптимального значения, без потери полезной мощности ГТУ, с целью повышения конечной температуры газов T_4 на входе в котел-утилизатор в ПГУ-цикле.

Снижение π_{κ} без значительной потери мощности, снижает температуру конца сжатия, что увеличивает разницу $T_4 - T_2$ и благоприятно сказывается на потенциальной возможности регенерации отработавших газов, рисунок 3.17

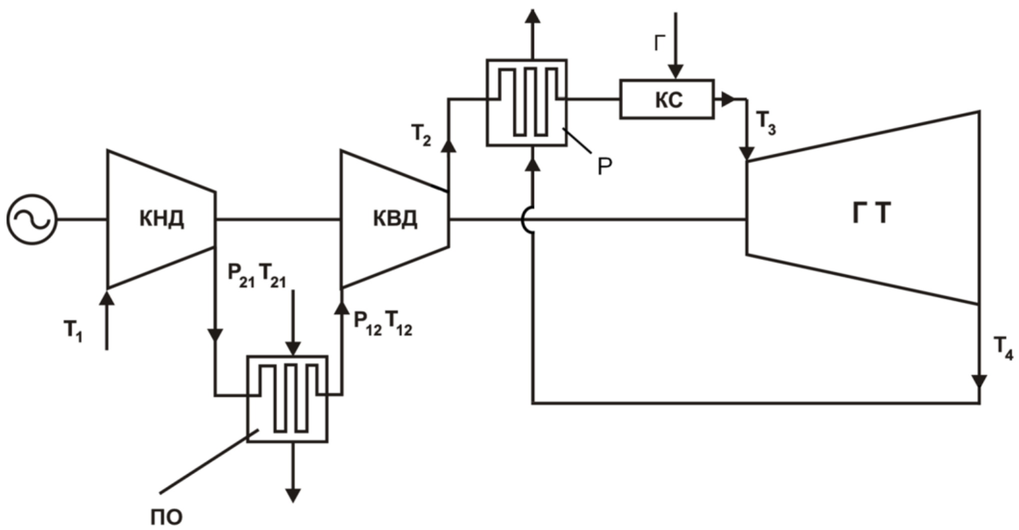


Рис. 3.17. ГТУ с регенерацией отработавших газов и промежуточным охлаждением. Р – регенератор.

Зависимость на рис. 3.16 получена при $\tau_K = T_{12}/T_1 = 290/290 = 1$ и сопротивлением теплообменника $\sigma = (\Delta p_{ПО} / p_{21}) \cdot 100\% = 3\%$. На рисунке 3.18 приведены графики $\pi_{K\ опт} = f(T_3)$ для относительных начальных температур $\tau_K = T_{12}/T_1 = 319/290 = 1.1$ и $\tau_K = 1.2$.

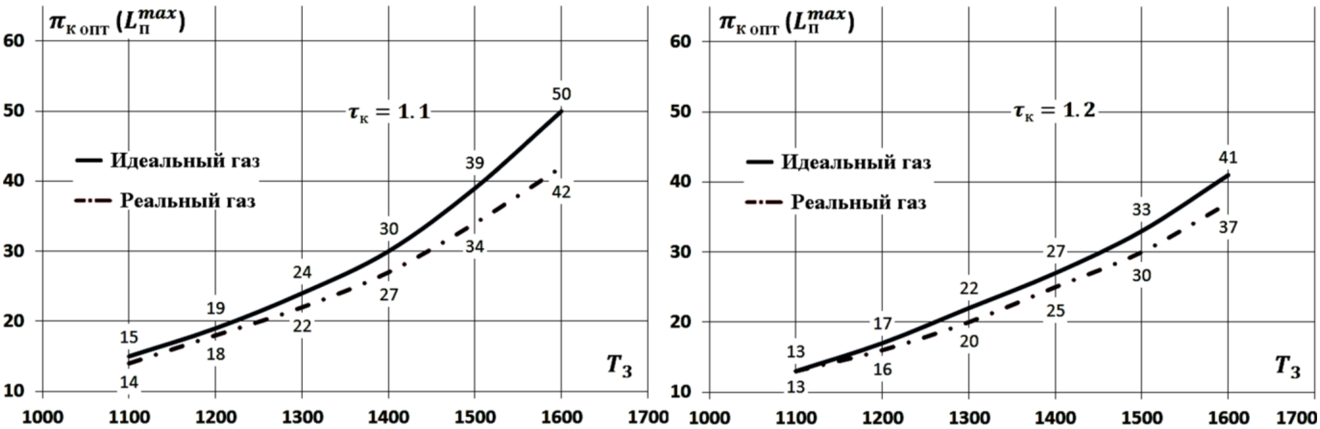


Рис. 3.18. Сравнение зависимостей $\pi_{K\ опт} = f(T_3)$ при $\tau_K = 1.1$ и $\tau_K = 1.2$ для модели идеального ▬ и реального ▬▪▬ газа

Явно прослеживаются две тенденции:

1) С ростом τ_K падают $\pi_{K\ опт}$ при всех значениях T_3 для обеих моделей расчёта. Изменение τ_K влияет как на работу компрессора, так и турбины. Допустим, что степень повышения давления в компрессоре постоянна. Влияние на мощность турбины: с увеличением температуры T_{12} возрастает температура конца сжатия T_2. Падает расход топлива (соответственно снижению разницы ($T_2 - T_3$)) и, как следствие, растёт коэффициент избытка воздуха. Падает значение газовой постоянной R (рисунок 3.19), соответственно, работоспособность газов RT и мощность турбины L_T. Влияние на мощность компрессора: с увеличением T_{12} потребная мощность на привод первого каскада компрессора остается неизменной, при этом за счёт повышения начальной температуры сжатия, мощность второго каскада растёт, поэтому растёт и общая мощность компрессора. Таким образом, с ростом T_{12} мощность турбины падает, мощность компрессора растёт. В рамках данного постоянного π_K полезная мощность $L_K = L_T - L_K$ перестает быть оптимальной. Необходимо изменить π_K. При увеличении π_K влияние измененного ранее (увеличенного) значения T_{12} будет выше на компрессор, нежели на турбину, как следствие, изменения полезной

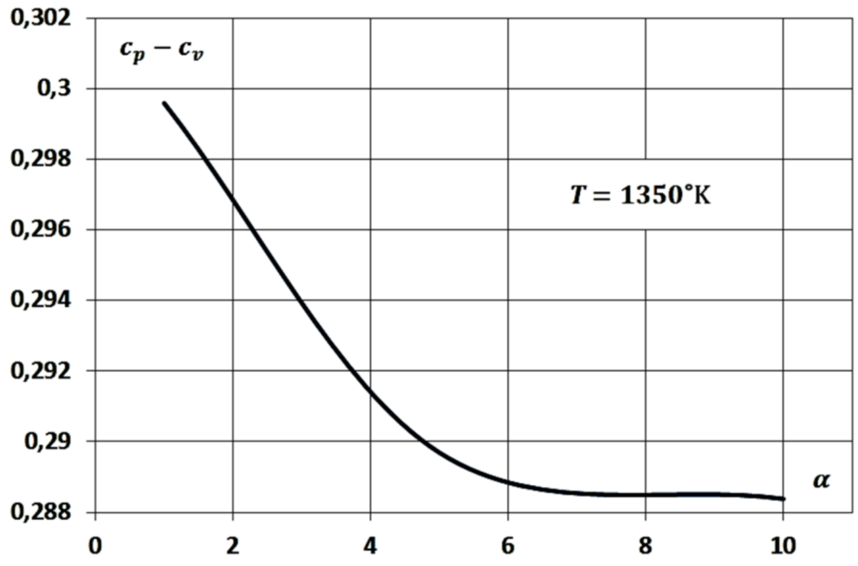


Рис. 3.19. Зависимость газовой постоянной R от коэффициента избытка воздуха α для продуктов сгорания природного газа, отработавших до температуры $T = 1350\,°K$

мощности пойдет по ниспадающей кривой функции $L_{n\,onm} = f(\pi_{\kappa})$. Таким образом, с ростом T_{12}, для достижения максимума полезной мощности, π_{κ} необходимо снизить.

2) С ростом τ_{κ} снижается разница в расчётах по моделям идеального и неидеального газа во всем диапазоне начальных температур газа T_3. Известно [6], что неидеальные свойства газа проявляются при росте давления и снижении их температуры. С ростом τ, во-первых, растёт температура сжатия во втором каскаде компрессора, во-вторых, как известно из предыдущего пункта, падают оптимальные степени повышения давления и, соответственно, давления процесса.

На графиках рисунка 3.20 приведены зависимости $\pi_{\kappa\,onm} = f(T_3)$ для расчёта при сопротивлении теплообменника $\sigma = (\Delta p_{ПО} / p_{21}) \cdot 100\% = 6\%$ и $\sigma = 9\%$. Сравнивая рис. 3.16 (в этом анализе принималось $\sigma = 3\%$) и рис. 3.20 можно сделать следующие выводы:

1) С ростом σ пусть незначительно, но падают оптимальные степени повышения давления при любых T_3, при этом для модели расчёта по реальным свойствам газа падение значительнее. При постоянной π_{κ} рост относительного сопротивления теплообменника σ приводит к росту мощности сжатия во втором каскаде $L_{\kappa}^{(2)}$, так как конечное давление должно оставаться постоянным. Как следствие, растет

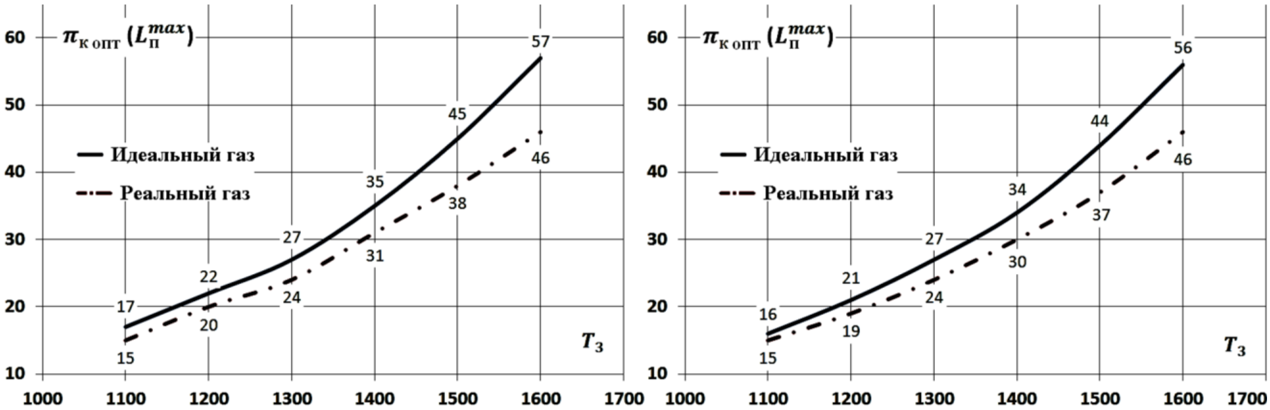


Рис. 3.20. Сравнение зависимостей $\pi_{\kappa\ onm} = f(T_3)$ при $\sigma = 6\%$ и $\sigma = 9\%$ для модели идеального ▬ и реального ▬·▬ газа

потребная мощность компрессора и падает полезная мощность ГТУ $L_n = L_T - L_\kappa$. Чтобы увеличить полезную мощность (что соответствует задаче поиска оптимума π_κ по L_n), необходимо снизить π_κ, так как при увеличении π_κ L_n упадет – исходное значение π_κ до увеличения σ уже было оптимальным при более благоприятных условиях по величине σ, и после него идет ниспадающая ветвь зависимости $L_{n\ onm} = f(\pi_\kappa)$. Выражаясь более просто, рост π_κ будет оказывать большее влияние на увеличение потребной мощности компрессора, нежели на увеличение мощности, вырабатываемой турбиной.

2) С ростом σ падает разница между расчётными значениями $\pi_{\kappa\ onm}$ по моделям идеального и реального газа. Неидеальность газа с ростом σ теряется за счёт:

-падения начального давления во втором каскаде компрессора, и увеличения конечной температуры сжатия (вследствие роста $\pi_\kappa^{(2)}$);

-падения общей оптимальной степени повышения давления воздуха в компрессоре (см. предыдущий пункт).

На рисунке 3.21 представлены зависимости $\pi_{\kappa\ onm} = f(T_3)$ для моделей идеального и реального газа при изоэнтропном КПД компрессора $\eta_\kappa = 0.83$ и $\eta_\kappa = 0.9$. Необходимо напомнить, что ранее выполненный анализ, рис. 3.16, проведен при $\eta_\kappa = 0.87$. Сравнивая зависимости рис. 3.21 и 3.16 можно выделить следующую тенденцию: при T_3=const, с ростом η_κ возрастает $\pi_{\kappa\ onm}$. С ростом η_κ падает потребная мощность на привод компрессора, кроме того, в результате снижения конечной температуры сжатия, возрастает газовая постоянная R и мощность газовой турбины. Соответственно, с ростом η_κ возрастает полезная мощность, момент, когда скорость роста L_T превысит скорость роста L_κ, оттягивается, и выгодным становится увеличение степени повышения давления. Поэтому при T_3=const с ростом η_κ повышаются $\pi_{\kappa\ onm}$.

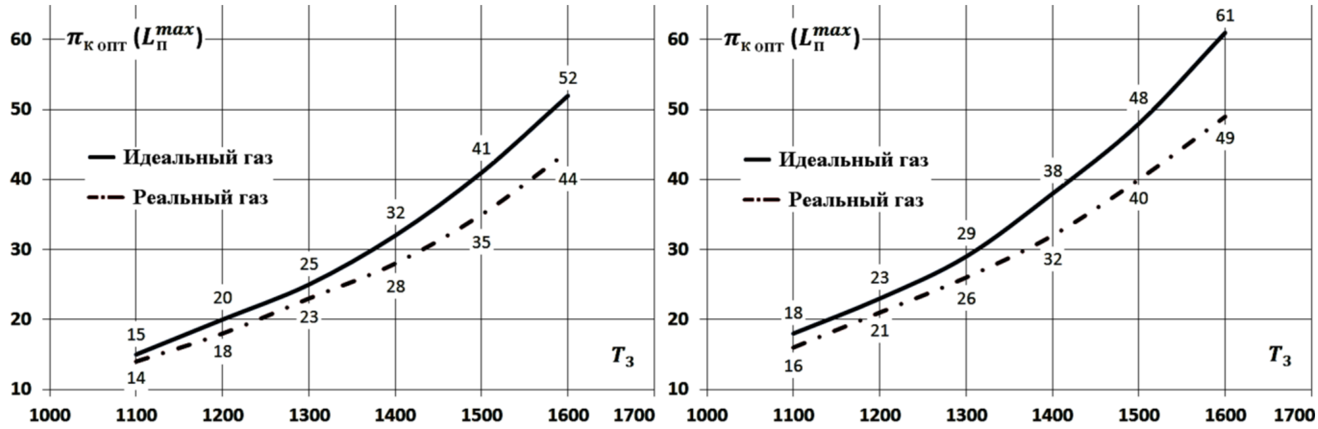


Рис. 3.21. Сравнение зависимостей $\pi_{к\ опт} = f(T_3)$ при $\eta_К = 0.83$ и $\eta_К = 0.9$ для модели идеального ▬ и реального ▬·▬ газа

Глава 3.3.2. Оптимальная степень повышения давления воздуха в компрессоре ГТУ с промежуточным охлаждением по критерию максимального термического КПД

Необходимо рассмотреть оптимизационную задачу поиска оптимальной степени повышения давления в компрессоре по критерию максимального термического КПД $\eta_t = \dfrac{L_n}{G_г Q_p^н / \eta_{кс}}$. В таблице 3.3 определена низшая расчётная теплота сгорания природного газа осредненного состава [5, 99, 100], по которому

Таблица 3.3. К определению низшей теплоты сгорания природного газа осредненного состава [5, 99, 100].

Наименование компоненты	Формула	Объёмная теплота сгорания Q, мДж/м^3	Плотность компоненты ρ, кг/м^3	Массовая теплота сгорания M=Q/ρ, мДж/кг	Массовая доля в составе горючего C	M*C, мДж/кг
Метан	CH4	33.4	0.667	50.096	0.98	49.09
Этан	C2H6	59.8	1.25	47.9	0.009	0.4309
Пропан	C3H8	86.5	1.83	47.2	0.005	0.236
n-бутан	C4H10	114	2.42	47.3	0.004	0.189
Двуок. углерода	CO2	0	1.830	0	0.002	0
Азот	N2	0	1.16	0	0.03	0
					Сумма M*C	49.9

определялись ранее термодинамические свойства продуктов сгорания. Исходные данные расчёта как и в главе 3.3.1 на стр. 106,107. На рисунках 3.22-3.24

приведены зависимости $\eta_t = f(\pi_\kappa)$ и $\pi^{(1)}_{\kappa\ onm} = f(\pi_\kappa)$.

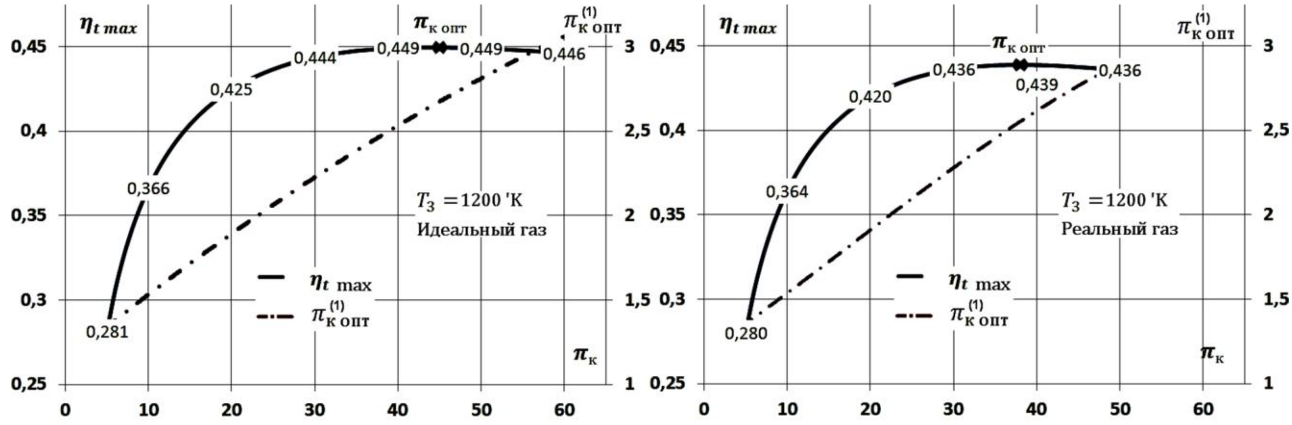


Рис. 3.22. Зависимость $\eta_{t\ onm} = f(\pi_\kappa)$ ▬ и $\pi^{(1)}_{\kappa\ onm} = f(\pi_\kappa)$ ▬▪▬ по моделям идеального и неидеального газа. Начальная температура продуктов сгорания $T_3 = 1200\,°K$

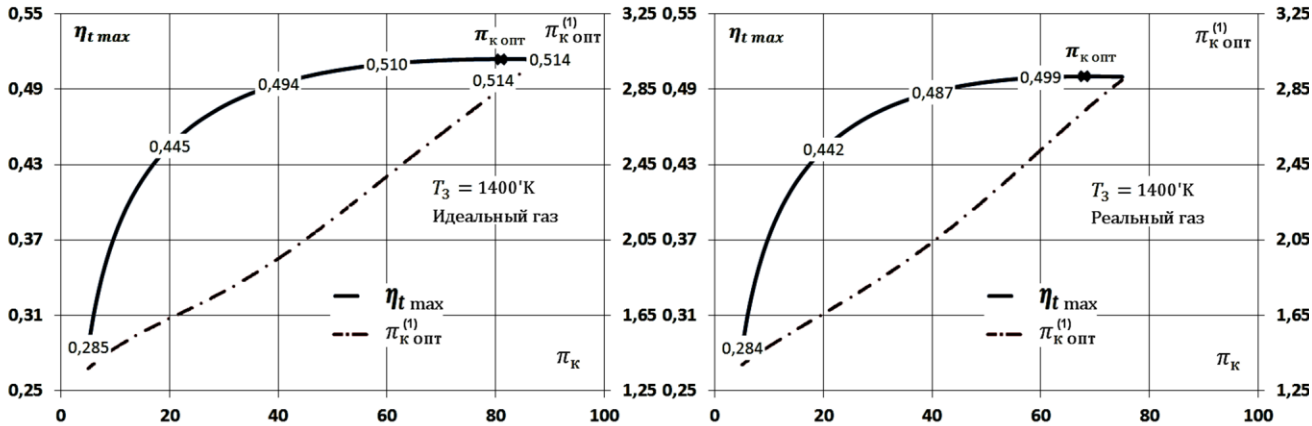


Рис. 3.23. Зависимость $\eta_{t\ onm} = f(\pi_\kappa)$ ▬ и $\pi^{(1)}_{\kappa\ onm} = f(\pi_\kappa)$ ▬▪▬ по моделям идеального и неидеального газа. Начальная температура продуктов сгорания $T_3 = 1400\,°K$

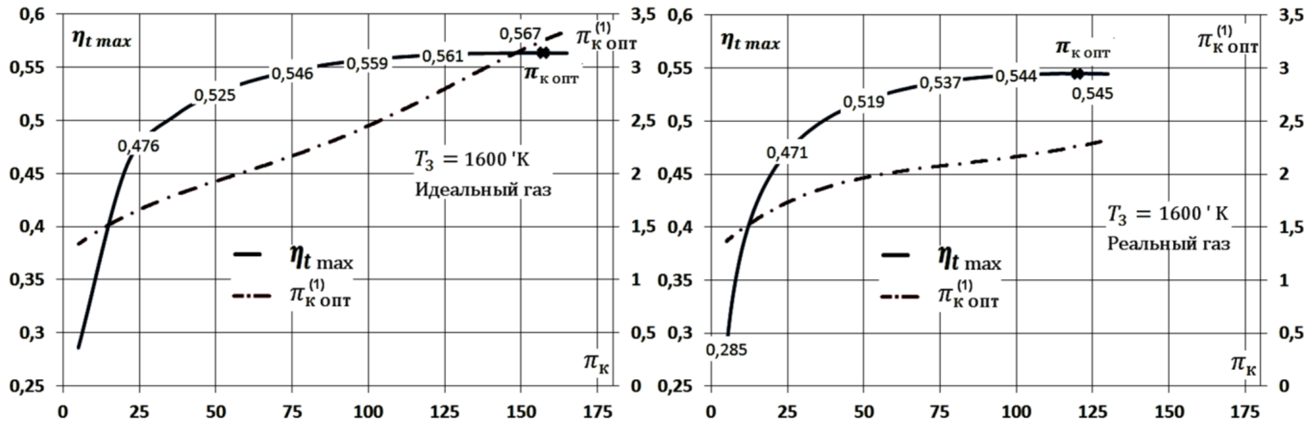


Рис. 3.24. Зависимость $\eta_{t\ onm} = f(\pi_\kappa)$ ▬ и $\pi^{(1)}_{\kappa\ onm} = f(\pi_\kappa)$ ▬▪▬ по моделям идеального и неидеального газа. Начальная температура продуктов сгорания $T_3 = 1600\,°K$

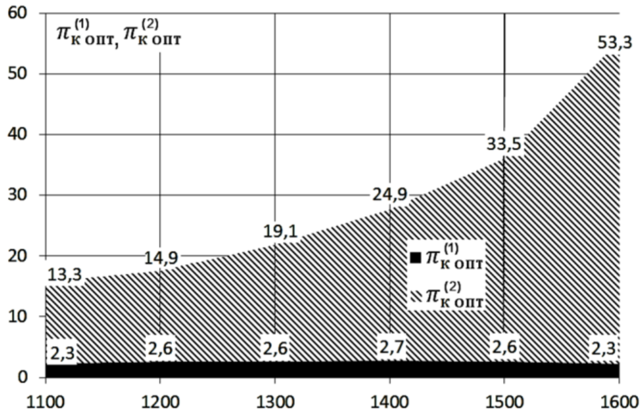


Рис. 3.25. Зависимость оптимальных $\pi_K^{(1)}$ и соответствующей $\pi_K^{(2)}$ от начальной температуры газов

Первый наблюдаемый факт – высокие оптимальные степени повышения давления – до 12 МПа (неидеальный газ) при $T_3 = 1600\,°K$. Это объясняется выгодой по расходу топлива от высокой конечной температуры сжатия, что достигается также относительно низкими степенями повышения давления в первом каскаде (и, соответственно, высокими во втором каскаде), рис. 3.25. В данном анализе высокая конечная температура оказывает большее влияние на исследуемую величину (η_t) нежели в анализе по полезной мощности, так как, не смотря на снижение работоспособности газа RT при повышении конечной температуры сжатия, быстро снижается расход топлива рис. 3.26. На рисунках 3.27-3.29 приведены зависимости $T_{21} = f(\pi_K)$, $T_2 = f(\pi_K)$, $\alpha = f(\pi_K)$ при оптимально определенной степени повышения давления в первом каскаде. Начальная температура газов принята равной $T_3 = 1600\,°K$.

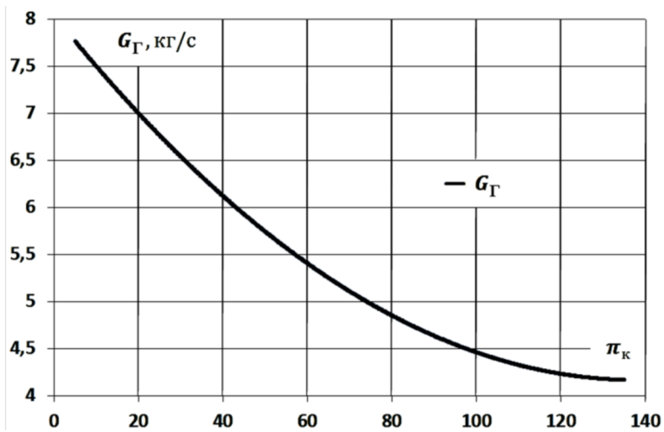


Рис. 3.26. Зависимость $G_\Gamma = f(\pi_K)$ при оптимальном выборе $\pi_K^{(1)}$ ($\eta_t = \max$)

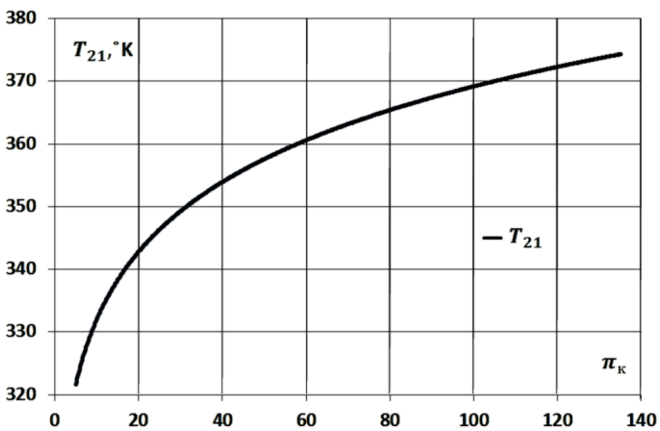


Рис. 3.27. Зависимость $T_{21} = f(\pi_K)$ при оптимальном выборе $\pi_K^{(1)}$ ($\eta_t = \max$)

Для анализа $L_n = f(\pi_K)$ $\pi_K^{(1)}$ и $\pi_K^{(2)}$ примерно равны между собой, при оценке $\pi_{K\,опт}$ по КПД характерно высокотемпературное сжатие во втором каскаде.

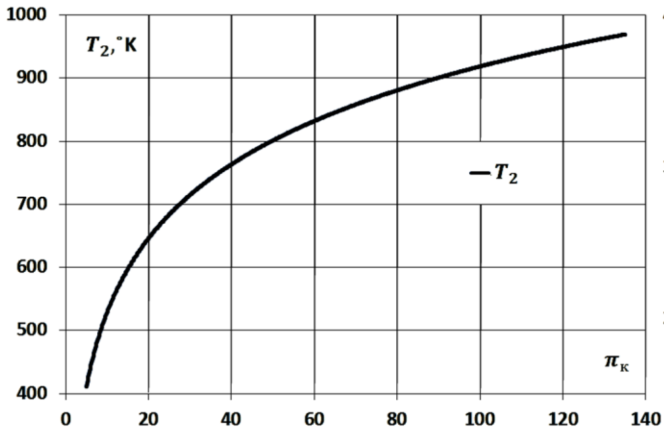


Рис. 3.28. Зависимость $T_2 = f(\pi_K)$ при оптимальном выборе $\pi_K^{(1)}$ ($\eta_t = \max$)

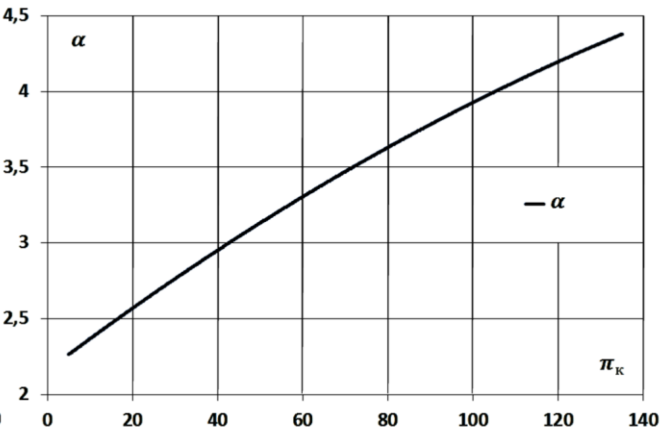


Рис. 3.29. Зависимость $\alpha = f(\pi_K)$ при оптимальном выборе $\pi_K^{(1)}$ ($\eta_t = \max$)

При одинаковых температурах T_3 расчёт КПД по модели идеального газа даёт относительную погрешность δ от 2.7% (при $T_3 = 1100\,°K$) до 3.4% (при $T_3 = 1600\,°K$), таблица 3.4. Идеальногазовая модель дает завышенные значения КПД.

Таблица 3.4. Ошибка в определении max η_t при использовании модели идеального газа

T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
η_t (идеальный газ)	0.413	0.450	0.485	0.515	0.540	0.564
η_t (реальный газ)	0.4021	0.439	0.472	0.50016	0.523	0.545
Абсолютная Δ, %	0.01071	0.01078	0.0122	0.0138	0.0163	0.0188
Относительная δ, %	2.66	2.46	2.58	2.75	3.12	3.46

При π_K=const идеальногазовая модель дает завышение значения η_t потому, что завышается полезная мощность ГТУ (объяснение дано в предыдущем параграфе). Одновременно с этим, ввиду занижения потребной мощности на привод компрессора в модели идеального газа, пониженной оказывается конечная температура сжатия: $T_2 = T_1 + l_K / \bar{c}_p$, не смотря на то, что средняя эффективная теплоемкость тоже снижается. Естественно, при этом растёт расход топлива $G_Г$. Однако, это не сказывается на росте η_t за счёт завышенной полезной мощности. Из-за пологого характера зависимости $\eta_t = f(\pi_K)$ в области оптимума, погрешность определения $\pi_{K\,опт}$ существенна, и достигает $\Delta = 35 - 31 = 4$ при $T_3 = 1100\,°K$ и $\Delta = 159 - 120 = 39$ значений π_K при $T_3 = 1600\,°K$. График зависимости $\pi_{K\,опт} = f(T_3)$ для обеих моделей расчёта показан на рисунке 3.30.

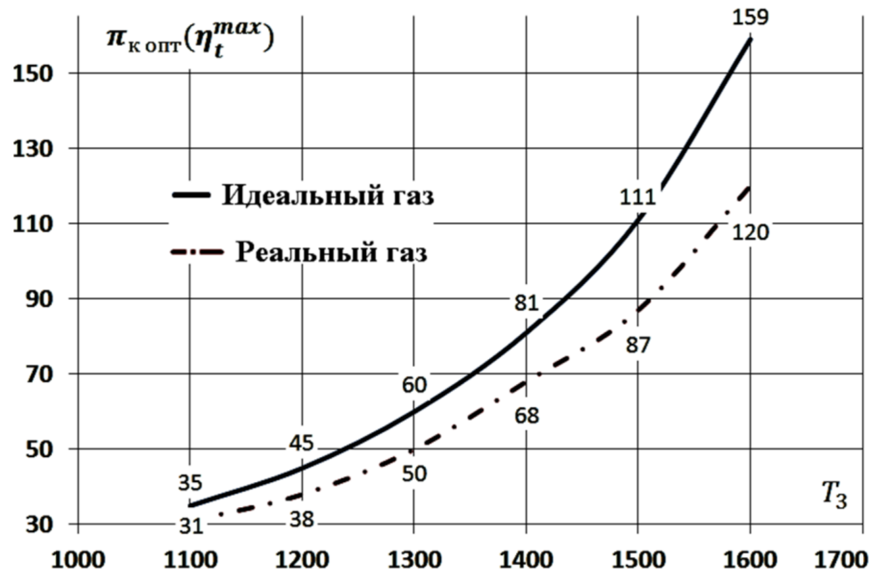


Рис. 3.30. Зависимость оптимальной степени повышения давления воздуха от начальной температуры продуктов сгорания при постоянных прочих условиях

Очевиден рост $\pi_{к\,опт}$ с увеличением T_3. Рост T_3 при $\pi_к$=const не влияет на мощность сжатия в компрессоре. При этом линейно возрастает мощность газовой турбины и полезная мощность. Однако с ростом разницы $T_3 - T_2$ увеличивается расход топлива $G_{\text{Г}}$. За счёт увеличения $L_п$ появляется потенциал для увеличения $\pi_к$ с целью организации более высокотемпературного сжатия – увеличения T_2 и снижения $G_{\text{Г}}$. Кроме того, $L_п$ растёт при увеличении T_3 также за счёт снижения α и увеличения R газов, рисунок 3.19. Разница в расчётных оптимальных $\pi_к$ для модели реального и идеального газа возрастает с ростом T_3, так как при соответствующем повышении оптимального $\pi_к$ растет влияние давления на теплоемкость, и, соответственно, неидеальность газа.

На рисунке 3.31 приведены зависимости $\pi_{к\,опт} = f(T_3)$ для относительной начальной температуры $\tau_к = T_{12}/T_1 = 319/290 = 1.1$ и $\tau_к = 1.2$ с целью выявления влияния температуры холодного воздуха на входе во второй каскад компрессора на разницу в расчёте по моделям идеального и реального газа. Оценивая графики рис. 3.30 (где $\tau_к$ принимался равным 1) и 3.31 можно выделить следующие тенденции:

1) С ростом $\tau_к$ оптимальная степень повышения давления существенно падает

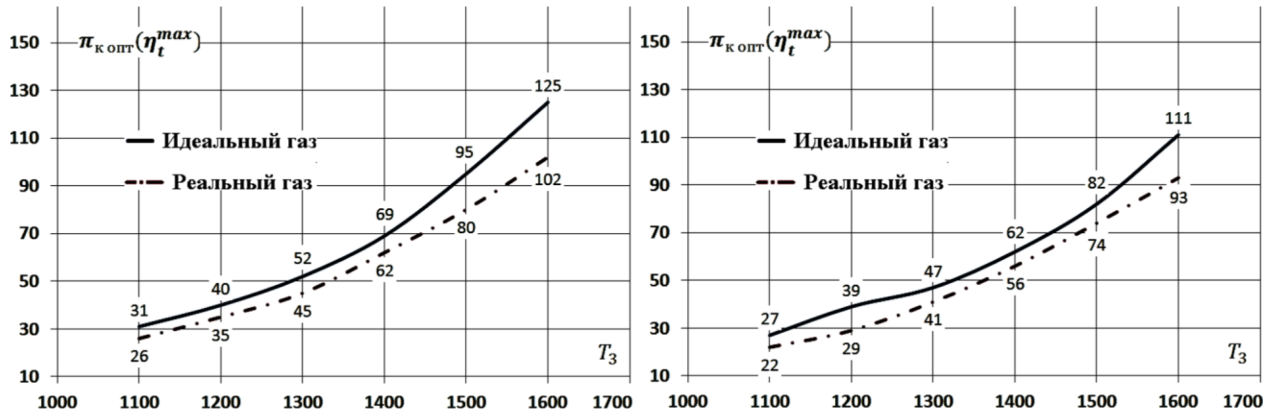


Рис. 3.31. Сравнение зависимостей $\pi_{K\ опт} = f(T_3)$ при $\tau_K = 1.1$ и $\tau_K = 1.2$ для модели идеального ▬ и реального ▬▪▬ газа

для всех температур и обеих моделей расчёта. При T_3=const и π_K=const увеличение начальной температуры сжатия во втором каскаде компрессора приводит к росту мощности сжатия во втором каскаде $L_K^{(2)}$ и, соответственно, повышению мощности на привод компрессора и снижению полезной мощности. Снижению полезной мощности способствует также падение удельной постоянной R продуктов сгорания вследствие более высокотемпературного сжатия во втором каскаде компрессора. Положительный эффект – снижение расхода топлива ввиду повышения конечной температуры сжатия – дает потенциал для снижения степени повышения давления с целью уменьшения затрат на привод компрессора и повышения полезной мощности. Поэтому с ростом τ_K общая оптимальная степень повышения давления снижается.

2) С ростом τ_K падает разница между рассчитанными значениями $\pi_{K\ опт}$ в идеальной и реальной модели расчёта. Неидеальные свойства газа проявляются с ростом температуры и падением давления. С ростом τ_K во-первых повышается средняя температура сжатия, во-вторых падают оптимальные степени повышения давления (см. предыдущий пункт). Мощность и конечная температура сжатия, а также мощность турбины, рассчитанные по двум моделям расчёта, с ростом τ_K сближаются.

В таблицу 3.5 сведена зависимость $\eta_t^{\max} = f(T_3, \tau_K)$ для модели реального газа.

Таблица 3.5. Зависимость $\eta_t^{\max} = f(T_3, \tau_K)$ при оптимальном π_K

T_3		1100	1200	1300	1400	1500	1600
η_t	τ_K =1	0.40203	0.439	0.472	0.50016	0.523	0.545
	τ_K =1.1	0.385	0.423	0.458	0.488	0.512	0.532
	τ_K =1.2	0.372	0.4095	0.445	0.477	0.5035	0.524

Так как на η_t существенное влияние оказывает конечная температура сжатия, возникает вопрос – есть ли оптимальная степень охлаждения рабочего тела в ПО? Судя по рисунку 3.32 такого оптимума нет, термический КПД непрерывно снижается при росте $\tau_к$ для обеих моделей расчёта.

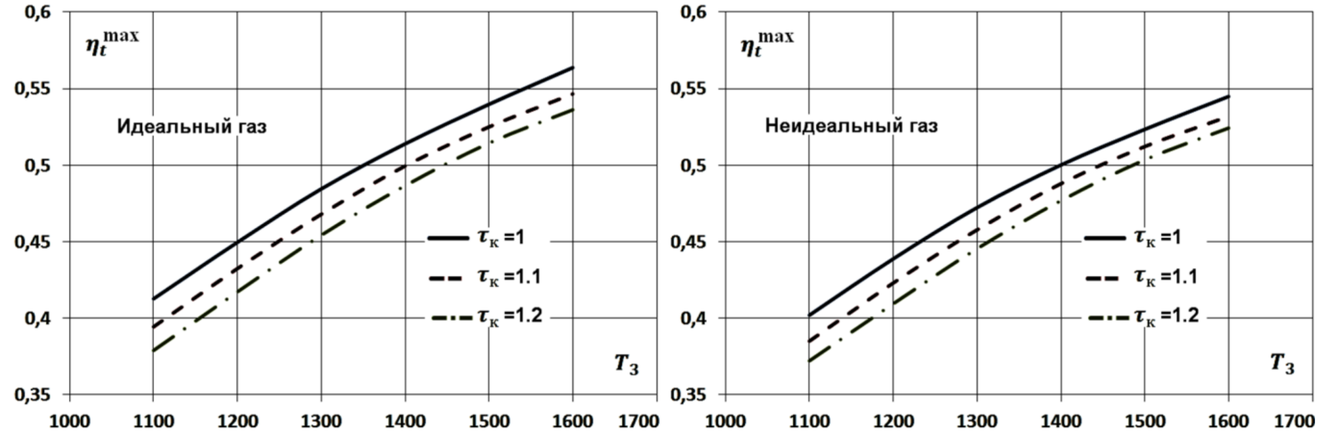


Рис. 3.32. Зависимость $\eta_t^{max} = f(T_3, \tau_к)$ для идеальной и неидеальной модели расчёта

Таблица рассчитана при соответствующих оптимальных значениях $\pi_к$. Для любого постоянного $\pi_к$ снижение $\tau_к$ приведет к падению η_t вследствие снижения конечной температуры сжатия. Причины снижения η_t при росте $\tau_к$ (при оптимально определённом $\pi_к$): как известно, рис. 3.30, рис.3.31, с ростом $\tau_к$ неизбежно падают $\pi_{к\ опт}$. При этом, несмотря на снижение мощности сжатия, за счёт падения мощности турбины падает полезная мощность. Кроме того, вследствие падения конечной температуры сжатия, возрастает расход топлива. Поэтому, при оптимально оцененных $\pi_к$, с ростом $\tau_к$ падает η_t.

Также тенденцией является рост η_t при увеличении T_3. С ростом T_3 линейно увеличивается полезная мощность, при этом рост расхода топлива сдерживается постоянно растущим $\pi_{к\ опт}$, рис. 3.30. L_n с ростом T_3 изменяется быстрее $G_Г$. Отношение $L_n / G_Г$ растёт с ростом T_3, термический КПД увеличивается.

На величину η_t оказывает влияние сопротивление теплообменника $\sigma = \Delta p_{ПО} / p_{21}$. На рисунке 3.33 представлены зависимости $\pi_{к\ опт} = f(T_3)$ по критерию максимального термического КПД для сопротивления ПО $\sigma = 6\%$ и $\sigma = 9\%$. Сравнивая рис. 3.30 (где $\sigma = 3\%$) и 3.33 можно заметить следующие тенденции:

1) Оптимальная степень повышения давления падает с ростом σ при всех температурах и для обеих моделей расчёта. . При $\pi_к$=const рост сопротивления σ

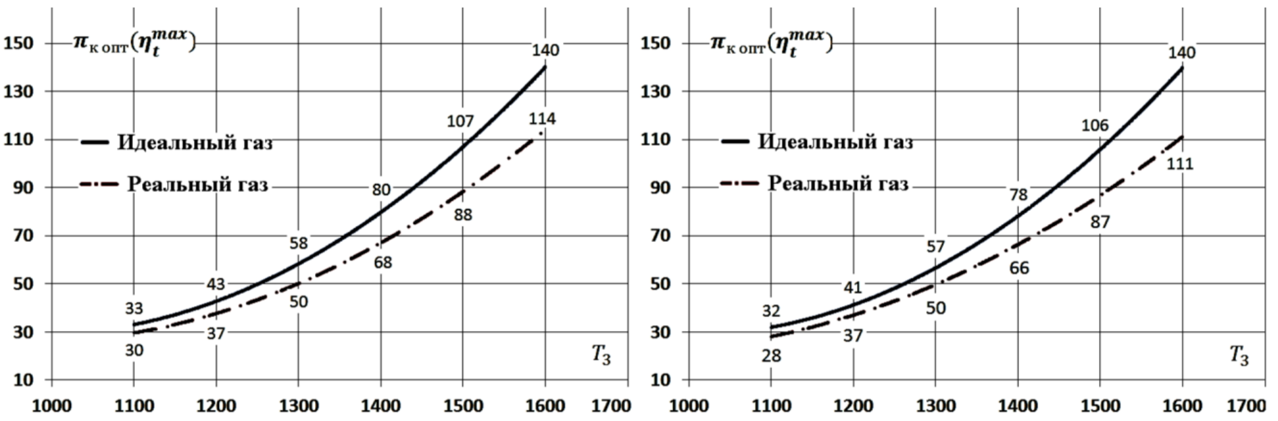


Рис. 3.33. Сравнение зависимостей $\pi_{к\ опт} = f(T_3)$ при $\sigma = 6\%$ и $\sigma = 9\%$ для модели идеального ▬ и реального ▬·▬ газа

приводит к увеличению мощности сжатия во втором каскаде $L_к^{(2)}$ (так как начальная температура сжатия не изменяется, а степень повышения давления возрастает за счёт необходимости компенсации увеличившегося сопротивления теплообменника). При этом падает полезная мощность $L_п$ (в том числе из-за снижения удельной газовой постоянной R). Не смотря на снижение расхода топлива $G_г$ вследствие повышения конечной температуры сжатия, выгоднее незначительно снизить $\pi_к$ с целью повышения полезной мощности, что более существенно повлияет на η_t.

2) Разница в расчётных значениях оптимальной степени повышения давления по модели идеального и реального газа снижается с ростом σ. С ростом σ снижаются оптимальные степени повышения давления и, соответственно, давления в цикле.

По данным графиков 3.34 σ также не имеет оптимального значения, с ростом σ термический КПД падает при T_3=const и оптимально рассчитанной степени повышения давления.

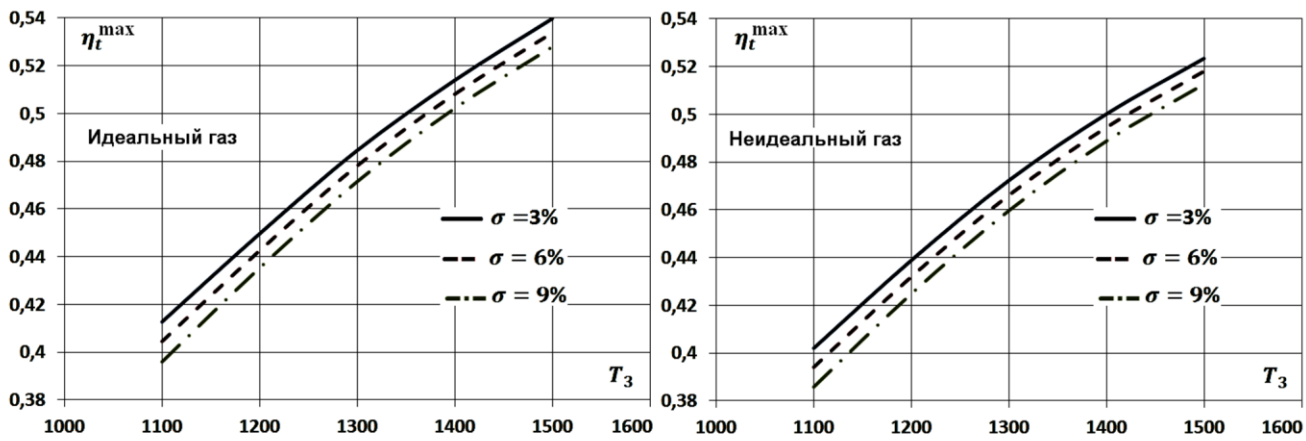


Рис. 3.34. Зависимость $\eta_t^{max} = f(T_3; \sigma)$ для идеальной и неидеальной модели расчёта.

Зависимость $\eta_t^{\max} = f(T_3;\sigma)$ при оптимальных $\pi_к$ сведена в таблицу 3.6.

Таблица 3.6. Зависимость $\eta_t^{\max} = f(T_3;\sigma)$ для реального газа

T_3		1100	1200	1300	1400	1500
η_t	σ =3%	0,40203	0,439	0,472	0,50015	0,523
	σ =6%	0,394	0,432	0,466	0,494	0,518
	σ =9%	0,386	0,425	0,460	0,489	0,513

При T_3=const с ростом σ падают оптимальные степени повышения давления $\pi_{к\,опт}$. При этом, за счёт снижения степени расширения в турбине, падает полезная мощность. Однако, за счёт увеличения $\pi_к^{(2)}$ (вследствие необходимости компенсировать потери в теплообменнике), возрастает конечная температура сжатия и снижается расход топлива. С ростом σ (и соответствующим снижением $\pi_{к\,опт}$) L_n снижается быстрее $G_г$, отношение $L_n\,/\,G_г$ с ростом σ падает, падает и η_t.

На рисунке 3.35 представлены зависимости $\pi_{к\,опт} = f(T_3)$ при изоэнтропном КПД компрессора $\eta_к = 0.83$, и $\eta_к = 0.9$ для модели реального и идеального газа. Расчёт ведется по критерию максимального термического КПД.

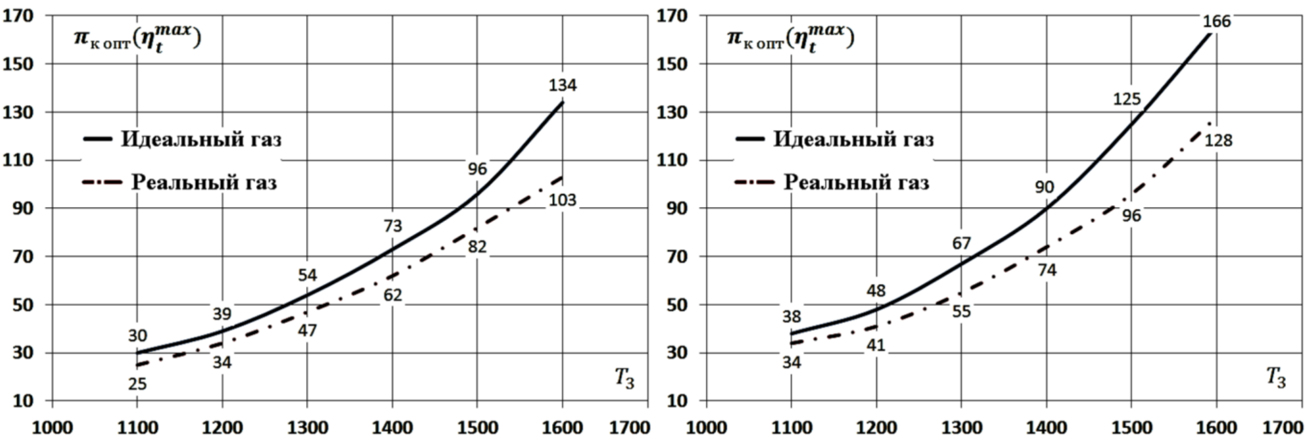


Рис. 3.35. Сравнение зависимостей $\pi_{к\,опт} = f(T_3)$ при $\eta_к = 0.83$ и $\eta_к = 0.9$ для модели идеального ▬ и реального ▬·▬ газа

Ранее на рис. 3.30 эта зависимость была показана при $\eta_к = 0.87$. Сравнивая рис. 3.30 и 3.35 можно сделать следующий вывод: с ростом $\eta_к$ при T_3=const возрастают $\pi_{к\,опт}$. Как известно из предыдущей главы, увеличение $\pi_к$ при росте $\eta_к$ повышает полезную мощность ГТУ. Кроме того, повышение $\pi_к$ сверх оптимального по полезной мощности, позволяет скомпенсировать повышение расхода топлива. Повышение $G_г$ происходит вследствие снижения конечной температуры сжатия (за счёт роста $\eta_к$). Это выгоднее с точки зрения η_t.

Важно рассмотреть, какое влияние оказывает температура окружающего воздуха на технико-экономические показатели ГТУ с ПО. Проводится расчёт тепловой схемы ГТУ при трёх температурах наружного воздуха: $223.15\,°K\ (-50\,°C)$, $273.15\,°K\ (0\,°C)$, $323.15\,°K\ (50\,°C)$. Целью, как и в предыдущих расчётах, ставится поиск оптимальной степени повышения давления по критерию максимальных η_t и L_n при разных T_3. Исходные данные на стр. 106,107. Принимается, что температура после охладителя T_{12} равна температуре окружающего воздуха.

1. Влияние температуры окружающего воздуха T_1 на $\pi_{к\,опт}$ по критерию максимального термического КПД:

На рисунке 3.36 приведены зависимости $\pi_{к\,опт} = f(T_3)$ для моделей идеального и реального газа при различных значениях T_1. Данные при $\pi_к > 200$ получены экстраполяцией, так как рабочий диапазон аппроксимационных уравнений (2.1), (2.3), (2.4), (2.6)-(2.8) лежит в пределах $0.1 \div 20$ МПа.

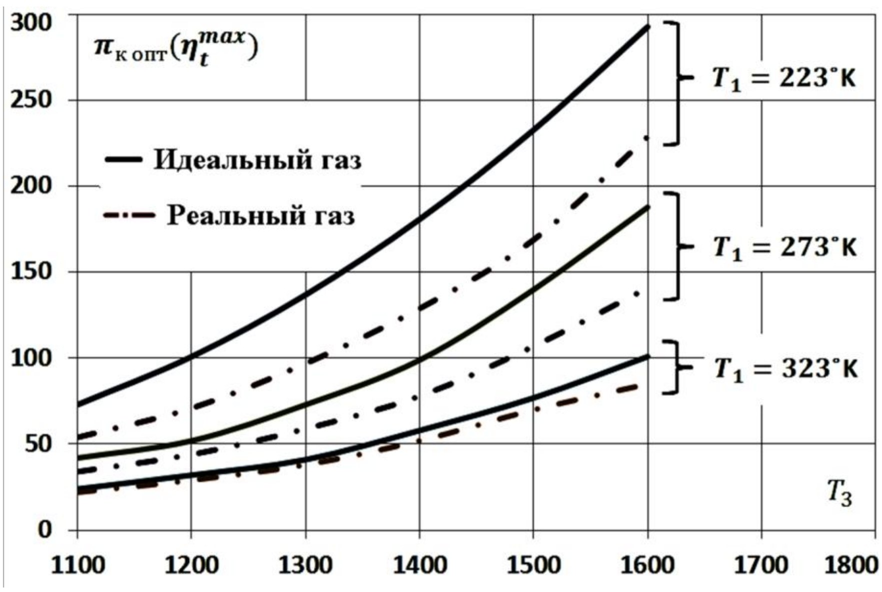


Рис. 3.36. Зависимость оптимальной степени повышения давления в компрессоре от начальной температуры продуктов сгорания и начальной температуры воздуха.

Обращают на себя внимание следующие тенденции:

а) $\pi_{к\,опт}$ падают с ростом T_1 во всем диапазоне изменения T_3 для обеих моделей расчёта. При постоянной $\pi_к$ рост T_1 приводит к росту работ сжатия, как первого, так и второго каскада компрессора за счёт увеличения теплоемкости рабочего тела при постоянной степени повышения давления (стоит помнить, что в рамках анализа $T_1 = T_{12}$). Как следствие, падает полезная мощность ГТУ - $L_n = L_T - L_к$. В то же время рост T_1 приводит к росту конечной температуры сжатия T_2, как следствие, повышению коэффициента избытка воздуха α и снижению расхода топлива $G_Г$. Падение L_n и $G_Г$ оказывает противоположное влияние на $\eta_t = \frac{L_n}{G_Г} \cdot \left(\frac{\eta_{кс}}{Q_p^н} = const \right)$, однако влияние падения L_n существеннее, и η_t снижается. Текущее значение $\pi_к$ перестает быть оптимальным, и $\pi_к$ следует уменьшить для достижения максимума термического КПД, так как при увеличении степени повышения давления при текущем T_1, η_t будет соответствовать ниспадающей ветви зависимости $\eta_t = f(\pi_к)$.

б) С ростом T_1 падает разница между $\pi_{к\,опт}$, рассчитанными по моделям реального и идеального газа при одинаковых T_3. Тенденция к проявлению неидеальных свойств газа теряется с ростом температуры, кроме того, с ростом T_1 падают и оптимальные степени повышения давления, соответственно, давления цикла. Максимальная разница ($\Delta\pi_{к\,опт} = 63$) в определении $\pi_{к\,опт}$ по двум моделям расчёта достигается при $T_1 = 223\,°K$, $T_3 = 1600\,°K$.

в) при низких T_1 и высоких T_3 оптимальные степени повышения давления по критерию максимального термического КПД достигают очень высоких значений, даже больше, чем в паротурбинном цикле.

г) Разница в $\pi_{к\,опт}$ при постоянном T_1 для обеих моделей расчёта растёт с ростом T_3 - так как растёт как рабочий диапазон процессов расширения, так и давления в компрессоре газовой турбины вследствие увеличения оптимальной степени повышения давления с ростом T_3.

Необходимо рассмотреть теперь влияние T_1 на величину η_t. Зависимость $\eta_t^{max} = f(T_3;T_1)$ приведена в таблице 3.7 при условии, что η_t определён при оптимальном значении $\pi_к$.

Обращают на себя влияние следующие тенденции:

д) η_t падает с ростом T_1. Объяснение приводилось ранее;

Таблица 3.7. Зависимость $\eta_t^{max} = f(T_3;T_1)$ реального и идеального газа

T_1=223°K						
T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
η_t ид. газ	0,5083	0,541	0,572	0,599	0,621	0,639
η_t реал. газ	0,487	0,518	0,545	0,569	0,589	0,6049
$\Delta\eta_t$	0,0212	0,0231	0,0268	0,0299	0,0323	0,0340

Таблица 3.7. Продолжение

T_1=273°K						
T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
η_t ид. газ	0,436	0,472	0,5058	0,534	0,562	0,584
η_t реал. газ	0,4208	0,457	0,489	0,515	0,538	-
$\Delta\eta_t$	0,0156	0,0154	0,0168	0,0186	0,0234	-
T_1=323°K						
T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
η_t ид. газ	0,368	0,4068	0,444	0,476	0,50302	0,526
η_t реал. газ	0,3602	0,399	0,435	0,466	0,492	0,513
$\Delta\eta_t$	0,00758	0,00778	0,00868	0,01002	0,0114	0,0135

Для реального газа график $\eta_t^{\max} = f(T_3;T_1)$ представлен на рисунке 3.37.

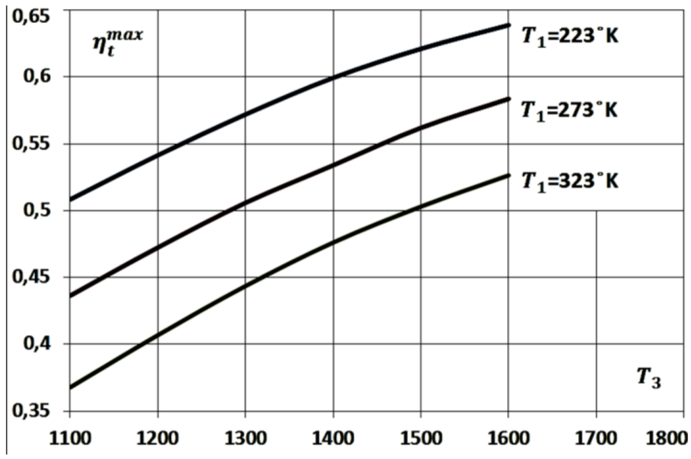


Рис. 3.37. Зависимость термического КПД ГТУ от начальной температуры продуктов сгорания и начальной температуры воздуха.

Разница в расчётных значениях η_t по обеим моделям расчёта (ошибка определения η_t по модели идеального газа) падает с ростом T_1, рисунок 3.38.

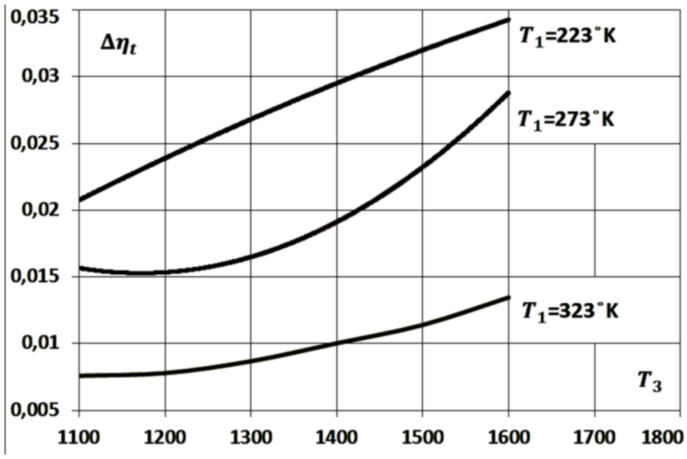


Рис. 3.38. Абсолютная ошибка определения η_t при использовании модели идеального газа.

Максимум $\Delta\eta_t$ при $T_3 = 1600\,°K$ и $T_1 = 223\,°K$ - 3.4% (5.6% относительных).

2. Влияние начальной температуры T_1 на $\pi_{к\ опт}$ по критерию $L_{п}^{max}$.

Рисунок 3.39 представляет зависимость $\pi_{к\ опт} = f(T_3, T_1)$ для моделей реального и идеального газа. Здесь те же тенденции в изменении $\pi_{к\ опт}$, что и в анализе по η_t.

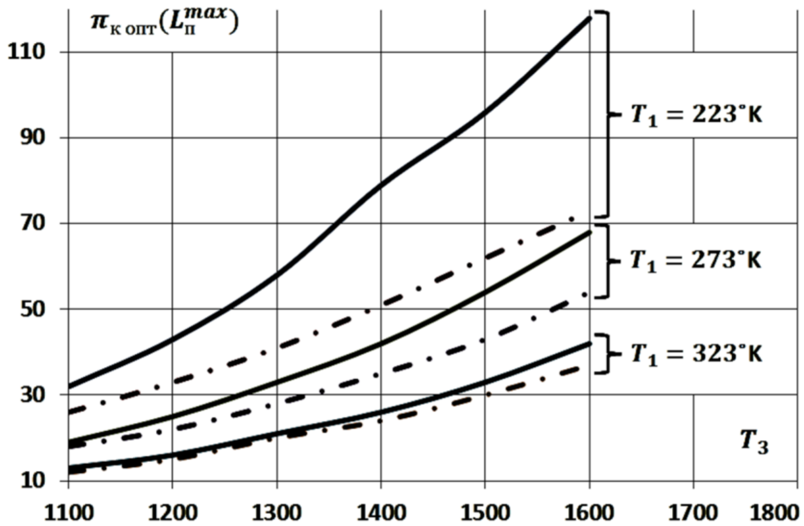


Рис. 3.39. Зависимость оптимальной степени повышения давления от начальной температуры продуктов сгорания и начальной температуры воздуха.

В таблицу 3.8 сведена зависимость $L_{п}^{max} = f(T_3; T_1)$:

Таблица 3.8. Зависимость $L_{п}^{max} = f(T_3; T_1)$ для реального и идеального газа

T_1=223°K						
T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
L_n ид. газ	100373	121638	144445	168680	194361	221377
L_n реал. газ	97138	117472	139161	162132	186318	211664
ΔL_n	3235	4166	5284	6548	8043	9713
T_1=273°K						
T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
L_n ид. газ	79858	98833	119323	141285	164685	189495
L_n реал. газ	77823	96385	11638	137721	160357	184248
ΔL_n	2035	2448	2940	3564	4328	5247
T_1=323°K						
T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
L_n ид. газ	62805	79807	98311	118269	139628	162368
L_n реал. газ	62012	78815	97082	116740	137716	159964
ΔL_n	793	992	1229	1529	1913	2404

Графическая зависимость из таблицы для реального газа на рисунке 3.40

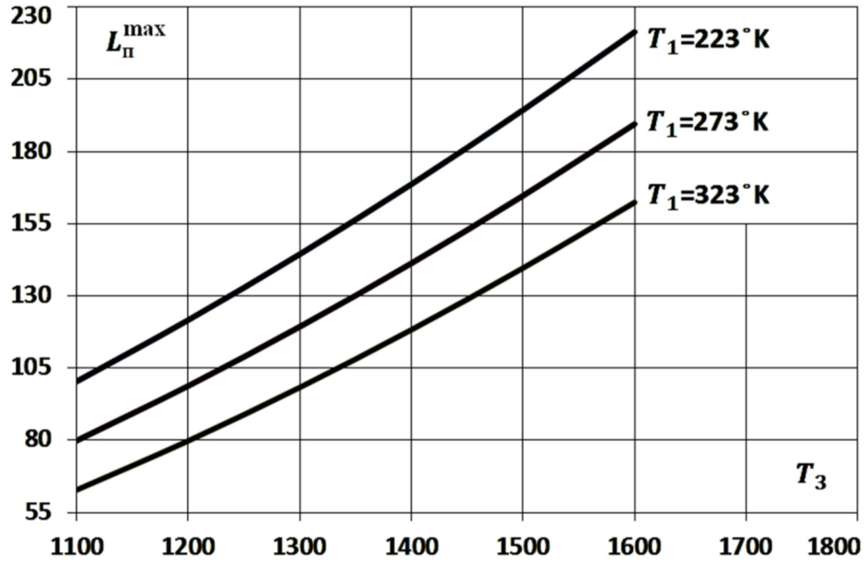


Рис. 3.40. Зависимость полезной мощности от начальной температуры продуктов сгорания и начальной температуры воздуха для реального газа.

Максимальная относительная погрешность при оценке $L_п^{max}$ в сравнении модели идеального и реального газа составляет 4.4%, рисунок 3.41.

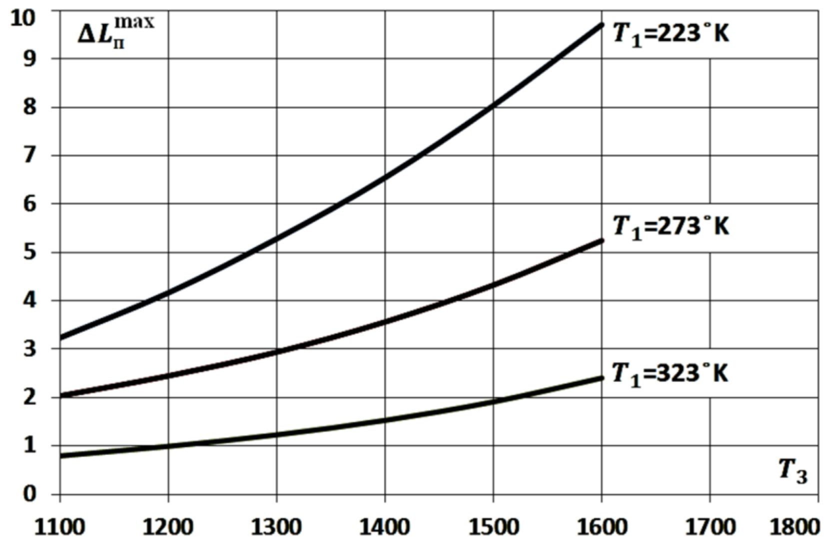


Рис. 3.41. Абсолютная ошибка определения $L_п^{max}$ при использовании модели идеального

Заметно, что ошибка в определении L_n^{max} по модели идеального газа растёт с увеличением T_3 более интенсивно при низких T_1, так как кроме увеличивающегося рабочего диапазона давлений цикла, на ошибку влияет отличное от единицы значение коэффициента сжимаемости и сильно нелинейная зависимость теплоемкости воздуха от температуры.

Произведена оценка соответствия степеней повышения давления действующих установок расчётным оптимальным значениям по моделям различных авторов, рис 3.42. Так как модели [29],[34], [94] предполагают изначально заданные изоэнтропные КПД каскадов компрессора, расчёт в авторской модели как при реальных, так и при идеальных свойствах газа произведён при фиксированных, не зависящих от распределения степеней повышения давления, изоэнтопных КПД. Исходные данные расчёта:

p_1=0.1 МПа; T_1=290 К; T_{12}=290 К; T_3=1100…1600 К. Изоэнтропные КПД:

$\eta_{из}^{(1)}$=0.85; $\eta_{из}^{(2)}$=0.84; $\eta_{из}^{(т)}$=0.87; Относительные сопротивления в трактах:

$\sigma_{вх}$=2%; $\sigma_{кс}$=1.5%; $\sigma_{вых}$=2%; Постоянные термодинамические свойства рабочих тел в моделях [29],[34], [94] приняты по рекомендациям работы [25].

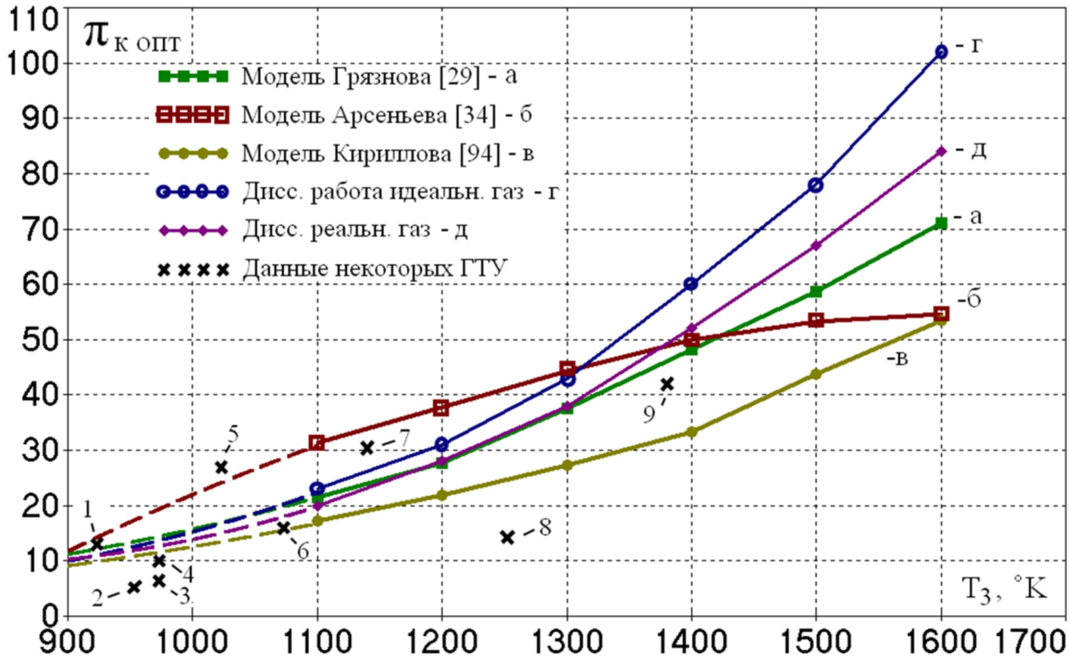


Рис. 3.42. Сравнение расчётной оптимальной степени повышения давления в компрессоре по критерию максимального термического КПД с номинальными параметрами действующих ГТУ: 1) ГТ-12-3; 2) Эшер-Висс АК-10/12 3) ГТ-700-12М 4) ГТ-25 5) ГТ-100-750; 6) ГТУ-50-800; 7) GE LM6000 8) RR WR-12; 9) GE LMS100

Стоит отметить, что только установки № 5,7,9 выполнены без регенератора. Установки с промежуточным охлаждением и регенератором имеют более низкие $\pi_{к\ опт}$ нежели установки только с промежуточным охлаждением с целью повышения температурного перепада между отработавшими газами и воздухом.

Совокупности начальных T_3, и соответствующих им $\pi_{КОПТ}$ как по критериям полезной мощности, так и особенно по критерию максимального термического КПД, на данный момент не достижимы в связи с пределом прочности материалов [4]. Однако с начала развития газотурбинной техники начальные параметры продуктов сгорания неуклонно растут. Максимальная температура реализована в установке Mitsubishi Hitachi M701G2 – 1800 K [37], максимальная степень повышения давления в General Electric LMS100 – 42 [11].

Глава 3.3.3. Сравнение технико-экономических показателей газотурбинной установки простого цикла и цикла с промежуточным охлаждением при одинаковых начальных температурах продуктов сгорания.

В литературе указывается на неэффективность цикла с ПО в сравнении с простым циклом с точки зрения термического КПД цикла [24,34,95]. При этом сравнительный анализ циклов производится при одинаковой степени повышения давления, несмотря на то, что оптимальные π_K перечисленных установок при одинаковых начальных температурах различаются значительно [34].

Интересно провести сравнительный анализ при оптимально рассчитанных степенях повышения давления, сравнивая циклы при одинаковых начальных температурах продуктов сгорания T_3, начальных параметрах окружающей среды, расходах рабочего тела, эффективности основных узлов – компрессора, камеры сгорания и турбины. Благодаря самостоятельно разработанному алгоритму распределения изоэнтропных коэффициентов полезного действия между каскадами компрессора, при вариации степени повышения давления в первом каскаде, что необходимо при поиске оптимальной степени повышения давления в ГТУ с ПО, общий изоэнтропный КПД компрессора остаётся постоянным, и это позволяет сравнивать цикл с ПО и простой цикл при одинаковых значениях КПД компрессоров.

В первую очередь необходимо рассмотреть задачу поиска оптимальной степени повышения давления в установке простого цикла. Исходные данные на странице 106,107 (естественно, за исключением переменных T_{12} и σ, свойственных только ГТУ с ПО).

На рисунках 3.42-3.43 представлены зависимости $L_n = f(\pi_к)$ для разных значений T_3, рассчитанные в моделях реального и идеального газа. Даже в узком диапазоне

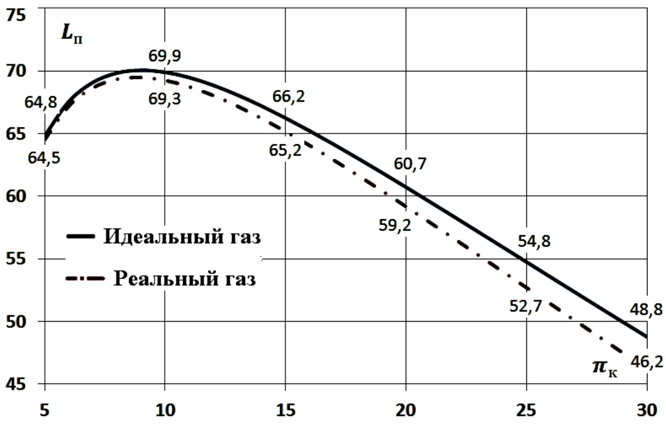


Рис. 3.42. Зависимость полезной мощности от $\pi_К$ воздуха при $T_3 = 1200\,°K$

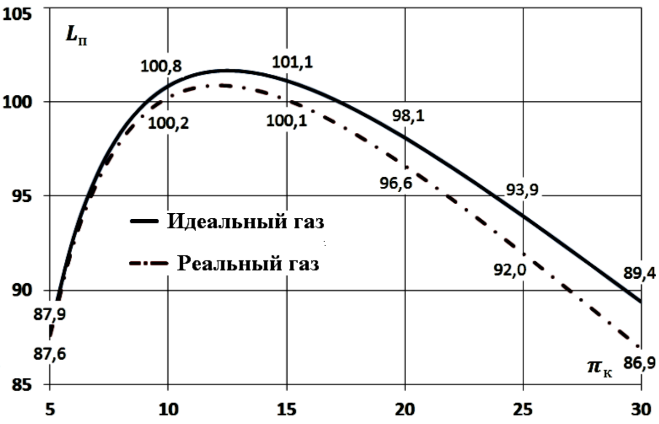


Рис.3.43.Зависимость полезной мощности от $\pi_К$ воздуха при $T_3 = 1400\,°K$

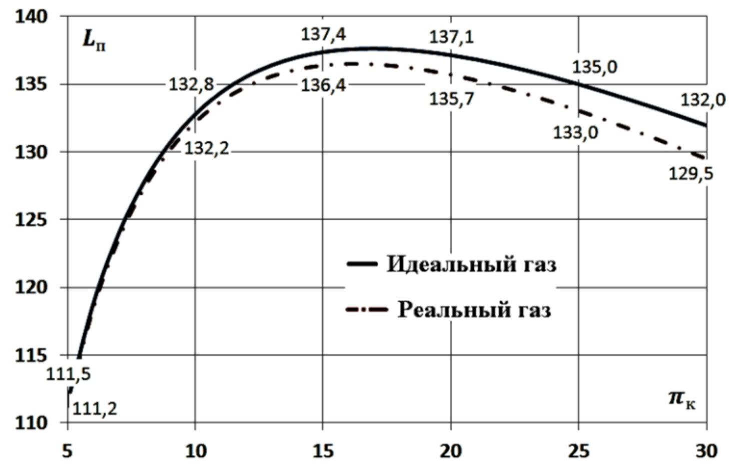


Рис. 3.44. Зависимость полезной мощности от повышения давления воздуха, $T_3 = 1600\,°K$

вариации $\pi_к$ заметен ярко выраженный оптимум по $L_п$. Оптимальные степени повышения давления существенно ниже чем в цикле с ПО (от 7 до 17 при вариации $T_3 = 1100 \div 1600°K$). Из-за невысоких $\pi_К$ и отсутствия промежуточного охлаждения, относительная погрешность определения мощности при применении модели идеального газа лежит в пределах $0.75 \div 0.87\%$, таблица 3.9.

Таблица 3.9. Сравнение максимальных мощностей ГТУ простой схемы, рассчитанных по моделям идеального и реального газа.

T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
$L_п$ ид. газ	55989	70056	85272	101643	119121	137631
$L_п$ реал. газ	55497	69485	84597	100877	118194	136501
$\Delta L_п$, МВт	492	571	675	766	927	1129
δ, %	0.879	0.816	0.791	0.753	0.778	0.8206

Тенденции изменения оптимальной степени повышения давления в зависимости от T_3 прослеживаются на рисунке 3.45. $\pi_{к\,опт}$ линейно зависит от T_3. При этом

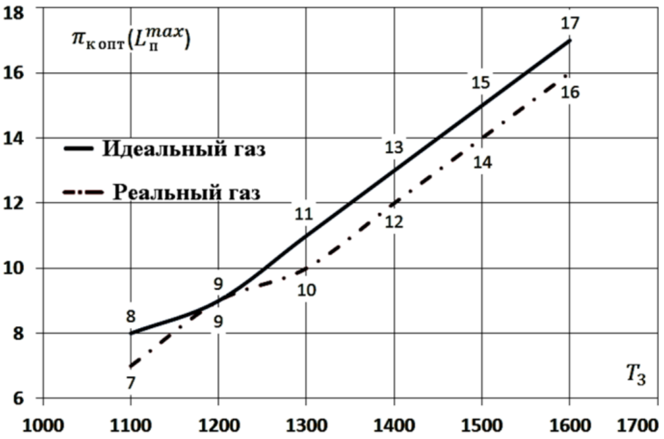


Рис. 3.45. Зависимость оптимальной степени повышения давления воздуха от начальной температуры продуктов сгорания по критерию полезной мощности ГТУ простой схемы

невелика разница в расчётных величинах $\pi_{к\ опт}$ по моделям реального и идеального газа. Кроме того, эта разница усугублена дискретно принятыми (с шагом 1) значениями $\pi_к$ при вариативном расчёте. Очевидно, задача поиска $\pi_{к\ опт}$ по критерию максимума полезной мощности для ГТУ простой схемы может проводиться в модели идеального газа.

Иначе обстоит дело с оценкой оптимальной степени повышения давления по критерию максимального термического КПД цикла. На рисунках 3.46-3.48 представлены зависимости $\eta_t = f(\pi_к)$ для разных T_3.

В первую очередь стоит отметить высокие оптимальные степени повышения давления при оптимизации по η_t - для установки простого цикла $\pi_{к\ опт}$ лежит в пределах 19-71 при изменении $T_3 = 1100 \div 1600$. Это связано с выгодой от высокотемпературного сжатия по расходу топлива опосредованно через температуру перед камерой сгорания. Ошибка в определении $\eta_t^{\max}$ по модели

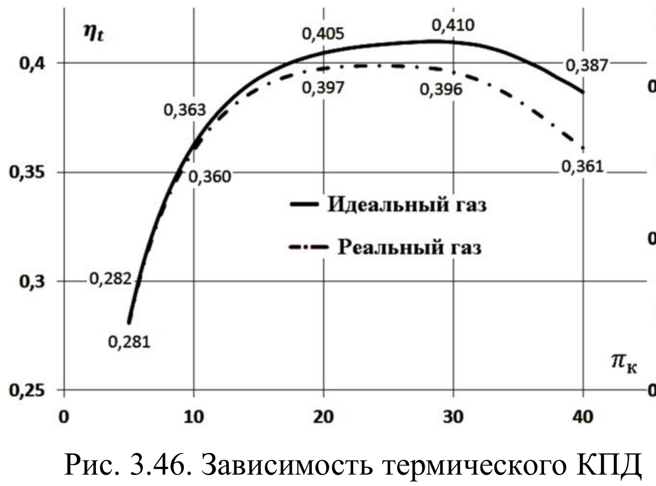


Рис. 3.46. Зависимость термического КПД от $\pi_К$ воздуха при $T_3 = 1200$

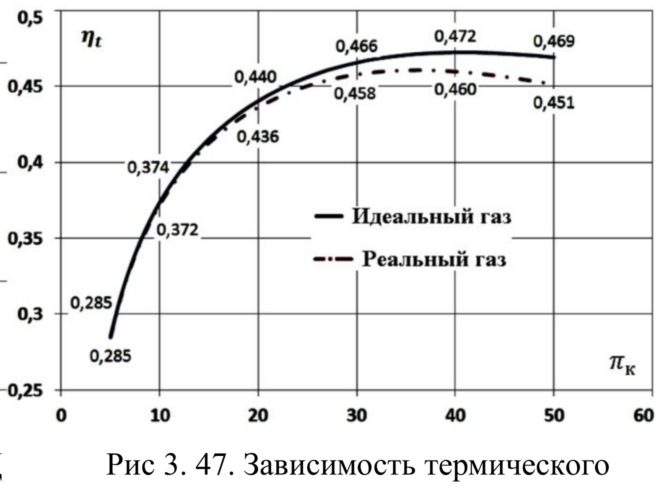


Рис 3. 47. Зависимость термического КПД от $\pi_К$ воздуха при $T_3 = 1400$

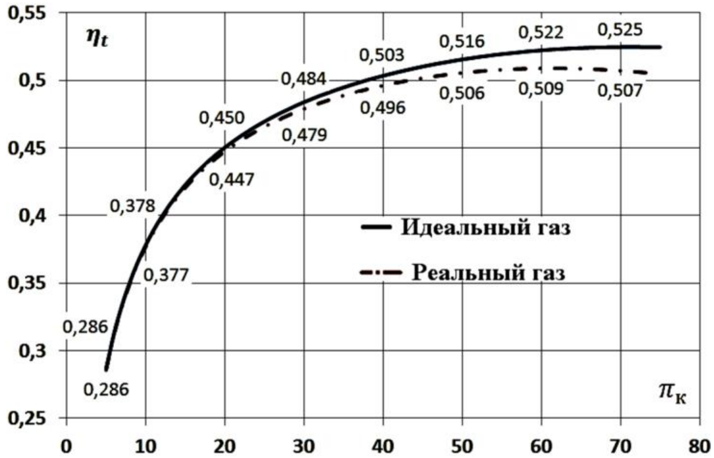


Рис. 3.48. Зависимость термического КПД от π_K воздуха при $T_3 = 1600$

идеального газа лежит в пределах $0.9 \div 1.5\%$ абсолютных ($2.5 \div 3\%$ относительных, погрешность растёт с ростом T_3), таблица 3.10

Таблица 3.10. Сравнение максимальных термических КПД ГТУ простой схемы, рассчитанных по моделям идеального и реального газа.

T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
η_t ид. газ	0,376	0,4099	0,441	0,472	0,50064	0,525
η_t реал. газ	0,367	0,399	0,4308	0,4608	0,487	0,5090
$\Delta\eta_t$	0,00911	0,01105	0,01028	0,0116	0,0136	0,0158
δ, %	2,42	2,70	2,330	2,45	2,73	3,016

В связи с пологим характером зависимости $\eta_t = f(\pi_к)$ в зоне $\pi_{к\,опт}$, оптимумы степеней повышения давления, рассчитанные по моделям идеального и реального газа, разнятся существенно. Разница достигает $\Delta = 71 - 61 = 10$ при $T_3 = 1600\,°K$, что обуславливается значительным влиянием давления на теплоемкость воздуха при оптимальной степени повышения давления, соответствующей данной температуре, рисунок 3.49.

Можно сделать вывод, что поиск оптимума $\pi_к$ по критерию максимума η_t при высоких T_3 ($1500 \div 1600\,°K$ - такие температуры уже освоены в установках простого цикла [101]) необходимо производить в рамках модели реального газа. Итак, определив η_t^{max} и $L_п^{max}$ и соответствующие $\pi_{к\,опт}$ для установок простого цикла и с ПО, проведём сравнение этих величин при одинаковых начальных температурах газа T_3. Сравнение проведено в рамках модели реального газа.

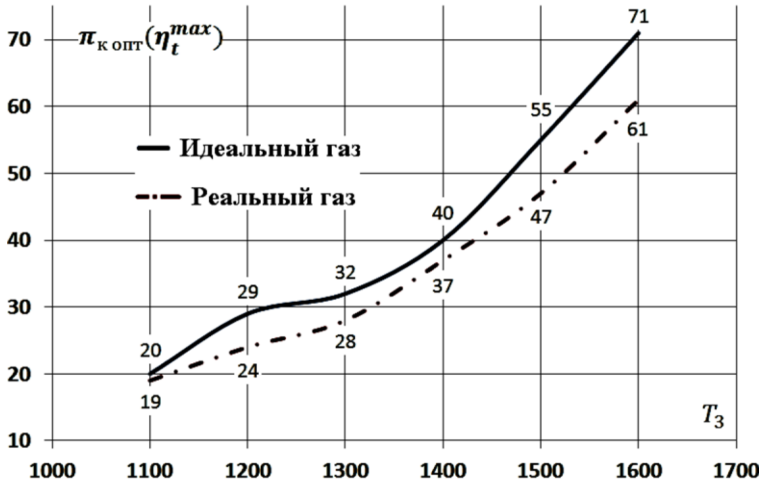


Рис. 3.49. Зависимость оптимальной степени повышения давления воздуха от начальной температуры продуктов сгорания в установке простого цикла

В таблице 3.11 приведено сравнение полезной мощности установок простого цикла и ГТУ с ПО при условии, что степень повышения давления является оптимальной по полезной мощности.

Таблица 3.11. Сравнение максимальной полезной мощности ГТУ простого цикла и ГТУ с ПО.

T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
L_n ГТУ с ПО	72475	90446	109851	130622	152696	176035
L_n ГТУ	55498	69485	84597	100877	118194	136501
ΔL_n, МВт	16978	20961	25254	29745	34502	39534
δ, %	23,4	23,2	23,0	22,8	22,6	22,5

На рисунке 3.50 представлена зависимость мощности при оптимальном $\pi_к$ от начальной температуры газов $L_n^{\max} = f(T_3)$ для ГТУ простой схемы и ГТУ с ПО.

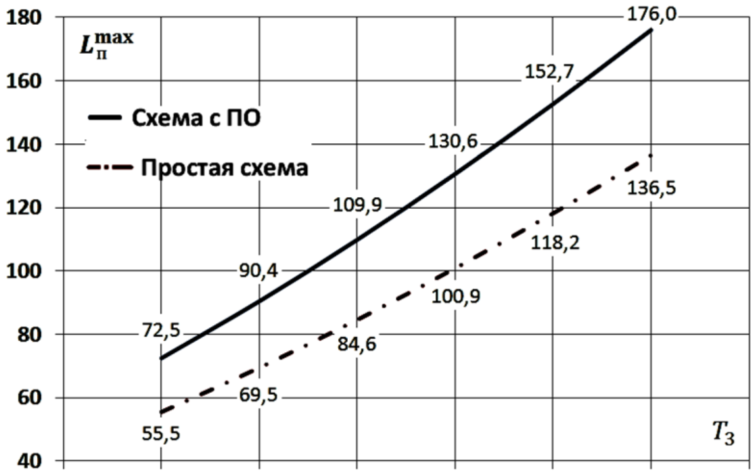


Рис. 3.50. Зависимость $L_n^{\max} = f(T_3)$ для ГТУ простой схемы и ГТУ с ПО

Мощность ГТУ с ПО выше мощности установки простого цикла в среднем на 22,9% во всём диапазоне начальных температур газа T_3.

На рисунке 3.51 приведены значения оптимальных $\pi_{\text{К}}$, при которых была

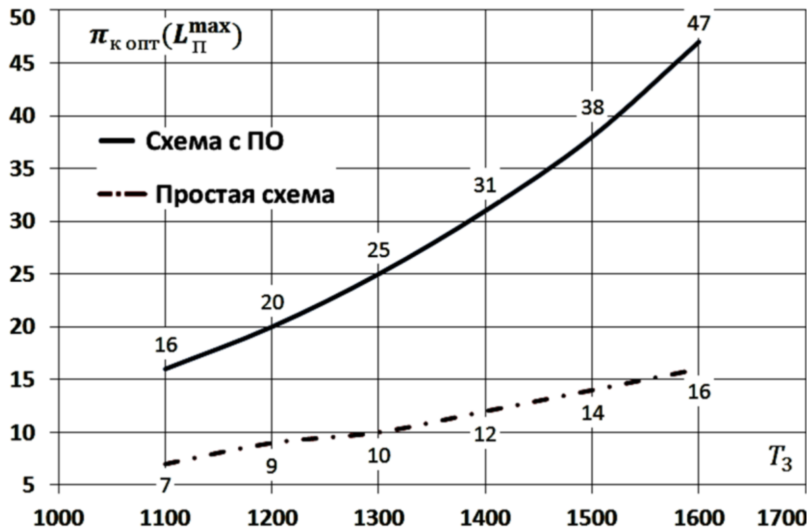


Рис. 3.51. Сравнение оптимальной степени повышения давления ГТУ простого цикла и ГТУ с ПО

определена мощность ГТУ простой схемы и схемы с ПО.

Естественно, оптимальная степень повышения давления ГТУ с ПО значительно выше во всем диапазоне изменения T_3, разница растёт с увеличением T_3.

В таблицу 3.12 сведено сравнение термического КПД, определённого при оптимальной степени повышения давления для ГТУ простого цикла и ГТУ с ПО.

Таблица 3.12. Сравнение максимального термического КПД ГТУ простого цикла и ГТУ с ПО.

T_3	1100	1200	1300	1400	1500	1600
η_t ГТУ с ПО	0,40203	0,439	0,472	0,50016	0,523	0,545
η_t ГТУ	0,367	0,399	0,4308	0,4608	0,487	0,5090
$\Delta\eta_t$, %	0,0346	0,040012	0,0415	0,0393	0,0364	0,0359
δ, %	8,607	9,12	8,79	7,86	6,96	6,59

На рисунке 3.52 представлено графическое сравнение η_t при оптимальной степени повышения давления для установок простой схемы и ГТУ с ПО.

Имеется утверждение, [34], что при одинаковой $\pi_{\text{К}}$ эффективность ГТУ с ПО ниже эффективности простого цикла ввиду низких температур воздуха на входе в камеру сгорания. При оптимально рассчитанных $\pi_{к}$ и одинаковых T_3 и эффективностях агрегатов, КПД ГТУ с ПО выше в среднем на 8% (относительных) во всём диапазоне изменения T_3.

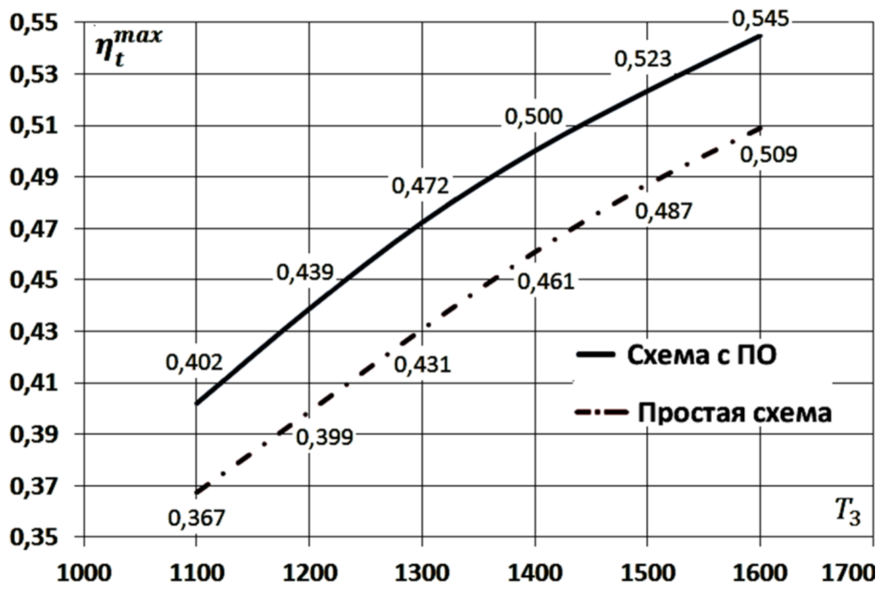


Рис. 3.52. Зависимость $\eta_t^{max} = f(T_3)$ для ГТУ с ПО и ГТУ простой схемы

На рисунке 3.53 представлены значения оптимальных степеней повышения давления, при которых рассчитывались η_t^{max} для соответствующей T_3. Из-за эффективности высокотемпературного сжатия с точки зрения η_t^{max} как в простом, так и в цикле с ПО, наблюдаются высокие степени повышения давления. Оптимальная π_K в ГТУ с ПО почти в два раза выше оптимальной повышения давления ГТУ простого цикла при одинаковой температуре T_3

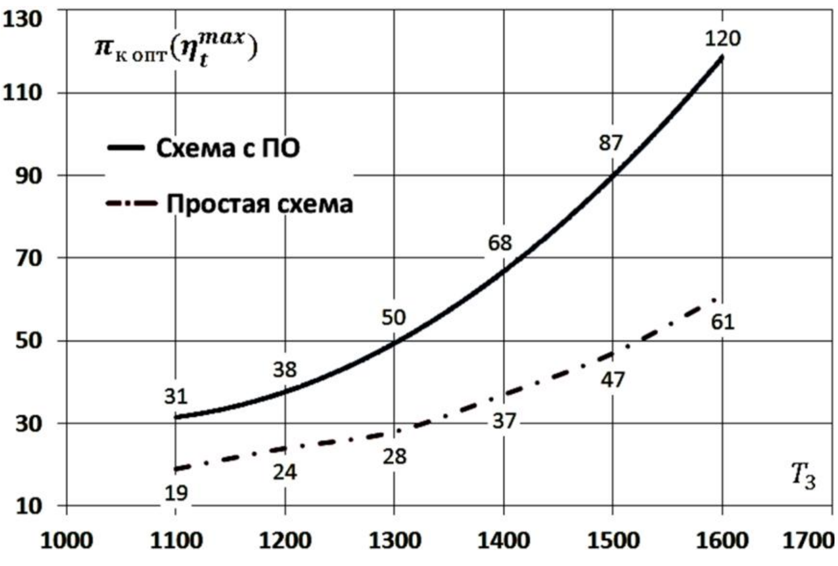


Рис. 3.53. Сравнение величин оптимальной степени повышения давления для ГТУ простой схемы и ГТУ с ПО

Глава 3.3.4. Распределение степеней повышения давления между каскадами компрессора, соответствующее оптимальным значениям общей степени повышения давления воздуха

Проведённый ранее анализ показал, что оптимальная степень повышения давления в двухкаскадном компрессоре ГТУ зависит от начальной температуры газов T_3 и ряда других определяющих факторов - T_1, T_{21}, σ, η_κ и др. Оптимальной степенью повышения давления является та, при которой возможно добиться максимума η_t и L_n при условии одновременно оптимально распределённых $\pi_К$ между каскадами компрессора. Необходимо рассмотреть, какие величины относительной степени повышения давления в первом каскаде $\bar{\pi}^{(1)}_{\kappa\, onm} = \pi^{(1)}_{\kappa\, onm} / \pi_{\kappa\, onm}$ соответствуют оптимальным π_κ в зависимости от T_3 и прочих характерных факторов. На рисунке 3.54 представлена зависимость $\bar{\pi}^{(1)}_{\kappa\, onm} = f(T_3; T_1)$ по условию максимального термического КПД цикла.

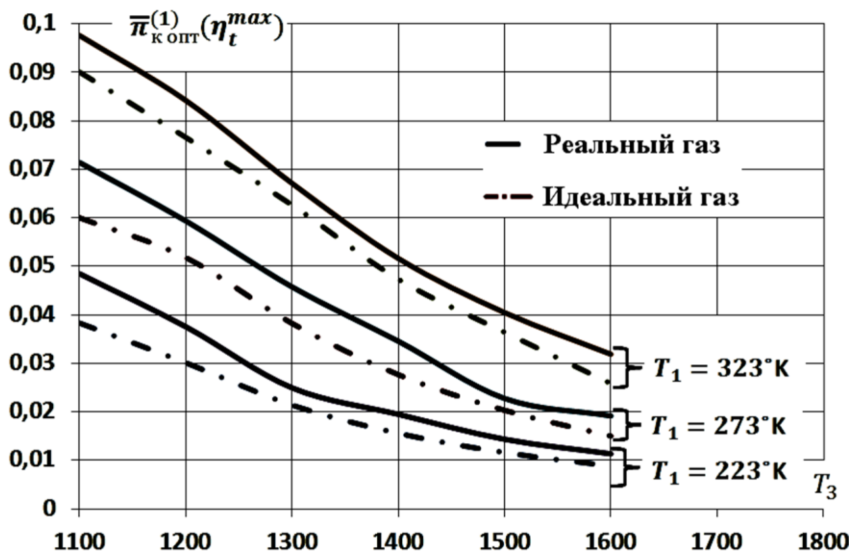


Рис. 3.54. Зависимость относительной степени повышения давления в первом каскаде компрессора от начальной температуры газов T_3 и воздуха T_1

В данном анализе π_κ, входящая в величину $\bar{\pi}^{(1)}_{\kappa\, onm}$, не является константой, а зависит от T_3 и T_1 (оптимальное значение). Величину $\pi_{\kappa\, onm}$ для соответствующего T_3, при котором была определена $\bar{\pi}^{(1)}_{\kappa\, onm}$, можно оценить из приведенного ранее графика $\pi_{\kappa\, onm} = f(T_3; T_1)$ (рис. 3.36). Пунктирной линией приведены значения для идеального газа. Температура после охладителя принималась равной $T_{12} = T_1$. Можно отметить следующие характерные тенденции:

1) Для достижения максимума η_t необходимы низкие $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$ - высокотемпературное сжатие с целью повышения конечной температуры и снижения расхода топлива

2) С ростом T_3 падают $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$. Во-первых, с ростом T_3 растёт $\pi_{к\,опт}$, так как таким образом увеличивается полезная мощность L_n: $\eta_t = \dfrac{L_n}{G_{г}} \cdot \dfrac{\eta_{кс}}{Q_p^н}$, во-вторых, с ростом T_3 растёт расход топлива, и для достижения $\eta_t^{\max}$ необходимо снизить $\pi_к^{(1)}$ (для повышения конечной температуры сжатия).

3) С ростом T_1 растёт $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$. Во-первых, с ростом T_1 падают $\pi_{к\,опт}$, рис. 3.36. Возросшая T_1 приводит к росту конечной температуры сжатия T_2, что благоприятно сказывается на расходе топлива. Это позволяет несколько увеличить $\pi_к^{(1)}$ для снижения мощности сжатия и повышения полезной мощности. Поэтому $\bar{\pi}_к^{(1)} = \pi_к^{(1)} / \pi_к$ растёт при увеличении T_1.

4) При постоянных T_3 и T_1 модель идеального газа даёт заниженное значение $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$. Оптимум $\pi^{(1)}_{к\,опт}$ сосредоточен в достаточно узком диапазоне $\pi_к^{(1)}$ для разных $\pi_{к\,опт}$. Оптимальные степени повышения давления в первом каскаде $\pi^{(1)}_{к\,опт}$ невысокие вследствие эффективности высокотемпературного сжатия, и разница в определении потребных работ сжатия в первом каскаде по моделям реального и идеального газа невысока, а вот погрешность в определении общей работы сжатия и, соответственно, конечной температуры сжатия, значительна. Поэтому две модели расчёта дают примерно одинаковые значения $\pi^{(1)}_{к\,опт}$, но разные $\pi_{к\,опт}$, соответственно, различаются и $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$ - модель идеального газа показывает завышенные значения $\pi_{к\,опт}$, $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$ получается заниженным.

На рисунке 3.55 представлена та же зависимость $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт} = f(T_3;T_1)$ с точки зрения максимальной полезной мощности L_n. Тенденции те-же, что и в анализе по η_t, но значения $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$ более высокие, погрешность в определении $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$ по модели идеального газа меньше ввиду более низких $\pi_{к\,опт}$.

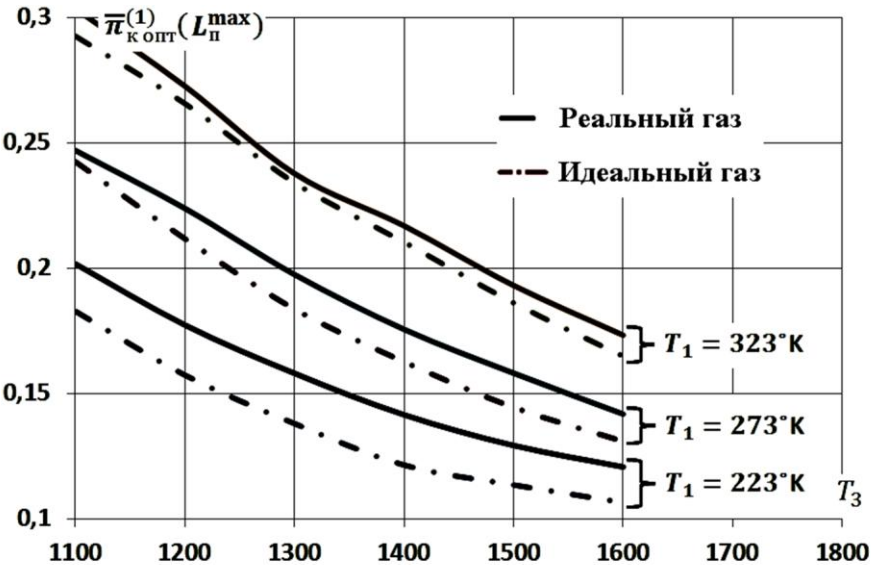


Рис. 3.55. Зависимость относительной степени повышения давления в первом каскаде компрессора от начальной температуры газов T_3 и воздуха T_1

Здесь можно заметить также следующие характерные зависимости:

1) $\bar{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$ падает с ростом T_3. С ростом T_3 растёт $\pi_{к\ опт}$, рисунок 3.39. С ростом $\pi_{к\ опт}$ растёт так же и $\bar{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$, но с более низким темпом: $\bar{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$ примерно равна $\sqrt{\pi_{к\ опт}}$, таблица 3.13. Данное замечание справедливо только при $T_1 = T_{12}$ $(\tau_к = 1)$.

Таблица 3.13. Зависимость $\pi_{к\ опт}$, $\pi^{(1)}_{к\ опт}$ от T_3 и T_1 для модели реального газа

T_1, $°K$	223					
T_3, $°K$	1100	1200	1300	1400	1500	1600
$\pi_{к\ опт}$	26	33	41	51	62	73
$\pi^{(1)}_{к\ опт}$	5,24	5,85	6,48	7,21	8,011	8,806
$\sqrt{\pi_{к\ опт}}$	5,099	5,74	6,403	7,148	7,87	8,544
$\bar{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$	0,2017	0,177	0,158	0,141	0,129	0,1206
T_1, $°K$	273					
T_3, $°K$	1100	1200	1300	1400	1500	1600
$\pi_{к\ опт}$	18	22	28	35	43	54
$\pi^{(1)}_{к\ опт}$	4,45	4,93	5,53	6,15	6,80	7,65
$\sqrt{\pi_{к\ опт}}$	4,24	4,69	5,29	5,92	6,56	7,35
$\bar{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$	0,247	0,224	0,197	0,176	0,158	0,142

Продолжение таблицы 3.13.

T_1, °K	T1=323					
T_3, °K	1100	1200	1300	1400	1500	1600
$\pi_{к\ опт}$	12	15	20	24	30	37
$\pi^{(1)}_{к\ опт}$	3,64	4,091	4,76	5,206	5,79	6,41
$\sqrt{\pi_{к\ опт}}$	3,46	3,87	4,47	4,90	5,48	6,083
$\overline{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$	0,3036	0,273	0,238	0,217	0,193	0,173

Естественно, темп роста $\pi_{к\ опт}$ выше $\pi^{(1)}_{к\ опт}$ с увеличением T_3, поэтому $\overline{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$ падает. При постоянном $\pi_к$ существуют два крайних случая изменения $\pi^{(1)}_к$. Первый - $\pi^{(1)}_к = 1$ ($\pi^{(2)}_к = \pi_к$). В таком случае промежуточного охлаждения как бы и нет – мощность ГТУ с ПО равна мощности установки простого цикла. Второй крайний случай - $\pi^{(1)}_к = \pi_к$ ($\pi^{(2)}_к = 1$). В таком случае холодильник просто рассеивает часть теплоты сжатия, которое полностью проходит в первом каскаде. Между двумя неэффективным случаями, в силу эффективности сжатия с промежуточным охлаждением, находится оптимум по $\pi_к$. Степени повышения давления в первом и втором каскаде при оптимизации по $L_п$ примерно равны ($\pi^{(1)}_{к\ опт} \approx \pi^{(2)}_{к\ опт} \approx \sqrt{\pi_к}$) так как при смещении степени повышения давления в большую или меньшую сторону, какой либо из каскадов компрессора вынужден работать в более высоком интервале изменения температур $T_к - T_н$ и при более высокой работе сжатия $l = (T_к - T_н)\overline{c}_p$. Естественно, при этом снизится мощность сжатия другого каскада. Однако, как известно, работу сжатия упрощенно можно определить как $l = \int_{T_н}^{T_к} c_p(T)dT$. Теплоёмкость имеет возрастающий характер от температуры, рис. 2.1, и увеличение работы каскада с бо′льшим температурным перепадом будет больше снижения работы каскада с уменьшившимся температурным перепадом по модулю. При $T_{12} = T_1$ оптимум по минимуму $L_к$ наступает, когда равны работы обоих каскадов. Такое возможно при $\pi^{(1)}_к \approx \pi^{(2)}_к$. На рисунке 3.56 схематично изображено изменение мощности сжатия в каскадах при снижении $\pi^{(1)}_к$ и $\pi_к$=const.

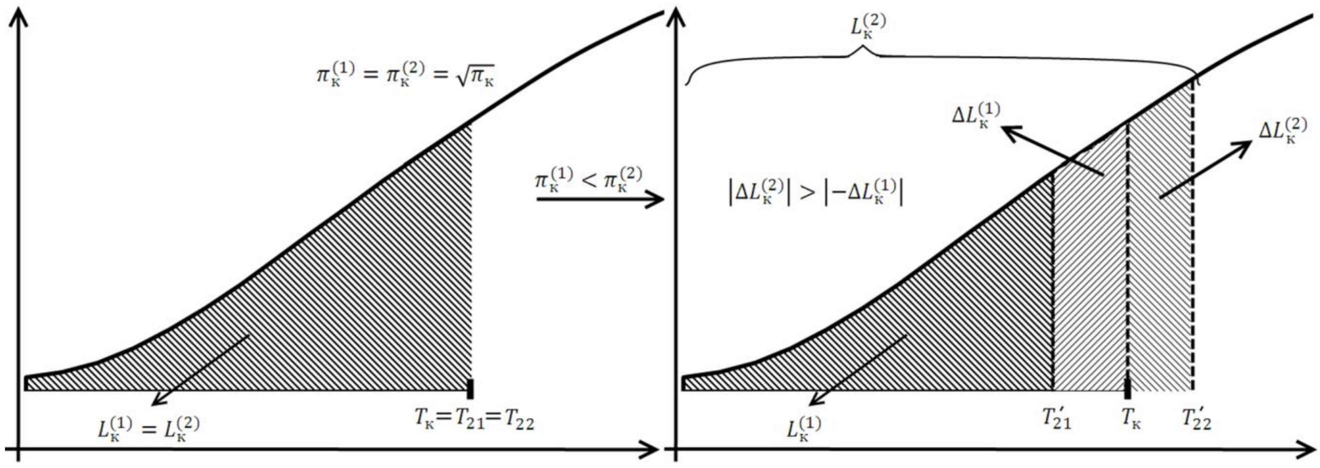


Рис. 3.56. Схема изменения работ сжатия при $\pi_к^{(1)} < \sqrt{\pi_к}$

2) С ростом T_1 растёт $\bar{\pi}_{к\,опт}^{(1)}$: так как при этом падает $\pi_{к\,опт}$, рис. 3.39.

На рисунке 3.57 представлена зависимость $\bar{\pi}_{к\,опт}^{(1)} = f(T_3; \tau_к)$ по оптимуму η_t. Здесь степень охлаждения в ПО $\tau_к = T_{12}/T_1$, T_1 принимается постоянной и равной 290 °K. Значение $\pi_{к\,опт}$, необходимое для оценки $\bar{\pi}_{к\,опт}^{(1)}$ является переменным от T_3 и $\tau_к$, и представлено ранее на рисунках 3.30, 3.31.

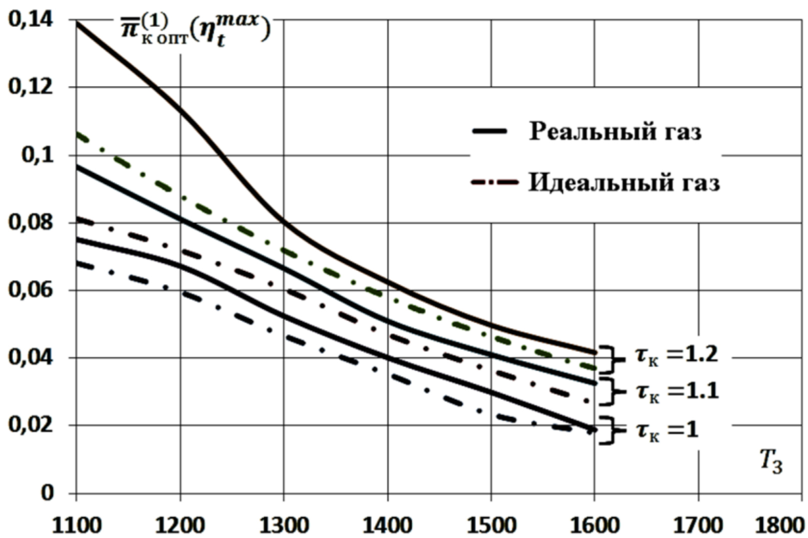


Рис. 3.57. Зависимость оптимальной относительной степени повышения давления в первом каскаде от начальной температуры газов и степени охлаждения в ПО

С ростом $\tau_к$ возрастают $\bar{\pi}_{к\,опт}^{(1)}$ во всём диапазоне T_3. Ранее приводилось объяснение падения оптимальной степени повышения давления с ростом $\tau_к$, рис. 3.30, 3.31. Кроме того, с ростом $\pi_{к\,опт}$ выгодно увеличение $\pi_к^{(1)}$ в сторону выравнивания мощности сжатия в каскадах, так как эффект от увеличения полезной мощности будет значительнее, чем снижение η_t вследствие более низкой конечной температуры сжатия.

На рисунке 3.58 зависимость $\overline{\pi}_{\kappa\, опт}^{(1)} = f(T_3;\tau_\kappa)$ представлена для оптимизации по критерию максимальной полезной мощности.

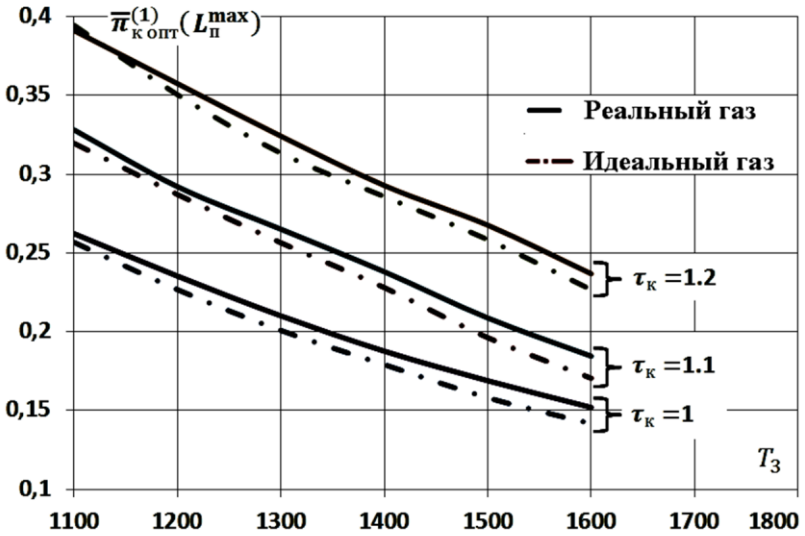


Рис. 3.58. Зависимость оптимальной относительной степени повышения давления в первом каскаде от начальной температуры газов и степени охлаждения в ПО

С ростом τ_κ растёт $\overline{\pi}_{\kappa\, опт}^{(1)}$, кроме того, значение $\pi_{\kappa\, опт}^{(1)}$ значительно отличается от $\sqrt{\pi_{\kappa\, опт}}$, таблица 3.14.

Таблица 3.14. Зависимость $\pi_{\kappa\, опт}$, $\pi_{\kappa\, опт}^{(1)}$ от T_3 и τ_κ для модели реального газа

τ_κ	1					
T_3, °K	1100	1200	1300	1400	1500	1600
$\pi_{\kappa\, опт}$	16	20	25	31	38	47
$\pi_{\kappa\, опт}^{(1)}$	4,19	4,706	5,25	5,82	6,42	7,14
$\sqrt{\pi_{\kappa\, опт}}$	4	4,47	5	5,57	6,16	6,86
$\overline{\pi}_{\kappa\, опт}^{(1)}$	0,262	0,235	0,210	0,188	0,169	0,152
τ_κ	1.1					
T_3, °K	1100	1200	1300	1400	1500	1600
$\pi_{\kappa\, опт}$	14	18	22	27	34	42
$\pi_{\kappa\, опт}^{(1)}$	4,59	5,26	5,83	6,43	7,095	7,75
$\sqrt{\pi_{\kappa\, опт}}$	3,74	4,24	4,69	5,20	5,83	6,48
$\overline{\pi}_{\kappa\, опт}^{(1)}$	0,328	0,292	0,265	0,238	0,2087	0,184

Продолжение таблицы 3.14.

$\tau_к$	1.2					
T_3, °K	1100	1200	1300	1400	1500	1600
$\pi_{к\ опт}$	13	16	20	25	30	37
$\pi^{(1)}_{к\ опт}$	5,085	5,72	6,48	7,32	8,028	8,76
$\sqrt{\pi_{к\ опт}}$	3,605	4	4,47	5	5,48	6,083
$\overline{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$	0,391	0,357	0,324	0,293	0,268	0,237

С ростом $\tau_к$ возрастает конечная температура сжатия, и добавка работы сжатия во втором каскаде $\int_{T_2}^{T_2'} c_p dT$ происходит в высокотемпературной части графика $c_p = f(T)$, рис. 2.1. В таком случае выгоднее перераспределить работу, увеличив мощность (то есть степень повышения давления) в первом каскаде, так как добавка работы произойдет при более низких температурах - $\int_{T_{21}}^{T_{21}'} c_p dT$. Естественно, даже при равенстве степеней повышения давления, за счёт того что $\tau_к > 1$, процесс во втором каскаде начинается при более высоких температурах, и $T_2 > T_{21}$. Поэтому с ростом $\tau_к$ $\pi^{(1)}_{к\ опт}$ отклоняется от $\sqrt{\pi_{к\ опт}}$.

На рисунке 3.59 представлена зависимость $\overline{\pi}^{(1)}_{к\ опт} = f(T_3;\sigma)$ по критерию максимального термического КПД. σ - относительное сопротивление

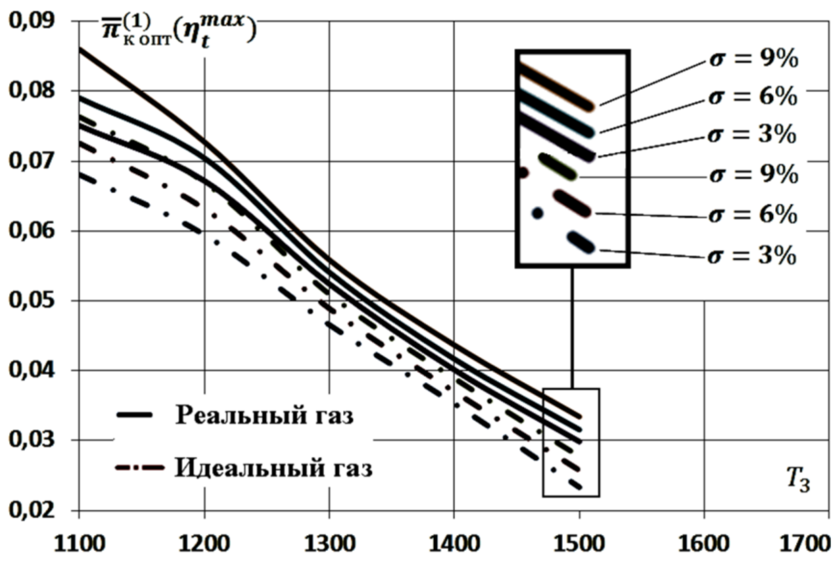


Рис. 3.59. Зависимость $\overline{\pi}^{(1)}_{к\ опт} = f(T_3;\sigma)$

теплообменника $\sigma = \Delta p_{по} / p_{21}$. Зависимость $\pi_{к\ опт} = f(T_3;\sigma)$, необходимая для определения $\bar{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$ представлена ранее на рис. 3.30, 3.33.

С ростом σ возрастает $\bar{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$ при всех T_3. С ростом σ $\pi_{к\ опт}$ падают, рис. 3.30, 3.33. При этом растёт $\pi^{(1)}_{к}$: с ростом σ падает начальное давление второго каскада p_{12}. Давление p_2 должно оставаться постоянным, поэтому с ростом σ увеличивается степень повышения давления во втором каскаде $\pi^{(2)}_{к}$ и, соответственно, конечная температура сжатия T_2. Снижается расход топлива $G_{г}$. Однако, при этом, вследствие роста $\pi^{(2)}_{к}$, растут затраты на привод компрессора и снижается полезная мощность L_n. Термодинамически выгоднее в таком случае увеличить $\pi^{(1)}_{к}$, сместив ближе к зоне равенства потребных мощностей на привод каскадов, так как падение T_2 и увеличение $G_{г}$ скомпенсировано ростом $\pi^{(2)}_{к}$.

На рисунке 3.60 представлена зависимость $\bar{\pi}^{(1)}_{к\ опт} = f(T_3;\sigma)$ по критерию максимальной полезной мощности.

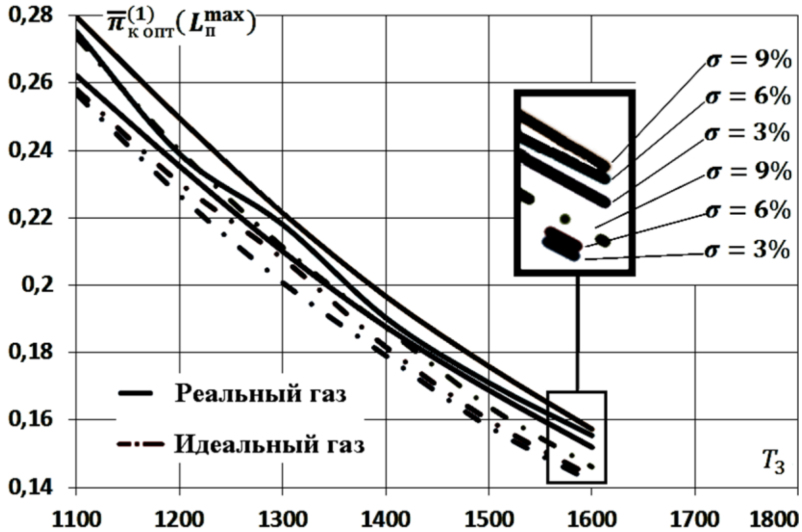


Рис. 3.60. Зависимость оптимальной относительной $\pi_{К}$ в первом каскаде от начальной температуры газов и относительного сопротивления теплообменника

С ростом σ возрастают $\bar{\pi}^{(1)}_{к\ опт}$ при всех T_3. Во-первых, с ростом σ падают $\pi_{к\ опт}$, рис. 3.16, 3.20. $\pi^{(1)}_{к\ опт}$ слабо изменяется в зависимости от σ с небольшой тенденцией на рост, рисунок 3.61, вследствие смещения оптимального значения $\pi^{(1)}_{к}$ в сторону равенства мощностей каскадов при увеличении $\pi^{(2)}_{к}$ сростом σ.

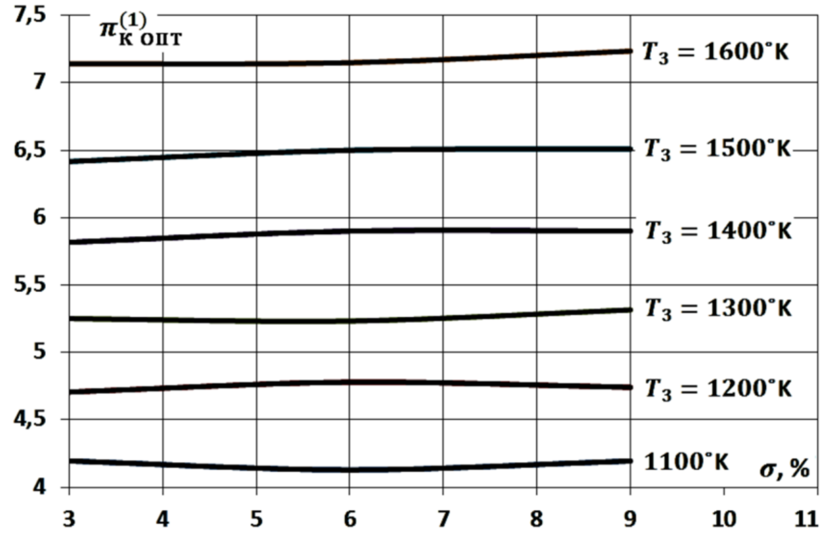


Рис. 3.61. Зависимость оптимальной степени повышения давления в первом каскаде от относительного сопротивления теплообменника и начальной температуры продуктов

На рисунке 3.62 показана зависимость $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт} = f(T_3;\eta_к)$ по критерию максимума термического КПД. $\eta_к$ - изоэнтропный КПД компрессора.

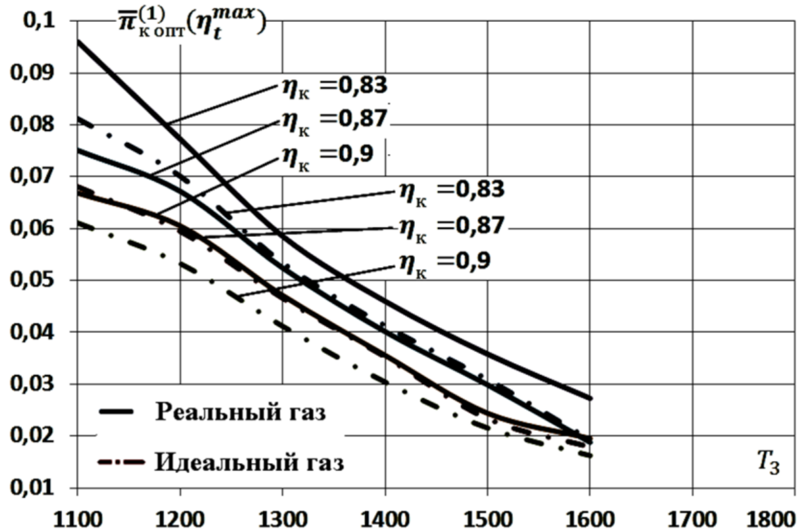


Рис. 3.62. Зависимость относительной оптимальной степени повышения давления в первом каскаде от начальной температуры продуктов сгорания и изоэнтропного КПД компрессора

Необходимая для оценки $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$ зависимость $\pi_{к\,опт} = f(T_3;\eta_к)$ представлена на рис. 3.30, рис.3.35. С ростом $\eta_к$ падают $\bar{\pi}^{(1)}_{к\,опт}$ во всём диапазоне T_3. Это связано с тем, что с ростом $\eta_к$ растут $\pi_{к\,опт}$, рис. 3.30, рис. 3.35. Кроме того, с ростом $\eta_к$ падает конечная температура сжатия T_2 и, соответственно, растёт расход топлива. Эффективно уменьшить $\pi^{(1)}_к$ с целью более высокотемпературного сжатия. Падение L_n при отклонении $\pi^{(1)}_к$ от $\sqrt{\pi_{к\,опт}}$ не существенно, так как с ростом $\eta_к$ эффективность сжатия растёт, и мощность на привод компрессора падает.

На рисунке 3.63 представлена зависимость $\overline{\pi}_{\kappa\ onm}^{(1)} = f(T_3;\eta_\kappa)$ при оптимизации по критерию максимальной полезной мощности.

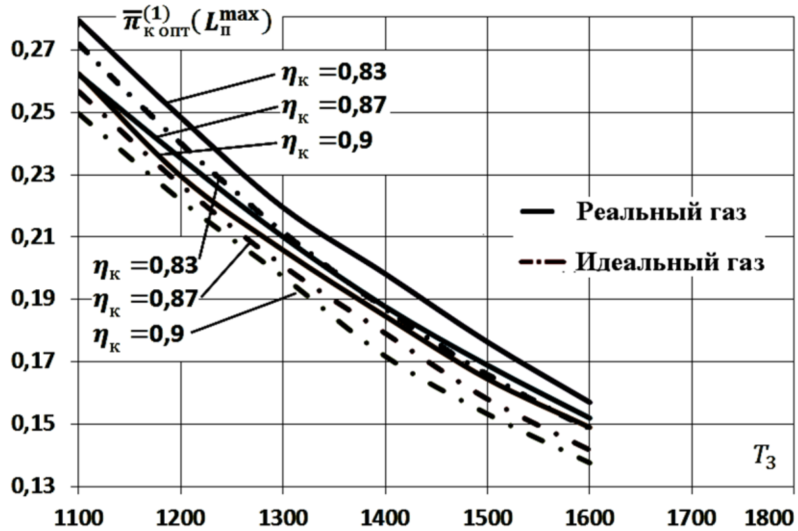


Рис. 3.63. Зависимость относительной оптимальной степени повышения давления в первом каскаде от начальной температуры продуктов сгорания и изоэнтропного КПД компрессора

С ростом η_κ падают $\overline{\pi}_{\kappa\ onm}^{(1)}$ для всех T_3. Тому сопутствуют следующие причины: с ростом η_κ возрастают $\pi_{\kappa\ onm}$, рис. 3.16, рис. 3.21. Стремясь сохранить баланс – равенство работ сжатия в каскадах - $\pi_\kappa^{(1)}$ вынуждена также расти, но с меньшим темпом, так как $\pi_{\kappa\ onm}^{(1)} \approx \sqrt{\pi_{\kappa\ onm}}$.

Все проведенные ранее исследования представляют собой зависимости <u>оптимальных</u> величин – суммарной степени повышения давления и степени повышения давления в первом каскаде компрессора – от характерных переменных, определяющих работу ГТУ. Разумеется, определённые расчётным путём значения $\pi_{\kappa\ onm}$, $\pi_{\kappa\ onm}^{(1)}$ на практике будут трудно реализуемы. В данной работе оценивается исключительно термодинамическая эффективность, это представляет научную ценность, ориентирует тенденции развития перспективных технологических исследований. В таком случае полезно проследить, как отклоняются величины η_t и L_n при неоптимальных сочетаниях π_κ и $\pi_\kappa^{(1)}$.

На рисунке 3.64 представлена зависимость $\eta_t = f(\pi_\kappa;\pi_\kappa^{(1)})$ при $T_3 = 1600\ °K$, остальные исходные данные на странице 106,107. π_κ варьируется от 30 до 120, при этом по рис. 3.30 известно, что 120 является оптимальным значением для данной температуры $1600\,°K$. Анализ представлен для реального газа.

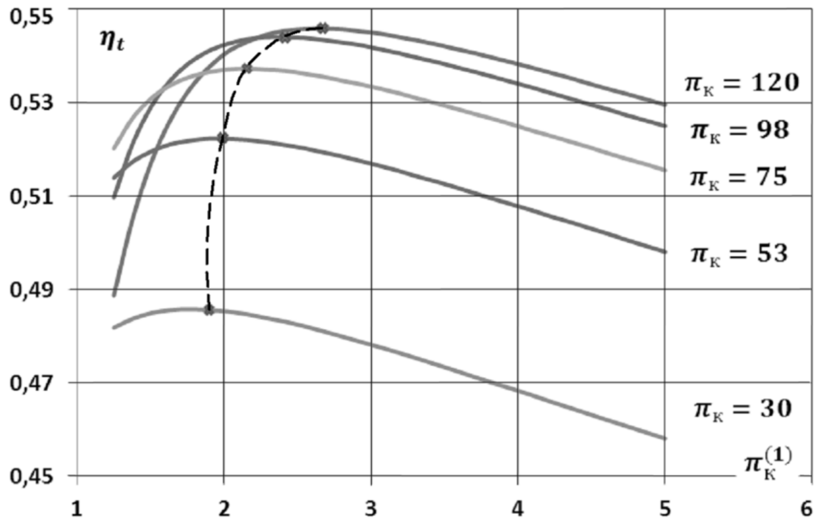


Рис. 3.64. Зависимость термического КПД от степени повышения давления в первом каскаде и общей степени повышения давления в компрессоре

Можно наблюдать следующее поведение исследуемых величин:

1) С ростом $\pi_к$ возрастает термический КПД (естественно, вплоть до оптимального значения $\pi_к = 120$, далее идёт снижение, на графике не представлено). С ростом $\pi_к$ при T_3=const происходит непрерывное снижение расхода топлива вследствие увеличения конечной температуры сжатия. При этом полезная мощность растёт до того момента, пока темп увеличения мощности газовой турбины вследствие роста π_T будет превалировать над ростом потребной мощности на привод компрессора. Можно заметить по рис. 3.64, что при низких $\pi_к^{(1)}$ тенденция роста η_t с ростом $\pi_к$ нарушается, КПД процесса с высокой $\pi_к$ и низкой $\pi_к^{(1)}$ (то есть с низкой $\overline{\pi}_к^{(1)}$) мал, так как в таком случае, несмотря на низкий расход топлива, требуются большие затраты на привод компрессора.

2) График $\eta_t = f(\pi_к^{(1)})$ при $\pi_к$=const и T_3=const имеет оптимум, который определяется балансом между величинами L_n и $G_г$. С ростом $\pi_к^{(1)}$ снижается конечная температура сжатия и растёт расход топлива $G_г$. Однако, примерно до величины $\sqrt{\pi_к}$ падают затраты на привод компрессора. Непрерывно, однако, незначительно, растёт мощность газовой турбины вследствие снижения коэффициента избытка воздуха и роста работоспособности газа RT .

3) Оптимальное значение $\pi_к^{(1)}$ растёт (смещается вправо на графике) с ростом $\pi_к$. При увеличении $\pi_к$ снижается расход топлива вследствие повышения конечной

температуры сжатия, при этом появляется потенциал для увеличения η_t за счёт смещения степени повышения давления в первом каскаде в сторону равенства потребных работ каскадов – увеличение $\pi_к^{(1)}$.

На рисунке 3.65 представлена зависимость $L_п = f(\pi_к^{(1)}; \pi_к)$ для случая T_3 =1600=const. $\pi_к$ меняется в интервале 20…47, 47 – оптимальное значение при данной температуре, рис. 3.16.

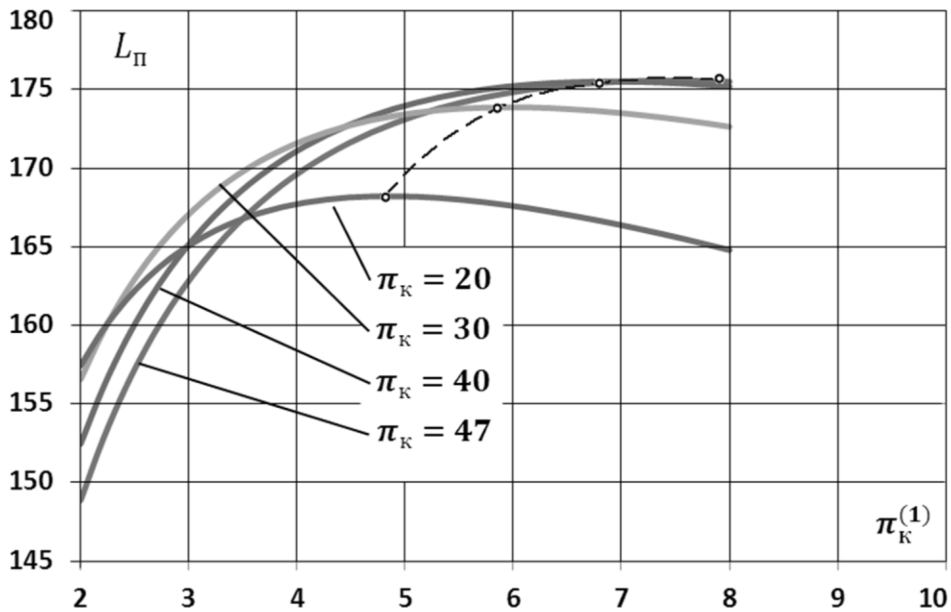


Рис. 3.65. Зависимость полезной мощности от степени повышения давления в первом каскаде и общей степени повышения давления в компрессоре

Наблюдаются следующие тенденции:

1) Оптимум степени повышения давления в первом каскаде растёт с ростом $\pi_к$. При увеличении $\pi_к$ эффективно увеличить $\pi_к^{(1)}$ с целью уравнивания работ в каскадах;

2) В зоне оптимума $\pi_к^{(1)}$ с ростом $\pi_к$ возрастает $L_п$, при этом темп увеличения становится всё меньше и $L_п$ перестаёт расти, сходясь к максимуму при $\pi_{к\ опт}$=47 (дальнейшее увеличение $\pi_к$ на графике не показано). В зоне неоптимальных $\pi_к^{(1)}$ обратная ситуация – с ростом $\pi_к$ $L_п$ падает. В зоне оптимума $\pi_к^{(1)}$ $L_п$ с ростом $\pi_к$ растёт вследствие превалирования роста работы газовой турбины над ростом потребной работы компрессора. При неоптимальных $\pi_к^{(1)}$ работа на привод компрессора оказывается слишком большой, и с ростом $\pi_к$ $L_п$ падает.

На рисунке 3.66 показана зависимость $\eta_t = f(\pi_к^{(1)}; T_3)$ при $\pi_к$=const=120. Значение $\pi_к$= 120 является оптимальным для температуры 1600˚K, рис. 3.30

Рис. 3.66. Зависимость термического КПД от степени повышения давления в первом каскаде и начальной температуры газов при $\pi_к$ = 120

Изменение исследуемых величин происходит по следующим закономерностям:

1) При $\pi_к^{(1)}$=const и $\pi_к$=const с ростом T_3 возрастает η_t. В таком случае потребная мощность на привод компрессора остаётся постоянной. С ростом T_3 линейно возрастает мощность газовой турбины, как следствие, полезная мощность. С ростом T_3 возрастает расход топлива $G_Г$, однако вследствие снижения коэффициента избытка воздуха α, незначительно возрастает R, что также влияет на мощность газовой турбины. Скорость изменения L_n с ростом T_3 выше, чем $G_Г$ и, с ростом T_3 при $\pi_к^{(1)}$=const и $\pi_к$=const, η_t растёт.

2) С ростом T_3 при $\pi_к$=const оптимальное значение $\pi_к^{(1)}$ падает (смещается влево по графику). За счёт роста полезной мощности появляется потенциал для организации более высокотемпературного сжатия с целью снижения расхода топлива $G_г$ - в таком случае с ростом T_3 $\pi_к^{(1)}$ необходимо снизить.

На графике 3.67 представлена зависимость $L_n = f(\pi_к^{(1)};T_3)$. $\pi_к$=const=47. T_3 варьируется от 1100 до 1600°K, $\pi_к$=47 оптимальное значения для 1600°K, рис. 3.16. Наблюдаются следующие зависимости:

1) С ростом T_3 линейно возрастает полезная мощность при $\pi_к^{(1)}$=const и $\pi_к$=const. В таких условиях затраты на привод компрессора постоянны, и сростом T_3 непрерывно будет возрастать мощность газовой турбины, и, соответственно, полезная мощность: $L_Т = G_Т \dfrac{\bar{k}}{\bar{k}-1} RT \left[1 - \left(\dfrac{1}{\pi_T}\right)^{(\bar{k}-1)/\bar{k}}\right] \eta_Т$, $L_n = L_T - Lк$.

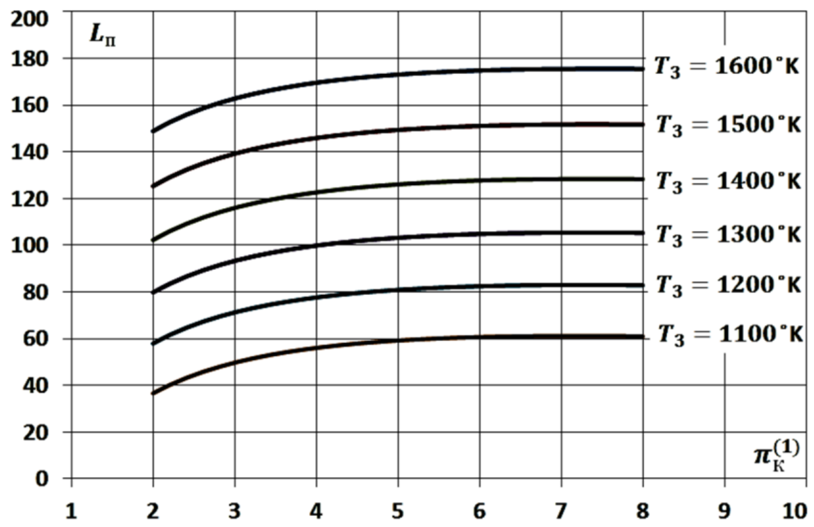


Рис. 3.67. Зависимость полезной мощности от степени повышения давления в первом каскаде и начальной температуры газов

Также с ростом T_3 растёт удельная постоянная R вследствие увеличения расхода топлива.

2. С ростом T_3 при $\pi_к$=const не смещается оптимум $\pi_к^{(1)}$. Увеличение T_3 не оказывает влияния на мощность компрессора при постоянной степени повышения давления - $\pi_к^{(1)}$ остаётся таким, чтобы выровнять между собой потребные мощности сжатия каскадов компрессора, что соответствует минимуму затрат на привод компрессора и максимуму полезной мощности.

3.3.5 Оптимизация степени повышения давления в ГТУ с ПО в составе парогазовой установки

Постановка задачи и математическая модель оптимизации остаётся прежней, однако в формулы расчёта термического КПД и полезной мощности вводятся дополнительные члены, соответствующие паротурбинной части ПГУ (цикла Ренкина). Применяется упрощённая схема расчёта, термический КПД ПТУ-части задаётся принудительно:

Схема	Полезная мощность	Термический КПД
ГТУ с ПО	$L_{п\ гту} = L_т - L_к$	$\eta_{t\ гту} = L_{п\ гту} / (G_г \cdot Q_н^р)$
ГТУ с ПО + ПТУ	$L_{п\ пгу} = L_{п\ гту} + L_{пту}$	$\eta_{t\ пгу} = \eta_{t\ гту} + (1 - \eta_{t\ гту})\eta_{t\ пту}\eta_{ку}$

где мощность ПТУ: $L_{\text{ПТУ}} = G_{\text{Т}} \cdot \eta_{t\,\text{ПТУ}} \cdot c_{p\,\text{КУ}} \cdot (T_4 - T_{4\,\text{ДГ}})$, $G_{\text{Т}}$ - расход газов через турбину ГТУ, $c_{p\,\text{КУ}}$ - средняя теплоёмкость в котле-утилизаторе: $c_{p\,\text{КУ}} = \mathrm{f}(\bar{T}_{\text{КУ}}, \alpha)$, $\bar{T}_{\text{КУ}} = (T_4 + T_{4\,\text{ДГ}})/2$, температура дымовых газов принята $T_{4\,\text{ДГ}}$=403 К, топливо в ГТУ-части – природный газ.

$\mathrm{Q}_{\text{Н}}^{\text{Р}}$ - низшая теплота сгорания природного газа, $\eta_{\text{КУ}}$ - КПД котла-утилизатора:

$$\eta_{\text{КУ}} = \frac{c_{p\,\text{КУ}} \cdot (T_4 - T_{4\,\text{ДГ}})}{c_{p\,\text{КУ}}' \cdot (T_4 - T_1)}, \; c_{p\,\text{КУ}}' = \frac{T_4 + T_1}{2}.$$

На рисунке 3.68 представлена зависимость оптимальной степени повышения давления от начальной температуры продуктов сгорания, в ГТУ с ПО включённой в состав ПГУ блока, по критерию максимальной полезной мощности ПГУ. Исходные данные расчёта приведены на странице 106,107.

Разница в $\pi_{\text{К ОПТ}}$, рассчитанных в модели реального и идеального газа несущественна, расчёт можно проводить в рамках модели идеального газа.

С ростом $\eta_{t\,\text{ПТУ}}$ падают $\pi_{\text{К ОПТ}}$ при T_3=const. С увеличением КПД паротурбинной части выгодно производить всё большую долю работы в ней. Для этого необходимо повысить конечную температуру отработавших газов T_4 снижением степени расширения газов в турбине за счёт снижения степени повышения давления в компрессоре.

Разница в $\pi_{\text{К ОПТ}}$, рассчитанных в модели реального и идеального газа снижается со снижением $\pi_{\text{К ОПТ}}$ за счёт падения цикловых давлений при постоянстве начальных температур сжатия.

На рисунке 3.69 представлена зависимость $\pi_{\text{К ОПТ}} = \mathrm{f}(T_3)$ для ГТУ с ПО в составе ПГУ при тех же исходных данных по критерию максимального термического КПД ПГУ. При высоких T_3 идеальногазовая модель даёт завышенные значения $\pi_{\text{К ОПТ}}$ за счёт неучёта влияния давления на c_p воздуха.

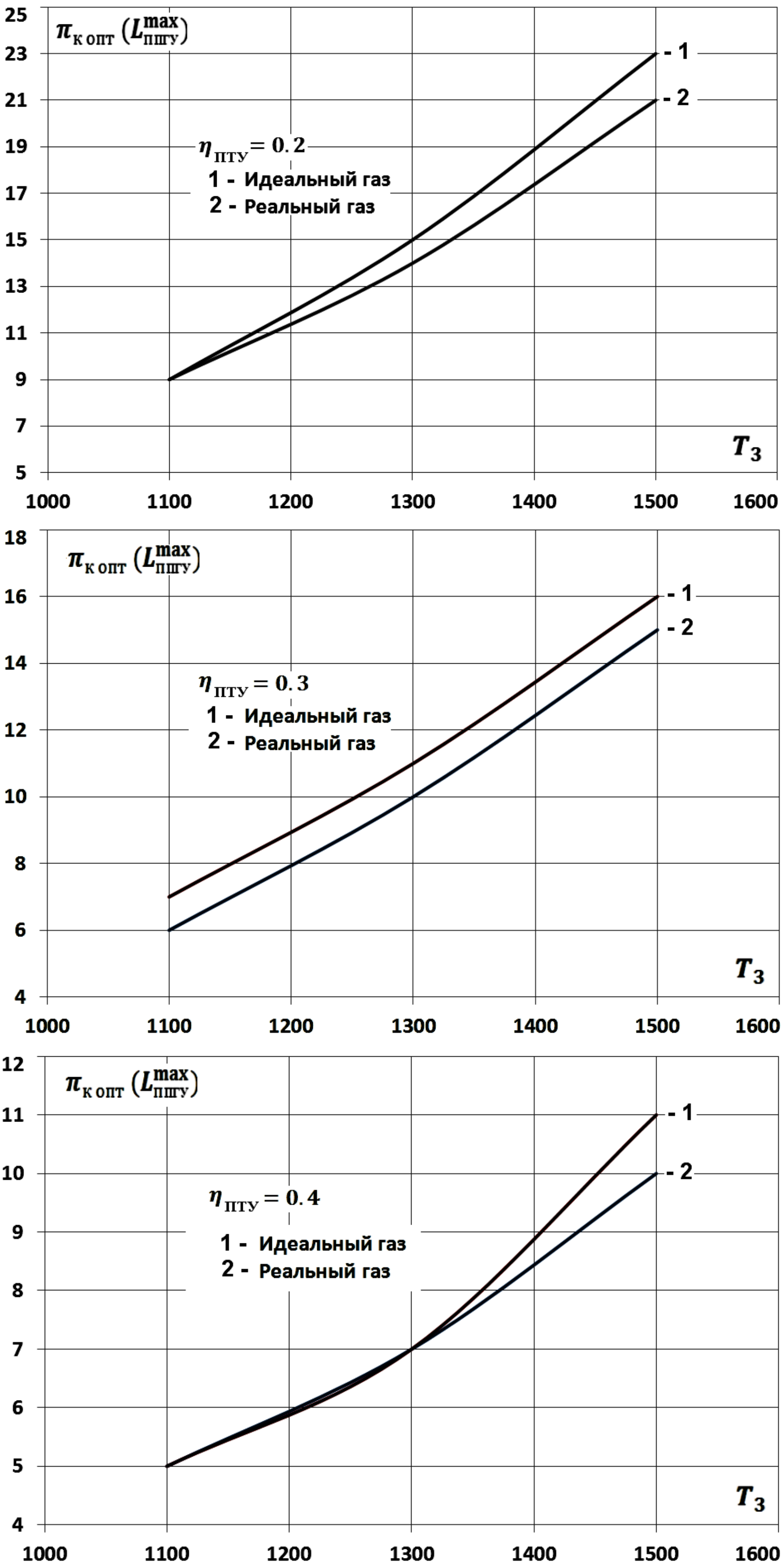


Рис. 3.68. Зависимость оптимальной степени повышения давления в ГТУ с ПО в составе парогазовой установки от начальной температуры продуктов сгорания по критерию максимальной полезной мощности

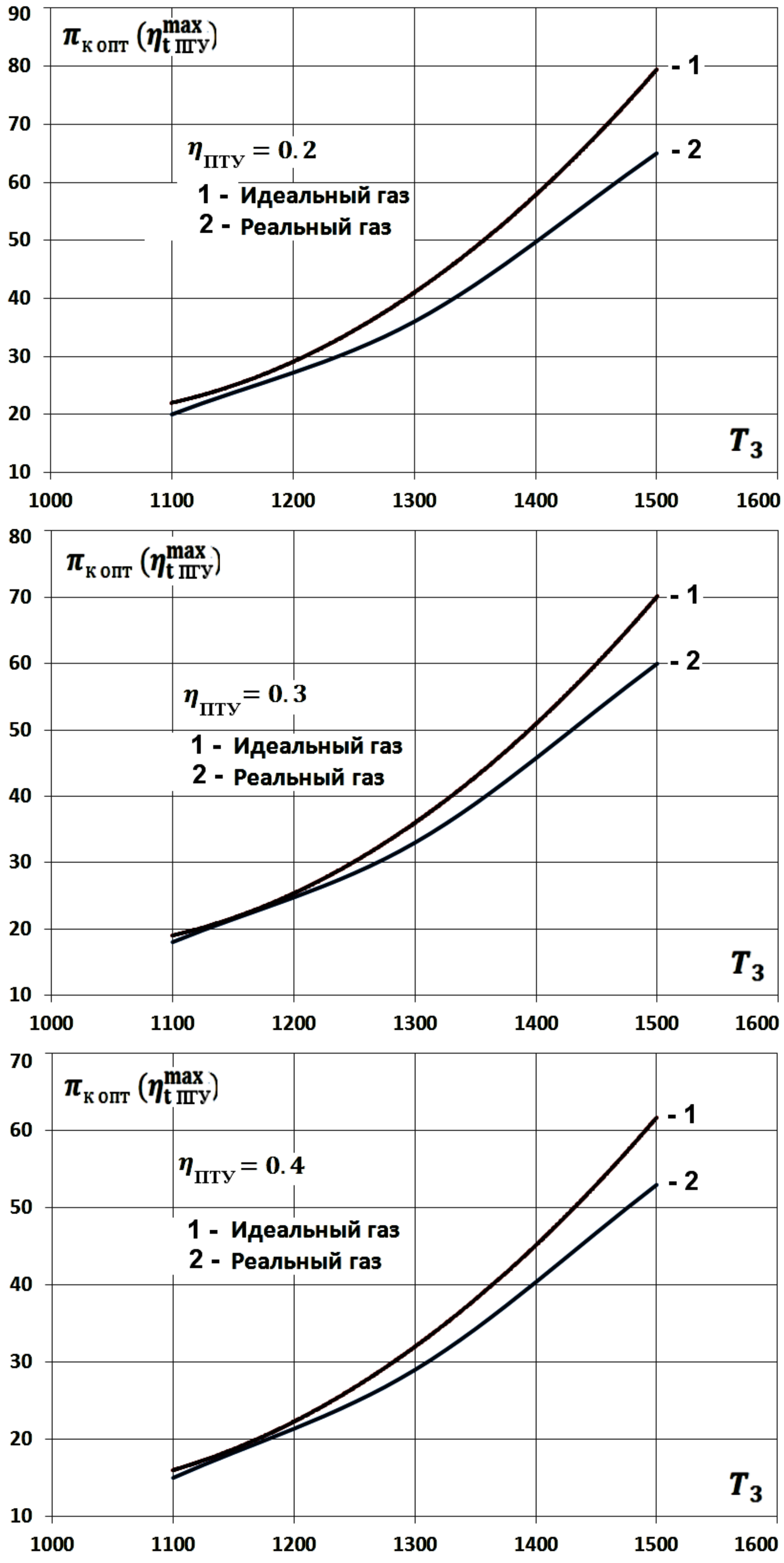


Рис. 3.69. Зависимость оптимальной степени повышения давления в ГТУ с ПО в составе парогазовой установки от начальной температуры продуктов сгорания по критерию максимального термического КПД

Эффект от учёта неидеальных свойств газа растёт с ростом T_3 за счёт увеличения давления в цикле.

С ростом $\eta_{t\ ПТУ}$ падают $\pi_{к\ опт}$ при T_3=const. Снижение $\pi_к$ позволяет увеличить долю работы производимой в ПТУ-части с высоким термическим КПД за счёт роста конечной температуры отработавших газов. Это эффективно, не смотря на рост расхода топлива в ГТУ при снижении $\pi_к$ и T_3=const, термический КПД ПГУ всё равно возрастает.

ВЫВОД

В разработанной численным способом математической модели оптимизации общей и каскадной степени повышения давления удалось учесть неидеальные свойства газов и зависимость изоэнтропных КПД каскадов компрессора от давления.

Задача поиска оптимальной степени повышения давления в ГТУ с промежуточным охлаждением воздуха должна решаться в модели реального газа как по критерию максимальной полезной мощности, так и термического КПД, так как модель идеального газа, в первую очередь за счёт неучёта влияния давления на теплоёмкость воздуха, даёт завышенные значения, приводящие к ухудшению эксплуатационных свойств проектируемого компрессора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1) Расчёт адиабатного процесса сжатия и расширения рабочих тел методом конечных элементов усовершенствован комплексным учётом неидеальности газа и достоверной оценкой необратимости процесса. Это стало возможным благодаря применению уравнения процесса реального газа к элементарному участку и возможности расчёта действительной работы в нём по установленной связи

между общим изоэнтропным КПД процесса и изоэнтропным КПД его элементарного участка $\eta_{уч} = f(\eta_{из})$;

2) На основании постоянства политропного КПД процесса установлена зависимость между изоэнтропными КПД каскадов компрессора и общим изоэнтропным КПД в зависимости от соотношения степеней повышения давления в каскадах. Это позволяет оптимизировать величину $\pi_к^{(1)}$ по критериям максимума $L_п$ и η_t при неизменном общем КПД компрессора;

3) В математической модели оптимизации $\pi_к^{(1)}$ и $\pi_к$ ГТУ с ПО по критериям максимума $L_п$ и η_t удалось учесть неидеальные свойства воздуха и продуктов сгорания, а так же зависимость $\eta_{из}^{(1)} = f(\pi_к^{(1)};\pi_к)$, благодаря сведению двухпараметрической оптимизационной задачи к последовательному решению двух одномерных задач фиксированием одного из управляющих параметров, что избавило от нескольких циклов последовательных приближений при расчёте.

4) Модель идеального газа даёт существенно завышенные $\pi_{к\ опт}$ в ГТУ с ПО по критериям максимума $L_п$ и η_t, в первую очередь, за счёт неучёта влияния $c_p = f(p)$ воздуха, что приведёт к ухудшению эксплуатационных характеристик спроектированного компрессора. Задача поиска $\pi_{к\ опт}$ должна решаться только в модели реального газа: для ГТУ с ПО - по критериям максимума $L_п$ и η_t; для ГТУ с ПО в составе ПГУ и для установки простого открытого цикла – по критерию максимума η_t.

Рекомендации, перспективы дальнейшей разработки темы исследования диссертационной работы

С помощью усовершенствованного метода расчёта процесса расширения и сжатия рабочего тела при комплексном учёте неидеальных свойств газа полезно изучить:

- процессы в газотурбинных установках с альтернативными рабочими телами;

- оптимизацию параметров ГТУ с впрыском воды в компрессор, так как метод позволяет вести расчёт при переменном составе и массе рабочего тела по тракту компрессора;
- определить работу сжатия и расширения в ГТУ при неравномерном распределении изоэнтропических КПД по тракту компрессора или турбины в рамках теплового расчёта – первые и последние ступени компрессора и турбины ГТУ разгружены по теплоперепаду, и имеют более низкий КПД, чем центральные;

Разработанный алгоритм оценки изоэнтропного КПД каскада компрессора в зависимости от общего изоэнтропного КПД и соотношения давления в каскадах, пригоден и для определения изоэнтропного КПД каскада многокаскадной турбины в установках с промежуточным подогревом рабочего тела;

Согласно монографии [30], целесообразно применять до двух ступеней охлаждения в ГТУ с ПО, соответственно, развитием темы диссертации могло бы стать решение задачи трёхфакторной оптимизации – выбор оптимальной степени давления как общей, так и в первом и во втором каскадах трёхкаскадного компрессора;

Для предотвращения помпажных режимов в действующих установках, в основном, применятся разная частота вращения каскадов компрессора и турбины – многовальная схема. Полезно решить рассмотренную в диссертации задачу применительно к двух- и трехвальным установкам, установкам со свободной турбиной;

Необходимо предложить подход для определения среднего, либо эффективного значения постоянной теплоёмкости для расчёта двухкаскадного компрессора с учётом изменения термодинамических свойств рабочего тела в промежуточном охладителе. Это упростит в перспективе решение рассмотренной в диссертации оптимизационной задачи в аналитическом виде;

Можно усложнить модель ГТУ при оптимизационных расчётах учётом отвода рабочего тела на охлаждение лопаток турбины;

На основании результатов расчёта представить номограмму для определения оптимальной степени повышения давления в ГТУ с ПО, в зависимости от начальной температуры продуктов сгорания и других определяющих факторов;

Анализ влияния начальной температуры сжатия (температуры окружающей среды) на величину оптимальной степени повышения давления желательно проводить с учётом влияния температуры на изоэнтропический КПД компрессора, а так-же плотности воздуха на расход рабочего тела;

В силу пологого характера зависимости термического КПД или полезной мощности ГТУ с ПО от степени повышения давления, имеется возможность снизить её от оптимального значения, для снижения металлоёмкости в компрессоре и повышения его надёжности. То есть определить не термодинамически оптимальное значение, а с учётом эксплуатационных характеристик.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1]. Степанов И.Р. Парогазовые установки. Основы теории, применение и перспективы / И.Р. Сепанов. - Апатиты: изд. Кольского научного центра РАН, 2000. - 169с.

[2]. Цанев С.В. Газотурбинные и парогазовые установки тепловых электростанций: учебное пособие / С.В. Цанев, В.Д. Буров, А.Н. Ремезов. - М.: МЭИ, 2002. - 584 с.

[3]. Березинец П.А. Перспективные технологии и энергоустановки для производства тепловой и электрической энергии [Электронный ресурс] / П.А. Березинец, Г.Г Ольховский Г.Г. - Информационная электронная постоянно обновляемая система открытого доступа «Наилучшие доступные и перспективные природоохранные технологии в энергетике России». Режим доступа : http://osi.ecopower.ru/ru/2010-10-18-11-03-16/item/download/861.html (дата обращения: 28.01.2018).

[4]. Ausmeier S. Innovative Gasturbinen-Prozesse zur Steigerung von Wirkungsgrad und Wirtschaftlichkeit. / Sabine Ausmeier. - Dissertation zur Erlangung des Akademischen Grades Doktor-Ingenieurin. - Essen, 08. Oktober 2002.

[5]. Шигапов А.Б. Стационарные газотурбинные установки тепловых электрических станций / А.Б. Шигапов. - Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2009. - 416 с.

[6]. Кириллин В.А. Техническая термодинамика: учебник для вузов / Кириллин В.А., В.В. Сычев, А.Е. Шейндлин. - 5-е изд., перераб. и доп. - М.: Изд. дом МЭИ, 2008. - 496 с.

[7]. Вукалович М.П. Техническая термодинамика / М.П. Вукалович, И.И. Новиков. - М.: Энергия, 1968. - 496 с.

[8]. Ольховский Г.Г. Энергетические газотурбинные установки / Г.Г. Ольховский. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 298 с.

[9]. Сценарные условия развития электроэнергетики на период до 2030 года. Министерство энергетики Российской Федерации. Агентство по прогнозированию балансов в электроэнергетике. - Москва, 2011.

[10]. О генеральной схеме размещения объектов электроэнергетики до 2020 г. : распоряжение Правительства РФ 22 февраля 2008 г. № 215-р // Собр. законодательства РФ. - 2008. - № 11 (4. И). С. 3491-3659. (ст. 1038).

[11]. Knopf C. Modeling, Analysis and Optimization of Process and Energy Sys tems / C. Knopf. - New Jersey: John Willey & Sons, 2012. - 488p.

[12]. Ривкин С. Л. Термодинамические свойства воздуха и продуктов сгорания топлива: справочник / С.Л. Ривкин. - 2-е изд., перераб. - М. : Энергоатомиздат, 1984. - 105 с.

[13]. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н.Б. Варгафтик. - 2-е изд., доп. и перераб. - М.: Наука, 1972. - 721 с.

[14]. Сычев В.В.Термодинамические свойства воздуха / В.В. Сычев, А.А Вассерман, А.Д. Козлов и др. — ГСССД. Серия: монографии. - М.: Издательство стандартов, 1978. - 276с.

[15]. Linstrom P.J. NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69 / P.J. Linstrom, W.G. Mallard, Eds. // National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD, 20899, http://webbook.nist.gov, (retrieved October 28, 2017).

[16]. Топунов А.М. Теория судовых турбин: учебное пособие / А.М. Топунов. - Л.: Судостроение, 1985. - 472 с.

[17]. Бухарин Н.Н. Моделирование характеристик центробежных компрессоров / Н.Н. Бухарин. - Л.: Машиностроение, 1983. - 214 с.

[18]. Чумаков Ю.А. Теория и расчет транспортных газотурбинных двигателей: учебное пособие / Ю.А. Чумаков. – М.: ИНФРА-М; Форум, 2012. - 448 с.

[19]. Дорофеев В.М. Термогазодинамический расчет газотурбинных силовых установок / В.М. Дорофеев, В.Г. Маслов, Н.В. Первышин. - М.: Машиностроение, 1973. - 144 с.

[**20**]. Холщевников К.В. Теория и расчет авиационных лопаточных машин / К.В. Холщевников, О.Н. Емин, В.Т. Митрохин. - М.: Машиностроение, 1986. - 432 с.

21]. Акимов В.М. Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей: учебник для вузов / В.М. Акимов, В.И. Бакулев и др.; под ред. С. М. Шляхтенко. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Машиностроение, 1987. - 568 с.

[22]. Жаров Г.Г. Судовые высокотемпературные газотурбинные установки / Г.Г Жаров, Л.С. Венцюлис. - Л.: Судостроение, 1973. - 359 с.

[23]. Елисеев Ю.С. Теория и проектирование газотурбинных и комбинированных установок / Ю.С. Елисеев, Э.А. Манушин, В.Е. Михальцев. - М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000. - 640 с.

[24]. Соколов В.С. Газотурбинные установки / В.С. Соколов. - М.: Высшая школа, 1986. - 150 с.

[25]. Закиров М.У. Термодинамические расчёты в турбомашинах с учётом переменной теплоёмкости рабочего тела / М.У. Закиров, В.И. Локай, Г.М. Сальников. - Казань: Изд. Каз. авиац. инст.-т., 1976, - 91 с.

[26]. Манушин Э.А. Теория и проектирование газотурбинных и комбинированных установок / Э.А. Манушин, В.Е. Михальцев, А.П. Чернобровкин. - М.: Машиностроение, 1977. - 447 с.

[27]. Ольховский Г.Г. Тепловые испытания стационарных газотурбинных установок / Г.Г. Ольховский. - М.: Энергия, 1971. - 408 с.

[28]. Александров А.А. Термодинамические основы циклов теплоэнергетических установок / А.А. Александров. - М.: Изд-во МЭИ, 2004. - 160 с.

[29]. Грязнов Н.Д. Теплообменные устройства газотурбинных и комбинированных установок / Н.Д. Грязнов, В.М. Епифанов, В.Л. Иванов, Э.А. Манушин. - М.: Машиностроение, 1985. - 360 с.

[30]. Уваров В.В. Газовые турбины и газотурбинные установки / В.В. Уваров. - М.: Высшая школа, 1970. - 320 с.

[31]. Шигапов А.Б. Регенерация теплоты отработавших газов ГТУ в схемах с промежуточным охлаждением воздуха / А.Б. Шигапов, А.А. Шигапов // Известия вузов. Проблемы энергетики. - 2010. - N 7/8. – стр. 20-28.

[32]. Гулина С.А. Особенности конвертирования авиационного двигателя в газотурбинный привод центробежного нагнетателя для магистрального газопровода / С.А. Гулина, Г.М. Орлова, М.Ю. Орлов // Вестн. самар. гос. техн. ун-та. Сер. технические науки. - 2014. - № 1 (41). - стр. 152-158.

[33]. Шигапов А.Б. Влияние реальных свойств продуктов сгорания на параметры стационарных газотурбинных установок / А.Б. Шигапов, Н.Г. Хасанов // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2014. № 11-12, - стр. 11-21.

[34]. Арсеньев Л.В. Стационарные газотурбинные установки: справочник / Л.В. Арсеньев, В.Г. Тырышкин. - Ленинград: Машиностроение, 1989. - 543 с.

[35]. Хасанов Н.Г. Влияние реальных свойств воздуха на показатели стационарных газотурбинных установок / Н.Г. Хасанов, А.Б. Шигапов // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2014. - № 9-10. - стр.11-19.

[36]. Фукс Г.И. Расчёт адиабатического и политропических процессов по средней теплоёмкости / Г.И. Фукс // Известия Томского ордена Трудового Красного Знамени политехнического института имени С.М. Кирова. – 1984. – Т. 66 в. 2. - стр. 113-119.

[37]. Иноземцев А.А. Основы конструирования авиационных двигателей и энергетических установок / А.А. Иноземцев. - М.: Машиностроение, 2008. - 207с.

[38]. Белькинд Л.Д. История энергетической техники / Л.Д. Белькинд, О.Н. Веселовский, И.Я. Конфедератов, Я.А. Шнейберг. - изд. 2-е, перераб. и доп. - М. -Л.: Госэнергоиздат, 1960. - 664с.

[39]. Кудрявцев П.С. Курс истории физики: учебное пособие. — 2 изд., испр. и доп. - М.: Просвещение, 1982. — 448 с.

[40]. Герасимов И.Я. Курс физической химии. Том 1. / И.Я. Герасимов. - М.: издательство Химия, 1964. - 624 с. – 1 т.

[41]. Герасимова С.Г. Теплотехнический справочник. Из серии в 2 томах / С.Г. Герасимова. - М.: Гос-ое энерг-ое изд-во Ленина, 1957. - 728 с. – 1т.

[42]. Глаголев К.В. Физическая термодинамика / К.В. Глаголев, А.Н. Морозов. – М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2007. - 272 С.

[43]. Исаев С.И. Основы термодинамики, газовой динамики и теплопередачи / С.И. Исаев, Б.М. Миронов и др; под ред. В.И. Хвостова. - М.: Машиностроение, 1968. - 277 с.

[44]. Юренев В.Н. Теплотехнический справочник. Том 1 / В.Н. Юренев, П.Д. Лебедев. - изд. 2-е, перераб. - М.: «Энергия», 1975. - 744 с. – т.1.

[45]. Чухин И.М. Техническая термодинамика. Часть 1 / И.М. Чухин. – Иваново: Иван. гос. энерг ун-т им. В.И. Ленина, 2006. - 224 с. – ч.1.

[46]. Еремин В. Реальные газы. Уравнения состояния, термодинамические свойства, статистическое описание / В. Еремин, С. Каргов, Н. Кузьменко. – М.: Химический факультет МГУ, 1998. - С. 46.

[47]. Лауреаты Нобелевской премии: энциклопедия. Кн. 1. А-Л / отв. ред. Е.Ф. Губский и др.; пер. с англ. - М.: Прогресс, 1992 . - 740с

[48]. Матвеев А.Н. Молекулярная физика / А.Н. Матвеев. - М.: Высшая школа, 1981. - 400 с.

[49]. Канаев, А. А. Неводяные пары в энергомашиностроении / Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1973. - 214 с.

[50]. Курзон, А. Г. Судовые комбинированные энергетические установки / А.Г. Курзон. - Л: Судостроение, 1981. - 216 с.

[51]. Маслов Л. А. Судовые газотурбинные установки / Л.А. Маслов. - Л.: Судостроение. 1973. - 400 с.

[52]. Wood B., Future of the Gas Turbine / B. Wood. - Engineer. 1944.

[53]. Чудаков Е.А. Машиностроение. Энциклопедический справочник. Раздел 1. Инженерные расчеты в машиностроении / Е.А. Чудаков и др. - В 15-ти т. - М.: Главное научно-техническое изд-во машиностроительной лит-ры, 1947. - 556 с. – 1 т.

[54]. Чу Хонг Ха. Совершенствование математических моделей проектирования ступени осевого компрессора морского газотурбинного двигателя: дис. ... канд. техн. наук: 05.08.05 / Чу Хонг Ха. - СПб., 2004. – 153 с.

[55]. Михеенков, Е.Л. Проведение термодинамических расчётов с учётом переменности свойств рабочего тела / Е.Л. Михеенков, В.В. Бирюк, М.Ю. Орлов и др. // Известия Самарского научного центра Российской Академии наук. Специальный выпуск. - 2008. - С. 59-66.

[56]. Жирицкий Г.С. Авиационные газовые турбины / Г.С. Жирицкий. - М.: Оборонгиз, 1950. - 512 с.

[57]. Ривкин С.Л. Термодинамические свойства газов / С.Л. Ривкин. - 4-е изд., перераб. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 288 с.

[58]. Латыпов Р. Ш. Техническая термодинамика и энерготехнология химических производств: учебник для студентов нефтегазовых спец. вузов / Р.Ш. Латыпов, Р.Г. Шарафиев. - М. : Энергоатомиздат, 1998. - 344с.

[59]. Зубарев В.Н. Практикум по технической термодинамике: учебное пособие для вузов / В.Н. Зубарев, А.А. Александров, В.С. Охотин. - 3-е изд., перераб. - М.: Энергоатомиздат,1986. - 304 с.

[60]. Попов В.Н. Оптимизация цикла газотурбинной установки / В.Н. Попов. - М.: изд. МЭИ, 1980. - 70 с.

[61]. Морозов Н. В. Паровые турбины на низкокипящем рабочем теле / Н.В. Морозов, В.П. Карасев // Вестник СибГАУ. - 2010. - №2. - с.102-106.

[62]. Туголуков Е. Н. Методика математического моделирования термодинамических процессов поршневого компрессора / Е.Н. Туголуков, Е.С. Егоров // Вестник АГТУ. Серия: Управление, вычислительная техника и информатика. - 2014. - №1. - с.45-53.

[63]. Додж Б. Химическая термодинамика в применении к химическим процессам и химической технологии / М. Додж. - М.: Издательство иностранной литературы, 1950. - 786 с.

[64]. Карапетьянц М.Х. Химическая термодинамика / М.Х. Карапетьянц. - Изд. 3-е, перераб. и доп. - М.: Химия, 1975. - 584 с.

[65]. Нгуен Чунг Киен. Эффективность и регулирование мощности морского газотурбинного двигателя с паровым теплоутилизационным контуром при атмосферной конденсации пара и управляющем электроприводе: Дис. ... канд. техн. наук: 05.08.05, 05.09.03 / Нгуен Чунг Киен. - СПб., 2007. – 225 с.

[66]. Френкель М.И. Поршневые компрессоры / М.И. Френкель. - 3-е изд. - Л.: Машиностроение, 1969. - 744 с.

[67]. Шигапов А.Б. Влияние давления на теплоёмкость воздуха в компрессоре / А.Б. Шигапов, Д.Р. Валеев // Материалы докладов XVI аспирантско-магистерского семинара, посвященного «дню энергетика». Том 1. – 2012. –С 153.

[68]. Аргунова К.К. Свойства реального газа и их аналитическое представление /

К.К Аргунова, Э.А. Бондарев, И.И. Рожин. // Газохимия. - 2010. – №6(16). – С. 52-54.

[69]. Назырова Р.Р. Исследование операций в оценке термодинамических характеристик / Р.Р. Назырова. - Казань. Изд. АБАК. 1999. - 197 с.

[70]. Шигапов А. Б. Расчет процессов горения топливовоздуной смеси в камерах сгорания ГТУ: лабораторный практикум / А.Б. Шигапов, И.Ю. Силов. - Казань: Казан. гос. энерг. у-.т, 2009. - 28 с.

[71]. Philip J Thomas. Simulation of industrial Process for Control Engineers / Philip J Thomas. – London: Butterworth-Heinemann, 1999. - 390 p.

[72]. Оганесян А.В. Разработка метода расчета и проектирования водородных турбодетандеров с улучшенными эксплуатационными характеристиками: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.14.04 / Оганесян Артур Влятович. – Воронеж, 2006. – 16 с.

[73]. Булыгин В.С. О разности $c_p - c_v$ газа Ван-дер-Ваальса. [Электронный ресурс] / В.С. Булыгин // Официальный сайт МФТИ. – 2011. – Режим доступа: https://mipt.ru/education/chair/physics/S_II/method/ Cp_v.pdf (дата обращения: 27.01.2018).

[74]. Истомин В. А. Обобщенные показатели изоэнтропы реального газа / В.А. Истомин // Теплофизика высоких температур. – 1998. - том 36, выпуск 5. - с. 732–739.

[75]. Казанджан П.К. Теория авиационных двигателей: теория лопаточных машин / П.К. Казанджан, Н.Д. Тихонов, А.К. Янко.- М.: Машиностроение, 1983. - 217 с.

[76]. Джадж А. Газотурбинные двигатели малой мощности / А. Джадж. - М.: Издательство иностранной литературы, 1963. - 211 с.

[77]. Стечкин Б. С. Теория реактивных двигателей / Б.С. Стечкин, П.К. Казанджан, Л.П. Алексеев и др. - М.: Оборонгиз. 1956. - 534 с.

[78]. Шехтман А.М. Газодинамические функции реальных газов / А.М. Шехтман. - М.: Энергоатомиздат. 1988. - 175 с.

[79]. Шварц В.А. Конструкции газотурбинных установок / В.А. Шварц. - М.: Машиностроение. 1970. - 436 с.

[80]. Андреев М.М. Теплообменная аппаратура энергетических установок / М.М. Андреев, С.С. Берман и др. - М.: МАШГИЗ, 1963. - 240 с.

[81]. Шагиев Н.Г. Тепловые и атомные электрические станции: учебное пособие по курсам «Технология централизованного производства электроэнергии и теплоты» и «Тепловые и атомные электрические станции» для подготовки к итоговой государственной аттестации / Н.Г. Шагиев. - Казань, Изд-во Казан. гос. энерг. ун-та, 2006.

[82]. Иванов В.Л. Теплообменные аппараты и системы охлаждения газотурбинных и комбинированных установок / В.Л. Иванов, А.И. Леонтьев и др. - М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2004. - 592 с.

[83]. Васильев В.К. Проектирование проточных частей судовых турбин / В.К. Васильев, Е.В. Васильева. - Л.: Судостроение, 1966г. - 264 с.

[84]. Фраас А. Расчет и конструирование теплообменников /А. Фраас., М. Оцисик. - Перевод с английского. - М.: Атомиздат, 1971. - 328 с.

[85]. Гавра Т. Г. Тепловой и гидравлический расчет теплообменных аппаратов компрессорных установок: учебное пособие / Т.Г. Гавра, П.М. Михайлов, В.В. Рис. - Л.: ЛПИ, 1982. - 72 с.

[86]. Воронов В.А. Исследование спирального детандера на различных рабочих веществах: дисс. … канд. техн. наук: 05.04.03 / Воронов Владимир Андреевич. – М., 2016 – 143 с.

[87]. Под ред. Аметистова Е.В. Основы современной энергетики. Курс лекций для менеджеров энергетических компаний. Часть 1. Современная теплоэнергетика / А.Д. Трухний, А.А. Макаров, В.В. Клименко / М.: Издательство МЭИ, 2002. - 368 с.

[88]. Иванов В.Л. Методы расчета теплообменных аппаратов газотурбинных установок / В.Л. Иванов. - М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 1989 г. - 22 с.

[89]. Бродов Ю.М. Теплообменники энергетических установок / Ю.М. Бродов. - Екатеринбург: изд-во "Сократ", 2003. - 966 с.

[90]. Коробицин Н.А. Анализ основных схем газотурбинных установок на базе конверсионных двигателей, применяемых в энергетике / Н.А. Коробицин // Энергетика Татарстана. - №4(8). – 2007. - с.63-68.

[91]. Кэйс В.М., Лондон А.Л. Компактные теплообменники / Кэйс В.М., Лондон А.Л; под редакцией Петровского Ю.В; перевод с английского Баклановой В.Г. - М.-Л.: Государственное энергетическое издательство, 1962. - 160 с.

[92]. Костюк А.Г. Газотурбинные установки: учебное пособие для вузов / А.Г. Костюк, А.Н. Шерстюк. - М.: Высшая школа, 1979. - 254 с.

[93]. Канаев А.А. Парогазовые установки. Конструкции и расчеты / А.А. Канаев, М.И. Корнеев. Л.: Машиностроение, 1974. - 240 с.

[94]. Кириллов И.И. Газовые турбины и газотурбинные установки. Том II. Газотурбинные установки / И.И. Кириллов. - М.: Машгиз, 1956. - 318 с.

[95]. Котляр И.В. Судовые газотурбинные установки / И.В. Котляр. - Л.: Судостроение, 1967. - 283 с.

[96]. Бартеньев О.В. Фортран для профессионалов. Математическая библиотека IMSL. Часть 3 / О.В. Бартеньев. - М.: ДиалогМИФИ, 2001. - 368 с. – 3ч.

[97]. Бартеньев О.В. Фортран для профессионалов. Математическая библиотека IMSL. Часть 2 / О.В. Бартеньев. - М.: ДиалогМИФИ, 2001. - 320 с. – 2ч.

[98]. Буров В.Д. Особенности применения газотурбинной установки сложного цикла в составе конденсационных парогазовых установок / В.Д. Буров, А.А. Дудолин, А.В. Евланов // Тезисы докладов LVI науч. техн. сессии по проблемам газовых турбин – Пермь: ОАО «ВТИ». - 2009. - С.97-101.

[99]. ГОСТ 22667-82 Газы горючие природные. Расчетный метод определения теплоты сгорания, относительной плотности и числа Воббе. Государственный комитет СССР по стандартам, 01.07.83

[100]. ГОСТ 30319.1-96 Газ природный. Методы расчета физических свойств. Определение физических свойств природного газа, его компонентов и продуктов его переработки. Межгосударственный совет по стандартизации, метрологии и сертификации, 01.07.97

[101]. Фаворский О. Н. Научно-технические проблемы создания отечественной мощной ГТУ нового поколения и сверхэкономичной ПГУ на ее основе / О.Н. Фаворский, В.Л. Полищук // Тезисы докладов LVI науч. техн. сессии по проблемам газовых турбин. - 2009. – с.91-96.

[102]. Abdallah H. Exergetic optimization of intercooled reheat chemically recuperated gas turbine / H. Abdallah // Energy conversion and management. – 1999. – Т. 40. – №. 15. – P. 1679-1686.

[103]. Al-Doori W. H. A. R. Parametric performance of gas turbine power plant with effect intercooler / W. H. A. R. Al-Doori // Modern Applied Science. – 2011. – Т. 5. – №. 3. – P. 173.

[104]. Al-Sood M. M. A. Optimum operating parameters of an irreversible gas turbine cycle / M.M.A. Al-Sood, K.K. Matrawy, Y.M. Abdel-Rahim // Journal of Engineering Sciences, Assiut University. - Vol. 40. - No 6 - P.1695-1714

[105]. Andriani R. Performances Analysis of High By Pass Jet Engine With Intercooling and Regeneration / R. Andriani, U. Ghezzi // 45th AA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. – 2009. – P. 1-8

[106]. Aram Mohammed Ahmed. Thermal analysis of a gas turbine power plant to improve performance efficiency / Aram Mohammed Ahmed, Mohammad Tariq // International Journal of techanical Engineering and Technology (IJMET), (Online) Volume 4, Issue 6, November - December (2013) - P. 43-54

[107]. Arora R. Performance analysis of Brayton heat engine at maximum efficient power using temperature dependent specific heat of working fluid / R. Arora, S.P. Kaushik, R. Kumar //Journal of Thermal Engineering. – 2015. – Т. 1. – №. 2. – P. 345-354.

[108]. Azizifar S. Modeling and optimization of industrial multistage compressed air system using actual variable effectiveness in hot regions / S. Azizifar, S. Banooni // Advances in Mechanical Engineering. – 2016. – vol. 8. – №. 5. – P. 29-46.

[109]. Baek J. S. Effect Of Pressure Ratios Across Compressors On The Performance Of The Transcritical Carbon Dioxide Cycle With Two-State Compression And Intercooling. / J.S. Baek, E.A. Groll, P.B. Lawless // International Refrigeration and Air Conditioning Conference. – 2002.

[110]. Bhargava R. K. Gas Turbine Based Power Cycles / R.K. Bhargava et al. // Challenges of Power Engineering and Environment. – Springer Berlin Heidelberg, 2007. – P. 309-319.

[111]. Bonk D. L. First-generation circulating pressurized fluidized bed (CPFB) combustor power system with industrial components / D.L. Bonk et al. US Department of Energy.

[112]. Camilleri W. An assessment of high overall pressure ratio intercooled engines for civil aviation : PhD Thesis / W. Camilleri. – Cranfield University, 2014.

[113]. Canière H. et al. Efficiency calculations of air-cooled gas turbines with intercooling / H. Canière et al. //HEFAT 2007. – 2007.

[114]. Cen K. Challenges of power engineering and environment: proceedings of the International Conference on Power Engineering 2007 / K. Cen, Y. Chi, J. Yan. – Springer Science & Business Media, 2009. – 1435 p.

[115]. Chen L. et al. Closed intercooled regenerator Brayton-cycle with constant-temperature heat-reservoirs / L. Chen et al. //Applied Energy. – 2004. – Т. 77. – №. 4. – P. 429-446.

[116]. Cheng P. Y.Maximum power of an endoreversible intercooled Brayton cycle / P.Y. Cheng, P.K. Chen. //International journal of energy research. – 2000. – Т. 24. – №. 6. – P. 485-494.

[117]. Ciafone D. J. Gas turbines / D.J. Ciafone. – Nova Science Publ., 2011. – 225 p.

[118]. Colmenares F. A preliminary parametric study for geared, intercooled and/or recuperated turbofan for short range civil aircrafts / F. Colmenares. et al. //ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea, and Air. – American Society of Mechanical Engineers, 2007. – P. 95-102.

[119]. Curzon F. L. Efficiency of a Carnot engine at maximum power output / F.L. Curzon, B. Ahlborn //American Journal of Physics. – 1975. – Т. 43. – №. 1. – P. 22-24.

[120]. da Cunha Alves M. A. An insight on intercooling and reheat gas turbine cycles / da Cunha Alves M. A. et al. //Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy. – 2001. – Т. 215. – №. 2. – P. 163-171.

[121]. Dincer I. Progress in exergy, energy, and the environment / I Dincer, A. Midilli, H. Kucuk. – Springer, 2014. – 1060 p.

[122]. Ebaid M. S. Y. Thermodynamic Analysis of Different Configurations of Combined Cycle Power Plants / M.S.Y. Ebaid, Q.Z. Al-hamdan // Mechanical Engineering

[Research. – 2015. – T. 5. – №. 2. – P. 89-113.

[123]. El-Masri M. A. Thermodynamics and performance projections for inter-cooled/reheat/recuperated gas turbine systems / M.A. El-Masri // ASME 1987 International Gas Turbine Conference and Exhibition. – American Society of Mechanical Engineers, 1987. – P. 1-8.

[124]. El-Sayed A. F. Aircraft propulsion and gas turbine engines / A.F. El-Sayed. – CRC Press, 2008. 914 p.

[125]. Frost T. H. Optimizations for Brayton-Joule gas turbine cycles / T.H. Frost, B. Agnew, A. Anderson // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy. – 1992. – T. 206. – №. 4. – P. 283-288.

[126]. Grönstedt T. Optimizing the operation of the intercooled turbofan engine / T. Grönstedt, K. Kyprianidis //ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea, and Air. – American Society of Mechanical Engineers, 2010. – P. 627-633.

[127]. Guo J. Performance analysis of an irreversible regenerative intercooled Brayton cycle / J Guo, J Cai, H Wang. // International Journal of Exergy. – 2012. – T. 11. – №. 3. – P. 271-285.

[128]. Horlock J. H. The evaporative gas turbine [EGT] cycle / J.H. Horlock //ASME 1997 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition. – American Society of Mechanical Engineers, 1997. – P. V002T08A012-V002T08A012.

[129]. Ibrahim T. K. Effect of compression ratio on the performance of different strategies for the gas turbine / T.K. Ibrahim, M.M. Rahman // International Journal of Automotive and Mechanical Engineering. – 2014. – T. 9. – P. 1747-1757

[130]. IDC Technologies. Gas Turbines: Fundamentals, Maintenance, Inspection & Troubleshooting [Эл. ресурс]. – режим доступа:

URL: www.idc-online.com/downloads/ GT_IDCBookextract.pdf

[131]. Jekel T. B. Single-or two-stage compression / T.B. Jekel, D.T. Reindl // ASHRAE Journal. – 2008. – T. 50. – №. 8. – P. 46-51.

[132]. Jonsson M. Humidified gas turbines—a review of proposed and implemented cycles / M. Jonsson, J Yan. // Energy. – 2005. – T. 30. – №. 7. – P. 1013-1078.

[**133].** Khaliq A. Energetic and exergetic efficiency analysis of an indirect fired air-

turbine combined heat and power system / A. Khaliq, T. A. Khan // International Journal of Exergy. – 2006. – T. 4. – №. 1. – P. 38-53.

[134]. Khorasani Nejad E. Thermo-economic Optimization of Gas Turbine Power Plant with Details in Intercooler / E. Khorasani Nejad et al. //Heat Transfer—Asian Research. – 2013. – T. 42. – №. 8. – P. 704-723.

[135]. Kowalick D. J. Conversion of an existing gas turbine to an intercooled exhaust-heated coal-burning engine: master's thesis. / D. J. Kowalick – Massachusetts Inst. of Tech., Cambridge, MA (United States). Dept. of Ocean Engineering, 1990. – 285 p.

[136]. Law B.Effect of operating variables on the performance of a combined cycle cogeneration system with multiple process heaters / B. Law, B.V. Reddy // Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering. – 2009. – T. 33. – №. 1. – P. 65-74.

[137]. Lebre J. Performance of a Turbofan Engine with Intercooling and Regeneration / J. Lebre, F. Brójo //Fuel. – 2011. – T. 1011. – P. 954.

[138]. Lewins J. D. Optimising an intercooled compressor for an ideal gas model //International Journal of Mechanical Engineering Education. – 2003. – T. 31. – №. 3. – P. 189-200.

[139]. Macchi E. An assessment of the thermodynamic performance of mixed gas-steam cycles: part A—intercooled and steam-injected cycles / E. Macchi E. et al. // ASME 1994 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition. – American Society of Mechanical Engineers. - 1994. – P. 1-12.

[140]. McDonald P. F. Helium turbomachine design for GT-MHR power plant / P.F. McDonald, R.J. Orlando, G.M. Cotzas // GA-A21720, Paper Presented at the International Joint Power Generation Conference. – 1994. – 14p.

[141]. Meherwan P. Boyce. Gas turbine engineering handbook. Second edition / Meherwan P. Boyce. - Gulf profession publ. - 2002. 816 p.

[142]. Milind S. Patil. Thermal Performance of Reheat, Regenerative, Inter Cooled Gas Turbine Cycle / Milind S. Patil at al. // International Journal of Research in Mechanical Engineering & Technology. - 2015 - Vol. 5, Issue 2 P. 28-33.

[143]. Mills R. G., Karstensen K. W. Intercooled/Recuperated Shipboard Generator Drive Engine / R.G. Mills, K.W. Karstensen //ASME 1986 International Gas Turbine

Conference and Exhibit. – American Society of Mechanical Engineers, 1986. – P. 1-11.

[144]. Mueller Jr D. W. Compression of an Ideal Gas with Temperature-Dependent Specific Heat Capacities / Jr D. W. Mueller, H. I. Abu-Mulaweh // Age. – 2005. – T. 10. – 13 p.

[145]. Najjar Y. S. Intercooled low-pressure turbo steam-injection gas turbine with co-generation / Y. S. H. Najjar, M. N.Nahas // Journal of the Institute of Energy. – 1994. – T. 67. – №. 470. – P. 30-36.

[146]. Nemec T. S. Thermodynamic design point study of a semi-closed recuperated intercooled gas turbine combined with a Rankine bottoming cycle / T. S. Nemec, W. E. Lear // ASME 1996 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition. – American Society of Mechanical Engineers, 1996. – P. 1-7.

[147]. Nihon Kikai Gakkai. Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers / Nihon Kikai Gakkai. - Iss. 13, vol 2. - Japan Society of Mechanical Engineers, 1970.

[148]. Nkoi B. Advanced Cycles Large-Scale Aero-Derivative Gas Turbines: Performance Comparison / B. Nkoi et al. //Journal of Power and Energy Engineering. – 2016. – T. 4. – №. 05. – P. 7-19.

[149]. Peretto A. Part load conditions of complex cycle power plants with intercooled gas turbine / A. Peretto // ASME 1996 Turbo Asia Conference. – American Society of Mechanical Engineers. - 1996. – P. 1-9.

[150]. Prasad B. N. Energy and exergy analysis of intercooled combustion-turbine based combined cycle power plant / B. N. Prasad et al. //Energy. – 2013. – T. 59. – P. 277-284.

[151]. Razak A. M. Y. Industrial gas turbines: performance and operability./ A. M. Y. Razak. – Elsevier, 2007. 607 p.

[152]. Reklaitis G. V. Optimization of a Non-Ideal Staged Compress Facility / G.V. Reklaitis, J. M. Woods // International compressor engineering conference school of mechanical engineering. – 1974. - p. 415-422.

[153]. Rice I. G. Evaluation of the compression intercooled reheat gas-turbine combined cycle / I. G. Rice // ASME 1984 International Gas Turbine Conference and Exhibit. – American Society of Mechanical Engineers, 1984. – P. 1-8.

[154]. Rolt A. Intercooled turbofan engine design and technology research in the EU framework 6 NEWAC programme / A. Rolt, N. Baker // Proceedings of the ISABE. – 2009. – P. 7-11.

[155]. Romeo L. M. Optimization of intercooling compression in CO 2 capture systems / L. M. Romeo et al. // Applied Thermal Engineering. – 2009. – T. 29. – №. 8. – P. 1744-1751.

[156]. Saidi A. Intercoolers in gas turbine systems and combi-processes for production of electricity / A. Saidi, B. Sundén, D. V. Eriksson // ASME Turbo Expo 2000: Power for Land, Sea, and Air. – American Society of Mechanical Engineers, 2000. – P. 1-10.

[157]. Sánchez-Orgaz S. Thermodynamic model and optimization of a multi-step irreversible Brayton cycle / S. Sánchez-Orgaz, A. Medina, A. P. Hernández // Energy Conversion and Management. – 2010. – T. 51. – №. 11. – P. 2134-2143.

[158]. Sarath R. Numerical analysis for the prediction on the effect of heat transfer characteristics of combined cycle gas turbine using inter cooler / R. Sarath et al. // International Journal of Engineering Research and Reviews ISSN 2348-697X (Online). - Vol. 4, Issue 2. - p. 20-32.

[159]. Sun W. Global optimization of compressor/inter-cooler sequences for constant compressibility factor and variable heat capacity gases: Master thesis / W. Sun. - Los Angeles, 2015. – 70 p.

[160]. Thomas W. J. R. An intercooled regenerative rolls-royce spey gas turbine / W. J. R. Thomas, A. J. Higson // ASME 1985 Beijing International Gas Turbine Symposium and Exposition. – American Society of Mechanical Engineers, 1985. – P. 1-6.

[161]. Tsujikawa Y. Conceptual recovery of exhaust heat from a conventional gas turbine by an inter-cooled inverted Brayton cycle / Y. Tsujikawa et al. // ASME 1999 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition. – American Society of Mechanical Engineers, 1999. – P. 1-80.

[162]. Tyagi S. K. Ecological optimisation of an irreversible regenerative intercooled Brayton heat engine with direct heat loss / S. K. Tyagi, S. P. Kaushik // International journal of ambient energy. – 2005. – T. 26. – №. 2. – P. 81-92.

[163]. Wang L. S. Optimum Peak Cycle Pressure for the Intercooled-Supercharged Gas

Turbine Engine / L. S. Wang, L. Pan // ASME 1995 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition. – American Society of Mechanical Engineers, 1995. – P. 1-7

[164]. Wang W. H. Performance optimisation of open cycle intercooled gas turbine power plant with pressure drop irreversibilities / W. H. Wang et al. // Journal of the Energy Institute. – 2008. – T. 81. – №. 1. – P. 31-37.

[165]. Wu C. Thermodynamics and heat powered cycles: a cognitive engineering approach / C. Wu. – Nova Publishers, 2007. – 677 p.

[166]. Wu Y. Optimization of shell-and-tube intercooler in multistage compressor system / Y. Wu, J. F. Hamilton, W. Shenghong // International Compressor Engineering Conference – 1982. p. 229-238

[167]. Yang B. Exergy performance analyses of an irreversible two-stage intercooled regenerative reheated closed Brayton CHP plant / B. Yang et al. // International Journal of Exergy. – 2014. – vol. 14. – №. 4. – P. 459-483.

[168]. Yasuyoshi K. Cycle thermal efficiency of supercritical CO2 gas turbine dependent on recuperator performance / K.Yasuyoshi // Journal of Power and Energy Systems. – 2013. – vol. 7. – №. 3. – P. 148-161.

[169]. Zhang Z. Thermodynamic analysis of double-stage compression transcritical CO2 refrigeration cycles with an expander / Z. Zhang, L. Tong, X. Wang // Entropy. – 2015. – vol. 17. – №. 4. – P. 2544-2555.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ, ИНДЕКСЫ И СОКРАЩЕНИЯ

Обозначения величин:

$b_{уд}$ - удельный расход топлива, кг·с/МВт;

c_p - удельная изобарная теплоёмкость, кДж/(кг· К);

c_v - удельная изохорная теплоёмкость, кДж/(кг· К);

$e_к, e_Т$ - комплексы $\pi_к^{(k-1)/k}, \pi_т^{(k-1)/k}$;

g_0 - стехиометрическое соотношение;

$G_в$ - массовый расход воздуха, кг/с;

$G_г$ - массовый расход природного газа, кг/с;

i - порядковый номер;

J - энтальпия, кДж/кг;

k - показатель изоэнтропы;

k_t - температурный показатель изоэнтропы;

l - работа газа, кДж/кг;

L - мощность, МВт;

n - число участков разбиения процесса с малым изменением давления, шт.;

$ndeg$ - порядок многочлена;

p - давление, МПа;

$\overline{p}$ - относительное давление;

Q - количество теплоты, кДж/кг;

$Q_Р^Н$ - низшая теплота сгорания топлива, мДж/кг;

R - индивидуальная газовая постоянная, кДж/(кг· К);

R^2 - коэффициент детерминации;

S - энтропия, кДж/(кг· К);

T - температура, К;

U - внутренняя энергия, кДж/кг;

V - объём матрицы теплообменника, м^3;

v - удельный объём, м^3/кг;

w - скорость воды в теплообменнике, м/с;

z - коэффициент сжимаемости газа

α - коэффициент избытка воздуха;

γ - показатель политропы;

Δ - диапазон изменения переменной, абсолютная погрешность;

δ - относительная погрешность, %;

η - коэффициент полезного действия;

μ - молярная масса, кг/моль;

μ_V, μ_P, μ_T - коэффициенты отклонения Розена;

π - степень повышения давления / расширения;

$\bar{\pi}_к^{(1)}$ - относительная степень повышения давления в первом каскаде;

ρ - плотность, кг/м^3;

σ - относительное сопротивление теплообменника, %;

$\sigma_{кс}, \sigma_{вых}$ - относительное гидравлическое сопротивление камеры сгорания и относительное сопротивление, преодолеваемое для выхлопа газов;

$\tau_К$ - степень охлаждения воздуха в воздухоохладителе компрессора.

Индексы:

0 (ноль) – базовый;
1 – на входе в компрессор / на входе в элемент тепловой схемы;
12 – на входе во второй каскад;
21 – на выходе из первого каскада;
2 – на выходе из компрессора / на выходе из элемента тепловой схемы;
3 – на входе в турбину;
4 – на выходе из турбины;
(1) – относящийся к первому каскаду;
(2) – относящийся ко второму каскаду;
г – газа (про расход топлива)
ид – идеальногазовый;
из – изоэнтропический;
к – компрессора / конечный;
кр – критический;
кс – камера сгорания;
н – начальный;
опт – оптимальная;
п – полезная;
по – промежуточный охладитель;
пол – политропная;
ср – средний;
ст – в элементарной ступени;
т – турбины;
тр – трения;
уч – в элементарном участке (ступени)
х.в. – холодная вода;
const – постоянный;
max – максимальный;
min – минимальный;
t – термический;
var – переменный;
’ – изменённый параметр;
¯ - усреднённое эффективное значение.

Сокращения:

КНД – компрессор низкого давления;
КПД – коэффициент полезного действия;
ПГУ – парогазовая установка;
ПО – промежуточный охладитель;
(С)ГТУ – (стационарная) газотурбинная установка;
СТВ – система технического водоснабжения;
ТЭП – технико-экономические показатели.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ТАТЭНЕРГО

01.02.2018 № 157

На № ________ от ________________

Акт о внедрении

«Влияние неидеальности термодиннамических свойств рабочих тел на процессы в ГТУ с промежуточным охлаждением воздуха»

Настоящий акт составлен о том, что результаты диссертационной работы Хасанова Н.Г., посвящённой исследованию оптимальной степени повышения давления стационарной газотурбиной установки с промежуточным охлаждением воздуха при учёте неидеальных свойств газа, используются при оценке показателей парогазовой установки, установленной на Казанской ТЭЦ -2, а именно следующие положения:

- метод выбора определяющих термодинамических параметров воздуха и продуктов сгорания в ГТУ простого цикла, обеспечивающих высокую точность и удобство использования при комплексном учёте неидеальности (реальных свойств) рабочих тел;

- алгоритм определения изоэнтропического коэффициента полезного действия каскада многокаскадного компрессора в зависимости от соотношения общей и каскадной степени повышения давления, общего изоэнтропического КПД, с учётом изменения термодинамических свойств воздуха между каскадами компрессора;

- результаты оптимизации степени повышения давления по критериям максимальной полезной мощности и термического КПД в ГТУ простой схемы и ГТУ с промежуточным охлаждением воздуха в составе парогазовой установки.

КАЗАНСКАЯ ТЭЦ-2

ФИЛИАЛ АО «ТАТЭНЕРГО» ул. Тэцевская, д. 11, г. Казань, Республика Татарстан, 420036
«ТАТЭНЕРГО» АҖ ФИЛИАЛЫ ТЭЦ ур., 11 нче йорт, Казан шәһәре, Татарстан Республикасы, 420036
+7 843 572-06-59, +7 843 202-44-38 (факс), E-mail: office@ktec2.tatgencom.ru , www.tatenergo.ru
ИНН 1657036630, КПП 166102001, р/с 40702810800000000073 в филиале ОАО "АКИБАНК» г. Казани, к/с 3010 1810 3000 0000 0916, БИК 049205916 получатель АО «ТАТЭНЕРГО»

Рис. П1. Акт о внедрении результатов диссертационной работы в АО «Татэнерго»

Предложенные подходы позволяют повысить точность теплового расчёта при поверочных изысканиях, обработке экспериментально измеренных данных, проектировании перспективных стационарных газотурбинных установок

Разработанный метод и результаты расчётно-технических исследований диссертационной работы имеют практическое значение для оценки основных показателей парогазовой установки, установленной на Казанской ТЭЦ-2.

При освоении уровня давлений ПГУ, получаемых в результате оптимизационных расчетов (при учёте издержек на разработку и эксплуатацию компрессоров высокого давления) научный подход и метод расчёта, предложенные в диссертационной работе Хасанова Н.Г., могут служить основным при разработке новой, конкурентоспособной отечественной техники

Директор **Галиуллин Р.З.**

КАЗАНСКАЯ ТЭЦ-2

ФИЛИАЛ АО «ТАТЭНЕРГО» ул. Тэцевская, д. 11, г. Казань, Республика Татарстан, 420036
«ТАТЭНЕРГО» АЖ ФИЛИАЛЫ ТЭЦ ур., 11 нче йорт, Казан шәһәре, Татарстан Республикасы, 420036
+7 843 572-06-59, +7 843 202-44-38 (факс), E-mail: office@ktec2.tatgencom.ru , www.tatenergo.ru
ИНН 1657036630, КПП 166102001, р/с 40702810800000000073 в филиале ОАО "АКИБАНК» г. Казани, к/с 3010 1810 3000 0000 0916, БИК 049205916 получатель АО «ТАТЭНЕРГО»

Рис. П1. Продолжение

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
КГЭУ **“КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ”**
(ФГБОУ ВО «КГЭУ»)

УТВЕРЖДАЮ

Первый проректор - проректор

по учебной работе

А.В. Леонтьев

«23» января 2018 г.

Акт об использовании результатов диссертационной работы

Хасанова Наримана Гаязовича

«Влияние неидеальности термодинамических свойств рабочих тел на процессы в ГТУ с промежуточным охлаждением воздуха»

Научно-техническая комиссия кафедры «Энергетическое машиностроение» ФГБОУ ВО «Казанский государственный энергетический университет» в составе: зав. каф. д.т.н., профессора Мингалеевой Гузель Рашидовны., д.ф-м.н., профессора Саитова И. Х., д.т.н., профессора Таймарова М. А. составила настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы Хасанова Н.Г., посвящённой исследованию оптимальной степени повышения давления стационарной газотурбиной установки с промежуточным охлаждением воздуха при учёте неидеальных свойств газа, используются в учебном процессе в рамках дисциплины «Газотурбинные установки», реализуемой по образовательной программе направления подготовки бакалавров 13.03.03 «Энергетическое машиностроение», а именно:

Рис. П2. Акт об использовании результатов диссертационной работы в учебном процессе подготовки бакалавров в ФГБОУ ВО «КГЭУ»

- метод выбора определяющих термодинамических параметров воздуха и продуктов сгоранияв ГТУ простого цикла, обеспечивающих высокую точность, на основе сравнения с разработанным методом комплексного учёта неидеальности газа. Результаты отражены в учебном пособии, которое готовится к публикации.

Решение рассмотрено и одобрено на заседании кафедры ЭМС

протокол № 5 от 07.12.17.

Зав. каф. ЭМС

д.т.н. Г.Р. Мингалеева

Проф. каф. ЭМС

д.ф.-м.н. И.Х. Саитов

Проф. каф. ЭМС

д.т.н. М.А. Таймаров

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕД

ФГБОУ ВО «КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВ

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТ

Мингалеевой Г.Р. Саитова И.Х. Таймарова М.А.

ПОДПИСЬ УДОСТОВЕРЯЮ

Специалист УК

23.01.20

УПРАВЛЕНИЕ КАДРОВ

Рис. П2. Продолжение