



издательство

МОСКОВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ

В.А. ЧАЩИН, А.Б. КОНДРАТЬЕВ,
Е.Н. КУТЕЙНИКОВА, И.В. ТРЯДЕР

ПРИКЛАДНАЯ ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА И ЭЛЕМЕНТЫ ПНЕВМОАВТОМАТИКИ

Москва • 2025

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**МОСКОВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
(национальный исследовательский университет)**

**В.А. ЧАЩИН, А.Б. КОНДРАТЬЕВ,
Е.Н. КУТЕЙНИКОВА, И.В. ТРЯДЕР**

**ПРИКЛАДНАЯ
ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА
И ЭЛЕМЕНТЫ ПНЕВМОАВТОМАТИКИ**

Учебное пособие

Утверждено
на заседании редсовета
30 ноября 2023 г.

Москва
Издательство МАИ
2025

Чащин В.А., Кондратьев А.Б., Кутейникова Е.Н., Трядер И.В.

**Прикладная газовая динамика и элементы пневмоавтоматики:
Учебное пособие. — М.: Изд-во МАИ, 2025. — 156 с.: ил.**

Учебное пособие “Прикладная газовая динамика и элементы пневмоавтоматики” охватывает ключевые аспекты термодинамики, газовой динамики и теплообмена, применительные к процессам в элементах пневмоавтоматики и пневматических приводах, включая приводы авиационных и ракетных систем.

Центральное место занимает физико-математическое описание и анализ работы элементов пневмоавтоматики: источников рабочего тела, электропневмоклапанов и регуляторов давления. Особое внимание уделено описанию процессов, протекающих в пневмополостях и пневмосопротивлениях, что создает необходимую основу для дальнейшего освоения принципов работы и проектирования пневматических приводов и их элементов. Теоретическая база построена на законах сохранения (массы, энергии, импульса) с использованием второго начала термодинамики.

Представленные материалы отражают современное состояние науки и практики проектирования газовых систем, делая пособие актуальным и для инженеров и студентов технических высших учебных заведений, специализирующихся в области интегрированных систем летательных аппаратов и систем приводов.

Предназначено для студентов, обучающихся по специальности 24.05.05 “Интегрированные системы летательных аппаратов”, изучающих дисциплины “Прикладная механика жидкости и газа” и “Пневмоавтоматика и пневмопривод”.

Рецензенты:

кафедра “Системы автоматического управления” Тульского государственного университета (зав. кафедрой д-р техн. наук, профессор *О.В. Горячев*);

канд. техн. наук, нач. комплексного тематического отдела “НТИЦ “Орион” *С.В. Абрамов*

ISBN 978-5-4316-1298-5

© Московский авиационный институт
(национальный исследовательский
университет), 2025

ПРЕДИСЛОВИЕ

Идея использовать энергию сжатого газа для передачи силы и управления механизмами уходит корнями в глубокую древность. Еще Ктесибий в Древней Греции описал катапульту, использовавшую пневмоцилиндры, а Герон Александрийский создал автоматические храмовые двери, приводимые в движение горячим воздухом. Сегодня пневматические приводы и системы автоматике являются неотъемлемой частью современных летательных аппаратов (ЛА), что требует глубокого понимания лежащих в их основе физических процессов.

Настоящее учебное пособие является материалом для изучения теории прикладной газовой динамики и пневмоавтоматики, что служит базисом для дальнейшего исследования и проектирования пневматических приводов.

Основное внимание в первых двух главах пособия уделено вопросам технической термодинамики, теплопередачи и газодинамики, необходимым для понимания процессов. Данное пособие ставило своей целью изложить фундаментальную теорию в объеме и форме, достаточных для понимания и моделирования работы реальных пневматических устройств. Это включает разумные упрощения сложных физических моделей там, где они не снижают точности инженерных расчетов, но значительно повышают наглядность и применимость знаний для проектирования пневматических приводов.

Основной материал пособия строится на базе второго начала термодинамики и трёх законов сохранения:

- импульса сил;
- вещества (уравнение неразрывности течения);
- энергии (уравнение первого начала термодинамики).

Последующие главы посвящены описанию физических процессов в пневмополостях и пневмосопротивлениях и элементам пневмоавтоматики непосредственно, базируясь на материале первых глав.

Основным назначением данного учебного пособия является изложение сведений по термодинамике, газовой динамике и теплообмену, необходимых для решения основных термодинамических задач, которые могут встретиться при проектировании современных систем газовых приводов авиационной и ракетной техники. В учебном пособии дан анализ ряда конструкций, в основе которых лежат разработки кафедры для конкретных систем газовых приводов ЛА.

Материал учебного пособия иллюстрирован примерами агрегатов пневмомагистралей, которые позволяют закрепить предлагаемый теоретический и проектный материалы.

Эта книга была бы невозможна без научного и педагогического наследия доцента кафедры, кандидата технических наук В.А. Чащина. Его многолетние исследования, методические разработки и научно-техническая база легли в основу данного пособия.

Пособие адресовано студентам старших курсов и магистрантам соответствующих специальностей, инженерам-конструкторам и научным сотрудникам, занимающимся проектированием, исследованием и эксплуатацией пневматических приводов, систем автоматики ЛА и их компонентов.

1. ТЕРМОДИНАМИКА

1.1. Уравнение состояния газа

Техническая термодинамика исследует закономерности, регулирующие взаимное преобразование тепловой энергии в механическую работу. В этой области науки устанавливается взаимосвязь между тепловыми и механическими процессами, которые происходят в тепловых машинах. Эти принципы применяются и к элементам пневмоавтоматики и пневмопривода.

Техническая термодинамика изучает термодинамическую систему (ТДС), которая является совокупностью тел, взаимодействующих между собой и с внешней средой через обмен энергией. В области пневмоавтоматики аналогичным объектом изучения служит **пневмосистема** — система, включающая в себя устройства, тесно работающие с **рабочим телом**.

Рабочее тело является промежуточным физическим объектом для передачи энергии. В случае пневмоавтоматики и пневмопривода рабочее тело представляет собой сжатый газ различной природы. Свойства рабочего тела оказывают значительное воздействие на характеристики автоматических систем. Варианты используемого рабочего тела позволяют выделить различные виды автоматизации и приводных систем и соответствующие им дисциплины: электропривод (где рабочим телом является электромагнитное поле), гидропривод (где используется сжатая жидкость) и пневмопривод (с использованием сжатого газа).

Физическое состояние тела определяется набором физических величин. Для однородного тела в технической термодинамике это состояние можно охарактеризовать тремя параметрами: удельным объемом v , давлением p и температурой T .

Основные термодинамические параметры состояния зависят друг от друга и взаимно связаны уравнением состояния

$$F(v, p, T) = 0. \quad (1.1)$$

Рассматривается равновесное состояние ТДС, которое характеризуется одинаковыми и неизменными параметрами в каждой точке её объема. Процесс перехода ТДС из одного равновесного состояния в другое называется **термодинамическим процессом**.

В технической термодинамике для описания рабочего тела нередко применяют концепцию идеального газа. Концепция **идеального газа** основывается на законах Бойля — Мариотта и Гей-Люссака, которые предполагают, что молекулы газа не взаимодействуют между собой, а их размеры считаются пренебрежимо малыми. Подобная идеализация активно используется в инженерных расчетах, так как значительно упрощает теоретический анализ термодинамических процессов в технических устройствах.



Роберт Бойль (25 января 1627 г.— 30 декабря 1691 г.) родился 25 января 1627 года в Лисморе, Ирландия. Получил образование в Итонском колледже (1635—1638) и в Женевской академии (1639—1644). После обучения посвятил почти 12 лет своей научной деятельности в своем имении в Столбридже, где проводил химические исследования. В 1656 году Бойль переехал в Оксфорд, а затем в 1668 году — в Лондон. Его научная деятельность была основана на экспериментальном методе в физике и химии. В 1660 году он сформулировал закон изменения объема газов при изменении давления, который получил имя **Бойля — Мариотта**.

Бойль занимался изучением химических процессов, вводил понятие анализа состава тел. В 1661 году он предложил идею “первичных” и “вторичных” корпускул, объяснил различия в агрегатном состоянии веществ. Также внес вклад в изучение химии газов и разработал способ получения фосфора.

Участвовал в основании научного общества, преобразованного в Лондонское королевское общество в 1662 году.

Роберт Бойль умер 30 декабря 1691 года, оставив после себя значительное научное наследие.



Эдм Мариотт (1620 — 12 мая 1684 г.) — французский физик и член Парижской академии наук (1666), сыгравший ключевую роль в ее создании. Родившийся в Дижоне, он также занимал должность игумена монастыря Св. Мартина рядом с городом.

Мариотт внес значительный вклад в изучение механики, теплоты и оптики. В 1676 году он утвердил закон изменения объема газа при постоянной

температуре, который стал известен как закон Бойля — Мариотта (ранее открытый Р. Бойлем и Р. Тоунли в 1661 году). Мариотт предсказал, в каких сферах будет применяться этот закон, включая расчет высоты местности с использованием барометра.

В своих работах он также экспериментально подтвердил формулу Торричели относительно скорости истечения жидкости, исследовал высоту подъема фонтанов и столкновение упругих тел и обобщил исследования в этой области в своем “Трактате об ударе или соударении тел” (1678).

Мариотт также проявил интерес к оптике, исследуя цвета, дифракцию света, лучистую теплоту и радугу. Он обнаружил слепое пятно в глазу в 1666 году и изготовил множество различных физических приборов.

Закон Бойля — Мариотта открыт английским физиком Бойлем в 1664 году и независимо от него французским химиком Мариоттом в 1676 году. Закон гласит: при постоянной температуре $T = \text{const}$, $v_1/v_2 = p_2/p_1$ объем, занимаемый газом, обратно пропорционален его давлению или

$$pv = \text{const}. \quad (1.2)$$

В координатах $p-v$ закон изображается гиперболой (рис. 1.1), которая носит название изотермы.

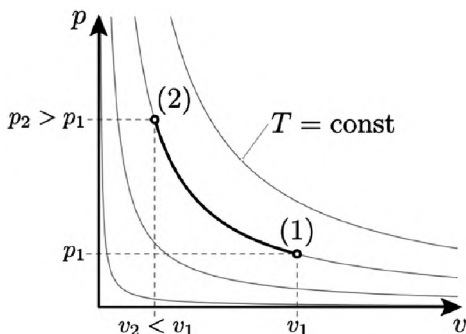


Рис. 1.1. График изотермы

Закон Гей-Люссака, сформулированный французским ученым Жозефом Луи Гей-Люссаком в начале XIX века (1802 г.), устанавливает взаимосвязь между температурой и объемом газа при неизменном давлении. Согласно этому принципу, если давление поддерживается постоянным ($p = \text{const}$), удельный объем газа изменяется прямо пропорционально относительно его абсолютной температуры (рис. 1.2). Математически это выражается уравнением

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (1.3)$$

Графически зависимость в координатах p - v представляется изобарой — прямой линией, иллюстрирующей пропорциональность параметров (рис. 1.2).

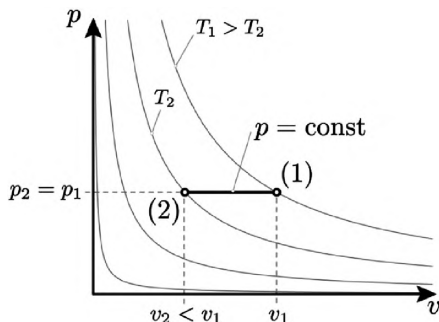


Рис. 1.2. График изобары

Жозеф Луи Гей-Люссак, физик и химик, родился 6 декабря 1778 года в Сен-Леонар-де-Нобла (департамент Верхняя Вьенна). Окончив Политехническую школу в Париже в 1800 году, он стал ассистентом К. Бертолле и впоследствии преподавал химию в Политехнической школе и физику в Сорбонне. Он открыл закон теплового расширения газов в 1802 году независимо от Дж. Дальтона. В 1804-м совершил два полета на воздушном шаре (поднявшись на высоту 4 и 7 км), во время которых выполнил ряд научных исследований, в частности измерил температуру и влажность воздуха. В 1805-м совместно с А. Гумбольдтом установил соотношение водорода и кислорода в воде, а также открыл закон объемных отношений в 1808 году, который представил на заседании Философско-математического общества: “При взаимодействии газов их объемы и объемы газообразных продуктов соотносятся как простые числа”.



Гей-Люссак также внес вклад в химию, установив элементарный характер некоторых веществ. Он был избран членом Французской академии наук в 1806 году. С 1809-го — профессор химии Политехнической школы и профессор физики в Сорбонне, с 1832-го — профессор химии Парижского ботанического сада, он получил титул пэра Франции в 1839 году. Ушел из жизни в Париже 9 мая 1850 года.

В качестве иллюстрации закона можно рассмотреть следующий пример.

Температура характеризуется скоростью теплового движения частиц тела, среды или системы. Чем выше эта скорость, тем выше температура. Например, при комнатной температуре на Земле молекулы воздуха двигаются со скоростью около 500 м/с и сталкиваются между собой до 5 миллиардов раз в секунду. По мере уменьшения плотности воздуха между молекулами происходят столкновения все реже (увеличивается длина свободного пробега), что приводит к увеличению скорости и, следовательно, повышению температуры.

Из этого следует, что в космосе, с его низкой плотностью, температура является высокой. Однако, если мы возьмем пластину и поместим ее в космос так, чтобы на нее не поступало никаких тепловых потоков, то ее температура со временем приблизится к абсолютному нулю и составит всего 4 К.

Таким образом, температура газа в космосе довольно высока, в то время как температура тела, находящегося в этой среде, остается низкой. Это объясняется тем, что молекулы редко сталкиваются с пластиной, и энергия от этих столкновений недостаточна для нагрева пластины. В условиях космоса передача теплоты через естественную конвекцию минимальна.

Уравнение состояния для идеального газа может быть выведено на основе принципов молекулярно-кинетической теории газов. Связь температуры газа со средней кинетической энергией движения молекул выражается следующим соотношением:

$$\frac{m\omega^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (1.4)$$

где m — масса молекул; ω — средняя скорость молекул; k — постоянная Больцмана.

Людвиг Бóльцман (20 февраля 1844 г., Вена — 5 сентября 1906 г., Дуино) австрийский физик и математик. В юности с семьей переехал в Вельс, а затем в Линц, где он окончил гимназию. В 1866 году окончил Венский университет, где учился у выдающихся ученых, таких как Йозеф Стефан и Игнац Лошмидт, и успешно защитил докторскую диссертацию. Больцман начал свою карьеру в университете как приват-доцент, а затем ассистент профессора Йозефа Стефана.



После преподавательской деятельности в Граце и Вене он стал профессором теоретической физики в Мюнхене в 1890 г. Однако после возвращения в Вену в 1895 году его научную и педагогическую работу затруднили философские противоречия с Э. Махом, отрицающим атомистические идеи Больцмана. В 1900 году он переехал в Лейпциг, но столкнулся с сопротивлением анти-атомиста В. Оствальда. Наконец в 1902 году Больцман вернулся в Вену, заняв кафедру теоретической физики и кафедру натурфилософии, обеспечив себе комфортные условия для работы, продолжая читать лекции в различных университетах мира. Являлся членом Австрийской академии наук (1895), членом-корреспондентом Петербургской академии наук (1899) и ряда других.

Важные работы Больцмана охватывают термодинамику излучения, включая вывод закона Стефана — Больцмана. Его эксперименты также включали проверку максвелловской теории электромагнетизма, измерение диэлектрических постоянных и исследование поляризации диэлектриков. Больцман был страстным защитником атомистических идей и боролся против махизма и других идеалистических учений, что привело к трудностям в его научной карьере. На могильном камне ученого выбита формула, отражающая его вклад в статистическую физику, $S = k \ln W$, связывающая энтропию S термодинамического состояния с числом соответствующих микросостояний W . Коэффициент $k = 1,380649 \cdot 10^{-23}$ Дж · К⁻¹ носит название *постоянной Больцмана*.

Давление газа также связано со средней кинетической энергией движения молекул

$$p = \frac{2}{3} \frac{n}{v} \frac{m\omega^2}{2}, \quad (1.5)$$

где n — число молекул; v — удельный объем газа.

Приравняем кинетическую энергию:

$$\frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \frac{v}{n} p, \quad (1.6)$$

откуда получаем $vp = nkT$.

Для одного моля число молекул $n = 6,023 \cdot 10^{23}$ (число Авогадро). Постоянная Больцмана равна $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$. Откуда получаем величину универсальной газовой постоянной $R_\mu = 8,31$ Дж/моль · К.

Амедео Авогадро (9 августа 1776 г. — 9 июля 1856 г.) — итальянский учёный, физик, химик. Изучив право, он занялся науками. В 1806 г. стал репетитором в Турине, затем учителем физики в Верчел-



ли. В 1820 г. назначен профессором математической физики в Туринском университете, где проработал до 1850 г. Авогадро выдвинул гипотезу о равных объемах различных газов, содержащих одинаковое число молекул при одинаковых температурах и давлениях. Эта гипотеза, ставшая законом Авогадро, послужила основой теоретической химии.

Соотношение

$$p\nu = R_{\mu} T \quad (1.7)$$

называется уравнением состояния Клайперона — Менделеева (1834—1874). В рамках учебного пособия будет использоваться не универсальная газовая постоянная R_{μ} , а удельная R и не удельный объем ν , а весь объем V , занимаемый газом

$$pV = mRT, \quad (1.8)$$

где p — давление газа, Н/м²; V — объем, занимаемый газом, м³; m — масса газа в этом объеме, кг; R — удельная газовая постоянная, Дж/(кг·К); T — абсолютная температура газа, К.

Удельная газовая постоянная соответствует количеству энергии, которое требуется передать одному килограмму газа для повышения его температуры на один Кельвин (табл. 1.1).

Менделеев Дмитрий Иванович (27 января 1834 г. — 20 января 1907 г.) русский ученый, чл.-кор. Петербургской АН (с 1876 г.). После окончания Главного педагогического института в Петербурге в 1855 году он преподавал в Одессе и с 1857 по 1890 год в Петербургском университете, где в 1865 году стал профессором. В 1859—1861 годах он находился в научной командировке в Гейдельберге.

В 1890 году Менделеев покинул университет из-за конфликта с министром просвещения, но с 1892 года он стал ученым-хранителем Депо образцовых гирь и весов, которое в 1893 году было преобразовано в Главную палату мер и весов, где он занимал должность управляющего. Его научные исследования охватывали области общей химии, физики, химической технологии, экономики, сельского хозяйства, метрологии, географии, метеорологии.

В 1869—1871 годах он развил идеи периодичности, ввел понятие о месте элемента в периодической системе и предсказал существование не открытых элементов. Менделеев, помимо своих исследований в области периодического закона и химии элементов, активно занимался изучением растворов и газов. В 1859 году он разработал пикнометр, предназначен-



Таблица 1.1

Единицы давления

	Паскаль (Pa, Па)	Бар (bar, бар)	Техническая атмосфера (at, ат)	Физическая атмосфера (atm, атм)	Миллиметр ртутного столба (мм рт. ст., mm Hg, Torr, torr)	Метр водяного столба (м вод. ст., m H ₂ O)	Фунт-сила на кв. дюйм (psi)
1 Па	1 Н/м^2	10^{-5}	$10,197 \cdot 10^{-6}$	$9,869 \cdot 10^{-6}$	$7,5006 \cdot 10^{-3}$	$1,0197 \cdot 10^{-4}$	$145,04 \cdot 10^{-6}$
1 бар	10^5	$1 \cdot 10^{-6} \text{ дин/см}^2$	1,0197	0,98692	750,06	10,197	14,504
1 ат	98066,5	0,98066	1 кгс/см^2	0,9678	735,56	10	14,223
1 атм	10132	1,0132	1,033	1 атм	760	10,33	14,696
1 мм рт. ст.	133,322	$1,333 \cdot 10^{-3}$	$1,359 \cdot 10^{-3}$	$1,315 \cdot 10^{-3}$	1 мм рт. ст.	$1,3595 \cdot 10^{-3}$	$19,37 \cdot 10^{-3}$
1 м вод. ст.	9806,65	$9,806 \cdot 10^{-2}$	0,1	0,0967	73,556	1 м вод. ст.	1,422
1 psi	6894,76	$68,948 \cdot 10^{-3}$	$70,307 \cdot 10^{-3}$	$68,046 \cdot 10^{-3}$	51,715	0,7030	1 lbf/in^2

ный для измерения плотности жидкости. С 1865 по 1887 год он работал над гидратной теорией растворов, рассматривал соединения переменного состава и проводил исследования по газам. В 1874 году Менделеев вывел общее уравнение состояния идеального газа, включив в него зависимость от температуры, предложенную физиком Б.П.Э. Клапейроном в 1834 году (уравнение Клапейрона — Менделеева). Способствуя образованию и науке, Менделеев был одним из основателей Русского физико-химического общества. Его влияние на химию так велико, что в его честь был назван элемент № 101 — менделевий. Он также разработал гидратную теорию растворов и внес важный вклад в понимание идеального газа.

Из уравнения состояния следует, что:

$$\frac{pV}{mRT} = 1. \quad (1.9)$$

Для реальных газов описанная зависимость не соблюдается строго — наблюдаются отклонения как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения. Это связано с тем, что молекулы реальных газов обладают конечными размерами и подвержены силам межмолекулярного взаимодействия. В 1873 году Йоханнес ван дер Ваальс предложил усовершенствованное уравнение состояния, учитывавшее эти особенности:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT, \quad (1.10)$$

в котором b — учитывает объем молекул; a/v^2 — взаимодействие молекул.

При больших температурах это уравнение изменяется:

$$p(v - b) = RT, \quad (1.11)$$

где b — называется коволюмом ($b \sim 0,001v_0$, v_0 — удельный объем при нормальных условиях).

Последнее уравнение называют уравнением состояния Абеля.

Йоханнес Дидерик ван дер Ваальс (23 ноября 1837 г., Лейден — 8 марта 1923 г., Амстердам) — голландский физик, лауреат Нобелевской премии по физике в 1910 г. В начале своей карьеры, не имея допуска к университетскому обучению, он работал учителем и посещал лекции в Лейденском университете с 1862 по 1865 год. В 1873 году, после изменений в законах, он получил учёную степень доктора философии от Лейденского университета за свою диссертацию “Over de Continuïteit van den Gas — en Vloeis-



toftoestand” (“О непрерывности газового и жидкостного состояния”). В его работах по теоретической молекулярной физике он исследовал взаимодействие молекул и разработал модель, описывающую фазы вещества. Его открытие сил ван дер Ваальса в 1869 году, а также разработка уравнения состояния в 1873 году, которое объединило газы и жидкости на основе общего физического принципа, принесли ему Нобелевскую премию в 1910 году. В 1877 году он стал первым профессором физики во вновь открывшемся Амстердамском университете и проработал там до 1908 года.

1.2. Первый закон термодинамики

Описание процессов в пневмоавтоматике базируется на первом законе термодинамики, который представляет собой применение принципа сохранения энергии. Согласно этому закону, в изолированной системе суммарная энергия (включая тепловую, механическую и другие формы) сохраняется неизменной.

В 1842 году Роберт Майер количественно описал взаимосвязь между теплотой и механической работой, заложив основы для практического применения закона (1.12):

$$Q = AL, \quad (1.12)$$

где Q — количество тепла; A — тепловой эквивалент работы; L — механическая работа.

Выводы Майера стали ключевыми для понимания энергетического баланса в термодинамических процессах.

В системе СИ тепловой эквивалент работы $A = 1$.

Юлиус Роберт фон Майер (25 ноября 1814 г. — 20 марта 1878 г.) — немецкий врач и естествоиспытатель.

Родился 25 ноября 1814 года в Хейльбронне. Получив медицинское образование, он отправился в качестве корабельного врача на остров Ява. В ходе годичного плавания в 1840—1841 годах Майер совершил важное открытие. Наблюдения за изменением цвета крови у людей в тропиках привели его к выводу о связи между температурной разницей и цветом артериальной и венозной крови. Это открытие стало основой для его работы в области закона сохранения и превращения энергии.

В то время учение о жизненной силе организма (витализм) было распространено, и Майер представил свои наблюдения, опровергая теорию жизненной силы. В 1841 году он написал статью, в которой сформулировал закон сохранения и превращения



энергии. Однако его труды оставались незамеченными, и только в 1862 году они привлекли внимание физиков, включая Р. Клаузиуса и Дж. Тиндаля. Майер проводит детальный расчет механического эквивалента теплоты, представляя данные о тепловой способности углерода. Он обращает внимание на низкий коэффициент полезного действия тепловых машин в свое время, где максимальное значение составляло 5—6%, а в локомотивах не превышало одного процента. Анализируя процессы электризации трения и действия электрофора, Майер отмечает, что там “механический эффект преобразуется в электричество”. Из этого он делает вывод, что затраты механического эффекта порождают как электрическое, так и магнитное напряжение. В заключительной части своего исследования Майер обращает внимание на “химическую силу”. В работе вопрос о химической энергии сочетается с рассмотрением энергетики Солнечной системы. Майер подчеркивает, что поток солнечной энергии, направленный на Землю, представляет собой “непрестанно заводящуюся пружину, поддерживающую в движении механизм всех земных процессов”.

Майер также проводил исследования в области механической теории тепла и анализировал превращение энергии в различных процессах. Его брошюра “Органическое движение в его связи с обменом вещества” 1845 года считается важным вкладом в понимание энергетических процессов в организмах.

Оценка заслуг Майера вызвала споры среди ученых, таких как Клаузиус, Тиндаль, Джоуль и Дюринг. В конечном итоге он был признан одним из великих ученых своего времени. Однако, несмотря на свои научные успехи, Майер столкнулся с трудностями в приоритете своих открытий и даже подвергся критике в прессе. Эти трудности сказались на его здоровье, и в 1850 году он даже попытался совершить самоубийство. Несмотря на все трудности, он продолжал свою научную деятельность и восстановил ее только в 1862 году после периода болезни.

Первый закон термодинамики устанавливает взаимосвязь между подведенной теплотой, работой и изменением внутренней энергии. Согласно ему, теплота dq , сообщаемая ТДС, расходуется на выполнение этой системой механической работы dL и увеличение её внутренней энергии du . Математически это выражается соотношением:

$$dq = du + dL. \quad (1.13)$$

Внутренняя энергия ТДС представляет собой совокупность всех видов энергии, заключённых в этой системе. Она складывается из кинетической энергии движения молекул (поступательного, вращательного, колебательного) и энергии их взаимодействий. Однако абсолютное значение внутренней энергии невозможно опреде-

лить методами классической термодинамики — эта величина носит расчётный характер.

В технических приложениях используется условная точка отсчёта: внутреннюю энергию системы при температуре абсолютного нуля ($T = 0 \text{ К}$) принимают равной нулю. Все дальнейшие расчёты оперируют **изменением внутренней энергии** (ΔU) относительно этого базового уровня, что упрощает анализ термодинамических процессов.

Первый закон термодинамики можно описать четырьмя различными формулировками:

1. Энергия не возникает из ниоткуда и не исчезает в никуда (закон сохранения энергии) — она лишь трансформируется из одной формы в другую. В изолированной системе полный запас внутренней энергии остается постоянным, независимо от протекающих процессов.

2. Количество теплоты Q , полученное системой, сообщенное системе, расходуется на изменение её внутренней энергии ΔU и выполнение работы L против внешних сил $Q = \Delta U + L$.

3. Изменение внутренней энергии системы при переходе ее из одного состояния в другое равно сумме работы внешних сил и количества теплоты, переданной системе, и не зависит от способа, с помощью которого осуществляется этот переход.

4. В открытых (неизолированных) системах изменение внутренней энергии (ΔU) равно разности между подведенным теплом Q и работой L , которую система совершает над внешней средой $\Delta U = Q - L$.

Первый закон термодинамики гласит: энергия не возникает и не исчезает — она лишь трансформируется или перераспределяется. В рамках замкнутой системы это означает, что её полная энергия сохраняется неизменной с течением времени. Однако внутри такой системы возможен обмен энергией между её компонентами — например, переход теплоты в работу или изменение потенциальной энергии взаимодействующих частиц.

В качестве примера рассмотрим изолированную систему, не обменивающуюся энергией с внешней средой. Несмотря на возможные внутренние процессы (химические реакции, механические взаимодействия), суммарная энергия системы останется постоянной. А передача энергии между различными подсистемами в ней может быть описана как

$$E_1 = E_2, \quad (1.14)$$

где E_1 — начальная энергия; E_2 — конечная энергия соответственно.

Внутренняя энергия термодинамической системы складывается из следующих составляющих:

1. **Кинетической энергии** — движения атомов и молекул (поступательного, вращательного, колебательного).
2. **Потенциальной энергии** — взаимодействий между частицами, включая энергию химических связей и межмолекулярные силы.
3. **Гравитационной энергии** — потенциальной энергии, обусловленной положением системы в гравитационном поле.

Первый закон термодинамики служит фундаментом для анализа процессов в естествознании и технических дисциплинах. Он классифицирует системы по типу энергообмена:

- **предизолированные системы (isolated systems)**: отсутствует обмен элементами системы или энергией;
- **закрытые системы (closed systems)**: отсутствует обмен элементами системы, но присутствует некоторый обмен энергией;
- **открытые системы (open systems)**: возможен обмен как элементами системы, так и энергией.

Первый закон термодинамики объединяет три ключевые концепции — **внутреннюю энергию (internal energy)**, **тепло (heat)** и **работу системы (system work)**, — которые лежат в основе анализа тепловых машин (*heat engines*) и других термодинамических процессов.

Внутренняя энергия (Internal Energy). Это совокупная энергия всех частиц системы, включая их кинетическое движение и взаимодействия. Так, например, на первый взгляд, баллон с газом является неподвижным, и макроскопически ввиду отсутствия движения его потенциальная энергия в поле тяжести постоянна. Но при этом микроскопически можно увидеть иную картину: молекулы газа непрерывно и хаотично движутся со скоростями в сотни м/с, сталкиваясь друг с другом и со стенками баллона. Их кинетическая энергия и слабые силы взаимодействия составляют внутреннюю энергию газа. При этом при нагревании баллона произойдет увеличение внутренней энергии, так как скорость движения частиц возрастет. Это может привести к разрушению баллона, в результате чего газ начнет вытекать во внешнюю среду, преобразуя часть энергии в направленное движение.

Тепло. Можно описать как энергию, передаваемую между объектами с разной температурой. Тепло переходит от более нагретого тела к менее нагретому. Важно отметить, что объект не “содержит” тепло — этот термин описывает процесс энергетического обмена. Внутренняя энергия системы может возрастать за счет получения тепла от внешнего источника.

Работа системы. Работа, совершаемая термодинамической системой (например, расширяющимся газом), при постоянном давлении вычисляется по формуле

$$L = p dV,$$

где L — работа; p — давление; dV — изменение объема.

В случаях, когда давление в системе изменяется в ходе процесса, работу можно определить через интеграл зависимости давления от объема, графически представленный площадью под кривой на p - v -диаграмме $L = \int_{V_1}^{V_2} p dV$. Эта величина отражает энергию,

затраченную или полученную системой при изменении её состояния.

Однако первый закон термодинамики, связывающий внутреннюю энергию, тепло и работу, не объясняет, почему процессы протекают в определенном направлении. Например, он не указывает, почему тепло самопроизвольно переходит от горячего тела к холодному, что очевидно практически, а не наоборот. Для описания таких закономерностей требуется второй закон термодинамики, который вводит понятие **энтропии** — меры неупорядоченности системы.

Энтропия, обозначаемая как S , является функцией состояния термодинамической системы и отражает степень неупорядоченности, или “рассеянности”, энергии в ней. В классической трактовке её изменение (dS) в равновесном процессе равно отношению полученного или отданного тепла (dQ) к температуре системы (T):

$$dS = \frac{dQ}{T}. \quad (1.15)$$

Ключевая роль энтропии проявляется во втором законе термодинамики, который утверждает: в изолированных системах энтропия не может уменьшаться — она либо растёт (в необратимых процессах), либо остаётся постоянной (в идеальных обратимых условиях).

В изолированных системах энтропия не убывает: любые неравновесные процессы (например, смешивание горячего и холодного газа, таяние льда) увеличивают её, приближая систему к состоянию равновесия, где энтропия максимальна.

В глобальном масштабе второй закон предсказывает необратимое возрастание энтропии Вселенной.

1.3. Работа процесса

Работа в термодинамике представляет собой энергообмен между телами, обусловленный изменением объема рабочего тела или его перемещением в пространстве. Этот процесс всегда предполагает взаимодействие двух объектов: одно тело передает энергию, совершая работу, а второе её принимает. В результате такого взаимодействия изменяются термодинамические параметры (например, давление, температура) рабочего тела.

Для иллюстрации рассмотрим частный случай — работу газа, находящегося в замкнутом объеме, при постоянном давлении и равновесном процессе (рис. 1.3), где газ, получая теплоту q и, как следствие, расширяясь, воздействует на поршень, перемещая его на расстояние s . В результате перемещения будет меняться объем V , и поскольку масса газа неизменна, удельный объем возрастает от v_1 до v_2 .

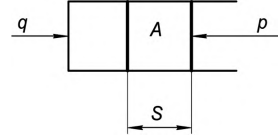


Рис. 1.3. Работа газа в замкнутом объеме

Согласно определению, механическая работа L равна произведению силы F , действующей на поршень, на пройденный путь s :

$$L = pA_{\text{п}} s, \quad (1.16)$$

где $pA_{\text{п}} = F$, а $A_{\text{п}} s = v_1 - v_2$, откуда

$$L = p(v_1 - v_2), \quad dL = p dv. \quad (1.17)$$

В общем случае, когда давление изменяется в ходе процесса, работа вычисляется как интеграл:

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (1.18)$$

Таким образом, работа процесса есть площадь под кривой процесса в координатах $p-v$ (рис. 1.4).

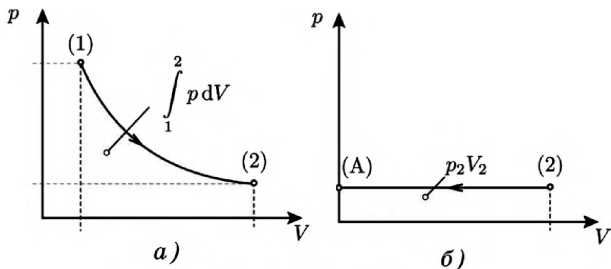


Рис. 1.4. Определение работы газа:
a — изотермический процесс; *б* — изобарический процесс

При произвольной массе газа работа будет пропорциональна массе m :

$$L = mp(v_1 - v_2). \quad (1.19)$$

Теперь уравнение первого закона 1.13 термодинамики принимает вид:

$$dq = du + dL = du + p dv. \quad (1.20)$$

Для произвольного канала с движущимся газом можно сделать аналогичные выводы, что:

$$dq = du + d(pv) + d \frac{\omega^2}{2}, \quad (1.21)$$

где ω — скорость газа в канале.

На следующих страницах представлены дополнительные уравнения на основе первого закона термодинамики. Все они необходимы для вывода различных положений пневмоавтоматики в последующих разделах.

1.4. Энтальпия

В тепловых расчетах часто используется функция, которая по предложению Камерлинг-Оннеса была названа энтальпией:

$$i = u + pv. \quad (1.22)$$

Камерлинг-Оннес Хейке (21 сентября 1853 г. — 21 февраля 1926 г.) — голландский физик, занимавшийся исследованиями в области физики низких температур. Он был одним из основателей этой области и стал



первым директором криогенной лаборатории в Лейдене, которая в настоящее время носит его имя (с 1894 года). Камерлинг-Оннес был также иностранным членом-корреспондентом Академии наук СССР с 1925 года. В 1913 году ему была вручена Нобелевская премия за его вклад в физику. Он стал первым ученым, получившим температуры, близкие к абсолютному нулю, и открыл явление сверхпроводимости в 1911 году. В 1922 году Альберт Эйнштейн оставил запись в памятной книге профессора Камерлинг-Оннеса, отмечая трудности, с которыми сталкиваются теоретики в своей работе, подчеркивая, что природа, или, точнее, результаты эксперимента, являются беспристрастным и не всегда дружелюбным судьей для их теорий.

Рассмотрим выражение для первого закона термодинамики:

$$\begin{aligned} dq &= du + dL = du + pdv = du + d(pv) - vdp = \\ &= d(u + pv) - vdp = di - vdp, \end{aligned} \quad (1.23)$$

откуда получаем

$$dq = di - vdp. \quad (1.24)$$

Из последнего уравнения получаем, что при $p = \text{const}$ вся подведенная теплота идет на изменение энтальпии системы:

$$dq = di. \quad (1.25)$$

Энтальпия равна энергии расширенной системы — рабочего тела и окружающей среды.

Энтальпия — это теплосодержание системы. Энтальпия является функцией только температуры системы, так как

$$i = u(T) + pv = u(T) + RT. \quad (1.26)$$

1.5. Теплоемкость

При подводе к ТДС теплоты q температура системы возрастает. Этот процесс характеризуется теплоемкостью газа:

$$c = \frac{dq}{dT}. \quad (1.27)$$

Исходя из формулы, можно указать область изменения теплоемкости:

$$0 < c < \infty. \quad (1.28)$$

Теплоёмкость газа — это количество теплоты, необходимое для изменения температуры системы на 1 К. Она зависит от усло-

вий процесса, поэтому различают теплоемкость при постоянном давлении c_p и теплоемкость при постоянном объеме c_v :

$$c_p = \frac{dq_p}{dt}, \quad c_v = \frac{dq_v}{dt}. \quad (1.29)$$

Рассмотрим уравнение первого закона термодинамики:

$$\text{при } dv = 0 \quad dq = du = c_v dT, \quad \text{откуда } c_v = \frac{du}{dT};$$

$$\text{при } dp = 0 \quad dq = di = c_p dT, \quad \text{откуда } c_p = \frac{di}{dT}.$$

Таким образом для первого закона термодинамики мы получаем еще два выражения:

$$\begin{aligned} dq &= c_v dT + p dv, \\ dq &= c_p dT - v dp. \end{aligned} \quad (1.30)$$

Так как левые части приведенных уравнений одинаковы, то можно приравнять и правые части уравнений:

$$c_v dT + p dv = c_p dT - v dp. \quad (1.31)$$

откуда получаем

$$(c_p - c_v)dT = d(pv). \quad (1.32)$$

Для идеального газа справедливо $pv = RT$, откуда

$$(c_p - c_v)dT = R dT \quad (1.33)$$

или

$$c_p - c_v = R. \quad (1.34)$$

Последнее соотношение носит название “уравнение Майера”. Для реальных газов это уравнение превращается в неравенство

$$c_p - c_v > R. \quad (1.35)$$

В технических расчетах принято использовать отношение теплоемкостей как постоянную характеристику вещества:

$$k = \frac{c_p}{c_v}. \quad (1.36)$$

Для идеальных газов получаем следующие соотношения:

$$c_v = \frac{R}{k-1}, \quad c_p = \frac{kR}{k-1}. \quad (1.37)$$

В табл. 1.2 приводятся параметры некоторых газов.

Таблица 1.2

Параметры газов

Газ	Удельная теплоемкость, Дж/кг·К		$k = \frac{c_p}{c_v}$	R
	c_p	c_v		
Гелий	5224	3147	1,66	2077
Водород	14112	10051	1,41	4130
Воздух	1004	717	1,40	286,7
Азот	963	667	1,40	296,6
Аммиак	2013	1525	1,32	487,9
Пор. газ	2154	1795	1,20	359
Гидразин	1430	1100	1,30	330

Примечание: под словом “гидразин” понимаются газы, получаемые при разложении гидразина в специальном газогенераторе.

Для определения параметров газов удобно иметь в виду систему уравнений

$$\begin{aligned} c_p - c_v &= R, \\ c_p/c_v &= k. \end{aligned} \quad (1.38)$$

1.6. Термодинамические процессы

Первый закон термодинамики устанавливает связь между подведенным теплом, внутренней энергией и работой. Уравнение состояния определяет связь между параметрами рабочего тела. Рассмотрим, что происходит с рабочим телом при подводе тепла. Очевидно предположить, что его параметры изменятся. Ранее говорилось, что это изменение состояния рабочего тела называется

процессом. Преобразование тепла в работу и внутреннюю энергию зависит от вида процесса.

Изменение состояния рабочего тела, при котором его параметры (P , V , T) меняются, но масса остаётся постоянной, называется термодинамическим процессом.

В технике особое значение имеют процессы, происходящие в тепловых машинах — двигателях, компрессорах, холодильных установках. Однако изучить их в реальности сложно: на поведение рабочего тела влияют турбулентность, трение, тепловые потери и другие факторы, которые искажают картину. Например, при быстром движении газа возникают вихри и часть энергии тратится на тепловые потери. Чтобы преодолеть эти трудности, в термодинамике используют упрощённые модели процессов — идеализированные. Они игнорируют второстепенные эффекты, позволяя сосредоточиться на ключевых закономерностях. Основной характерной чертой таких упрощенных процессов является их обратимость.

Обратимыми называют идеализированные процессы, которые можно провести в прямом и обратном направлениях, полностью возвращая систему в исходное состояние.

Если какой-нибудь обратимый процесс будет протекать в обратном направлении, то рабочее тело пройдет последовательно через те же состояния, через которые оно проходило в прямом направлении, но в обратном порядке. Например, если газ расширяется, а затем сжимается до первоначального объёма и при этом не остаётся никаких изменений в системе (температура, давление, энергия), такой процесс считается обратимым. При этом оба процесса (прямой и обратный) описываются одними и теми же уравнениями и работа в прямом и обратном процессах будет графически определяться одной и той же площадью, т.е она будет одинаковой по абсолютному значению, отличаясь только знаками (работа расширения положительна, работа сжатия — отрицательна).

Симметричность обратимых процессов распространяется и на теплоту. В прямом процессе система получает тепло от источника, а в обратном — возвращает ему равное по величине количество теплоты. Например, если при изотермическом расширении газ поглощает тепло Q , то при сжатии до исходного состояния он отдаёт то же тепло Q . Благодаря этому тепловой источник остаётся неизменным, а для расчётов можно использовать одни и те же уравнения, меняя лишь знаки работы и теплоты. При одинаковых абсо-

лютных значениях количеств теплоты можно для нахождения их пользоваться одним уравнением.

Следует учитывать, что равенство температур теплового источника и рабочего тела — необходимое условие для обратимых процессов — позволяет представить двусторонний теплообмен лишь в теоретической модели.

Все обратимые процессы равновесные. Рассмотрим процесс одновременного подвода теплоты к рабочему телу (с повышением его температуры) и затраты внешней работы на его сжатие.

В реальности распределение температуры и давления в системе неравномерно: нагрев начинается у поверхности контакта с источником тепла и постепенно распространяется вглубь, а слои рабочего тела возле поршня сжимаются сильнее, чем остальные, что приводит к медленному выравниванию давления по всему объёму. Эти неоднородности нарушают равновесность, что подтверждает идеализированный характер обратимых термодинамических моделей. Такие состояния рабочего тела называются неравновесными, а процессы, в которых рабочее тело проходит через неравновесные состояния, являются и называются неравновесными процессами.

Если в объёме рабочего тела давление и температура распределены неравномерно, такое состояние невозможно отобразить точкой на диаграмме, а процесс — линией. Следовательно, для прямого анализа неравновесных процессов неприменимы не только графические методы (из-за отсутствия однозначных параметров), но и уравнения состояния газа, которые справедливы только для равновесных условий с однородными давлением и температурой. В то же время равновесное состояние идеального газа точно описывается точкой на p - v -диаграмме, а равновесный процесс — непрерывной линией, что позволяет использовать уравнение состояния идеального газа 1.8.

Таким образом, равновесные процессы можно рассматривать как предельный случай неравновесных, когда время их протекания стремится к бесконечности, а изменения параметров происходят бесконечно медленно. Несмотря на это, во многих инженерных задачах расчёты неравновесных процессов с допустимой точностью выполняются с помощью равновесных моделей, что существенно упрощает анализ без потери практической значимости результатов.

Ряд процессов имеет аналитическое описание:

– изохорный, при $v = \text{const}$,

- изобарный, при $p = \text{const}$,
- изотермический, при $T = \text{const}$,
- адиабатический, при отсутствии теплообмена $q = 0$,
- политропный, при постоянной теплоемкости $c_n = \text{const}$.

Практические случаи описания работы различных элементов пневмоавтоматики и пневмопривода удастся подвести под тот или иной процесс и получить необходимые проектные выводы.

Анализ термодинамических процессов обычно проводится по одному шаблону:

- определяем кривую процесса на p – v -диаграмме;
- определяем связь между основными параметрами состояния p_1, v_1, T_1 и p_2, v_2, T_2 ;
- определяем изменение внутренней энергии системы;
- определяем работу процесса;
- определяем изменение энтальпии;
- определяем изменение энтропии (в рамках данного пособия, ориентированного на прикладные проверенные модели описания процессов в пневматических системах, понятие энтропии, которая, согласно второму закону термодинамики, не убывает, подробно не рассматривается, так как его применение актуально преимущественно для теоретической проверки гипотез).

1.7. Термодинамическое определение энтропии

Энтропия, от греческого τροπή (“превращение”), — фундаментальное понятие классической физики, введённое Рудольфом Клаузиусом в 1865 году. С макроскопической точки зрения энтропия количественно отражает способность энергии к преобразованиям: чем выше её значение в системе, тем меньше энергии остаётся доступной для совершения полезной работы. Этот принцип лёг в основу второго закона термодинамики, утверждающего, что в замкнутой системе энтропия не может убывать. Максимум энтропии соответствует состоянию термодинамического равновесия, при котором энергия полностью рассеяна в форме тепла, а дальнейшие превращения невозможны.

Клаузиус и Уильям Томсон (лорд Кельвин), создатели второго начала термодинамики (второго закона термодинамики), масштабировали его действие на всю Вселенную, предсказав “тепловую

смерть” — гипотетическое состояние мирового теплового равновесия. Однако развитие статистической физики в XIX—XX веках переосмыслило энтропию как меру вероятности состояния системы: её рост означает переход от упорядоченных (маловероятных) конфигураций к хаотичным (более вероятным). Тем не менее этот рост не абсолютен — он отражает лишь преобладающую тенденцию, а не неизбежность. В системах с бесконечным числом частиц, таких как Вселенная, понятие “наиболее вероятного состояния” теряет смысл, так как все конфигурации становятся равновероятными.

Современная космология, учитывая влияние гравитации, опровергает идею тепловой смерти. Гравитационное взаимодействие создаёт крупномасштабные структуры (галактики, звёзды), локально уменьшая энтропию, хотя в глобальном масштабе она продолжает расти. Таким образом, Вселенная эволюционирует, не стремясь к статическому равновесию, что ставит выводы Клаузиуса и Томсона под сомнение.

Клаузиус математически определил *изменение энтропии* термодинамической системы при *обратимом процессе* как отношение изменения общего количества тепла ΔQ к величине абсолютной температуры T (то есть изменение тепла при постоянной температуре):

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}. \quad (1.39)$$

Например, при плавлении льда при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($273,15\text{ K}$) теплота, подведённая к системе, увеличивает энтропию за счёт разрушения кристаллической решётки, хотя температура остаётся постоянной. При той же температуре вода может находиться в жидком состоянии и при некотором внешнем воздействии запускать процесс кристаллизации: молекулы воды начинают формировать упорядоченную структуру льда, выделяя при этом **скрытую теплоту плавления**. Несмотря на выделение энергии, температура системы остаётся строго на уровне $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ до завершения фазового перехода. Это происходит потому, что вся подводимая или отводимая энергия тратится не на нагрев или охлаждение, а на разрушение или восстановление связей внутри структуры.

Формула энтропии (1.15) применима только для изотермического процесса (происходящего при постоянной температуре).

Важно подчеркнуть, что классическое определение энтропии применимо только к квазистатическим процессам, где система проходит через непрерывные равновесные состояния. В реальных необратимых процессах (например, турбулентное течение газа) расчёт энтропии требует учёта диссипативных эффектов, таких как трение или теплопередача, что усложняет анализ.

Поскольку энтропия является функцией состояния, в левой части равенства стоит её полный дифференциал. Напротив, количество теплоты является функцией процесса, в котором эта теплота была передана, поэтому dQ считать полным дифференциалом нельзя.

Из-за этого математического свойства энтропия определена с точностью до произвольной постоянной. Однако **третье начало термодинамики** (теорема Нернста) устраняет эту неоднозначность, постулируя, что энтропия любой равновесной системы стремится к нулю при приближении температуры к абсолютному нулю:

$$\lim_{T \rightarrow 0} S(T) = 0. \quad (1.40)$$

Изохорный процесс

В этом процессе $v = \text{const}$, следовательно, $dv = 0$.

Из уравнения состояния получим

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v} = \text{const}, \quad (1.41)$$

откуда

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (1.42)$$

Графически в координатах p - v процесс изображается вертикальной прямой (рис. 1.5).

Из первого закона термодинамики следует

$$dq = du = c_v dT, \quad \text{так как} \quad dv = 0. \quad (1.43)$$

В этом процессе вся теплота идет на изменение внутренней энергии системы.

Энтальпия системы определяется как $i = c_p dT$.

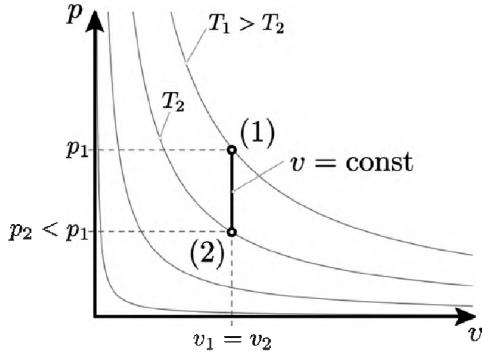


Рис. 1.5. График изохорного процесса

Изобарный процесс

В этом процессе $p = \text{const}$, следовательно, $dp = 0$ (см. рис. 1.2).

Из уравнения состояния получим

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p} = \text{const}, \quad (1.44)$$

откуда

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (1.45)$$

Это соотношение называется законом Гей-Люссака.

Из первого закона термодинамики следует $dq = di = c_p dT$, так как $dp = 0$.

В этом процессе вся теплота идет на изменение энтальпии системы.

Энтальпия системы определяется:

$$i = c_p dT. \quad (1.46)$$

Внутренняя энергия системы:

$$u = c_v dT. \quad (1.47)$$

Работа газа в процессе:

$$L = pdv = p(v_2 - v_1). \quad (1.48)$$

Изотермический процесс

В этом процессе $T = \text{const}$, следовательно, $dT = 0$. График процесса представлен на рис. 1.1.

Из уравнения состояния получим

$$pv = RT = \text{const}, \quad (1.49)$$

откуда можно выразить закон Бойля — Мариотта:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (1.50)$$

Так как внутренняя энергия и энтальпия определяются изменением температуры

$$du = c_v dT = 0, \quad di = c_p dT = 0, \quad (1.51)$$

то они в этом процессе неизменны.

Из первого закона термодинамики получаем

$$dq = c_v dT + pdv = pdv = dL. \quad (1.52)$$

В этом процессе вся теплота идет на совершение работы системой.

Для определения работы процесса нужно проинтегрировать приращение работы при условии $p = \frac{RT}{v}$,

$$L = \int_{v_1}^{v_2} pdv = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.53)$$

Следует отметить, что работа процесса зависит от начальных условий (T).

Так как теплоемкость считается как $c = \frac{dq}{dT}$, а $dT = 0$, то теплоемкость этого процесса равна бесконечности. На рис. 1.1 приведен график изменения параметров в процессе.

Адиабатический процесс

В этом процессе нет подвода теплоты к системе, т.е. нет теплообмена с окружающей средой $q = 0$, откуда $dq = 0$.

Для определения связи параметров в процессе запишем уравнения первого закона термодинамики при $dq = 0$:

$$\begin{aligned}c_v dT + p dv &= 0, \\c_p dT - v dp &= 0.\end{aligned}\tag{1.54}$$

Разделим одно на другое:

$$\frac{c_v dT}{c_p dT} = -\frac{p dv}{v dp}, \quad \frac{c_v}{c_p} = -\frac{p dv}{v dp},\tag{1.55}$$

откуда

$$\frac{1}{k} = -\frac{p dv}{v dp}\tag{1.56}$$

или

$$\frac{dp}{p} = -k \frac{dv}{v}.\tag{1.57}$$

После интегрирования получим

$$\begin{aligned}k \ln \frac{v_2}{v_1} &= \ln \frac{p_1}{p_2}, \\ \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k &= \frac{p_1}{p_2}\end{aligned}\tag{1.58}$$

или

$$pv^k = \text{const}.\tag{1.59}$$

Отсюда видно, почему другое название отношения теплоемкостей $k = \frac{c_p}{c_v}$ — показатель адиабаты.

Показатель адиабаты

Показатель адиабаты k (отношение теплоёмкостей) для идеального газа зависит от числа степеней свободы его молекул, определяемого как минимальное количество независимых координат, задающих положение и конфигурацию молекулы в пространстве (рис. 1.6).

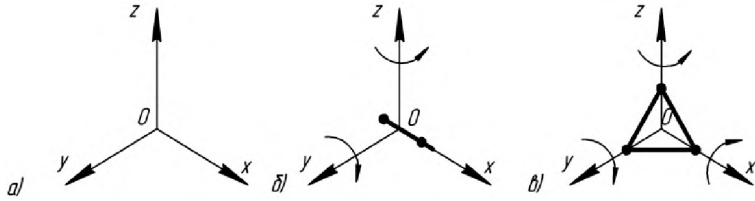


Рис. 1.6. Модели молекул:
a — одноатомной; *б* — двухатомной; *в* — трехатомной

Таким образом, число степеней свободы для:

- одноатомной молекулы (например, гелий, $k = \frac{5}{3} = 1,666$) — 3 (поступательное движение в направлении трех координатных осей);
- двухатомной (например, азот, $k = \frac{7}{5} = 1,4$) — 5 (три поступательных и две вращательных, т.к. вращение вокруг оси X возможно только при очень высоких температурах);
- трехатомной (например, озон, $k = \frac{4}{3} = 1,333$) — 6 (три поступательных и три вращательных).

Уравнение состояния идеального газа $pv = RT$ позволяет выразить связь между параметрами состояния системы p , v , T .

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k, \tag{1.60}$$

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

Сравнивая уравнения состояния $pv = \text{const}$ и уравнение адиабаты $pv^k = \text{const}$, видим, что кривая адиабатического процесса идет круче, чем кривая изотермы, так как $k > 1$.

Изменение внутренней энергии определяется температурой и теплоемкостью:

$$du = c_v dT. \tag{1.61}$$

Изменение энтальпии также определяется теплоемкостью и температурой:

$$di = c_p dT. \quad (1.62)$$

Так как работа — это интеграл

$$L = \int p dv, \quad (1.63)$$

то необходимо найти зависимость давления от объема, которое определяется уравнением адиабаты

$$p = \frac{p_1 v_1^k}{v^k}. \quad (1.64)$$

В данном случае p_1, v_1 — это точка, относительно которой производится отсчет:

$$L = p_1 v_1^k \int_{v_1}^{v_2} v^{-k} dv, \quad (1.65)$$

$$L = \frac{p_1 v_1^k}{1-k} (v_2^{1-k} - v_1^{1-k}) = \frac{p_1 v_1^k}{k-1} \left(\frac{1}{v_1^{k-1}} - \frac{1}{v_2^{k-1}} \right), \quad (1.66)$$

учитывая, что $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$, получим

$$L = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (1.67)$$

С учетом круговой замены при помощи уравнения состояния можно вывести выражения для работы в процессе через другие параметры состояния системы:

$$L = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right). \quad (1.68)$$

Так как в этом процессе $dq = 0$, то теплоемкость $c = dq/dT$ этого процесса будет равна нулю.

Также вследствие отсутствия теплообмена изменение энтропии $ds = dq/T = 0$, т.е. процесс происходит при постоянной энтропии и иногда называется изоэнтропным. А работа — за счет изменения внутренней энергии системы и наоборот.

При адиабатическом расширении газа его температура падает, так как энергия тратится на работу против внешних сил.

Таким образом, адиабатические процессы, описываемые уравнением $pv^k = \text{const}$, играют ключевую роль в циклах тепловых двигателей, расчётах распространения звука и расчетах агрегатов пневмомагистралей.

Политропный процесс

Политропный процесс имеет наиболее слабые ограничения: в этом процессе единственное ограничение — постоянство теплоемкости $c_{\pi} = \text{const}$.

По определению теплота, подведенная к системе, связана с температурой $dq = c_{\pi} dT$, где c_{π} — теплоемкость процесса. Рассмотрим полученные выше уравнения первого закона термодинамики:

$$\begin{aligned} c_{\pi} dT &= c_p dT - v dp, \\ c_{\pi} dT &= c_v dT + p dv. \end{aligned} \tag{1.69}$$

Разделим первое на второе:

$$\frac{c_{\pi} - c_p}{c_{\pi} - c_v} = - \frac{v dp}{p dv}. \tag{1.70}$$

Левая часть уравнения есть величина постоянная и обычно обозначается как показатель политропы:

$$\frac{c_{\pi} - c_p}{c_{\pi} - c_v} = \pi = \text{const}. \tag{1.71}$$

С учетом введенного понятия политропы после интегрирования получим уравнение политропного процесса:

$$pv^{\pi} = \text{const}. \tag{1.72}$$

Все последующие выводы аналогичны выводам, проведенным при анализе адиабатного процесса. Показатель политропы изменяется от нуля ($c_{\pi} = c_p$) до бесконечности ($c_{\pi} = c_v$).

2. ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА

В предыдущей главе рассматривалось состояние неподвижно-го газа. Поскольку в приводах и элементах пневмоавтоматики газ движется потоками, необходимо установить связь параметров потока с конструктивными параметрами, а также скоростью и расходом.

При рассмотрении этого вопроса будем исходить из следующих допущений:

1. Поток стационарен, то есть все его параметры в каждой точке пространства постоянны в любой момент времени,

2. Поток одномерен, что позволяет значительно упростить описание и анализ процессов.

Стационарным (установившимся) течением называется такое течение газа, при котором расход газа G (кг/с) во всех сечениях канала одинаков и не зависит от времени, а параметры газа в любой точке потока не изменяются с течением времени и на входе в канал принимаются постоянными.

Таким образом, при стационарном (установившемся) течении параметры газа *могут изменяться только по длине* канала, оставаясь в каждом поперечном сечении потока одинаковыми. Такой поток называется *одномерным*.

В реальности поток газа обычно *двумерен* (или трехмерен), поскольку его скорость изменяется как вдоль канала, так и по поперечному сечению из-за трения о стенки.

Изоэнтропным (изоэнтропичным) называется течение газа без трения газа о стенки (трубопровода) и без теплообмена газа со стенками трубопровода (окружающей средой).

Такие течения являются научной абстракцией, но позволяют создать удобные методики для расчета основных параметров и характеристик потока.

Адиабатным называется течение газа с трением о стенки трубопровода, но без теплообмена его с окружающей средой.

Изотермическим называется течение газа с теплообменом с окружающей средой, при котором температура газа вдоль всего канала остается постоянной, независимо от изменений других параметров (давления p , удельного объема v).

Исходным уравнением для определения параметров перемещения потока является уравнение первого закона термодинамики

$$dq = du + d(pv) + d\left(\frac{\omega^2}{2}\right) \quad (2.1)$$

или

$$dq = di + d\left(\frac{\omega^2}{2}\right), \quad (2.2)$$

где ω — скорость потока.

Обычно рассматривается адиабатный поток, т.е. поток без подвода теплоты, т.е. $dq = 0$. При этом условии изменение энтальпии связано с изменением кинетической энергии соотношением

$$i_1 - i_2 = \frac{\omega_2^2}{2} - \frac{\omega_1^2}{2}, \quad (2.3)$$

откуда при условии

$$\omega_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)}. \quad (2.4)$$

Это основное исходное уравнение для определения скорости газового потока.

Рассматривая два выражения первого закона термодинамики

$$dq = di + d\left(\frac{\omega^2}{2}\right), \quad (2.5)$$

$$dq = di - vdp,$$

получим (при условии равенства левых частей)

$$d\left(\frac{\omega^2}{2}\right) = -vdp, \quad (2.6)$$

откуда следует, что знаки приращений скорости и давления противоположны в потоке.

Поток будем считать сплошным (неразрывным), что может быть записано как

$$A\omega/v = \text{const.} \quad (2.7)$$

2.1. Скорость газа

Скорость газового потока определяется в следующей постановке: задан поток, в котором выделены сечения 1 и 2 (рис. 2.1). В сечении 1 известны все параметры потока: $p_1, v_1, T_1, \omega_1 = 0$. Необходимо определить скорость газа в сечении 2, т.е. $\omega_2 = ?$

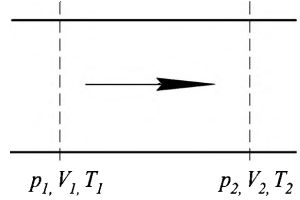


Рис. 2.1. Выделение сечений в потоке

Исходным уравнением является

$$\omega_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)}, \quad (2.8)$$

где необходимо определить приращение энтальпии

$$i_1 - i_2 = \int_{p_2}^{p_1} v dp. \quad (2.9)$$

Так как поток принят адиабатным и заданы параметры сечения 1, то из $pv^k = \text{const}$ получим

$$v = v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{1/k}. \quad (2.10)$$

Теперь можно интегрировать:

$$i_1 - i_2 = \int_{p_2}^{p_1} v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{1/k} dp = v_1 p_1 \int_{p_2}^{p_1} \frac{1}{p^{1/k}} dp = \frac{k}{k-1} (v_1 p_1 - v_2 p_2). \quad (2.11)$$

Подставляя полученное выражение для изменения энтальпии в выражение скорости, имеем и после вынесения $p_1 v_1$ получим

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{k-1} \right]}. \quad (2.12)$$

При $p_2 = 0$, т.е. истечении в пустоту, получим максимальное значение скорости

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1}, \quad (2.13)$$

где T_1 — температура во входном сечении.

2.2. Расход газа

Под расходом понимается массовое количество газа, проходящее через заданное сечение площадью A в единицу времени:

$$G = \frac{A\omega_2}{v_2}. \quad (2.14)$$

В следующих разделах будет использоваться еще одно определение расхода как изменение массы газа в некотором объеме:

$$G = \frac{dm}{dt}. \quad (2.15)$$

В (2.14) представлено выражение для скорости газа в сечении. Для определения расхода нужно определить в этом сечении плотность газа через параметры сечения 1 . Так как поток адиабатный, то

$$\frac{1}{v_2} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/k} \frac{1}{v_1}. \quad (2.16)$$

После подстановки в выражение расхода выражений для скорости и удельного объема получим

$$G = A \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \quad (2.17)$$

или

$$G = Ap_1 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{1}{RT_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (2.18)$$

Таким образом, получено выражение, связывающее массовый расход через заданное сечение A и параметры газа перед этим сечением и после него.

В практических описаниях различных приборов кроме массового расхода часто используется объемный расход газа. Объемный расход газа связан с массовым на основании уравнения состояния $pV = mRT$.

Так как $G = \frac{dm}{dt}$, а $Q = \frac{dV}{dt}$, то при условии $T = \text{const}$, $p = \text{const}$ получим

$$pQ = GRT, \quad Q = \frac{GRT}{p}. \quad (2.19)$$

Обычно объемный расход рассматривается при нормальных условиях $T = 273 \text{ К}$, $p = 0,1 \text{ МПа}$ и называется нормальным расходом.

2.3. Анализ уравнений скорости и расхода

При условии $p_1 = \text{const}$ из уравнения (2.18) следует, что при $p_2 = p_1$ $G = 0$. Это обуславливается отсутствием перепада давления на дросселе (пневматическом сопротивлении, в общем случае представляющем собой местное сужение). Однако при $p_2 = 0$ $G = 0$, что фактически означает, что газ не будет вытекать в полость с нулевым давлением (вакуум). Последний пункт не соответствует действительности, что приводит к необходимости уточнить уравнение расхода.

Для этого определим термины “перепад давления” (β) и “критический перепад давления” (β_k). Перепад давления определяется как отношение давления на выходе и давления на входе (см. рис. 1.1), а критический перепад давления — это перепад давления в критическом сечении, в котором скорость газа достигает значения местной скорости звука:

$$\beta = \frac{p_2}{p_1}, \quad \beta_k = \frac{p_k}{p_1}. \quad (2.20)$$

Рассмотрим график расхода на рис. 2.2.

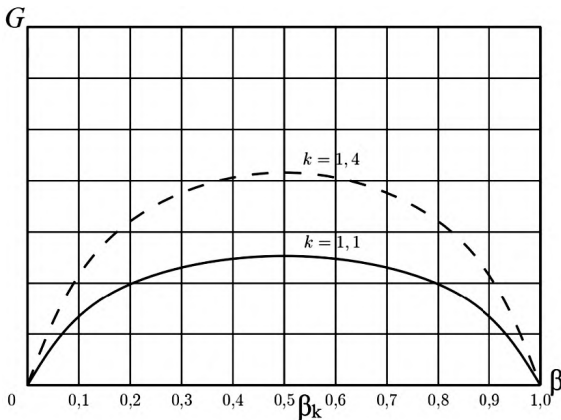


Рис. 2.2. Изменение расхода от давления

На участке $\beta_k < \frac{p_2}{p_1} < 1$ формула дает значения расхода, совпадающие с опытом. На участке $0 < \frac{p_2}{p_1} < \beta_k$ совпадения нет. Ученые Сен-Венан и Вантцель предложили следующую гипотезу: на участке $\beta_k < \frac{p_2}{p_1} < 1$ давление за дросселем равно давлению среды, куда происходит истечение, на участке давление за дросселем не равно давлению среды, даже если в ней вакуум. Давление в этом случае остается постоянным.

Адемаар Жан-Клод Барре де Сен-Венан (23 августа 1797 г., Вилье-ан-Бер — 6 января 1886 г., Сент-Уан) — выдающийся французский инженер, механик и математик. Родился в замке Фортуазо вблизи Мелёна, Франция. После обучения в Политехнической школе в Париже он присоединился к службе инженеров и затем работал над строительством каналов. В 1825 году начал заниматься теорией упругости и гидродинамикой.

Сен-Венан внес значительный вклад в теорию упругости, представив общую теорию кручения и изгиба призматических стержней. Его работы по гидравлике и гидродинамике оказались фундаментальными, и многие термины, такие как уравнения Сен-Венана, принцип Сен-Венана и число Сен-Венана, названы в его честь. Его вклад в теоретическую механику и гидравлику признается важным в различных областях науки.

Вантцель (Вантцель) Пьер Лоран (Wantzell Pierre Laurent) (5 июня 1814 г., Париж — 21 мая 1848 г., Париж) — французский математик. Родился в семье армейского офицера. Ещё в детстве он начал проявлять интерес к математике. Вантцель продолжил свою учебу в Политехнической школе и Школе мостов и дорог, после чего служил инженером и вернулся в Политехническую школу в качестве профессора прикладной механики. В 1837 году опубликовал свою знаменитую работу, доказывающую неразрешимость задач удвоения куба и трисекции угла с использованием циркуля и линейки.

Помимо этой значимой работы, Вантцель опубликовал около 20 статей по различным областям математики, механике и аэродинамике. Ушел из жизни в возрасте меньше 34 лет от переутомления, но сделал важный вклад в развитие математики.

Для определения перепада давления в вышеописанном случае необходимо найти максимум подкоренного выражения:

$$f(\beta) = \beta^k - \beta^{\frac{k+1}{k}}, \quad \frac{df(\beta)}{d\beta} = 0, \quad (2.21)$$

$$\frac{2}{k} \beta^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \beta^{\frac{k+1}{k}-1} = 0.$$

Откуда:

$$\beta_k = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.22)$$

Критический перепад давления не зависит от параметров состояния и определяется только видом рабочего тела. Полученное соотношение позволяет определить и величину давления, которое устанавливается за сечением $p_k = \beta_k p_1$.

Если p_1 — давление перед дросселем, а p_2 — давление за дросселем, то критический перепад давления (рис. 2.3) определяется по приведенной формуле (2.20) или

$$\frac{p_2}{p_1} = \beta_k = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = 0,48 \dots 0,59. \quad (2.23)$$

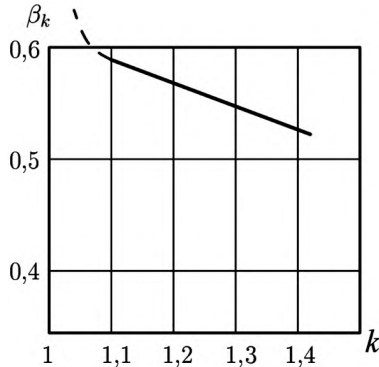


Рис. 2.3. Изменение критического перепада давления

Величина максимального (критического) расхода определяется подстановкой в уравнение расхода критического перепада:

$$G = A p_1 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{1}{RT_1} \left[(\beta)^{\frac{2}{k-1}} - (\beta)^{\frac{k+1}{k-1}} \right]}, \quad (2.24)$$

откуда получаем

$$G = A p_1 \sqrt{\frac{1}{RT_1}} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}. \quad (2.25)$$

или

$$G = Ap_1 \Phi(k) \Phi(RT), \quad (2.26)$$

где

$$\Phi(k) = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}, \quad \Phi(RT) = \sqrt{\frac{1}{RT_1}}. \quad (2.27)$$

Для докритического режима истечения по аналогии расход будем записывать:

$$G = Ap_1 \Phi(RT_1) \Phi(k) \Phi(\beta). \quad (2.28)$$

Приведенные соотношения для массового расхода газа применимы для так называемого нестесненного газового потока. В реальных условиях газ течет по некоторым каналам и взаимодействует со стенками канала. Считается, что на стенках канала скорость равна нулю, в отличие от ядра потока.

Соотношение для расхода газа через сужение будет неточным так как:

1. Поток принят одномерным, и не учитывается изменение скорости в поперечном сечении.
2. Принято, что скорость на входе равна нулю.
3. Поток рассматривался без теплообмена с внешней средой, что возможно только в идеале.

Все эти допущения принято учитывать коэффициентом расхода, который в некоторых частных случаях может быть определен теоретически, а в основном определяется как отношение истинного расхода $G_э$ к теоретическому $G_т$. Истинный расход определяется экспериментально:

$$\mu = \frac{G_э}{G_т}. \quad (2.29)$$

С учетом сказанного в далее будет использоваться уравнение расхода с учетом коэффициента расхода

$$G = \mu Ap_1 \Phi(RT) \Phi(k). \quad (2.30)$$

Для докритического режима истечения по аналогии расход будем записывать:

$$G = \mu Ap_1 \Phi(RT_1) \Phi(k) \Phi(\beta). \quad (2.31)$$

Подставив в уравнение скорости течения газа (2.12) критическое значение отношения давлений, получим

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left[1 - \frac{2}{k+1} \right]} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_1}. \quad (2.32)$$

Это значение критической скорости потока, выраженное через входную температуру T_1 . На основании связи параметров в адиабатическом потоке:

$$\frac{T_k}{T_1} = \left(\frac{p_k}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (2.33)$$

Подставляя сюда критическое отношение давлений, получим

$$T_1 = \frac{T_k(k+1)}{2}.$$

Подставляя T_1 в уравнение критической скорости, получим

$$\omega_k = \sqrt{kRT_k}. \quad (2.34)$$

В последнем уравнении скорость определена через температуру в критическом сечении.

По формуле Лапласа скорость распространения звука (скорость распространения малых деформаций) в упругой среде равна

$$a = \sqrt{kp\nu} = \sqrt{kRT}. \quad (2.35)$$

Пьер Симон де Лаплас (23 марта 1749 г., Бомон-ан-Ож — 5 марта 1827 г.). Родился в семье небогатого крестьянина и стал выдающимся математиком и физиком. Его ранние годы остаются загадкой, но он проявил свои таланты, блестя в школе бенедиктинцев и написав свою первую научную работу в 17 лет. В 1766 году Лаплас переехал в Париж, где стал преподавателем в Военной школе. Став адъюнктом в 1773 году и членом Парижской академии в 1785 году, он затем получил признание от королевских обществ в различных странах. В 1802 году стал почетным членом Петербургской академии наук. Лаплас был образованным человеком, владеющим языками и интересующимся историей, философией, химией, биологией, а также астрономией, математикой и физикой. Он занимал высокие государственные посты в период правления Наполеона, включая министра внутренних дел и вице-президента Сената.



Научная деятельность Лапласа охватывает широкий спектр областей, включая дифференциальные уравнения, теорию вероятностей и небесную механику. Он доказал устойчивость Солнечной системы, предсказал движение Луны и внес вклад в теорию ошибок. В физике он вывел формулу для скорости звука, создал ледяной колориметр и работал над теорией капиллярности.

Сравнив эти два выражения, можно отметить, что в критическом сечении скорость потока соответствует местной скорости звука. Отношение местной скорости потока к местной скорости звука называется числом Маха (M) и представляет собой важный критерий подобия в механике жидкости и газа:

$$M = \frac{\omega}{a}. \quad (2.36)$$

Число Маха названо по имени австрийского ученого Эрнста Маха (нем. E. Mach).

Эрнст Мах (18 февраля 1838 г., Брюнн, Австро-Венгрия, ныне Брно, Чехия — 19 февраля 1916 г., Мюнхен, Германия) — австрийский физик и философ-позитивист. Завершил обучение в Венском университете в 1860 году и начал свою карьеру как приват-доцент в этом университете в 1861 году. Позднее он занимал должности профессора физики в Граце, ректора Карлова университета в Праге и профессора философии в Венском университете.



Мах провел важные исследования в области физики, в том числе он изучал процессы слуха и зрения. Его работы включают в себя объяснение механизма вестибулярного аппарата, открытие оптических явлений, таких как колечки Маха, и многочисленные исследования в области акустики и кинестезии. С 1881 года он сосредоточил свое внимание на аэродинамических процессах, связанных со сверхзвуковым движением, исследовал процесс возникновения ударной волны, его именем названы величины и понятия “число Маха” и “конус Маха”. Его труды также охватывают обширные области философии, включая экономическую природу физического исследования и попытку разрешить кризис в физике через новое истолкование основных понятий классической (ньютоновской) физики. Представлениям об абсолютном пространстве, времени, движении и силе он противопоставил релятивистское понимание этих категорий, считая их субъективными по своему происхождению. В соответствии с субъективным идеализмом Мах утверждал, что мир представляет собой “комплекс ощущений” и основная задача науки заключается в описании этих ощущений.

2.4. Скорость звука

Скорость звука — это скорость распространения упругих волн в среде. В газах и жидкостях возникают только продольные волны (сжатия/разрежения), а в твёрдых телах — также поперечные (сдвиговые). Величина скорости определяется **упругостью** и **плотностью** среды. В большинстве сред скорость постоянна для данного вещества и не зависит от частоты волны. Если скорость зависит от частоты (например, в полимерах), это явление называют **дисперсией звука**.

Как правило, в газах скорость звука меньше, чем в жидкостях, а в жидкостях скорость звука меньше, чем в твёрдых телах, поэтому при сжижении газа скорость звука возрастает. В воздухе при нормальных условиях скорость звука составляет 340,29 м/с (1 224 км/ч).

Скорость звука в любой среде вычисляется по формуле

$$c = \sqrt{\frac{1}{\beta\rho}}, \quad (2.37)$$

где β — адиабатическая сжимаемость среды; ρ — плотность.

Для газов эта формула выглядит так:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma k T}{m}} = \sqrt{\frac{\gamma R T}{M}} = \sqrt{\frac{\gamma R (t + 273,15)}{M}}, \quad (2.38)$$

где γ — показатель адиабаты: 5/3 для одноатомных газов, 7/5 для двухатомных (и для воздуха), 4/3 для многоатомных; k — постоянная Больцмана; R — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура в Кельвинах; t — температура в градусах Цельсия; m — молекулярная масса; M — молярная масса.

По порядку величины скорость звука в газах близка к средней скорости теплового движения молекул $\left(\sim \sqrt{\frac{3kT}{m}} \right)$ и в приближении постоянства показателя адиабаты пропорциональна квадратному корню из абсолютной температуры \sqrt{T} .

Скорость звука в чистой воде составляет 1 348 м/с. Для прикладных задач (гидролокация, океанография) критически важна скорость звука в солёной морской воде. Она увеличивается с ростом: температуры (например, при +24 °C \approx 1 640 м/с), солёности

(стандартная океаническая вода: 35‰), глубины (давления, так, на глубине 100 м при +4 °C: ~1 480 м/с).

Рассмотрим течение газа по каналам переменного сечения. Поток газа является неразрывным:

$$G = \frac{A\omega}{v}, \quad Gv = A\omega. \quad (2.39)$$

Продифференцируем это уравнение при $G = \text{const}$ и разделим на исходное:

$$\frac{d\omega}{\omega} + \frac{dA}{A} = \frac{dv}{v}. \quad (2.40)$$

Полученное выражение называется уравнением неразрывности газового потока в дифференциальной форме.

Рассмотрим это выражение для адиабатического потока $pv^k = \text{const}$:

$$v^k dp + kp v^{k-1} dv = 0 \quad (2.41)$$

и, разделив полученное на исходное, получим

$$\frac{dp}{p} + k \frac{dv}{v} = 0 \quad (2.42)$$

или

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p}. \quad (2.43)$$

На основании первого закона термодинамики для теплоизолированного потока:

$$dq = du + d(pv) + d\frac{\omega^2}{2}, \quad (2.44)$$

откуда $dq = di + d\frac{\omega^2}{2}$. Приравнивая полученное уравнение уравнению $dq = di - \omega dp$, получим

$$d\frac{\omega^2}{2} = -\omega dp, \quad (2.45)$$

$$\omega dp = -\omega dp.$$

Разделим последнее на квадрат скорости:

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{-\omega dp}{\omega^2}. \quad (2.46)$$

Подставим полученные выражения в уравнение неразрывности газового потока в дифференциальной форме:

$$\frac{dA}{A} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p} + \frac{v dv}{\omega^2}; \quad \frac{dA}{A} = dp \frac{kp v - \omega^2}{kp \omega^2};$$

$$\frac{dA}{A} = dp \frac{a^2 - \omega^2}{kp \omega^2}, \quad (2.47)$$

в полученном выражении $k > 0$, $p > 0$, $\omega^2 > 0$. Следовательно числитель дроби будет определять соотношение знаков полученного уравнения.

Полученное уравнение связывает знак изменения площади dA потока с изменением давления dp и скорости ω . Рассмотрим полученные результаты.

1. Рассмотрим течение газа в соплах (рис. 2.4). Соплом называется устройство, в котором газ расширяется, при этом давление его падает ($dp < 0$). При этом следует учитывать закономерность, вытекающую из первого закона термодинамики: знак приращения скорости противоположен знаку приращения давления в потоке.

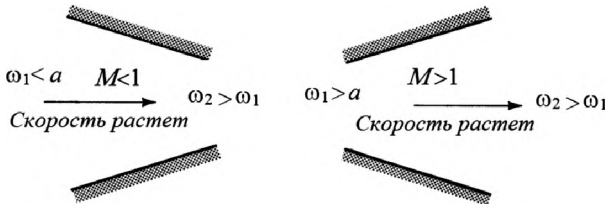


Рис. 2.4. Проход потока через сопло

1.1. Дозвуковое течение, $a^2 - \omega^2 > 0$. По определению приращение давления отрицательно, следовательно, изменение площади должно быть отрицательным, т.е. канал сужается $dA < 0$. Напомним общее правило: в потоке знаки приращения скорости и давления противоположны.

1.2. Сверхзвуковое течение $a^2 - \omega^2 < 0$, канал расширяется: $dA > 0$. В обоих случаях происходит разгон потока.

2. Рассмотрим течение газа в диффузорах (рис. 2.5). Диффузором называется устройство, в котором газ сжимается, при этом давление его растет ($dp > 0$). Как будет вести себя газовый поток при различной начальной скорости:

- 2.1. Дозвуковое течение $a^2 - \omega^2 > 0$, канал расширяется: $dA > 0$.
 2.2. Сверхзвуковое течение $a^2 - \omega^2 < 0$, канал сужается: $dA > 0$.
 В обоих случаях поток тормозится.

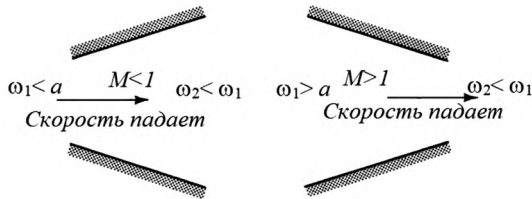


Рис. 2.5. Проход потока через диффузор

Из проведенного анализа следует, что в зависимости от скорости потока на входе в канал переменного сечения возможно его торможение или разгон, что определяется конфигурацией канала.

2.5. Сопло Лавалья

Сопло Лавалья, или сверхзвуковое сопло, занимает особое место в системах турбореактивных двигателей самолетов, ракетных двигателей, турбин электростанций и т.п.

Сопла в технических устройствах используются в основном для преобразования потенциальной энергии сжатого газа в кинематическую энергию с дальнейшим преобразованием ее в механическую работу — во вращение турбин, перемещение летательных аппаратов и т.п.

Известно, что удельная кинетическая энергия газа определяется как

$$N = \frac{G\omega^2}{2}, \quad (2.48)$$

где G — секундный массовый расход газа; ω — скорость истечения газа.

Из этого уравнения следует, что главной задачей сопла является обеспечение максимально возможной скорости истечения газа.

Для сопел, используемых в реактивных (ракетных) двигателях, для перемещения объектов (например, летательных аппаратов), важнейшей характеристикой является величина реактивной силы, создаваемой газом при его истечении из сопла (так называе-

мой тяги сопла) F_c , которая при неподвижном сопле определяется как

$$F_c = G\omega_c + A_c(p_c - p_a), \quad (2.49)$$

где G — секундный расход газа через сопло; ω_c — скорость истечения газа на срезе сопла; A_c — площадь выходного сечения (среза) сопла; p_c — давление газа в потоке в выходном сечении (срезе) сопла; p_a — давление окружающей среды.

При работе реактивного двигателя в космосе давление окружающей среды составляет $10^{-2} - 10^{-3}$ Н/м², поэтому можно приближенно считать, что $p_a = 0$ [16]. Тогда выражение для тяги примет вид:

$$F_c = G\omega_c + A_c p_c, \quad (2.50)$$

$$a = \sqrt{kp v} = \sqrt{kRT}. \quad (2.51)$$

Тяга характеризует работу двигателя главным образом на стационарном, установившемся режиме и задается в зависимости от весовых и геометрических характеристик летательного аппарата, динамики его движения и программы полета.

Желательно, чтобы сопло обеспечивало расширение газа до окружающего давления. В цилиндрическом и суживающемся сопле нельзя достигнуть скорости течения газа больше местной скорости звука, так как скорость, равная скорости звука, может быть достигнута только в выходном сечении этих сопел.

Для “разгона” газа до скорости, превышающей скорость звука, необходимо сопло, состоящее из двух частей: входной части в виде суживающегося сопла (так называемого “конфузора”) и соединений с его выходом расширяющейся части — диффузора.

Впервые такие сопла применил шведский инженер и конструктор Карл Густав Патрик де Лаваль в XIX веке в разработанных им новых (в то время) паровых турбинах. Устройство, обеспечивающее необходимые условия, назвали в честь автора соплом Лавала.

Ранее в разделе 2.5 показано, что при дозвуковых скоростях течения газа, когда число $M < 1$, для ускорения потока потребуются уменьшение сечения сопла, т.е. сопло должно суживаться от входа к выходу. При сверхзвуковых скоростях течения, когда чис-

до $M > 1$, ускорение потока возможно только при увеличении сечения сопла, т.е. сопло должно расширяться в направлении сечения. Физически это объясняется тем, что в дозвуковой области скорость потока возрастает быстрее удельного объема (v), а в сверхзвуковой наоборот: удельный объем растет быстрее скорости.

Максимальный разгон газа будет при его расширении до окружающего давления.

Карл Густав Патрик де Лаваль (9 мая 1845 г., Орсе, Швеция — 2 февраля 1913 г., Оскар, Швеция) — шведский инженер и изобретатель. Закончил обучение в Технологическом институте в Стокгольме в 1866 году (сейчас Королевский технологический институт) и в Упсальском университете в 1872 году.



Одним из его важных изобретений является сопло, предназначенное для подачи пара в турбину, которое получило его имя. Это сопло, изобретенное в 1890 году, широко применяется в реактивных двигателях для создания реактивной струи.

Де Лаваль изобрел центрифугу, используемую для разделения смесей с разной плотностью, особенно в качестве молочного сепаратора. В течение своей жизни Густаф де Лаваль получил 93 патента на различные изобретения. Он также был членом риксдага и публиковал статьи на экономические темы в газете “Свенска Дагбладет”.

Схема работы сопла Лавалья представлена на рис. 2.6. По мере

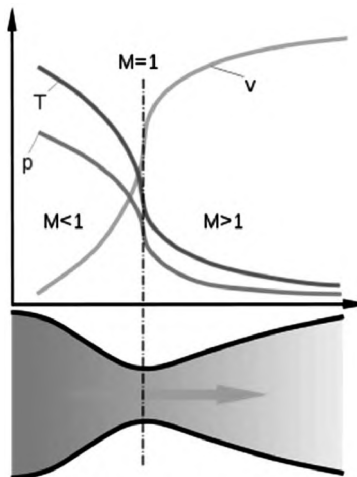


Рис. 2.6. Сопло Лавалья

движения газа по соплу можно выделить следующие тенденции:

- давление p и температура T снижаются;
- скорость V возрастает;
- число Маха M увеличивается от значения $M < 1$ (дозвуковой поток) до $M > 1$ (сверхзвуковой поток). Сечение, в котором скорость потока достигает звуковой $M = 1$, называется критическим;
- энтропия газа остаётся постоянной, а значит, поток является изоэнтропным.

Работа сопла основана на различных свойствах газового потока на дозвуковых и сверхзвуковых скоростях.

В дозвуковой зоне ($M < 1$), которая соответствует сужающейся части сопла, газ ведёт себя как сжимаемая среда: звуковые волны свободно распространяются по всем направлениям. Как только поток пересекает критическое сечение и входит в расширяющийся участок, он ускоряется до сверхзвуковых скоростей ($M > 1$). В этом режиме возмущения (включая звуковые волны) не могут распространяться против направления потока — газ становится “акустически непроницаемым” для обратных волн.

Для устойчивой работы сопла Лавала критически важен достаточный массовый расход газа. Если расход слишком мал, сверхзвуковая скорость в расширяющейся части не достигается. Кроме того, давление газа на выходе из сопла ($p_{\text{вых}}$) не должно быть экстремально низким относительно давления окружающей среды (p_a). Это определяется тем, что давление не может передаваться в направлении, противоположном сверхзвуковому сечению. Если $p_{\text{вых}}$ падает ниже определённого предела, поток теряет стабильность: происходит отрыв от стенок, возникают ударные волны и вибрации (“хлопки”), что может повредить конструкцию. На практике для сохранения сверхзвукового режима необходимо соблюдать условие: $p_{\text{вых}} \geq \frac{p_a}{2,7}$. В вакууме, где $p_a \approx 0$, это ограничение снимается, что делает сопло Лавала идеальным для космических двигателей.

Введя понятие эффективной скорости истечения газа из сопла $W_э$ и удельной тяги $F_{\text{уд}}$, можно представить на любом режиме зависимость между ними как

$$F_{\text{уд}} = W_э$$

(так как $H = (\text{кг} \cdot \text{м})/\text{с}^2$, то размерность $F_{\text{уд}}$ может выражаться в м/с).

Удельная тяга является одним из важнейших параметров реактивного двигателя, поскольку он характеризует его экономичность, т.е. степень совершенства рабочего процесса двигателя.

При движении газа через сопло (см. рис. 2.6) его внутренняя энергия преобразуется в кинетическую энергию направленной струи. КПД этого процесса в современных ракетных двигателях превышает 70%, что существенно выше, чем у других тепловых

машин (например, ДВС — 20—40%, паровых турбин — 45%). Причина — в отсутствии промежуточных звеньев: энергия газа напрямую переходит в скорость истечения, минуя механические преобразователи (поршни, лопатки турбин), где неизбежны потери на трение и вибрацию.

Кроме того, газ проходит сопло настолько быстро, что не успевает передать значительное тепло стенкам. Это позволяет считать процесс близким к адиабатическому (теплообмен с окружающей средой пренебрежим). Для сравнения: в поршневых двигателях до 30% энергии теряется на нагрев конструкции.

2.6. Примеры к разд. 2.1—2.5

Для закрепления материала рассмотрим несколько примеров расчетов течений.

Пример 1.

Проведем оценку параметров воздушного течения. Представим, что вокруг Земли имеется воздушная река. Река зарождается в Северной Америке (предположительно, из-за торнадо), пересекает Атлантический океан, Гималаи, Японию, Тихий океан, еще раз Северную Америку и пропадает в районе Британских островов. Река течет на высоте 7—9 км со скоростью 300—400 км/час. Ширина реки 100—200 км. Течет она уже давно.

Рассмотрим расход сжатого воздуха в этой реке при следующих исходных данных: сечение потока $A = 100 \text{ км} \cdot 2 \text{ км} = 2 \cdot 10^8 \text{ м}^2$; скорость потока $v = 400 \text{ км/час} = 111 \text{ м/с}$, давление в потоке на этой высоте около $p = 0,03 \text{ МПа}$, температура в потоке $T = 230 \text{ К}$, удельная газовая постоянная $R = 286,7 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$.

Плотность воздуха определяется из уравнения состояния (1.8)

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p}{RT} = \frac{0,03 \cdot 10^6}{286,7 \cdot 230} = 0,455 \text{ кг/м}^3.$$

Расход воздуха в реке через принятое сечение будет $G = Av\rho$, тогда

$$G = 2 \cdot 10^8 \cdot 111 \cdot 0,455 \approx 1 \cdot 10^{10} \text{ кг/с}.$$

Как можно видеть, получено колоссальное количество газа, пролетающее через сечение в одну секунду, но это ничтожно по

сравнению с массой атмосферы Земли (масса атмосферы Земли составляет $5,15 \cdot 10^{18}$ кг). Для полного перемещения массы воздуха атмосферы этой рекой потребуется около 1000 лет.

Если представить, что можно повернуть весь этот поток по радиусу Земли, то получится вариант реактивного двигателя, оценка тяги которого будет идти по формуле $F = Gv = 10^{10} \cdot 111 \approx 10^{13}$ при тяге баллистической ракеты порядка $3 \cdot 10^9$ Н.

Масса Земли составляет $5976 \cdot 10^{21}$ кг, что позволяет оценить ускорение Земли от такой гипотетической тяги:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{10^{13}}{5976 \cdot 10^{21}} \approx 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м/с}^2,$$

что пренебрежимо мало.

Пример 2.

Определим массу воздуха в помещении при следующих исходных данных: объем помещения $V = 70 \text{ м}^2 \cdot 5 \text{ м} = 350 \text{ м}^3$, давление воздуха в помещении $p = 0,1 \cdot 10^6$ Па (1 Па = 1 Н/м²), температура воздуха в помещении $T = 293$ К, удельная газовая постоянная $R = 286,7$ Дж/(кг·К).

Необходимо использовать уравнение состояния (1.8).

На основании уравнения состояния получим $m_{\text{в}}$:

$$m_{\text{в}} = \frac{pv}{RT}.$$

Корректность полученного уравнения можно подтвердить путем проверки размерностей рассчитываемых величин:

$$[m] = \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{кг} \cdot \text{К}}{\text{Н} \cdot \text{м} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}} = \text{кг}.$$

Подставив значения, получим:

$$m_{\text{в}} = \frac{106 \cdot 350}{286,7 \cdot 293} = 411,04 \text{ кг}.$$

2.7. Теплопередача

Хотя газовая динамика фокусируется на движении и силовом взаимодействии потоков, теплопередача неразрывно связана с

этими процессами. В реальных системах (например, в сопле Лаваля ракетного двигателя) динамика газа и теплообмен через стенки — взаимозависимые явления. Поэтому следующие разделы посвящены различным разделам теплопроводности.

Ряд русских ученых — Г.В. Рихман (1711—1753), Б.Б. Голицын (1862—1911), С.Я. Терешин (1863—1921) и другие — исследовали процессы теплообмена и заложили основы теплопередачи. Французские ученые — математики Ж.-Б. Фурье и С.Д. Пуассон в XIX столетии создали основы математической теории теплоты.

Жан-Батист Жозеф Фурье (21 марта 1768 г., Осер, Франция — 16 мая 1830 г., Париж), французский математик и физик. Родившись в семье портного, он потерял обоих родителей в 9 лет и был устроен сиротой в Военную школу при бенедиктинском монастыре. В 1789 году он приехал в Париж с работой о численном решении уравнений любой степени, но она была утеряна во время революции.

Фурье вернулся в Осер и стал преподавать в школе, где ранее учился. Активно поддерживая новую власть, он получил приглашение в Нормальную школу, организованную Конвентом для подготовки преподавателей. В 1795—1798 годах он преподавал в Политехнической школе, где его лекции были признаны выдающимися.

Наполеон пригласил Фурье, Монжа и Бертолле в свой Египетский поход в 1798 году. После возвращения во Францию в 1801 году Фурье был назначен префектом департамента Изер, где он занимался осушением болот. Он написал “Математическую теорию тепла”. В 1808 году Наполеон наградил Фурье титулом барона и орденом Почётного легиона.

В 1812 году Фурье получил Большую премию Академии за аналитическую теорию теплопроводности. В 1817 году Академия, несмотря на давление Бурбонов, успешно избрала Жан-Батиста Жозефа Фурье своим членом, в 1822 году его избрали пожизненным секретарем. Также в 1822 году вышел в свет завершающий классический трактат Фурье под названием “Математическая теория тепла”. Лорд Кельвин охарактеризовал этот труд как “великую математическую поэму”.

Его методы, включая ряды и интегралы Фурье, стали мощным инструментом математических исследований в таких областях, как астрономия, акустика, теория приливов и радиотехника.

Русский ученый В.А. Михельсон был первым исследователем, поставившим в 1890 г. вопрос об изучении зависимости лучеиспускания от температуры длины волны. Основной закон излучения

был открыт экспериментально австрийским ученым И. Стефаном, а теоретически был выведен на основе второго закон термодинамики австрийским ученым Л. Больцманом. Немецкий ученый В. Вин, пользуясь методами термодинамики, установил один из законов теплового излучения, связывающий длину волны, соответствующую максимальной интенсивности излучения черного тела, с абсолютной температурой излучающей поверхности.

Йозеф Стефан (24 марта 1835 г., Санкт-Пельтен — 7 января 1893 г., Вена) — австрийский физик и математик. Член Австрийской академии наук (1865).

После окончания гимназии в Клагенфурте, где проявился его интерес к физике и математике, Стефан рассматривал возможность вступления в орден бенедиктинцев. Однако, приняв решение посвятить себя науке, он поступил в Венский университет, который успешно окончил в 1857 году. Стефан преподавал в университете, став профессором кафедры высшей математики и физики, с 1863 года. Кроме того, он был директором Института экспериментальной физики с 1866 года и ректором университета в 1876—1877 годах. Он также занимал должность вице-президента Австрийской академии наук.



Стефан известен своим вкладом в различные области физики, включая кинетическую теорию газов, теорию теплового излучения, оптику, акустику, электромагнетизм и др. Он проводил исследования по диффузии и теплопроводности газов, определяя коэффициенты теплопроводности многих из них. В 1879 году он экспериментально установил пропорциональность излучаемой энергии платиновой проволоки четвертой степени абсолютной температуры, что привело к разработке **закона Стефана — Больцмана**. Используя этот закон, он впервые оценил температуру поверхности Солнца, приблизительно равную 6000 градусов. Теоретическое обоснование этого закона было предоставлено его учеником, Людвигом Больцманом в 1884 году.

В математике известны задача Стефана и обратная задача Стефана с движущейся границей в теории дифференциальных уравнений с частными производными. Имя Стефана увековечено в Словении, где главный исследовательский институт страны носит его имя.

Немецкий ученый М. Планк в 1900 г. теоретически нашел закон распределения интенсивности теплового излучения по длинам волн при различных температурах, а Р.З. Ленц провел в 1869 г. экспериментальные исследования, подтвердившие связь между

коэффициентами теплопроводности и электропроводности металлов. Теория теплообмена строилась на так называемой феноменологической основе, заключающейся в рассмотрении отдельных явлений как некоторых изолированных закономерностей, которые могут быть описаны математически без раскрытия физической сущности этих явлений. Примером такого феноменологического рассмотрения явлений теплообмена может служить формальная математическая теория теплопроводности, созданная Фурье и развитая Пуассоном. Позже удалось глубже выявить физическую сущность процесса теплообмена. Одновременно с этим была разработана общая методология исследования, обработки и обобщения опытных данных, основанная на теории подобия.

Теория теплопередачи (теплообмена) изучает процессы распространения тепла в средах с неоднородным температурным полем. Такие процессы возникают между телами или частями одного тела при наличии разности температур, служащей движущей силой переноса энергии.

Сформировавшись как раздел теоретической физики столетия назад, дисциплина достигла расцвета в XX веке, став самостоятельной научно-инженерной областью. Её методы критически важны для решения задач современной техники, особенно в авиационно-космической отрасли.

Особенно сложные и важные задачи стоят в области изучения теплообмена в современной авиационной, ракетной и космической технике. При сверхзвуковых скоростях полета значительно изменяются условия теплопередачи в отдельных элементах конструкции летательного аппарата. Возникает необходимость его охлаждения или защиты от аэродинамического нагрева, являющегося следствием трения между поверхностью летательного аппарата и набегающим потоком воздуха или потоком каких-либо других газов, составляющих атмосферу планет.

Проблема теплозащиты космических аппаратов от экстремальных тепловых нагрузок при гиперзвуковом входе в атмосферу планет (включая Землю) исследуется на протяжении последних 50—60 лет. За это время разработаны специализированные теплозащитные материалы и покрытия, обеспечивающие надежную работу аппаратов, а также создана теоретическая база, описывающая термодинамику и теплообмен при воздействии высокотемпературных газовых потоков на конструкционные элементы.

Не менее сложные задачи связаны с моделированием теплообмена в современных авиационных и ракетных двигателях. Высокая тепловая напряженность, применение криогенных топлив и другие факторы требуют от конструкторов проведения точных инженерных расчетов теплопередачи в агрегатах двигательных установок.

Теория теплообмена также критически важна для проектирования тепловых режимов летательных аппаратов: систем жизнеобеспечения, кондиционирования кабин, защиты электронного оборудования, а также для обеспечения безопасности ядерных энергетических установок в авиакосмической и атомной отраслях.

В первой главе рассматривались процессы превращения теплоты в работу и обратно. Перейдем к анализу подвода и отвода теплоты от ТДС. Перенос теплоты может осуществляться тремя способами: теплопроводностью, конвекцией и излучением.

Теплопроводность — передача теплоты при непосредственном контакте тел за счет перераспределения кинетической энергии движения молекул.

Конвекция — передача теплоты за счет перемешивания отдельных слоев вещества. Этот процесс характерен для жидкостей и газов. При этом процессе происходит одновременно и теплопередача.

Излучение — превращение тепловой энергии в энергию электромагнитных волн, поглощение электромагнитной энергии ТДС и превращение энергии электромагнитных волн вновь в теплоту.

В различных условиях теплопередача происходит тем или иным способом или их комбинацией. Например, при давлении 10^{-8} — 10^{-10} кгс/см² теплопроводность газов становится пренебрежимо малой и передача тепла от космического аппарата в окружающую среду происходит только излучением.

Процесс конвекции служит для выравнивания температуры внутри ТДС.

Теплопроводность описывается основным уравнением теплопроводности, или законом Фурье:

$$dQ = -\lambda dA dt \frac{dT}{dy}, \quad (2.52)$$

где dQ — количество теплоты, проходящее через элемент поверхности dA за время dt ; $\frac{dT}{dy}$ — градиент температуры; λ — теплопроводность, физический параметр вещества.

Все количество теплоты, прошедшее через поверхность за время t , будет определяться интегралом

$$Q = \iint_{tA} \lambda \frac{dT}{dy} dAdt. \quad (2.53)$$

Решение задачи теплопроводности заключается в решении этого интеграла, для чего нужно найти аналитическое выражение температурного поля, а это непросто.

Теплопроводность вещества определяется на основании приведенного выше уравнения Фурье — λ , Вт/мК.

Числовое значение теплопроводности определяет количество теплоты, проходящее через единицу изотермической поверхности в единицу времени при условии, что градиент температуры равен единице.

Лучшими проводниками теплоты являются металлы $\lambda = 3...458$ Вт/мК. Среди них самым теплопроводным является серебро.

Изоляционные материалы имеют теплопроводность $0,02...3$ Вт/мК — например, сухой воздух имеет теплопроводность $0,0243$ Вт/мК.

Жидкости имеют теплопроводность $0,08...0,65$ Вт/мК.

Газы имеют теплопроводность $0,005...0,6$ Вт/мК.

Передача теплоты от движущегося газа к неподвижной стенке является сложным процессом, в котором имеют место все три типа переноса теплоты. Количество теплоты, переданное горячим теплоносителем путем конвективного обмена, определяется уравнением Ньютона — Рихмана:

$$Q = \alpha A(T_{\Gamma} - T_{\text{ст}}), \quad (2.54)$$

где α — коэффициент теплопередачи от газа к стенке, который зависит от скорости потока, турбулентности, качества поверхности; T_{Γ} и $T_{\text{ст}}$ — температуры газа и стенок; A — поверхность теплообмена.

Георг Вильгельм Рихман (11 июля 1711 г., Пернау, Швеция — 26 июля 1753 г., Санкт-Петербург) — российский физик немецкого происхождения. Получил хорошее образование, в 1735 году присоединился к Санкт-Петербургской академии наук и занялся изучением физики под руководством профессора Г.В. Крафта. За свои заслуги он был назначен профессором в академии в 1741 году.

Рихман внес значительный вклад в область физики, особенно в вопросы теплоты и электричества. Его работы по теплоте охватывали вопросы калориметрии, где он первым правильно поставил вопросы и предложил

метод смешения. С 1745 года он начал изучать электричество, и в 1752 году он построил первый измерительный электрический прибор — электроскоп. Рихман активно занимался исследованиями атмосферного электричества, сооружая прибор для получения электричества из грозовых туч. Однако его неутомимые исследования привели к трагическому случаю: 26 июля 1753 года во время одного из экспериментов, находясь на расстоянии около 30 см от своего прибора, Рихман был поражен молнией и скончался. Его смерть вызвала сильное возбуждение в ученом мире, и она стала предметом множества брошюр и обсуждений в Германии и Франции.

Закон Стефана — Больцмана описывает интегральную энергию излучения абсолютно чёрного тела: его полная излучательная способность пропорциональна четвёртой степени абсолютной температуры:

$$E = \sigma T^4, \quad (2.55)$$

где E — энергия излучения с единицы поверхности в секунду; $\sigma = 5,76 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ — постоянная Стефана — Больцмана.

Необходимо также уточнить, что закон определяет суммарную энергию по всему спектру, но не её распределение по длинам волн. Последнее задаётся формулой Планка, а положение максимума излучения — законом Вина.

Применение закона к расчёту эффективной температуры Земли (без учёта парникового эффекта) даёт значение, равное 249 К или $-24 \text{ }^\circ\text{C}$. Реальная температура выше из-за неучтенных эффектов.

2.8. Передача теплоты через плоскую стенку

Рассмотрим передачу теплоты через плоскую бесконечную стенку (рис. 2.7) в предположении установившегося режима. Схема передачи теплоты приводится выше.

Задано: $T_{г1}$ — температура газа слева от стенки, $T_{г2}$ — температура газа справа от стенки, $T_{с1}$ — температура стенки слева, $T_{с2}$ — температура стенки справа, α_1 — теплопроводность стенки слева, α_2 — теплопроводность стенки справа, Q — тепло-

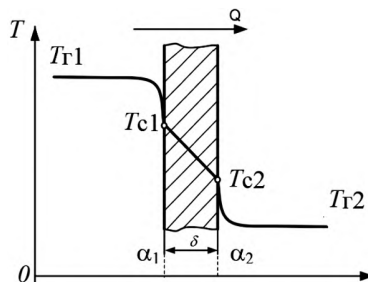


Рис. 2.7. Передача теплоты через стенку

та, подведенная к стенке, λ — теплопроводность материала стенки, δ — толщина стенки.

Необходимо определить: коэффициент теплопередачи стенки.

Рассмотрим последовательно процесс передачи теплоты через плоскую стенку. Процесс передачи теплоты от газа к стенке описывается уравнением Ньютона — Рихмана:

$$Q = \alpha_1 A (T_{r1} - T_{c1}). \quad (2.56)$$

Процесс передачи теплоты по материалу стенки на основании уравнения Фурье после интегрирования будет (стенка принята плоской и бесконечной для упрощения интегрирования уравнения Фурье):

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} A (T_{c1} - T_{c2}). \quad (2.57)$$

Процесс передачи теплоты от стенки к газу также описывается уравнением Ньютона — Рихмана

$$Q = \alpha_2 A (T_{c2} - T_{r2}). \quad (2.58)$$

Разрешим приведенные уравнения относительно температуры:

$$\begin{aligned} T_{r1} - T_{c1} &= \frac{Q}{\alpha_1 A}, \\ T_{c1} - T_{c2} &= \frac{Q}{A(\lambda/\delta)}, \\ T_{c2} - T_{r2} &= \frac{Q}{\alpha_2 A}. \end{aligned} \quad (2.59)$$

После суммирования уравнений получим

$$T_{r1} - T_{r2} = \frac{Q}{A} \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right), \quad (2.60)$$

откуда можно записать

$$Q = k_T A (T_{r1} - T_{r2}), \quad (2.61)$$

где

$$\frac{1}{k_T} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}, \quad (2.62)$$

где k_T — коэффициент теплопроводности стенки в данных условиях.

2.9. Несколько слов о теплопередаче

Если тело не имеет внутренних источников тепла, то его температура будет определяться условиями той окружающей среды, в которой оно находится. Поэтому попытаемся прежде всего понять, каковы эти условия в космосе.

Из физики известно, что температура характеризуется скоростью теплового движения частиц тела, среды (или системы): чем больше эта скорость, тем выше температура. На Земле при комнатной температуре молекулы воздуха движутся со скоростью около 500 м/с, испытывая при этом до 5 млрд столкновений в 1 с между собой. По мере уменьшения плотности воздуха его молекулы сталкиваются между собой все реже (как говорят специалисты, длина их свободного пробега возрастает), их скорость, а следовательно, и температура становятся все выше.

В атмосфере Земли происходят более сложные процессы, и температура ее слоев, как это следует из таблицы, не прямо пропорциональна плотности воздуха (или концентрации его частиц).

Изменение параметров атмосферы с высотой представлено в табл. 2.1.

До высоты 11 км температура уменьшается и остается далее постоянной до высот 11—25 км. Это связано с тем, что на этих высотах еще сильное влияние на состояние частиц оказывает конвекционное и лучистое равновесие движущихся воздушных масс. Поглощение атмосферным озоном энергии солнечного излучения в ультрафиолетовой части спектра приводит к повышению температуры вплоть до высоты порядка 50 км. При больших высотах (до 80 км) в связи с уменьшением концентрации озона происходит некоторое снижение температуры частиц воздуха, а при еще больших высотах наблюдается возрастание температуры из-за диссоциации и ионизации кислорода под действием ультрафиолетового излучения Солнца. На высоте 200 км, где плотность воздуха сравнительно мала, а скорости движения частиц велики, их температура составляет уже свыше 600 °С, на высоте 800 км — более 3000 °С.

Резюмируя вышесказанное, можно сделать следующий вывод: хотя кинетическая температура отдельных частиц в космосе очень высока, тело (например, пластинка), изолированное от источников излучения, остывает почти до абсолютного нуля (4 К). Это происходит из-за чрезвычайно низкой плотности вещества: редкие

столкновения с частицами не передают телу достаточно энергии для нагрева, конвективный теплообмен отсутствует.

Таблица 2.1

Зависимость свойств воздуха от высоты

Высота, км	Давление, кгс/см ²	Температура, °С	Концентрация частиц, см ³	Состав воздуха
0	1	+15	$2,5 \cdot 10^{18}$	N ₂ , O ₂ , Ar
11	0,2	-56	$4,5 \cdot 10^{18}$	N ₂ , O ₂ (O ₃), Ar
20	10 ⁻²	-56	$2 \cdot 10^{18}$	То же
30	10 ⁻³	-42	$4 \cdot 10^{17}$	То же
46	10 ⁻⁴	0	$3 \cdot 10^{16}$	То же
64	10 ⁻⁵	-33	10 ¹⁵	N ₂ , O ₂ , Ar
79	10 ⁻⁶	-85	10 ¹⁴	То же
102	10 ⁻⁸	-60	10 ¹²	N ₂ , O ₂ , O
200	10 ⁻¹⁰	+630	10 ¹⁰	N ₂ , N, O, O ⁺
800	10 ⁻¹³	+3040	10 ⁶	O, O ⁺ , H
6500	10 ¹⁶	10 ³ —10 ⁴	10 ³	H, H ⁺
Выше 22000	10 ⁻¹⁷	10 ³ —10 ⁵	10 ¹ —10 ²	H ⁺ , He ⁺⁺

Однако если рассматривать этот парадокс температуры тел в космосе, окажется, что низкая фоновая температура не означает, что главная проблема — защита от замерзания. Конструкторы сталкиваются с двойной задачей: защита от перегрева (основной источник тепла: Солнце), защита от переохлаждения — в тени или вдали от звезд.

Влияние Солнца можно оценить как излучение мощностью 1200 ккал на площадку размером 1 м² за 1 час, расположенную

перпендикулярно к его лучам. Однако мощность зависит от расстояния и сильно уменьшается с его ростом: Меркурий: 8000; Марс: 525; Юпитер: 45; Плутон: 0,6 ккал/(м²·ч).

Указанное излучение влияет и на Землю. Но ее тепловой баланс составляют отражение, поглощение и излучение. В среднем ≈40% солнечного потока отражается от поверхности (вода: 5%; снег: 77%; песок: 24%; строения: 9%) и атмосферы (зависит от сезона: июль — 32%, октябрь — 52%). Остальные ≈60% поглощаются Землей и переизлучаются в космос. Суммарный поток (отраженный + переизлученный) от Земли составляет ~35% от входящего солнечного. Эти потоки ослабевают с высотой, но могут влиять на космические аппараты на орбите.

При космических полетах на сравнительно небольшой высоте может быть заметным аэродинамический нагрев частей конструкции аппаратов. На рисунке приведена плотность теплового потока, поступающего на пластинку, движущуюся на разных расстояниях от поверхности Земли с первой космической скоростью. Нетрудно заметить, что уже на высоте 200 км плотность потока аэродинамического нагрева становится на порядок меньше плотности солнечного потока и далее быстро уменьшается с ростом высоты (рис. 2.8).

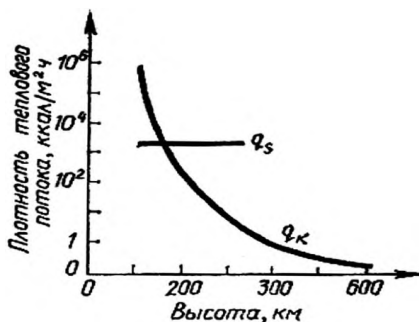


Рис. 2.8. Зависимость плотности аэродинамического теплового потока, поступающего на пластинку, в зависимости от высоты над поверхностью Земли

С развитием космонавтики проблема усугубляется: рост количества приборов, мощности оборудования и численности экипажей ведет к увеличению тепловыделения внутри герметичных отсеков.

Это делает задачу терморегулирования исключительно сложной: инженерам приходится одновременно бороться с перегревом от внешних источников, внутренним тепловыделением, также они сталкиваются с необходимостью защиты от космического холода в теневых зонах.

Внутренние источники тепла играют большую роль. Бортовая аппаратура, энергоустановки и системы управления в процессе работы выделяют значительное количество тепловой энергии. Например, на корабле “Джемини” только электроника генерировала 500—600 ккал/ч. Для пилотируемых миссий добавляется тепло от экипажа: около 230 ккал/ч во время бодрствования и 70 ккал/ч во сне. По мере усложнения космических аппаратов и увеличения экипажей проблема внутреннего тепловыделения в герметичных отсеках становится острее, многократно усложняя задачу терморегулирования.

Чтобы понять принцип теплового баланса в космосе, рассмотрим простой пример с изолированной пластинкой, перпендикулярной солнечным лучам вдали от планет. Часть солнечного потока поглощается пластинкой (определяется коэффициентом поглощения A_s), часть отражается. Поскольку в вакууме конвективный теплообмен отсутствует, единственный способ охлаждения — тепловое излучение, эффективность которого зависит от степени черноты поверхности (ϵ). Чем выше ϵ , тем эффективнее пластинка “сбрасывает” тепло и тем ниже ее равновесная температура.

Ключевой параметр — соотношение A_s/ϵ , которое верно, если одна сторона пластины теплоизолирована. Например, полированная металлическая пластинка ($A_s = 0,2$, $\epsilon = 0,1$, $A_s/\epsilon = 2$) под солнечным излучением нагреется до ~ 200 °С. Этот пример наглядно демонстрирует двойственную природу космоса: в тени объект остывает почти до абсолютного нуля (4 К), а на освещенной стороне — раскаляется. Таким образом, конструктор сталкивается с двойной проблемой: защитой аппарата как от переохлаждения в теневых зонах, так и от перегрева на солнечной стороне.

Решение первой задачи относительно просто: применяется теплоизоляция и локальный подогрев. Однако охлаждение перегретых элементов требует сложных инженерных решений, поскольку в вакууме эффективно отвести избыточное тепло можно только через управляемое излучение, зависящее от оптических свойств поверхности (A_s и ϵ). Это делает терморегулирование одной из самых сложных задач космического аппаратостроения.

На практике изменение свойств поверхности (изменение As и ϵ) достигается специальной обработкой излучающих (радиационных) поверхностей. Например, нанесение лакокрасочных покрытий с параметром $As/\epsilon = 0,5$ позволяет снизить температуру поверхности до -60 °С против ~ 200 °С у полированного металла ($As/\epsilon = 2$). Второй способ использует геометрию: отказ от теплоизоляции одной стороны пластины позволяет теплу излучаться с *обеих* поверхностей. Это резко повышает эффективность охлаждения. Для полированной пластины температура падает до -120 °С, а для окрашенной ($As/\epsilon = 0,5$) — до -10 °С. Особенно выгодной формой для такого принципа является цилиндр. Солнечное излучение попадает только на его поперечное сечение (“солнечный мидель”), а тепло излучается со всей боковой поверхности. При покрытии с $As/\epsilon = 0,5$ средняя температура цилиндра составляет около -20 °С.

Эти методы позволяют эффективно бороться с солнечным нагревом. Однако внутреннее тепло от аппаратуры и экипажа требует другого решения. Для его отвода необходимо увеличивать площадь радиационных поверхностей. Грамотный подбор размера излучателей позволяет отводить значительные тепловые потоки при заданном температурном уровне, что является основой сложных систем терморегулирования современных космических аппаратов.

2.10. Аэродинамический нагрев

Аэродинамическим нагревом (АН) называется нагрев тел, движущихся с большой скоростью в воздухе или другом газе.

Причину аэродинамического нагрева можно выразить следующим образом. При столкновении с телом молекулы газа тормозятся. Их кинетическая энергия преобразуется в тепловую энергию, повышая температуру газа вблизи поверхности.

При полете на скорости, превышающей скорость звука, первичное резкое торможение и сжатие газа происходит в ударной волне перед телом. Здесь скорость потока падает со сверхзвуковой до дозвуковой, а температура и давление резко возрастают. Дальнейшее торможение молекул до нулевой скорости (относительно тела) происходит в тонком пограничном слое непосредственно у поверхности тела. Здесь продолжается интенсивный нагрев газа.

Теоретически максимальная температура, до которой может нагреться газ в точке полного торможения (например, в критичес-

кой точке лобовой поверхности), называется температурой адиабатического торможения, или температурой торможения (T_0).

$$T_0 = T_n + \frac{v^2}{2c_p}, \quad (2.63)$$

где T_n — температура набегающего воздуха; v — скорость полёта тела; c_p — удельная теплоёмкость газа при постоянном давлении.

Таким образом, при $M = 3$ (≈ 1 км/с) газ в зоне торможения нагревается до ~ 530 °С, а поверхность самолёта достигает ~ 400 °С из-за теплоотвода.

При космическом входе (8,1 км/с) газ за ударной волной раскаляется до ~ 8000 °С (с учётом диссоциации молекул), что может приводить к разрушению материала из-за высоких температур.

Выделяют две формы передачи тепла.

1) **Конвективный нагрев**, который является передачей тепла от горячего газа (приграничного слоя) к поверхности тела. Считается по формуле

$$q_k = \alpha(T_e - T_w), \quad (2.64)$$

где T_e — равновесная температура (предельная температура, до которой могла бы нагреться поверхность тела, если бы не было отвода энергии); T_w — реальная температура поверхности, а коэффициент конвективного теплообмена, зависящий от скорости и высоты полёта, формы и размеров тела, а также от других факторов.

Равновесная температура близка к температуре торможения. Вид зависимости коэффициента от перечисленных параметров определяется режимом течения в пограничном слое (ламинарный или турбулентный). Турбулентный пограничный слой усиливает нагрев в 3—5 раз из-за вихревого переноса тепла.

2) **Радиационный нагрев**, который возникает при скоростях > 5 км/с, когда раскалённый газ за ударной волной начинает излучать (преимущественно в УФ- и видимом спектре).

На гиперзвуковых скоростях также можно выделить эффект диссоциации и ионизации молекул O_2 и N_2 в высокотемпературной зоне и рекомбинацию атомов у поверхности тела, выделяющей дополнительное тепло.

Как можно видеть, тип нагрева тела зависит от его скорости. Так, при скоростях ниже первой космической (8,1 км/с) радиаци-

онный нагрев незначителен по сравнению с конвективным, при второй космической скорости (11,2 км/с, например возвращение с Луны) вклад конвективного и радиационного нагрева становится сопоставимым, на скоростях 13—15 км/с радиационный нагрев доминирует, становясь основной угрозой для теплозащиты.

В верхних слоях атмосферы (выше 90 км) длина свободного пробега молекул воздуха сравнима с размерами аппарата. Здесь АН происходит не через пограничный слой, а за счёт прямых столкновений молекул с поверхностью. Этот механизм особенно важен на начальном этапе входа в атмосферу.

АН достигает пиковой интенсивности при возвращении космических аппаратов в плотные слои атмосферы (примеры: “Восток”, “Союз”). Для защиты используются:

- Абляционные покрытия (испаряющиеся с поглощением тепла),
- Керамические плитки (шаттлы),
- Реактивные системы охлаждения.

3. ПНЕВМОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ПНЕВМОЕМКОСТИ

Пневматические сопротивления и емкости являются основными элементами пневмоавтоматики, из которых путём различного сочетания строятся основные элементы пневмомагистрали. Чтобы уметь исследовать и рассчитывать элементы пневмоавтоматики, необходимо рассматривать течение газа по пневматическим сопротивлениям, наполнение и опорожнение ёмкостей газом.

Рассмотрим подробнее эти устройства и приложение теоретических основ для получения конкретных технических характеристик устройств и агрегатов пневматических приводов ЛА.

В данной книге рассматривается только установившееся движение газа, т.е. такое, когда в любой фиксированной точке параметры состояния и вектор скорости остаются постоянными с течением времени, а каждая частица газа, приходя в эту точку, будет иметь те же параметры, что и предыдущая.

При теоретическом описании газодинамических процессов различают одномерные, двумерные и трёхмерные потоки. Если параметры потока являются функциями только одной координаты, то поток называется одномерным. В настоящем курсе мы будем считать потоки одномерными и рассматривать изменения их параметров вдоль оси.

3.1. Конструктивные схемы пневмосопротивлений

В устройствах пневмоавтоматики широко применяются пневматические сопротивления, или ещё часто применяемое их название — дроссели. В общем случае пневмосопротивление — это местное сужение в газовом канале, что и определяет их основное назначение в пневмоавтоматике — понижение давления или ограничение потока газа. Для управления свойствами потока пневмодроссели могут быть постоянными и регулируемыми, а также ком-

плексными, в которых одновременно по некоторому закону изменяются сопротивления сразу нескольких каналов.

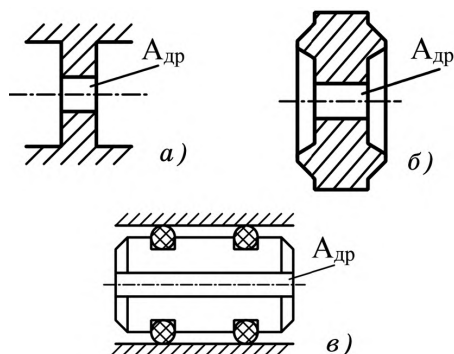


Рис. 3.1. Нерегулируемые дрессели:

- a* — калиброванное цилиндрическое отверстие непосредственно в конструкции;
- б* — вставной дрессель с ножевыми уплотнениями;
- в* — вставной дрессель с резиновыми уплотнениями

Постоянные сопротивления технически решаются в виде сужения канала, как показано на рис. 3.1, или специальной вставки в канал (рис. 3.2), что упрощает изготовление и использование всего устройства. Для уплотнения шайб предусмотрены ножевые



Рис. 3.2. Варианты исполнения пневматических дресселей

уплотнения, которые врезаются в сжимающие шайбу плоскости, тем самым обеспечивая уплотнение. Твердость поверхностей, между которыми зажимается шайба, должна быть меньше твердости материала шайбы.

Основной характеристикой пневмосопротивления является величина проходного сечения $A_{др}$ и коэффициент расхода μ .

Величина проходного сечения считается как:

$$A_{др} = \frac{\pi d^2}{4}, \quad (3.1)$$

где d — диаметр дросселирующего отверстия.

Коэффициент расхода находится в пределах $0,4 < \mu < 0,9$. Для практических расчетов обычно принимают $\mu = 0,7$.

По условиям работы пневматические дроссели можно разделить на два типа: ламинарные и турбулентные. Это деление зависит от режима течения: без перемешивания струй газа между собой — ламинарное, с перемешиванием — турбулентное. Граница режимов определяется вязкостно-инерционным критерием Рейнольдса, который характеризует отношение сил инерции и сил вязкого трения в потоке газа:

$$Re = \frac{U l_0}{\nu}, \quad (3.2)$$

где U — скорость течения газа; l_0 — характерный линейный размер; ν — кинематический коэффициент вязкости.

Критическое значения числа Рейнольдса $Re_{крит}$ находится в интервале 2000—3000 и определяется видом сечения. Например, для течения в круглой трубе $Re_{крит} = 2300$. Поток считается ламинарным, если $Re < 2000$, и турбулентным, если $Re = 3000$.

Для ламинарного режима течения расход газа через дроссель с каналами круглого сечения пропорционален перепаду давления на нём и определяется формулой Пуазейля

$$G = \frac{\rho l d^4}{128 \nu l} \Delta p, \quad (3.3)$$

где l — длина канала; Δp — перепад давления на дросселе.

Как можно видеть, ламинарность течения обеспечивается большим соотношением l/d и небольшим перепадом давления.

В настоящее время в силовой пневмоавтоматике используются преимущественно турбулентные дроссели.

В турбулентных дросселях, как было отмечено выше (гл. 2), различают два режима истечения: докритический и сверхкритический. Величина расхода в этих случаях определяется по формулам (2.17) и (2.18). В указанные формулы входят коэффициенты расхода, которые определяются в большинстве случаев экспериментально.

Переменные пневматические сопротивления имеют устройство того или иного вида, позволяющее изменять величину проходного сечения $A_{др}$.

Широкое распространение имеет элемент “сопло-заслонка”, приведенный ниже на рис. 3.3,а.

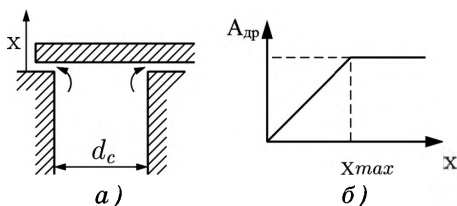


Рис. 3.3. Дроссель типа “сопло-заслонка”:

а — конструктивная схема; б — график изменения площади

Проходное сечение в данном дросселе образуется боковым цилиндрическим зазором между соплом с диаметром d_c и заслонкой.

Площадь проходного сечения определяется как

$$A_{др} = \pi d_c x, \quad (3.4)$$

где x — перемещение заслонки.

В сопле-заслонке дросселирование происходит по кольцевому зазору. При увеличении перемещения x величина кольцевого зазора может стать равной площади проходного сечения дросселя, при этом влияние заслонки на газовый поток прекращается.

Максимальное значение проходного сечения дросселя определяется площадью сопла и получается при максимальном перемещении заслонки $x_{max} = 0,25d_c$. Это несложно показать, приравняв площадь бокового зазора $\pi d_c x$ и площадь проходного сечения сопла (окружности) $\pi d_c^2/4$. На заслонку воздействует газовый поток, и требуются порой немалые усилия для ее перестановки, поэтому иног-

да применяют элемент “сопло-заслонка” с перерезывающим движением заслонки.

Зависимость изменения площади $A_{др}$ от перемещения представлено на рис. 3.3,б.

Элемент “сопло-заслонка” широко применяется в различных запорных устройствах (кранах, клапанах), где его обычно называют запорной парой. Варианты исполнения запорных пар будут рассмотрены в главе, посвященной электропневмоклапанам.

Еще одним вариантом конструкции дросселя переменного сечения является игольчатый дроссель, представленный на рис. 3.4,а.

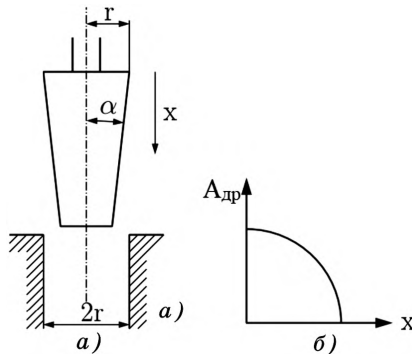


Рис. 3.4. Игольчатый дроссель:

а — конструктивная схема; б — график изменения площади

При перемещении иглы проходная площадь $A_{др}$ будет изменяться. Меняя профиль иглы, можно добиться необходимого вида изменения площади (рис. 3.4,б). Изменение проходного сечения можно выразить следующей системой уравнений:

$$x = 0, \quad A_{др} = A_{др0} = 2\pi r^2,$$

$$x = \frac{r}{\operatorname{tg}(\alpha/2)}, \quad A_{др} = 0, \quad (3.5)$$

$$0 < x < \frac{r}{\operatorname{tg}(\alpha/2)}, \quad A_{др} = A_{др0} - \pi x^2 \operatorname{tg}^2(\alpha/2),$$

где α — угол конуса иглы; r — радиус основания иглы; $A_{др0}$ — начальная площадь проходного сечения при максимальном удалении иглы от проходного отверстия.

Возможно применение и произвольного вида заслонки для получения заданного закона изменения проходного сечения $A_{др} = f(x)$.

Примером комплексного пневматического сопротивления может служить элемент пневмораспределителя типа “струйная трубка”. Конструктивно данное устройство реализуется двумя элементами: подвижной струйной трубкой и неподвижными приемными окнами.

На рис. 3.5 показаны конструктивные решения струйной трубки с прямоугольными проходными сечениями (рис. 3.5,а) и круглыми проходными сечениями (рис. 3.5,б). Левый рисунок реализует переменное сопротивление золотникового типа (с прямоугольными проходными сечениями), правый рисунок реализует классическую струйную трубку. На правом рисунке виден торец струйной трубки 1. Струйная трубка закреплена на валу, который одновременно является валом электромеханического преобразователя (ЭМП). ЭМП служит для углового перемещения (поворота) струйной трубки.

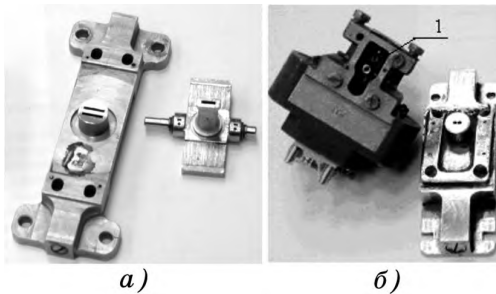


Рис. 3.5. Дроссельный распределитель типа “струйная трубка”:
а — с прямоугольными проходными отверстиями; б — с круглыми
проходными отверстиями

На рис. 3.6 приведена пневматическая схема указанного комплексного пневматического сопротивления, на которой стрелками показаны направления потоков.

Как можно видеть, в устройстве типа “струйная трубка” одновременно меняются четыре пневматических сопротивления.

В данной конструкции имеются две площади вытекания A_1^+ и A_2^+ и две площади вытекания A_1^- и A_2^- , которые совместно изменяются при перемещении торца струйной трубки x . В конструкции

предусмотрен зазор, который должен быть минимальным. В общем случае величина зазора определяется:

- геометрией,
- температурным расширением,
- допусками на изготовление деталей.

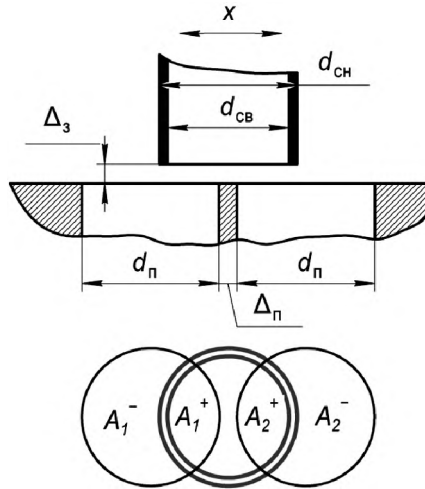


Рис. 3.6. Сопротивление типа “струйная трубка”

Строго говоря, закон изменения площадей проходных сечений является нелинейным, но его вполне возможно представить в виде кусочно-линейных отрезков для каждой из площадей, где точки излома определяются предельными значениями указанных площадей.

Максимальная площадь вытекания равна площади выходного сечения струйной трубки:

$$A_{\max}^+ = \frac{\pi d_{\text{св}}^2}{4}, \quad (3.6)$$

где $d_{\text{св}}$ — внутренний диаметр струйной трубки.

Минимальная площадь вытекания равна 0:

$$A_{\min}^+ = 0. \quad (3.7)$$

Максимальная площадь вытекания равна площади сечения приемного окна:

$$A_{\max}^- = \frac{\pi d_{\Pi}^2}{4}, \quad (3.8)$$

где d_{Π} — диаметр приемных окон.

Минимальная площадь вытекания определяется как площадь поверхности цилиндра с диаметром, равным диаметру приемного окна, и высотой, равной зазору между струйной трубкой и приемными окнами:

$$A_{\min}^- = \pi d_{\Pi} \Delta_3, \quad (3.9)$$

где Δ_3 — расстояние между торцом струйной трубки и приемными окнами.

Координаты точек по перемещению x определяются по условиям внутреннего или наружного касания соответствующих окружностей.

Так, максимальная площадь втекания (точка 4 на рис. 3.7,а) достигается при внутреннем касании приемного окна и внутреннего диаметра струйной трубки, т.е.

$$x = 0,5(d_{\text{св}} - \Delta_{\Pi}), \quad (3.10)$$

где Δ_{Π} — расстояние между приемными окнами.

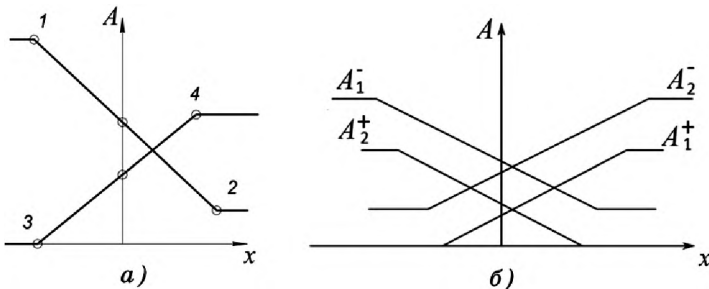


Рис. 3.7. График зависимости площадей проходных сечений от угла поворота струйной трубки:

а — для одного окна; б — для всего распределителя

Минимальная площадь втекания (точка 3 на рис. 3.7,а) будет получена при внешнем касании приемного окна и струйной трубки:

$$x = -0,5(d_{\text{св}} - \Delta_{\Pi}). \quad (3.11)$$

Максимальная площадь вытекания (точка 1 на рис. 3.7,а) достигается при внешнем касании приемного окна и внешнего диаметра струйной трубки:

$$x = -0,5(d_{\text{сн}} - \Delta_{\text{п}}), \quad (3.12)$$

где $d_{\text{сн}}$ — наружный диаметр струйной трубки.

Минимальная площадь вытекания (точка 2 на рис. 3.7,а) достигается при внутреннем касании приемного окна и внешнего диаметра струйной трубки:

$$x_2 = d_{\text{п}} - 0,5(d_{\text{сн}} - \Delta_{\text{п}}). \quad (3.13)$$

Точки с полученными координатами соединяются прямыми линиями, и в итоге получается график изменения площадей проходных сечений одной половины переменного комплексного дросселя (рис. 3.7,а). Принимая, что второе отверстие симметрично первому, можно построить график для всего распределителя (рис. 3.7,б).

Элемент “струйная трубка” применяется в пневматических приводах для управления давлениями в полостях силового цилиндра.

Особенностью данного распределителя является наличие утечек в газовом тракте (рис. 3.8).

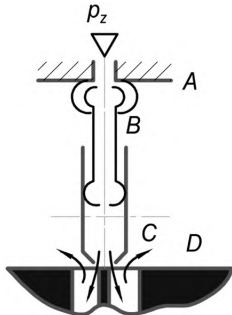


Рис. 3.8.
Конструкция
распределителя
типа “струйная
трубка”

Это вытекает из необходимости передавать газ под давлением от неподвижного элемента А через подвижные элементы В (ниппель) и С (струйная трубка) к другому неподвижному элементу (D). Необходимость элемента В связана с тем, что струйная трубка (С) при повороте удлиняет газовый тракт. Удлинение незначительно, но вызывает существенные противодействующие усилия. Усилия снимаются за счет скольжения ниппеля по внутренней поверхности струйной трубки. Хотя все соприкосновения подвижных элементов сделаны с минимальными зазорами, но все

равно имеются утечки.

Если перемычка между приемными окнами $\Delta_{\text{п}}$ будет равна внутреннему диаметру струйной трубки $d_{\text{св}}$, то струйная трубка становится в некотором смысле аналогом золотникового распределителя.

Сопrotивление типа “золотниковый распределитель” приведено на рис. 3.9.

В пневматической технике применяется, как правило, конструкция с плоским золотником (рис. 3.10,а). При продольном перемещении пластины открываются проходные площади золотника, причем таким образом, что образуются четыре проходных площади: две — втекания и две — вытекания.

Максимальные площади проходных сечений втекания и вытекания будут изменяться следующим образом:

$$A_{\max}^+ = h^+x, \quad A_{\min}^+ = 0, \quad A_{\max}^- = h^-x, \quad A_{\min}^- = 0, \quad (3.14)$$

где h^+ — ширина приемного окна на втекание; h^- — ширина приемного окна на вытекание.

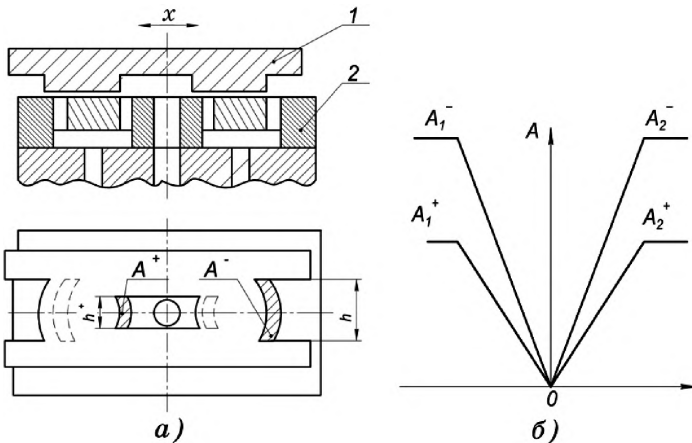


Рис. 3.10. Плоский золотник:
а — конструкция; б — зависимость площадей проходных сечений от перемещения

График зависимости проходных сечений от перемещений плоского золотника представлен на рис. 3.10,б.

Следует отметить, что при работе на горячих газах в приведенном участке газового тракта струйной трубки происходит существ-

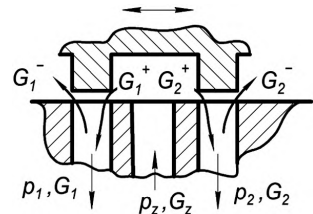


Рис. 3.9.
Сопrotивление типа золотник

венное температурное напряжение. Данный факт определяет материал (жаропрочный) изготовления элементов приведенного газового тракта.

3.2. Соединения дросселей

Рассмотрим два типа соединения пневматических дросселей: параллельное и последовательное.

При параллельном соединении (рис. 3.11) рассматривается вопрос об определении эквивалентной площади проходного сечения $A_{\text{эк}}$. Такая техническая задача возможна при проектировании лабораторной пневмосистемы. Давление компрессора известно, необходимо определить потребный расход лабораторной сети. Лабораторная сеть может быть представлена эквивалентным пневматическим сопротивлением, которое нужно определить. Рассмотрим сеть из двух потребителей, каждый из них представлен своим проходным сечением.

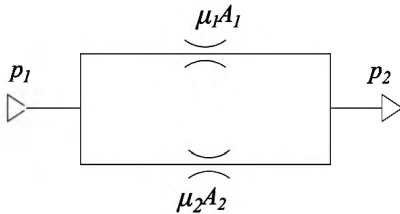


Рис. 3.11. Принципиальная пневматическая схема при параллельном соединении дросселей

Для приведенного соединения дросселей общим являются входное давление p_1 и выходное давление p_2 . Каждый дроссель характеризуется своей площадью проходного сечения A и коэффициентом расхода μ . Расход сжатого газа через каждый дроссель определяется соотношением

$$G_i = \mu A_i p_1 \Phi(k) \Phi(RT), \quad (3.15)$$

где G_i — расход i -го дросселя с площадью проходного сечения A_i .

Для простоты принято, что режим течения сверхкритический. На основании закона сохранения массы вещества (неразрывности расходов) суммарный расход газа $G_{\text{эк}}$ для схемы с рис. 3.11 будет равен сумме расходов через все параллельно включенные пневматические сопротивления:

$$G_{\text{эк}} = G_1 + G_2 = (\mu_1 A_1 + \mu_2 A_2) p_1 \Phi(k) \Phi(RT), \quad (3.16)$$

откуда получаем для эквивалентной площади рассматриваемой схемы:

$$\mu_{\text{эк}} A_{\text{эк}} = \mu_1 A_1 + \mu_2 A_2. \quad (3.17)$$

3.3. Давление в междроссельной камере

При последовательном соединении пневматических сопротивлений стоит задача определения давления p_1 в междроссельной камере (рис. 3.12). Рассматриваемая схема является элементом (половиной) пневматического распределительного устройства типа “струйная трубка” или делителем давления. В случае регулируемых дросселей это простейший регулятор давления.

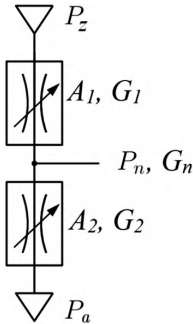


Рис. 3.12. Принципиальная пневматическая схема последовательного соединения дросселей

Для анализа данной схемы должны быть заданы: входное давление — p_z , выходное давление — p_a , проходные сечения соответствующих сопротивлений A_1 и A_2 , параметры сжатого газа k , R , T . Входное давление и выходное давление постоянные.

Необходимо определить давление $p_{\text{н}}$ в междроссельной камере.

Расход $G_{\text{н}}$ из междроссельной камеры должен быть известен.

Для расчета предложено принять следующие допущения:

- коэффициенты расхода дросселей одинаковы: $\mu_1 = \mu_2$;
- температуры газа перед дросселями равны между собой и постоянны: $T_1 = T_2 = T_z$.

Исходным соотношением для решения задачи является уравнение неразрывности расходов

$$G_1 = G_2 + G_{\Pi}. \quad (3.18)$$

Расходы определяются соответствующими дросселями.

Для решения уравнения (3.18) можно рассмотреть ряд случаев.

1. Режим течения через оба дросселя сверхкритический, расход из междроссельной камеры отсутствует: $G_{\Pi} = 0$.

Подобное выполняется в случае, если

$$\frac{p_{\Pi}}{p_z} \leq \beta_k, \quad \frac{p_a}{p_{\Pi}} \leq \beta_k. \quad (3.19)$$

Подставляя уравнения расхода через каждый дроссель в уравнение неразрывности, получим:

$$\mu_1 A_1 p_z \Phi(k) \Phi(RT_z) = \mu_2 A_2 p_{\Pi} \Phi(k) \Phi(RT_z), \quad (3.20)$$

откуда получим:

$$p_{\Pi} = \frac{A_1}{A_2} p_z. \quad (3.21)$$

Примечание: Если хотя бы один из дросселей работает в докритическом режиме, то для определения расхода необходимо использовать выражение (2.3) и само уравнение не получится решить относительно p_{Π} .

2. Режим течения через оба дросселя сверхкритический, и расход из междроссельной камеры $G_{\Pi} \neq 0$.

Условия соответствуют описанным в уравнении (3.19).

На основании уравнения неразрывности (3.18) можно определить расход газа G_{Π} при известном давлении p_{Π} :

$$G_{\Pi} = \mu_1 A_1 p_z \Phi(k) \Phi(RT_z) - \mu_2 A_2 p_{\Pi} \Phi(k) \Phi(RT_z). \quad (3.22)$$

При заданном расходе G_{Π} можно определить давление в междроссельной камере:

$$p_{\Pi} = \frac{A_1}{A_2} p_z - \frac{G_{\Pi}}{\mu_2 A_2 \Phi(k) \Phi(RT_z)}. \quad (3.23)$$

3. Режимы течения произвольные, расхода из камеры нет: $G_{\Pi} = 0$.

В этом случае решается уравнение (3.18), и расходы примут следующие значения:

$$\left\{ \begin{array}{l} G_1 = \begin{cases} \mu_1 A_1 p_z \Phi(k) \Phi(RT_z), & \text{при } \frac{p_{\Pi}}{p_z} \leq \beta_k, \\ \mu_1 A_1 p_z \Phi(RT_z) \Phi(k) \Phi(\beta), & \text{при } \frac{p_{\Pi}}{p_z} \geq \beta_k; \end{cases} \\ G_2 = \begin{cases} \mu_2 A_2 p_{\Pi} \Phi(k) \Phi(RT_z), & \text{при } \frac{p_a}{p_{\Pi}} \leq \beta_k, \\ \mu_2 A_2 p_{\Pi} \Phi(RT_z) \Phi(k) \Phi(\beta), & \text{при } \frac{p_a}{p_{\Pi}} \geq \beta_k. \end{cases} \end{array} \right. \quad (3.24)$$

Приведенная система уравнений является нелинейной и решается или численными методами на ЭВМ, или графо-аналитически. При решении необходимо описать расход не только в положительной, но и в отрицательной областях, как показано на рис. 3.13.

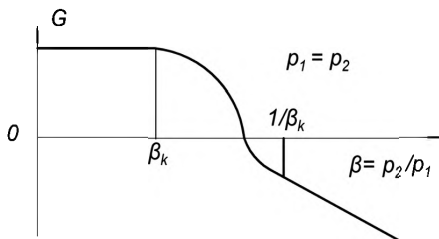


Рис. 3.13. Графическое изображение зависимости расхода через дроссель от перепада давления

При графо-аналитическом решении необходимо все расходы представить как функции одного аргумента. Для расхода G_1 — это

$$\beta = \frac{p_{\Pi}}{p_z}, \text{ для расхода } G_2 \text{ — } \beta = \frac{p_a}{p_{\Pi}} = \frac{p_a}{p_z} \bigg/ \frac{p_{\Pi}}{p_z}.$$

3.4. Наполнение и опорожнение полости

Динамические процессы в пневматических системах в основном определяются процессами в емкостях. Под динамическими процессами понимаются временные задержки, связанные со временем наполнения и опорожнения полостей сжатым газом.

Описание указанных процессов является достаточно сложным, т.к. необходимо учитывать одновременное изменение нескольких переменных:

- изменение давления p в ёмкости и связанное с ним изменение режимов истечения;
- изменение температуры T газа в полости, обусловленное расширением или сжатием газа;
- подвод или отвод тепла к полости, т.к. процессы в общем случае являются политропными.

Как показали исследования, показатель политропы варьируется в процессах наполнения и опорожнения от значения показателя адиабаты $n = k$ (при очень высокой скорости процесса) до значения $n = 1$ (при очень низкой скорости процесса). Не имеет значения, теплоизолированы ли стенки емкости или нет, в начале опорожнения процесс уменьшения объема газа в резервуаре адиабатический, а к концу становится изотермическим.

Предлагается считать, что процесс:

- адиабатный, если выполняется условие

$$\alpha\Pi \leq 0,5RG_{\text{кон}}, \quad (3.25)$$

- изотермический, если выполняется условие

$$\alpha\Pi > 0,5RG_{\text{нач}}, \quad (3.26)$$

где α — коэффициент теплопередачи от газа к окружающей среде; Π — поверхность стенок емкостей; $G_{\text{кон}}$ — расход газа в конце процесса; $G_{\text{нач}}$ — расход газа в начале процесса.

Время, необходимое для того, чтобы полость наполнилась или опустошалась, меняется в зависимости от того, адиабатическим или изотермическим мы считаем этот процесс. Эти две теории дают разные результаты с расхождением в 20%.

Рассмотрим принципиальную пневматическую схему наполнения и опорожнения полости (рис. 3.14). К ранее рассмотренной схеме здесь добавлена полость объемом $V_{\text{п}}$. Задачей анализа является определение $p_{\text{п}}(t)$.

Исходными уравнениями являются:

- закон сохранения энергии (первый закон термодинамики),
- закон сохранения массы (уравнение неразрывности потока),
- уравнение состояния идеального газа.

Уравнение первого закона термодинамики выглядит следующим образом:

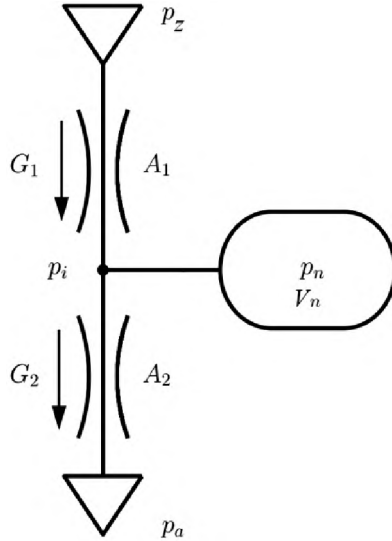


Рис. 3.14. Схема наполнения и опорожнения полости

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dU}{dt} + \frac{dL}{dt}. \quad (3.27)$$

Изменение теплоты, которое сообщается газу в полости, определяется следующими процессами:

– теплота, попадающая вместе со втекающим потоком:

$$\frac{dQ_1}{dt} = i \frac{dm_1}{dt} = c_p T_z \frac{dm_1}{dt} = c_p T_z G_1; \quad (3.28)$$

– теплота, теряемая вместе с истекающим потоком:

$$\frac{dQ_2}{dt} = i \frac{dm_2}{dt} = c_p T_{\Pi} \frac{dm_2}{dt} = c_p T_{\Pi} G_2, \quad (3.29)$$

где T_{Π} — температура в пневмополости; $\frac{dQ_{\Gamma}}{dt}$ — теплота, которая поступает или отдается через стенки емкости.

Так как мы рассматриваем процесс в замкнутом постоянном объеме, то работа термодинамической системы равна нулю потому, что $dV = 0$:

$$\frac{dL}{dt} = 0. \quad (3.30)$$

Внутренняя энергия газа в полости определяется его температурой и теплоемкостью при постоянном объеме:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{d(c_v, T, m)}{dt}. \quad (3.31)$$

Откуда можно выразить:

$$\frac{dU}{dt} = c_v \frac{dT_{\Pi}}{dt} m + c_v \frac{dm}{dt} T_{\Pi}. \quad (3.32)$$

Подставляя (3.28) и (3.29) в (3.32), получим:

$$c_p T_z G_1 - c_p T_{\Pi} G_2 - \frac{dQ_{\Gamma}}{dt} = c_v \frac{dT_{\Pi}}{dt} m + c_v \frac{dm}{dt} T_{\Pi}. \quad (3.33)$$

В полученном выражении необходимо избавиться от массы газа и ее производной, для чего можно использовать уравнение состояния

$$\frac{1}{R} p_{\Pi} V_{\Pi} = m T_{\Pi}. \quad (3.34)$$

Продифференцировав уравнение, получаем:

$$\frac{1}{R} \left(V_{\Pi} \frac{dp_{\Pi}}{dt} + p_{\Pi} \frac{dV_{\Pi}}{dt} \right) = T_{\Pi} \frac{dm}{dt} + m \frac{dT_{\Pi}}{dt}. \quad (3.35)$$

После подстановки в уравнение сохранения энергии (3.33) с учетом того, что $\frac{dV}{dt} = 0$:

$$c_p T_z G_1 - c_p T_{\Pi} G_2 - \frac{dQ_{\Gamma}}{dt} = \frac{c_v}{R} V_{\Pi} \frac{dp_{\Pi}}{dt}. \quad (3.36)$$

Разделив уравнение на $\frac{c_v}{R}$ с учетом того, что $k = \frac{c_p}{c_v}$, получим:

$$V_{\Pi} \frac{dp_{\Pi}}{dt} = k R T_z G_1 - k R T_{\Pi} G_2 - k_{\Gamma} A_{\Gamma} (T_{\Pi} - T_a)(k-1), \quad (3.37)$$

где k_{Γ} — коэффициент теплопроводности стенок пневмостомки площадью A_{Γ} .

Полученное уравнение связывает между собой две переменные: давление p_{Π} и температуру T_{Π} . Для однозначности решения необходимо дополнительное уравнение, связывающее эти две переменные.

Таким уравнением может выступить уравнение сохранения массы (уравнение неразрывности), которое можно представить в следующем виде:

$$d(V\rho) = dm, \quad (3.38)$$

где ρ — плотность газа в емкости.

Отсюда можно выразить:

$$V_{\Pi} \frac{d\rho}{dt} = \frac{dm}{dt}, \quad (3.39)$$

$$\frac{dm}{dt} = G = G_1 - G_2. \quad (3.40)$$

Плотность газа определяется на основании уравнения состояния:

$$\rho = \frac{p_{\Pi}}{RT_{\Pi}}. \quad (3.41)$$

Плотность газа в полости меняется во времени, поэтому, продифференцировав, получим:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{p_{\Pi}}{RT_{\Pi}} \right) = \frac{1}{RT_{\Pi}} \frac{dp_{\Pi}}{dt} - \frac{p_{\Pi}}{RT_{\Pi}^2} \frac{dT_{\Pi}}{dt}. \quad (3.42)$$

Подставляя полученное выражение в (3.39), получим:

$$G_1 - G_2 = V_{\Pi} \left(\frac{1}{RT_{\Pi}} \frac{dp_{\Pi}}{dt} - \frac{p_{\Pi}}{RT_{\Pi}^2} \frac{dT_{\Pi}}{dt} \right). \quad (3.43)$$

Умножив все выражения на RT_{Π} и произведя перестановку, получим:

$$V_{\Pi} \frac{dp_{\Pi}}{dt} = RT_{\Pi} G_1 - RT_{\Pi} G_2 + \frac{V_{\Pi} p_{\Pi}}{T_{\Pi}} \frac{dT_{\Pi}}{dt}. \quad (3.44)$$

Полученное уравнение связывает искомые переменные p_{Π} и T_{Π} и вместе с полученным ранее (3.37) позволяет получить однозначное решение задачи. При этом имеется возможность находить зависимость давления $p_{\Pi}(t)$ и температуры $T_{\Pi}(t)$ в полости, как при наполнении, так и при опорожнении.

Полученные уравнения (3.37) и (3.44) являются нелинейными, и одним из вариантов их решения является применение сис-

тем автоматизации численных расчетов, таких как Matlab. Уравнения можно решать как напрямую через оператора для решения подобных уравнений, методами простых итераций или методом Ньютона, так и во встроенной системе Simulink, моделируя описанный уравнениями физический процесс.

Схема решения системы уравнений (3.37) и (3.44) для некоторых конкретных параметров приведена на рис. 3.15. В начале процесса производится наполнение полости, для чего открывается проходное сечение дросселя A_1 . Через три секунды входной дроссель A_1 закрывается. Затем на пятой секунде открывается дроссель опорожнения A_2 на 2 секунды. Давление в полости $p_{\text{п}}$ и температура $T_{\text{п}}$ изменяются, как показано на графике. При наполнении полости газ сжимается и его температура $T_{\text{п}}(t)$ растет, при опорожнении — температура газа в полости падает. При закрытых дросселях температура $T_{\text{п}}(t)$ за счет теплообмена с окружающей средой выравнивается и становится равной окружающей температуре.

Открытие и закрытие дросселей производится в модели блоками Gas flow2, в которых прописано уравнение расхода и которые соответствуют регулируемым дросселям или клапанам.

Графики решения системы уравнений (3.37) и (3.44) представлены на рис. 3.16.

На рис. 3.16 для каждого выведенного параметра можно выделить характерные зоны, связанные с процессами, протекающими внутри дросселей и пневмоемкости.

1) На графике изменения проходных сечений дросселей (клапанов) A_1 и A_2 выделяются две зоны:

- “Наполнение” — открытие и закрытие проходного сечения, через который происходит наполнение полости;
- “Опорожнение” — открытие и закрытие проходного сечения, через который происходит опорожнение полости.

На графике изменения температуры газа в пневмоемкости выделяются 7 зон:

1 — увеличение температуры воздуха в полости при сжатии (увеличении давления);

2 — установившаяся температура в полости из-за равенства температуры от сжатия и падения температуры из-за теплоотдачи через стенки полости;

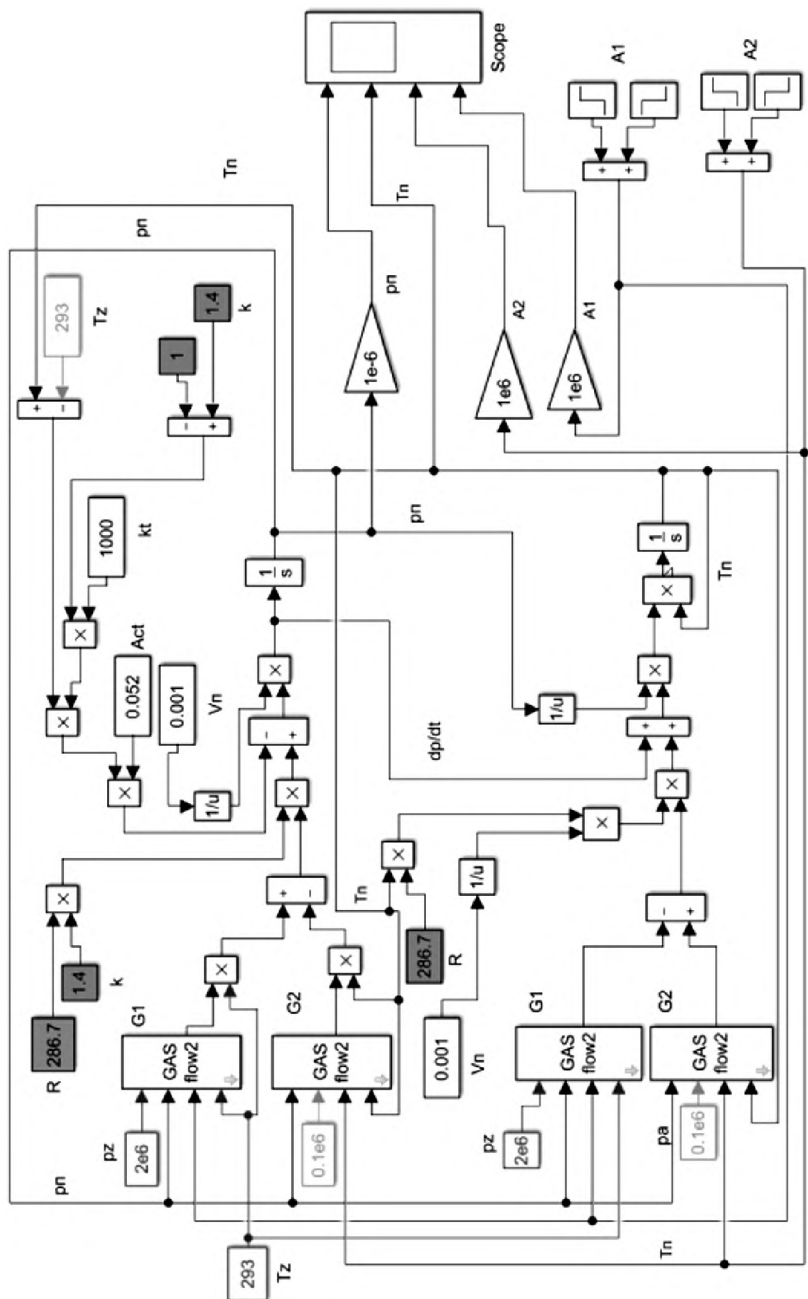


Рис. 3.15. Схема решения задачи наполнения и опорожнения полости

3 — падение температуры воздуха в полости из-за теплоотдачи через стенки полости;

4 — установившаяся температура (равна окружающей);

5 — уменьшение температуры воздуха при опорожнении в связи с расширением газа в полости (уменьшение давления);

6 — увеличение температуры воздуха в полости за счет теплоприхода через стенки полости;

7 — установившаяся (окружающая) температура.

2) На графике изменения давлений внутри пневмоемкости можно выделить следующие зоны:

1 — наполнение полости при открытии дросселя наполнения;

2 — установившееся давление в полости;

3 — опорожнение полости при открытии дросселя опорожнения;

4 — установившееся значение давления в пневмоемкости.

Устанавливается то давление, которое было на момент закрытия дросселя опорожнения. С учетом утечек, в реальности оно будет постепенно возвращаться к исходному давлению.

Как можно видеть на рис. 3.16, изменение давления при наполнении на участке линейно зависит от времени, в то время как опорожнение полости — логарифмическая кривая.

Для последующего анализа процессов наполнения и опорожнения полости постоянного объема (например, баллона) рассмотрим некоторую идеализацию процессов. Будем считать, что теплообмен отсутствует. Будем считать температуру в полости постоянной и равной входной температуре $T_{\text{п}} = T_z = \text{const}$, т.е. $\frac{dT_{\text{п}}}{dt} = 0$.

При этих допущениях уравнения (3.37) и (3.44) примут вид:

$$V_{\text{п}} \frac{dp_{\text{п}}}{dt} = kRT_z G_1 - kRT_z G_2, \quad (3.45)$$

$$V_{\text{п}} \frac{dp_{\text{п}}}{dt} = RT_z G_1 - RT_z G_2. \quad (3.46)$$

Как можно видеть, уравнения (3.45) и (3.46) одинаковы и отличаются только множителем k . Первое уравнение соответствует допущению, что процессы, протекающие в полости, являются адиабатическими, второе уравнение — изотермическими.

Рассмотрим упрощенные процессы наполнения и опорожнения пневмоемкости с точки зрения быстродействия.

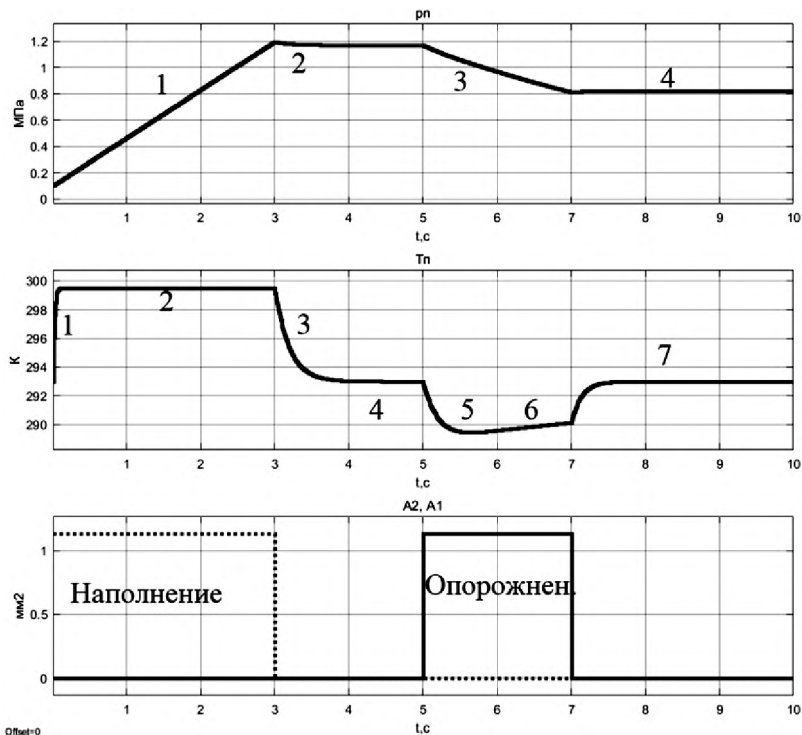


Рис. 3.16. Графики наполнения и опорожнения баллона

3.4.1. Наполнение полости

Принципиальная пневматическая схема наполнения полости газом представлена на рис. 3.17.

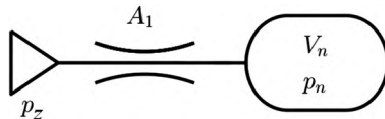


Рис. 3.17. Принципиальная пневматическая схема наполнения полости газом

Исходными уравнениями для определения процесса наполнения полости являются уравнения (3.45) и (3.46). В случае сверхкритического течения через дроссель A_1 и изотермического процесса исходное уравнение примет вид (т.к. значение расхода $G_2 = 0$):

$$V_{\Pi} \frac{dp_{\Pi}}{dt} = RT_z G_1. \quad (3.47)$$

Подставив значение расхода через дроссель, получим:

$$V_{\Pi} \frac{dp_{\Pi}}{dt} = RT_z \mu p_z A_1 \Phi(k) \Phi(RT) \quad (3.48)$$

или

$$V_{\Pi} dp_{\Pi} = RT_z \mu p_z A_1 \Phi(k) \Phi(RT) dt, \quad (3.49)$$

откуда для интегрирования можно выразить следующее выражение:

$$dt = \frac{V_{\Pi} dp_{\Pi}}{RT_z \mu p_z A_1 \Phi(k) \Phi(RT)}. \quad (3.50)$$

Пределы интегрирования для уравнения будут иметь следующие значения: $t = 0$, $p_{\Pi} = p_{\text{нач}}$, где $p_{\text{нач}}$ — это давление в полости при начале ее наполнения при $t = t$, $p_{\Pi} = p_{\Pi}$. После интегрирования получим:

$$t = \frac{V_{\Pi}}{RT_z \mu p_z A_1 \Phi(k) \Phi(RT)} (p_{\Pi} - p_{\text{нач}}). \quad (3.51)$$

В случае, если условие для сверхкритического течения $p_{\Pi} \leq \beta_k p_z$ не выполняется, необходимо использовать уравнение расхода для докритического режима (3.15). В этом случае получим:

$$dt = \frac{V_{\Pi} dp_{\Pi}}{RT_z \mu p_z A_1 \Phi(k) \Phi(RT) \Phi(\beta)}. \quad (3.52)$$

Интегрирование этого выражения дает для времени наполнения полости следующее выражение:

$$t = \frac{V_{\Pi} dp_{\Pi}}{RT_z \mu p_z A_1 \Phi(k) \Phi(RT)} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{p_{\text{нач}}}{p_z}\right)^{\frac{k-1}{k}}} - \sqrt{1 - \left(\frac{p_{\Pi}}{p_z}\right)^{\frac{k-1}{k}}} \right). \quad (3.53)$$

При адиабатическом процессе в полости следует воспользоваться уравнением (3.45), и при сверхкритическом перепаде на дросселе время наполнения будет равно:

$$t = \frac{V_{\Pi}}{kRT_z \mu p_z A_1 \Phi(k) \Phi(RT)} (p_{\Pi} - p_{\text{нач}}). \quad (3.54)$$

Для докритического течения уравнение образует аналогично уравнению (3.53).

На рис. 3.18 приведен график наполнения полости и указана область использования полученного уравнения (до давления в полости $p_1 = \beta_k p_z$). Дальнейшее наполнение полости до давления в магистрали происходит при докритическом течении через дроссель втекания.

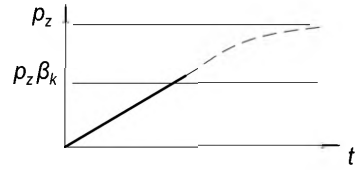


Рис. 3.18. Процесс наполнения полости

3.4.2. Опорожнение полости

Принципиальная пневматическая схема наполнения полости газом представлена на рис. 3.19.

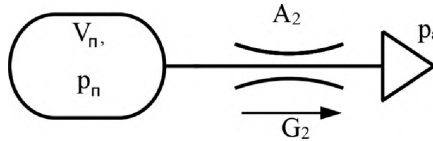


Рис. 3.19. Принципиальная пневматическая схема опорожнения полости

Исходными уравнениями для определения процесса опорожнения полости являются уравнения (3.45) и (3.46) при условии, что $G_1 = 0$.

Так, при изотермическом процессе:

$$V_{\Pi} \frac{dp_{\Pi}}{dt} = -RT_z G_2 \quad (3.55)$$

или

$$V_{\Pi} dp_{\Pi} = -RT_z G_2 dt. \quad (3.56)$$

Подставив значение расхода через дроссель, получим:

$$V_{\Pi} dp_{\Pi} = -RT_z \mu p_{\Pi} A_2 \Phi(k) \Phi(RT) dt. \quad (3.57)$$

Откуда можно выразить:

$$dt = - \frac{V_{\Pi}}{RT_z \mu A_2 \Phi(k) \Phi(RT)} \frac{dp_{\Pi}}{p_{\Pi}}. \quad (3.58)$$

Пределы интегрирования для уравнения будут иметь следующие значения: $t = 0$, $p_{\Pi} = p_{\text{нач}}$, где $p_{\text{нач}}$ — это давление в полости при начале ее опорожнения при $t = t$, $p_{\Pi} = p_{\Pi}$. После интегрирования получим:

$$t = \frac{V_{\Pi}}{RT_z \mu A_1 \Phi(k) \Phi(RT)} \ln \left(\frac{p_{\text{нач}}}{p_{\Pi}} \right). \quad (3.59)$$

В случае адиабатического процесса время опорожнения полости будет считаться как:

$$t = \frac{V_{\Pi}}{kRT_z \mu A_1 \Phi(k) \Phi(RT)} \ln \left(\frac{p_{\text{нач}}}{p_{\Pi}} \right). \quad (3.60)$$

Полученные уравнения справедливо при давлении в полости $p_{\Pi} = \frac{p_a}{\beta_k}$, при уменьшении давления в полости меняется режим течения газа через дроссель и нужно использовать уравнение расхода для докритического режима.

Отдельно следует отметить, что на базе уравнения (3.57) можно представить выражение для определения изменения давления газа в полости при истечении через дроссель постоянного сечения:

$$\frac{V_{\Pi}}{RT_z \mu A_2 \Phi(k) \Phi(RT)} \dot{p}_{\Pi} + p_{\Pi} = 0. \quad (3.61)$$

Зная, что $\Phi(RT) = \sqrt{\frac{1}{RT}}$, можно получить:

$$T_{\Pi} \dot{p}_{\Pi} + p_{\Pi} = 0. \quad (3.62)$$

В данном случае $\frac{V_{\Pi} \Phi(RT)}{\mu A_2 \Phi(k)}$ можно назвать постоянной времени полости и обозначить как T_{Π} . Это выражение будет встречаться далее, при описании работы агрегатов пневмомагистрали. Само выражение (3.62) можно представить как

$$\frac{V_{\Pi} \Phi(RT)}{\mu A_2 \Phi(k)} \dot{p}_{\Pi} + p_{\Pi} = 0. \quad (3.63)$$

Тогда его решением уравнения будет давление в полости в любой заданный момент времени (рис. 3.20):

$$p_{\Pi} = p_{\text{нач}} e^{-\frac{t}{T_{\Pi}}}. \quad (3.64)$$

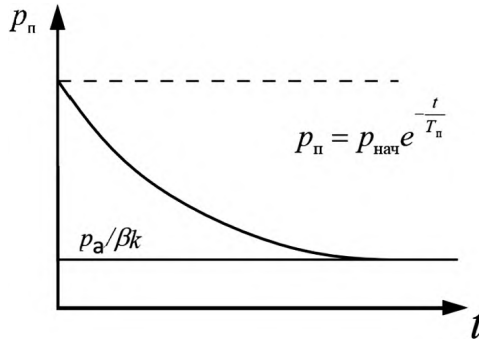


Рис. 3.20. График зависимости давления от времени при опорожнении

3.4.3. Одновременное наполнение и опорожнение полости

Принципиальная пневматическая схема указанного случая представлена на рис. 3.14.

Рассматриваемый случай часто встречается при описании работы пневмопривода (пневмоцилиндров, двухкаскадных клапанов и т.д.).

Для упрощения примем следующие допущения: коэффициент расхода для всех дросселей одинаков: $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, температура на входе и в полости одинакова: $T_{\Pi} = T_z$, $\frac{p_a}{p_{\Pi}} = \beta_k$, $\frac{p_{\Pi}}{p_z} = \beta_k$, а процесс является адиабатическим.

Подставим в уравнение состояния газа в полости (3.45) уравнение расхода для дросселя (3.15) и получим:

$$V_{\Pi} \frac{dp_{\Pi}}{dt} = kRT_z \mu p_z A_1 \Phi(k) \Phi(RT) - kRT_z \mu p_{\Pi} A_2 \Phi(k) \Phi(RT). \quad (3.65)$$

Это выражение можно преобразовать как

$$\frac{V_{\Pi}}{kRT_z \mu A_2 \Phi(k) \Phi(RT)} \dot{p}_{\Pi} + p_{\Pi} = \frac{A_1}{A_2} p_z. \quad (3.66)$$

Постоянная времени полости будет равна:

$$T_{\Pi} = \frac{V_{\Pi} \Phi(RT)}{k \mu A_2 \Phi(k)}, \quad (3.67)$$

тогда (3.66) можно представить как

$$T_{\Pi} \dot{p}_{\Pi} + p_{\Pi} = \frac{A_1}{A_2} p_z. \quad (3.68)$$

Решением этого уравнения является экспонента:

$$p_{\Pi}(t) = p_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{\Pi}}}\right), \quad (3.69)$$

где $p_0 = \frac{A_1}{A_2} p_z$ представляет собой установившееся значение давления, которое достигается при $t \rightarrow \infty$, $\dot{p}_{\Pi} \rightarrow 0$.

График наполнения—опорожнения полости представлен на рис. 3.21.

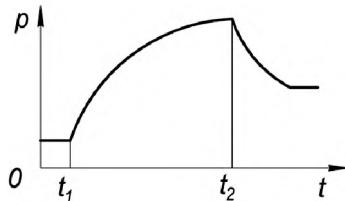


Рис. 3.21. График изменения давления при наполнии—опорожнении

На рисунке приведен пример изменения давления в междроссельной камере. С момента времени t_1 давление увеличивается при увеличении скачком параметров A_1 или p_z , с момента времени t_2 — давление уменьшается при уменьшении скачком параметров A_1 или p_z .

3.4.4. Опорожнение через регулятор давления

Рассмотрим частный случай режима опорожнения — опорожнение полости баллона (Б) через регулятор давления (РД) и дроссель ($A_{др}$). Конструкции и принципы работы РД рассмотрены в разд. 4.

Принципиальная пневматическая схема рассматриваемого случая представлена на рис. 3.22, в данном случае РД поддерживает постоянное давление перед дросселем.

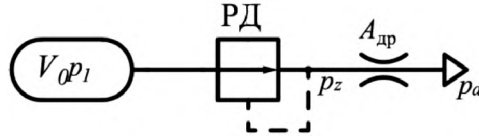


Рис. 3.22. Принципиальная пневматическая схема опорожнения баллона через РД и дроссель

Для расчета рассматриваемого режима можно воспользоваться уравнением (3.46). при условии $G_1 = 0$, при этом $G_2 = G_z = \text{const}$, так как регулятор давления поддерживает давление перед дросселем постоянным:

$$V_{\text{п}} \frac{dp}{dt} = -RT_z G_z. \quad (3.70)$$

Отсюда можно выразить значение расхода, представляя изменения давления в виде приращений:

$$G_z = \left(\frac{V_{\text{п}}}{RT_z} \right) \frac{\Delta p_{\text{п}}}{\Delta t}. \quad (3.71)$$

В этом случае мы используем не малые, а конечные приращения времени и давления, чтобы измерить их. Надо отметить, что в эксперименте лучше выбирать незначительные изменения давления.

Сравнивая начальное и конечное состояние газа в баллоне, можно получить аналогичные формулы:

$$m_{\text{нач}} = \frac{V_{\text{п}} p_{\text{нач}}}{RT_z}, \quad (3.72)$$

$$m_{\text{кон}} = \frac{V_{\text{п}} p_{\text{кон}}}{RT_z},$$

где $m_{\text{нач}}$ и $m_{\text{кон}}$ — масса газа в баллоне в начальный и конечный момент времени соответственно; $p_{\text{нач}}$ и $p_{\text{кон}}$ — давление газа в баллоне в начальный и конечный момент времени соответственно.

Вычитая из одного уравнения другое и учитывая, что $G_z = \frac{dm}{dt}$, получим:

$$G_z = \frac{\Delta m}{\Delta t} = \frac{m_1 - m_2}{\Delta t} = \frac{V_{\Pi}}{RT_z} \frac{p_1 - p_2}{\Delta t} = \frac{V_{\Pi}}{RT_z} \frac{\Delta p}{\Delta t}. \quad (3.73)$$

Эта схема позволяет измерить расход газа, который проходит через дроссель, привод или другое устройство. Для более точных замеров можно также учитывать температуру газа в полости.

4. АГРЕГАТЫ ПНЕВМОМАГИСТРАЛЕЙ

Под агрегатами пневматических сетей и магистралей (АПМ) в настоящем курсе понимаются все элементы пневмосистемы, кроме источников сжатого газа.

Под пневмосистемой, согласно ГОСТ-17752-81, понимается техническая система, состоящая из устройств, находящихся в непосредственном контакте с рабочим газом.

Таким образом, к указанным агрегатам относятся регуляторы давления, обратные и предохранительные клапаны, электропневмоклапаны, уплотнения и фильтры.

Из указанного перечня следует, что функции агрегатов пневматических сетей и магистралей весьма разнообразны. В связи с этим можно сформулировать только общую задачу, выполняемую совокупностью агрегатов:

- подача рабочего тела от источника к распределителю и на вход привода (трубки, соединения, уплотнения);
- коммутация газовых потоков;
- активная и пассивная стабилизация свойств рабочего тела (регуляторы давления, уплотнения, сбросные клапаны, фильтры);
- предотвращение аварийных ситуаций (сбросные клапаны, прорывные мембраны).

Из всего многообразия указанных элементов в пособии рассматриваются только некоторые, наиболее часто встречающиеся.

4.1. Электропневмоклапаны

Электропневмоклапаны (ЭПК) используются в пневмосистемах ЛА в качестве регулирующих или запорных органов, непосредственно воздействующих на газовые потоки. Коммутация газовых потоков осуществляется в соответствии с электрическими командными сигналами путем изменения проходных сечений переменных пневматических дросселей. Функциональная схема ЭПК пред-

ставлена на рис. 4.1, где $G_{\text{вх}}$ и $G_{\text{вых}}$ — входной и выходной газовые потоки ($G_{\text{вх}} = G_{\text{вых}}$), I_y — сигнал управления.

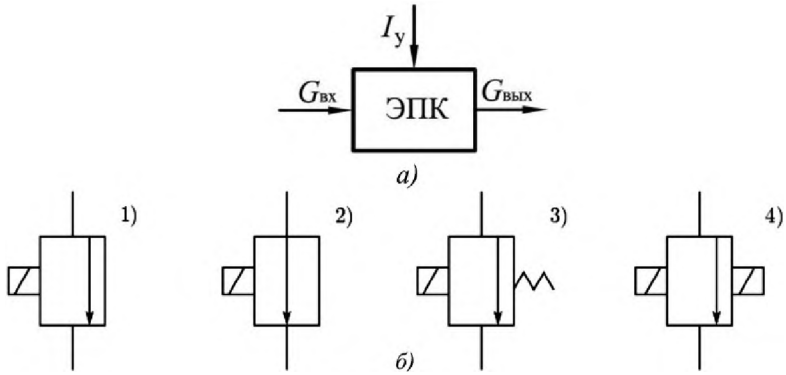


Рис. 4.1. Электропневмоклапан:

a — функциональная схема; *б* — условное обозначение ЭК на схемах:
 1 — нормально закрытый ЭК; 2 — нормально открытый ЭК;
 3 — ЭК с пружинным возвратом; 4 — ЭК с электрическим возвратом

По принципу управления ЭПК делятся:

- на ЭПК, преобразующие непрерывные сигналы, в этом случае каждому значению командного сигнала должна соответствовать определённая величина проходного сечения ЭК, т.е. реализуется зависимость

$$G_{\text{вых}} = f(I_y); \quad (4.1)$$

- на ЭПК, преобразующие дискретные сигналы управления, в этом случае электрические сигналы имеют определённые пороговые значения, в зависимости от которых клапан ЭК занимает то или иное крайнее положение, т.е. реализуется зависимость:

$$G_{\text{вых}} = \begin{cases} 1, & \text{при } I_y \geq I_{\text{упор}}, \\ 0, & \text{при } I_y \leq I_{\text{упор}}, \end{cases} \quad (4.2)$$

где $I_{\text{упор}}$ — пороговое значение управляющего сигнала.

Условные изображения ЭПК, в зависимости от положения при отсутствии управляющего сигнала и типа управления на пневматических схемах, представлены на рис. 4.1.

ЭПК состоит из переменного дросселя того или иного вида и привода, обеспечивающего изменение проходного сечения этого дросселя. Для расчета указанных элементов ЭПК необходимо знать основные характеристики этих устройств.

Электромагнитный привод характеризуется мощностью управления ($I_y U_y$) и величиной тягового усилия $F_э$.

Переменный дроссель, или, как принято называть его в данном устройстве, запорная пара, характеризуется величиной проходного сечения $A_{кл}$ и усилием газового потока, воздействующего на подвижный элемент запорной пары F_H . При переменном дросселе “сопло-заслонка” проходное сечение определяется боковым зазором между соплом и заслонкой.

Для нормальной работы ЭПК необходимо обеспечить

$$F_э > F_H. \quad (4.3)$$

4.2. Конструктивные схемы ЭПК

Различные схемы ЭПК можно ранжировать по степени сложности:

- ЭПК прямого действия,
- ЭПК разгруженные от входного давления,
- двухкаскадные ЭПК или сервоклапаны.

Ниже приведены схемы ЭПК прямого действия (рис. 4.2,а) и ЭПК разгруженного от входного давления (рис. 4.2,б).

Основное различие приведенных схем ЭПК в величине усилия F_M , необходимого для перемещения подвижной системы.

В неразгруженном ЭК клапан 1 закрывает седло 2 под действием силы Π_M пружины 3 и входного давления p_z :

$$F_M = \Pi_M + \frac{\pi d_c^2}{4} p_z, \quad (4.4)$$

где Π_M — предварительное поджатие клапана; d_c — диаметр седла клапана.

Для второй схемы:

$$F_M = \Pi_M + \frac{\pi d_c^2}{4} p_z - \frac{\pi d_{II}^2}{4} p_z, \quad (4.5)$$

где d_{II} — диаметр поршня, который выбирается равным диаметру седла.

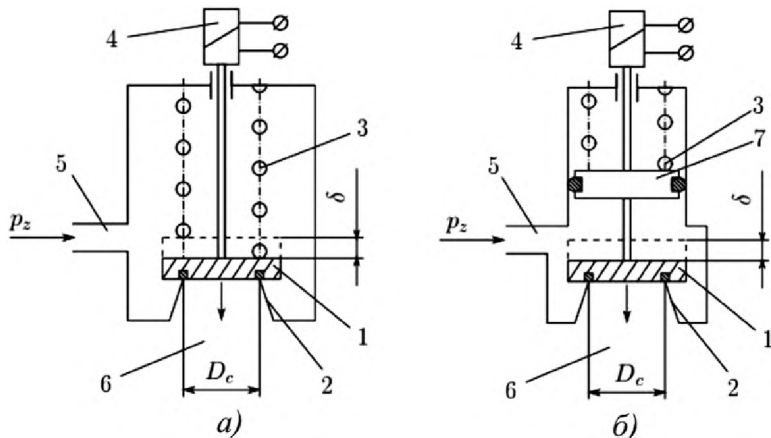


Рис. 4.2. Конструктивная схема ЭК:

a — прямого действия; *b* — разгруженного от входного давления:

1 — клапан; 2 — седло клапана; 3 — пружина; 4 — электромагнит;
 5 — входной штуцер; 6 — выходной штуцер; 7 — поршень с уплотнением;
 D_c — диаметр седла; δ — ход клапана

В разгруженном ЭК сила прижатия при равенстве площадей седла и поршня 7 определяется только поджатием пружины и усилие F_m определяется только поджатием пружины. Однако нужно иметь в виду, что и в этом случае усилие предварительного поджатия зависит от давления.

В обоих рассмотренных случаях проходное сечение клапана $A_{ЭК}$ определяется величиной бокового зазора в запорной паре

$$A_{ЭК} = \pi d_c x, \quad (4.6)$$

где x — перемещение клапана.

Обычно перемещение клапана равно перемещению якоря электромагнита.

Предварительное поджатие, необходимое для создания уплотнительного контакта для плоской поверхности контакта, определяется соотношением

$$P_m = \pi D_{cp} b q_{уд}, \quad (4.7)$$

где D_{cp} — средний диаметр уплотнения; b — ширина уплотнительной поверхности; $q_{уд}$ — удельное давление, необходимое для создания уплотнительного контакта.

Удельное давление определяется по эмпирической формуле [3]

$$q_{\text{уд}} = \frac{a + c p_p}{\sqrt{b}}, \quad (4.8)$$

где a и c — постоянные коэффициенты (для резины $a = 3 \dots 5$, $c = 0,4 \dots 0,5$; для стали $a = 35$, $c = 1$); b — ширина уплотнительной поверхности; p_p — рабочее давление (все величины в технической системе единиц).

Коэффициенты к формуле (4.8) приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

**Значения постоянных коэффициентов
для различных уплотнений**

Материал уплотнительного кольца	Коэффициенты	
	a	c
1. Резина мягкая	3	0,4
2. Резина средней твёрдости, кожа	5	0,5
3. Бронза, латунь, чугун	30	1,0
4. Сталь, нерж. сталь, твёрд. сплавы	35	1,0

При подаче напряжения на обмотку электромагнита, перемещается якорь последнего и связанный с ним штоком клапан 1, открывая путь сжатому воздуху. В электромагнитных клапанах ЛА в большинстве случаев находят применение короткоходовые электромагниты с упором. Типовая схема электромагнита приведена на рис. 4.3. Величина электромагнитной силы при заданном напряжении питания и заданном ходе якоря δ будет:

$$F_{\text{э}} = \frac{B^2 S}{2\mu_0} = \frac{\Phi}{2\mu_0 S}, \quad (4.9)$$

где B — магнитная индукция; S — площадь поверхности полюса; Φ — магнитный поток; μ_0 — магнитная постоянная $4\pi \cdot 10^{-7}$.

Электромагнитная сила зависит от конструктивных параметров электромагнита. Рекомендуется для ЭК с начальной силой

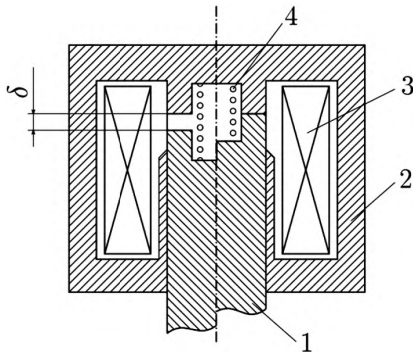


Рис. 4.3. Электромагнит втяжной броневой:

1 — якорь; 2 — корпус магнитопровода; 3 — катушка электромагнита; 4 — пружина якоря; δ — зазор между якорем и полюсом

$F_{\text{э}} \leq 100$ Н и ходом $\delta = 3 \dots 6$ мм использовать броневые электромагниты.

При выборе параметров электромагнита необходимо, чтобы усилие электромагнита $F_{\text{э}}$ было больше усилия закрытия клапана. Усилие электромагнита $F_{\text{э}}$ определяет величину и вес электромагнита. В условиях ЛА эти величины являются важными. Для уменьшения веса и габаритов электромагнита применяют разгруженные ЭПК.

Из уравнений (4.7) и (4.8) следует, что предварительное поджатие тоже зависит от рабочего давления и при высоких давлениях приводит к недопустимо большим усилиям, а большие усилия требуют применения больших приводов. При недопустимо больших приводах переходят к двухкаскадным клапанам (сервоклапанам) (рис. 4.4).

Двухкаскадный ЭПК работает следующим образом:

Маломощный электромагнит 11 при подаче командного сигнала U открывает клапан 1. Сжатый воздух поступает через малое отверстие седла первого каскада 2 в полость 3. Входной дроссель седла первого каскада 2 и постоянный дроссель 5, а также объём полости 3 определяют скорость нарастания давления под поршнем 4, который перемещает основной клапан 7, преодолевая при этом сопротивления пружины 8 и воздействия входного давления на клапан 7. После закрытия клапана 1 сжатый воздух из-под поршня 4 стравливается в атмосферу через постоянный дроссель 5.

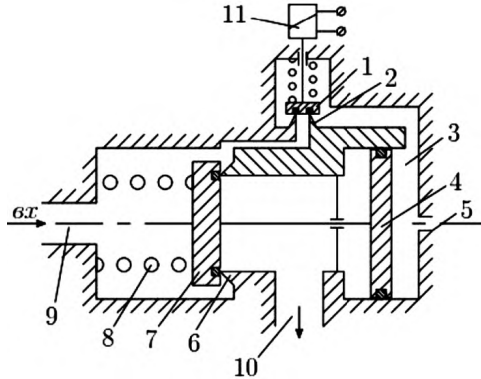


Рис. 4.4. Двухкаскадный ЭПК:

1 — клапан первого каскада; 2 — седло первого каскада; 3 — полость клапана; 4 — поршень; 5 — выходной дроссель; 6 — седло второго каскада; 7 — клапан второго каскада; 8 — пружина; 9 — входной штуцер; 10 — выходной штуцер; 11 — электромагнит

Так как площадь поршня достаточно велика, то при определенном давлении над поршнем клапан выходного каскада открывается, т.е становится:

$$p_{\Pi} A_{\Pi} > \Pi_{\Pi} + p_{z} A_{\text{кл}}. \quad (4.10)$$

Вид конструктивного исполнения ЭПК прямого действия (ПЭК-МАИ) приведен на рис. 4.5.

Конструктивное исполнение двухкаскадного ЭПК (ЭК-МАИ-200) приведено на рис. 4.6. Левая цилиндрическая часть конструкции: 1 — электромагнитный привод; 5 — электрический разъем; правая часть конструкции: 2 — пневмомеханическая; 3 — входной штуцер; 4 — выходной штуцер.

В связи с тем, что управление коммутирующими устройствами в пневмосистемах происходит, как правило, с паузами, энергетические характеристики электромагнитов приобретают особое значение. Из приведённых конструктивных схем следует, что электромагниты должны находиться длительное время под током, т.е. потреблять электроэнергию.

Есть ряд способов снижения энергозатрат. Одним из таких способов является уменьшение величины тока после срабатыва-

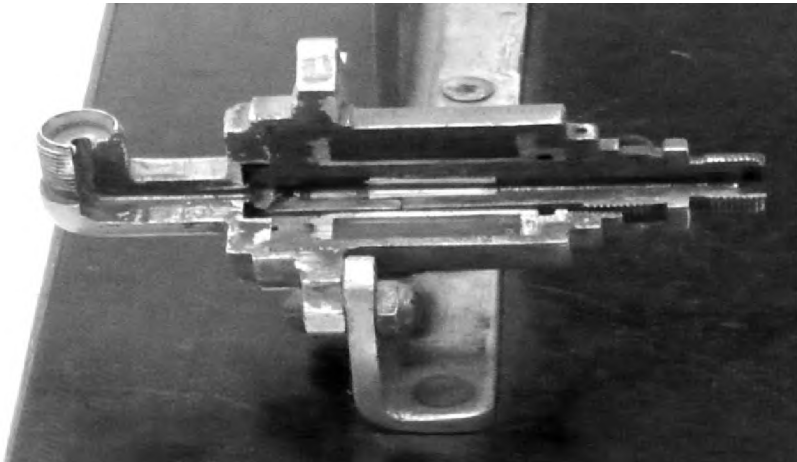


Рис. 4.5. ЭПК прямого действия

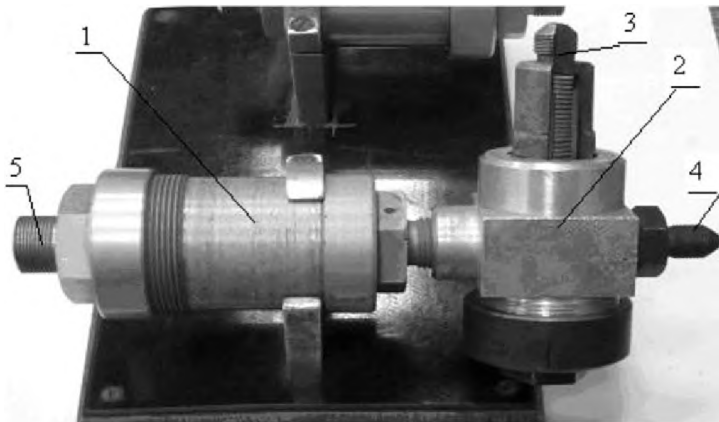


Рис. 4.6. Двухкаскадный ЭПК

ния. Намагничивающая сила для удержания якоря составляет $\approx 10\%$ силы трогания. Но этот способ сложен, он требует наличия двух катушек либо изменения командного напряжения.

Более прогрессивными являются импульсные электромагниты. На рис. 4.7. приведена схема импульсного пневмокрana с механической защёлкой. В этом ЭПК после подачи командного сиг-

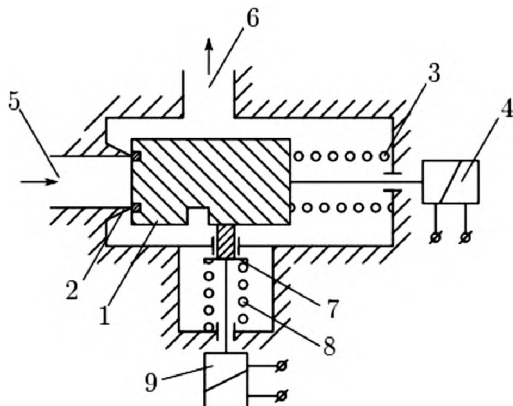


Рис. 4.7. Импульсный пневмоэлектрокран:

1 — клапан с пазом; 2 — седло; 3 — пружина клапана; 4 — электромагнит клапана; 5 — входной штуцер; 6 — выходной штуцер; 7 — защёлка; 8 — пружина защёлки; 9 — электромагнит защёлки

нала U_1 клапан 1 удерживается в открытом положении защёлкой 7. Для закрытия клапана подаётся второй командный сигнал U_2 на электромагнит 9.

4.3. Динамика электропневмоклапанов

В соответствии со своей функцией ЭК преобразуют электрические командные сигналы в пневматические, при анализе их динамики приходится рассматривать три типа процессов:

- электромагнитные процессы,
- механические процессы,
- газодинамические процессы.

В связи со сложностью протекания процессов и их нелинейным характером задача исследования динамики ЭК часто сводится к определению времени срабатывания или времени установления давления в магистрали за клапаном. Задача решается путем поэтапного анализа работы ЭК и решения соответствующих дифференциальных уравнений с целью определения длительности каждого этапа. Общее время срабатывания ЭК определяется как сумма длительностей отдельных этапов. Рассмотрим последовательно однокаскадный и двухкаскадный электроклапаны.

4.3.1. Динамика однокаскадного ЭК

В однокаскадном ЭК электромагнитные процессы протекают при подключении обмотки к источнику напряжения и описываются уравнением

$$U = R_{\text{oy}} I_{\text{oy}} + I_{\text{oy}} \frac{dL_{\text{oy}}}{dt} + L_{\text{oy}} \frac{dI_{\text{oy}}}{dt}, \quad (4.11)$$

где I_{oy} — ток в обмотке управления; L_{oy} — индуктивность обмотки управления; R_{oy} — активное сопротивление обмотки управления.

Ток в обмотке управления I_{oy} определяет усилие электромагнита $F_{\text{э}}$. Пока $F_{\text{э}} \leq F_{\text{н}}$, якорь неподвижен и, следовательно, $\frac{dL_{\text{oy}}}{dt} = 0$. В этом случае изменение тока по времени будет описываться уравнением

$$U = R_{\text{oy}} I_{\text{oy}} + L_{\text{oy}} \frac{dI_{\text{oy}}}{dt}, \quad (4.12)$$

решением которого является экспонента:

$$I_{\text{oy}} = \frac{U}{R_{\text{oy}}} \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{\text{oy}}}} \right), \quad (4.13)$$

где $T_{\text{oy}} = \frac{L_{\text{oy}}}{R_{\text{oy}}}$ — постоянная времени обмоток управления.

Обычно при проектировании усилие трогания $F_{\text{тр}}$ пересчитывают в ток трогания $I_{\text{тр}}$, тогда из приведенного соотношения можно получить ток трогания:

$$t_{\text{тр}} = T_{\text{oy}} \ln \left(\frac{\frac{U}{R_{\text{oy}}}}{\frac{U}{R_{\text{oy}}} - I_{\text{тр}}} \right). \quad (4.14)$$

После трогания якоря необходимо решать нелинейную систему уравнений:

$$\begin{cases} U = R_{\text{оу}} I_{\text{оу}} + I_{\text{оу}} \frac{dL_{\text{оу}}}{dt} + L_{\text{оу}} \frac{dI_{\text{оу}}}{dt}, \\ F_{\text{э}} = f(I_{\text{оу}}), \\ L_{\text{оу}} = f(x), \\ m \frac{d^2 x}{dt^2} + k_{\text{вт}} \frac{dx}{dt} + cx = F_{\text{э}} - \Pi_{\text{м}}, \end{cases} \quad (4.15)$$

где m — масса подвижных частей ЭК; $k_{\text{вт}}$ — коэффициент вязкого трения в подвижной системе ЭПК; c — жесткость пружины; $\Pi_{\text{м}}$ — предварительное поджатие пружины.

Из решения системы (4.15) определяется время переброса клапана $t_{\text{пер}}$. После переброса клапана происходит нарастание давления в магистрали за электроклапаном.

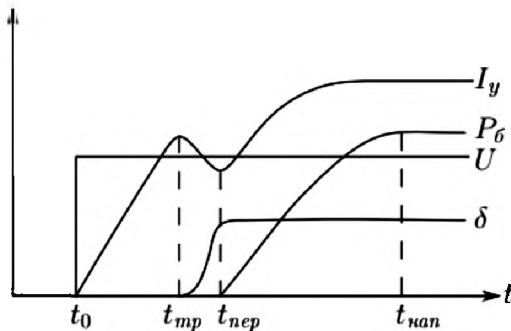


Рис. 4.8. Временная диаграмма работы электропневмоклапана

Уравнение нарастания тока $I_{\text{оу}}$ в обмотке управления, после подачи скачком напряжения U приведено на рис. 4.8. Пока якорь электромагнита неподвижен, $\frac{dL_{\text{оу}}}{dt} = 0$ и ток в обмотке нарастает по экспоненте до момента трогания $t_{\text{тр}}$. При движении якоря электромагнита работает полная система уравнений. В момент времени $t_{\text{пер}}$ якорь останавливается (ЭК сработал) и вновь ток нарастает по экспоненте. Следовательно, отрезок времени $t = t_{\text{тр}} = t_{\text{пер}}$ и есть время срабатывания ЭПК.

4.3.2. Динамика двухкаскадного ЭК

В двухкаскадном ЭК после срабатывания первого каскада, которое описывается приведенными выше уравнениями для однокаскадного клапана, происходит наполнение полости под поршнем. Для описания этого процесса применимо течение газа через дроссели ЭК сверхкритическим, тогда можно записать:

$$T_{\text{кл}} \dot{p}_{\text{п}} + p_{\text{п}} = \frac{A_{\text{кл}}}{A_{\text{др}}} p_z, \quad (4.16)$$

где $T_{\text{кл}} = \frac{V_{\text{п}} \Phi(RT)}{A_{\text{др}} \Phi(k)}$ — постоянная времени полости под поршнем;

$p_{\text{п}}$ — давление в полости; $A_{\text{кл}} = \pi d_{\text{с1}} x_1$ — площадь проходного сечения клапана первого каскада, через которую происходит наполнение полости; $A_{\text{др}}$ — площадь выходного дросселя; p_z — коммутируемое давление; $V_{\text{п}}$ — объем полости под поршнем.

Значение давления в полости $V_{\text{п}}$ можно определить из (4.16):

$$p_{\text{п}} = p_{\text{уст}} \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{\text{кл}}}} \right), \quad (4.17)$$

где $p_{\text{уст}} = \frac{A_{\text{кл}}}{A_{\text{др}}} p_z$ — установившееся значение давления в полости $V_{\text{п}}$.

Давление $p_{\text{п}}$ нарастает до значения давления трогания $p_{\text{тр}}$:

$$p_{\text{тр}} = \frac{p_z \frac{\pi d_{\text{с2}}^2}{4} + \Pi_{\text{м2}}}{A_{\text{п}}}, \quad (4.18)$$

где $\Pi_{\text{м2}}$ — предварительное поджатие пружины во втором каскаде; $d_{\text{с2}}$ — диаметр седла второго каскада; $A_{\text{п}}$ — площадь поршня.

Подставляя (4.17) в (4.16) и разрешая уравнение (4.16) относительно времени, получим время нарастания давления в полости 3 (см. рис. 4.4) до величины давления трогания:

$$t_{\text{тр}} = T_{\text{кл}} \ln \left(\frac{p_{\text{уст}}}{p_{\text{уст}} - p_{\text{тр}}} \right). \quad (4.19)$$

Время закрытия ЭК после закрытия первого каскада определяется по формуле для опорожнения ёмкости.

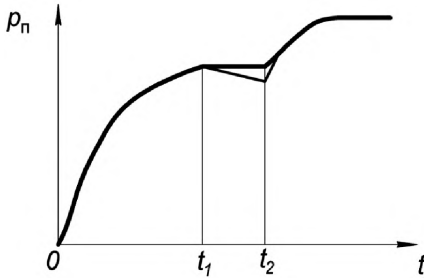


Рис. 4.9. Временная диаграмма второго каскада клапана

На рис. 4.9 приведен вид решения уравнения нарастания давления p_n в полости под поршнем. После открытия клапана первого каскада происходит наполнение полости под поршнем и давление p_n растет по экспоненте до времени t_1 . В течение времени от t_1 до t_2 происходит движение поршня и давление p_n остается постоянным или может даже уменьшаться. После окончания движения поршня при $t > t_2$ давление p_n продолжает нарастать по экспоненте до установившегося значения.

4.4. Регуляторы давления. Схемы. Статические характеристики

Регуляторы давления (РД) применяются в пневмосистемах для понижения давления до заданного уровня и его стабилизации с заданной точностью. РД применяются в схемах ИСГ для понижения давления от уровня давления в баллоне до давления на входе в привод. Принцип действия РД (рис. 4.10) основан на поддержании постоянного давления в междроссельной камере, которая образована регулируемым дросселем 1, находящимся в составе РД, и постоянным дросселем 3, которым является потребитель (привод).

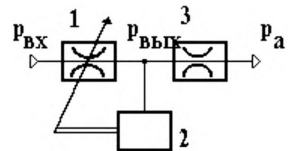


Рис. 4.10.
Эквивалентная
схема РД

Выходное давление $p_{вых}$ регулятора замеряется чувствительным элементом 2 и определяет величину проходного сечения регулируемого дросселя 1. Давление $p_{вых}$ определяется как давление в междроссельной камере между дросселем 1 и дросселем 3, $p_{вых} = \left(\frac{A_1}{A_3} \right) p_{вх}$. Зависимость выходного

давления РД от входного приведена на рисунках схем регуляторов (линейная зависимость — безрасходная, нелинейная — расходная).

Ранее, в 3-й главе, рассматривалось опорожнение постоянного объема через регулятор давления. Это обычная техническая задача автономных систем, в которых энергия запасается в баллоне в виде газа высокого давления, а к потребителю необходимо доставить газ пониженного давления. При этом давление на входе потребителя должно быть постоянным, по крайней мере некоторое время. Данная задача выполняется при помощи использования регуляторов давления.

Различают РД прямого действия, обратного действия и разгруженные от входного давления. Схемы регуляторов давления соответственно приведены на рисунках. На схемах РД обозначено: 1 — клапан, 2 — поршень, 3 — пружина, 4 — седло клапана. Исходное положение подвижных систем регуляторов — полностью открытое под действием поджатия пружины. После подачи на вход высокого давления подвижная система переходит в требуемое положение. При наличии расхода сжатого газа через РД его характеристики изменяются, как показано на рис. 4.11—4.13.

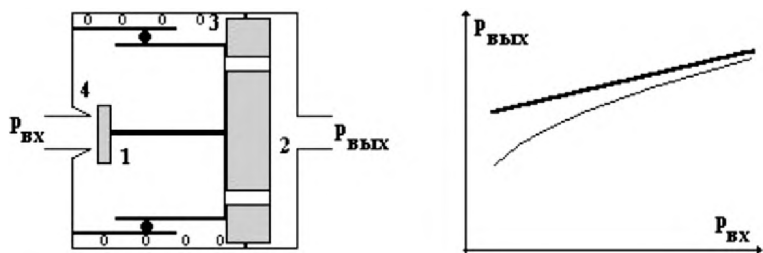


Рис. 4.11. РД прямого действия

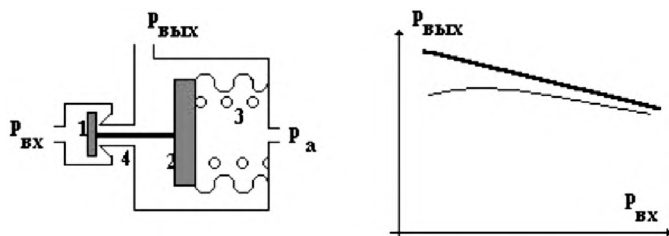


Рис. 4.12. РД обратного действия

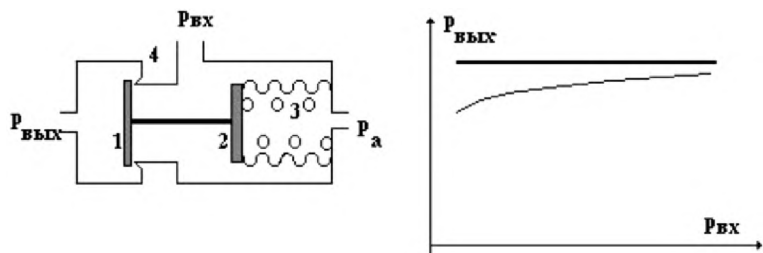


Рис. 4.13. РД, разгруженный от входного давления

Исходное положение подвижных систем клапанов — открытое под действием пружины.

В регуляторах обычно предусматривается узел настройки путем изменения предварительного поджатия пружины.

На рис. 4.14 приведен пример конструктивного исполнения регулятора давления. С правой стороны виден запломбированный узел 1 настройки регулятора на номинальный режим. Входной 2 и выходной 3 штуцеры закрыты технологическими заглушками.

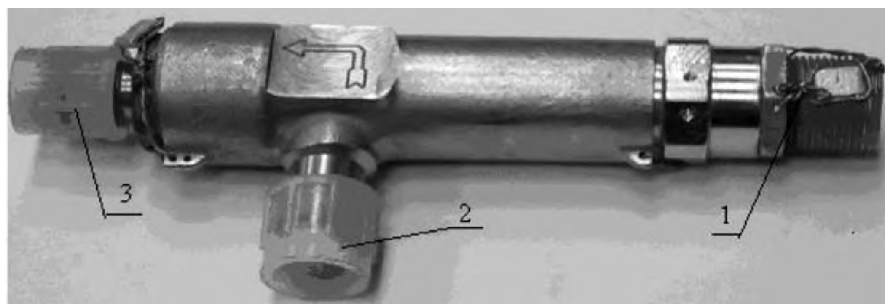


Рис. 4.14. Исполнение РД в металле

Регуляторы давления иногда выполняются в общем конструктиве с другими элементами пневмосистемы (в т.н. воздушно-арматурном блоке), как показано на рис. 4.15. Подвод и отвод сжатого воздуха производится по внутренним каналам. Настройка регулятора давления проводится путем поджатия пружины законтренным винтом. Узел регулятора давления в собранном виде вворачивается в корпус воздушно-арматурного блока.

Воздушно-арматурный блок присоединяется к баллону со сжатым газом.



Рис. 4.15. Блок воздушной арматуры

Основной характеристикой регулятора давления (РД) является зависимость выходного давления $p_{\text{ВЫХ}}$ от входного давления $p_{\text{ВХ}}$. Для вывода уравнения регулятора давления необходимо рассмотреть равновесие сил, приложенных к подвижной системе РД. При выводе уравнения примем следующие обозначения: A_c — площадь седла клапана, на которую действует сила от давления газа в направлении движения подвижной системы; $A_{\text{П}}$ — площадь поршня, определяемая площадью чувствительного элемента, на которую действует выходное давление; Π — упругая сила пружины; Π_0 — предварительное поджатие пружины; c — жесткость пружины; m — масса подвижных частей РД; $k_{\text{ВТ}}$ — коэффициент вязкого трения в подвижной системе РД; F_{T} — сила трения; x — перемещение подвижной системы РД.

Рассмотрим равновесие сил, приложенных к подвижной системе РД. Силы обусловлены действием давлений $p_{\text{ВЫХ}}$, $p_{\text{ВХ}}$, p_a на соответствующие площади, трением в подвижной системе, упругой силой пружины.

– Для РД прямого действия:

$$p_{\text{ВХ}} A_c + \Pi + p_a A_{\text{П}} = p_{\text{ВЫХ}} A_{\text{П}} + m\ddot{x} + k_{\text{ВТ}} \dot{x} + F_{\text{T}} \text{sign} \dot{x}; \quad (4.20)$$

– для РД обратного действия:

$$\Pi + p_a A_{\text{П}} = p_{\text{ВЫХ}} (A_{\text{П}} - A_c) + p_{\text{ВХ}} A_c + m\ddot{x} + k_{\text{ВТ}} \dot{x} + F_{\text{T}} \text{sign} \dot{x}; \quad (4.21)$$

– для РД разгруженного от входного давления:

$$\Pi + p_a A_{\Pi} + p_{\text{вх}} (A_c - A_{\Pi}) = p_{\text{вых}} A_{\Pi} + m \ddot{x} + k_{\text{вт}} \dot{x} + F_T \operatorname{sign} \dot{x}. \quad (4.22)$$

В последнем уравнении площадь поршня выбирается равной площади седла клапана, за счет чего и обеспечивается разгрузка от входного давления

$$p_{\text{вх}} (A_c - A_{\Pi}) = 0. \quad (4.23)$$

Рассмотрим зависимость установившегося значения выходного давления $p_{\text{вых}}$ от входного, для чего примем $\ddot{x} = 0$, $\dot{x} = 0$. Кроме того, учтем, что усилие пружины состоит из предварительного поджатия и текущего значения упругой силы:

$$\Pi = \Pi_0 - cx. \quad (4.24)$$

Последняя запись означает, что за начальное принято положение клапана на седле. После несложных преобразований получим:

– для РД прямого действия:

$$p_{\text{вых}} = \frac{A_c}{A_{\Pi}} p_{\text{вх}} + \frac{\Pi_0}{A_{\Pi}} + p_a - \frac{cx}{A_{\Pi}} \pm \frac{F_T}{A_{\Pi}}; \quad (4.25)$$

– для РД обратного действия:

$$p_{\text{вых}} = -\frac{A_c}{A_{\Pi} - A_c} p_{\text{вх}} + \frac{\Pi_0}{A_{\Pi} - A_c} + \frac{A_{\Pi}}{A_{\Pi} - A_c} p_a - \frac{cx}{A_{\Pi}} \pm \frac{F_T}{A_{\Pi} - A_c}; \quad (4.26)$$

– для РД, разгруженного от входного давления:

$$p_{\text{вых}} = \frac{\Pi_0}{A_{\Pi}} + p_a - \frac{cx}{A_{\Pi}} \pm \frac{F_T}{A_{\Pi}}. \quad (4.27)$$

Расходные характеристики РД

При перемещении подвижной системы РД изменяется площадь проходного сечения переменного дросселя регулятора, которая определяется площадью поверхности цилиндра, образованного седлом и клапаном:

$$A_p = \pi d_c x, \quad (4.28)$$

где d_c — диаметр седла клапана.

На основании уравнений расхода и проходного сечения клапана можно получить зависимость перемещения подвижной системы

РД от расхода через регулятор (проходным сечением регулятора давления является боковой зазор между клапаном и седлом):

$$x = \frac{G_p}{\mu p d_c p_{\text{вх}} \Phi(k) \Phi(RT)}. \quad (4.29)$$

Подставляя полученное выражение в уравнения регулятора давления, получим

– для РД прямого действия:

$$p_{\text{вых}} = \frac{A_c}{A_{\text{п}}} p_{\text{вх}} + \frac{\Pi_0}{A_{\text{п}}} + p_a - \frac{cG_p}{A_{\text{п}} \mu p d_c p_{\text{вх}} \Phi(k) \Phi(RT)} \pm \frac{F_T}{A_{\text{п}}}; \quad (4.30)$$

– для РД обратного действия:

$$p_{\text{вых}} = -\frac{A_c}{A_{\text{п}} - A_c} p_{\text{вх}} + \frac{\Pi_0}{A_{\text{п}} - A_c} + \frac{A_{\text{п}}}{A_{\text{п}} - A_c} p_a - \frac{cG_p}{(A_{\text{п}} - A_c) \mu p d_c p_{\text{вх}} \Phi(k) \Phi(RT)} \pm \frac{F_T}{A_{\text{п}} - A_c}; \quad (4.31)$$

– для РД, разгруженного от входного давления:

$$p_{\text{вых}} = \frac{\Pi_0}{A_{\text{п}}} + p_a - \frac{cG_p}{A_{\text{п}} \mu p d_c p_{\text{вх}} \Phi(k) \Phi(RT)} \pm \frac{F_T}{A_{\text{п}}}. \quad (4.32)$$

Расходные характеристики являются нелинейными и лежат ниже безрасходных характеристик.

Безрасходные характеристики РД

Рассмотрим работу РД в безрасходном режиме (стоп-режиме), когда отсутствует расход через РД ($G_p = 0$). При этом на основании приведенных выше уравнений получим:

– для РД прямого действия:

$$p_{\text{вых}} = \frac{A_c}{A_{\text{п}}} p_{\text{вх}} + \frac{\Pi_0}{A_{\text{п}}} + p_a \pm \frac{F_T}{A_{\text{п}}}; \quad (4.33)$$

– для РД обратного действия:

$$p_{\text{вых}} = -\frac{A_c}{A_{\text{п}} - A_c} p_{\text{вх}} + \frac{\Pi_0}{A_{\text{п}} - A_c} + \frac{A_{\text{п}}}{A_{\text{п}} - A_c} p_a \pm \frac{F_T}{A_{\text{п}} - A_c}; \quad (4.34)$$

– для РД, разгруженного от входного давления:

$$p_{\text{вых}} = \frac{P_0}{A_{\text{п}}} + p_a \pm \frac{F_{\text{т}}}{A_{\text{п}}}. \quad (4.35)$$

На приведенных схемах РД показаны характеристики. В соответствии с уравнениями безрасходные характеристики являются линейными, а расходные характеристики лежат ниже безрасходных и являются нелинейными характеристиками. Указанные характеристики описываются в диапазоне до давления $p_{\text{вх min}}$, когда подвижная система РД садится на упор. При дальнейшем уменьшении входного давления РД работает как простой дроссель. На рис. 4.16 показана рабочая область РД 1 и нерабочая область 2. Границей между областями является положение подвижной системы на упоре.

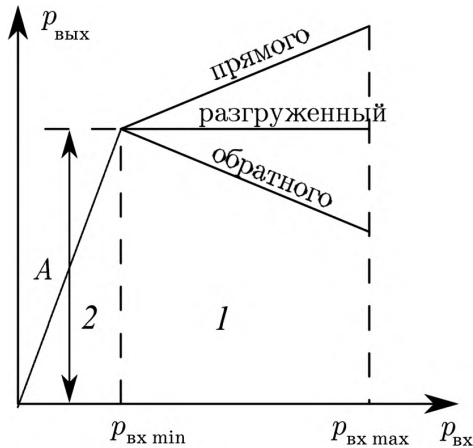


Рис. 4.16. Характеристики РД

Следует обратить внимание на расходную характеристику РД обратного действия, у которой есть максимум в некоторой точке внутри диапазона изменения входного давления. Удачным подбором режима работы и параметров РД можно сделать расходную характеристику РД обратного действия достаточно близкой к горизонтальной прямой.

Статическая ошибка РД

С точки зрения потребителей важна величина изменения выходного давления РД в заданном диапазоне и влияние на это изменение параметров РД. Установившееся изменение выходного давления называется статической ошибкой РД. Рассмотрим определение статической ошибки на примере РД прямого действия.

На рис. 4.17 показано влияние сухого трения на РД. Ширина зоны разброса характеристик регуляторов определяется величиной силы трения $F_{тр}$.

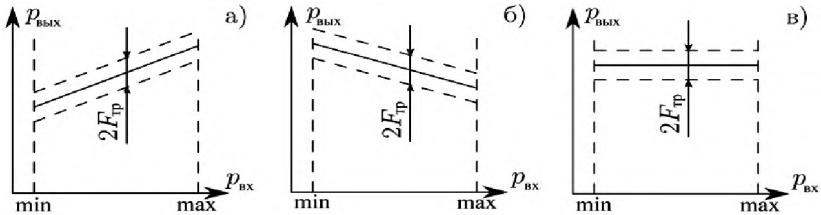


Рис. 4.17. Характеристики регуляторов давления с учётом силы трения в подвижной системе:

а — прямого действия; б — обратного действия; в — разгруженного от входного давления

При изменении входного давления от $p_{вх \max}$ до $p_{вх \min}$ выходное давление изменяется соответственно от $p_{вых \max}$ до $p_{вых \min}$. Из анализа принципа действия РД следует, что при $p_{вых} = p_{вх \max}$ перемещение подвижной системы РД будет $x = x_{\min}$, а при $p_{вых} = p_{вх \min}$, $x = x_{\max}$. С учетом сказанного запишем уравнения выходного давления РД в крайних точках диапазона, при этом будем учитывать максимальное влияние силы трения в подвижной системе РД.

Изменения давлений указаны на рис. 4.18.

$$\begin{aligned}
 p_{вых \max} &= \frac{A_c}{A_{п}} p_{вх \max} + \frac{\Pi_0}{A_{п}} + p_a - \frac{c x_{\min}}{A_{п}} + \frac{F_{т}}{A_{п}}, \\
 p_{вых \min} &= \frac{A_c}{A_{п}} p_{вх \min} + \frac{\Pi_0}{A_{п}} + p_a - \frac{c x_{\max}}{A_{п}} - \frac{F_{т}}{A_{п}}.
 \end{aligned}
 \tag{4.36}$$

Обозначив $\Delta p_{вх} = p_{вх \max} - p_{вх \min}$, $\Delta p_{вых} = p_{вых \max} - p_{вых \min}$, $\Delta x = x_{\max} - x_{\min}$, вычтем из первого уравнения второе и получим выражение для статической ошибки РД прямого действия:

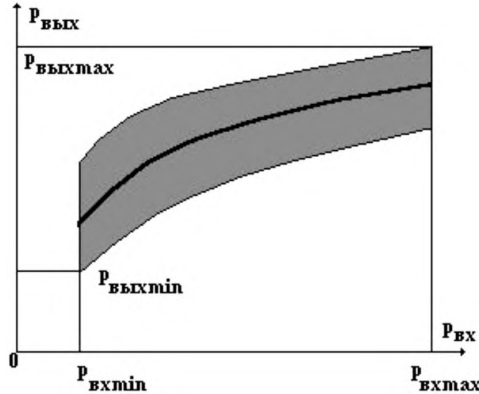


Рис. 4.18. Влияние статической характеристики на характеристики РД

$$\Delta p_{\text{ВЫХ}} = \frac{A_c}{A_{\text{П}}} \Delta p_{\text{ВХ}} + \frac{c\Delta x}{A_{\text{П}}} + 2 \frac{F_T}{A_{\text{П}}}. \quad (4.37)$$

Для РД обратного действия аналогично получим выражение для статической ошибки:

$$\Delta p_{\text{ВЫХ}} = -\frac{A_c}{A_{\text{П}} - A_c} \Delta p_{\text{ВХ}} + \frac{c\Delta x}{A_{\text{П}}} + 2 \frac{F_T}{A_{\text{П}} - A_c}. \quad (4.38)$$

Для РД, разгруженного от входного давления, ошибка будет

$$\Delta p_{\text{ВЫХ}} = \frac{c\Delta x}{A_{\text{П}}} + 2 \frac{F_T}{A_{\text{П}}}. \quad (4.39)$$

Анализируя полученные уравнения статической ошибки регуляторов давления, можно сделать следующие общие выводы:

1. Увеличение площади $A_{\text{П}}$ чувствительного элемента регулятора давления во всех случаях уменьшает величину статической ошибки. С другой стороны, это ведет к увеличению габаритов РД.

2. Уменьшение силы трения в подвижной системе РД ведет к уменьшению статической ошибки. Применение сильфонных узлов и подвеска подвижной системы позволяют увеличить точность поддержания выходного давления на заданном уровне.

3. Уменьшение диапазона изменения входного давления уменьшает статическую ошибку. Отсюда следует, что для высокой точности поддержания стабильности выходного давления можно при-

менять двухступенчатые схемы РД, но при этом усложняется конструкция.

4. Уменьшение хода подвижной системы РД и жесткости пружины уменьшает статическую ошибку.

Динамические характеристики регуляторов давления

Эксплуатация РД показала, что при определенных условиях они работают неустойчиво. Иногда неустойчивость РД (автоколебания в подвижной системе) приводят к разрушению регулятора (разрушение мембран, сильфонов, сварки, наклеп седла клапана).

Для определенности нашего анализа возьмем РД прямого действия. Схема для исследования приведена на рис. 4.19.

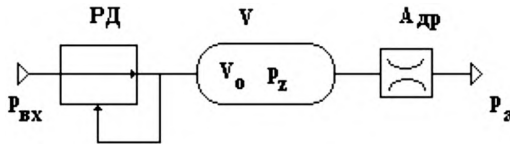


Рис. 4.19. Схема для анализа динамики РД

Схема состоит из РД и потребителя, в данном случае анализа это эквивалентный дроссель. Между РД и потребителем находится емкость V_0 , которая определяется объемом соединительного канала (трубопроводом, коллектором) между РД и потребителем.

Будем считать, что газ через оба дросселя протекает в сверхкритическом режиме при постоянных коэффициентах расхода. Параметры газа в полости сосредоточенные, и температура газа в полости постоянная. Трение в подвижной системе не будем учитывать.

Уравнение равновесия сил, приложенных к подвижной системе РД:

$$p_{\text{вх}} A_c + \Pi + p_a A_{\text{п}} = p_{\text{вых}} A_{\text{п}} + m \ddot{x} + k_{\text{вт}} \dot{x} + F_T \text{sign} \dot{x}; \quad (4.40)$$

уравнение расхода сжатого газа через РД:

$$G_p = \mu d_c x \Phi(k) \Phi(RT) p_{\text{вх}}; \quad (4.41)$$

уравнение расхода сжатого газа через потребитель:

$$G_z = \mu A_{\text{ЭК}} \Phi(k) \Phi(RT) p_z; \quad (4.42)$$

уравнение изменения давления в полости V_0 (получено из дифференцирования уравнения состояния (1.8) при допущении $V = \text{const}$, $T = \text{const}$):

$$G_p - G_z = \frac{V_0}{RT} \frac{dp_z}{dt}. \quad (4.43)$$

Поскольку рассматривается линейная система, то для анализа можно применить аппарат линейной теории автоматического регулирования. Если к приведенной системе уравнений применить преобразование Лапласа при нулевых начальных условиях, то на основании операторных уравнений можно составить структурную схему рассматриваемой пневматической системы, которая представлена на рис. 4.20.

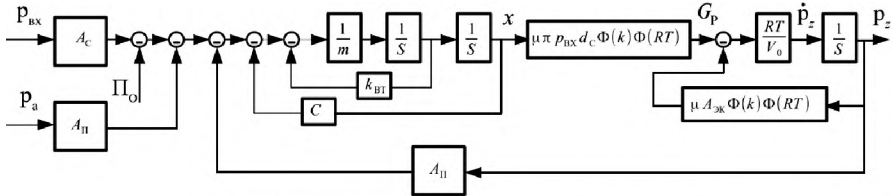


Рис. 4.20. Схема для анализа динамики РД

После преобразований схему можно представить в компактной форме (рис. 4.21).

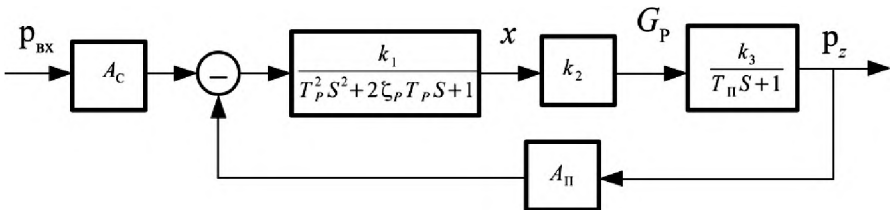


Рис. 4.21. Схема для анализа динамики РД после преобразований

Первый внутренний контур связывает усилие, приложенное к подвижной системе с ее перемещением. Второй контур связывает расход с давлением перед потребителем.

Параметры свернутой структурной схемы определяются на основании исходной модели:

$$k_1 = \frac{1}{c}, \quad T_p = \sqrt{\frac{m}{c}}, \quad \xi_p = \frac{k_{\text{вТ}}}{2\sqrt{mc}},$$

$$k_2 = \mu l d_c x \Phi(k) \Phi(RT), \quad k_3 = \frac{1}{\mu A_{\text{ЭК}} \Phi(k) \Phi(RT)},$$

$$T_{\Pi} = \frac{V_0 \Phi(RT)}{\mu A_{\text{ЭК}} \Phi(k)}.$$

Поскольку рассматривается линеаризованная структурная схема, то коэффициент k_2 необходимо определять в точке анализа устойчивости.

Постоянная времени апериодического звена зависит от объема соединительной магистрали, например при длине трубопровода 1 метр, внутреннем диаметре 6 мм и площади проходного сечения $A_{\text{ЭК}} = 1 \text{ мм}^2$ постоянная времени будет $T_{\Pi} = 0,2$ сек.

Рассматриваемый контур имеет третий порядок, и его устойчивость зависит от соотношения постоянных времени и коэффициентов передачи элементов.

Передаточная функция разомкнутой системы с единичной обратной связью будет:

$$W_p(s) = \frac{k_1 k_2 k_3 A_{\Pi}}{(T_p^2 s^2 + 2\zeta T_p s + 1)(T_{\Pi} s + 1)}. \quad (4.44)$$

Для анализа устойчивости обратимся к методу Гурвица, для чего составим характеристическое уравнение системы $W_p(s) + 1 = 0$:

$$\frac{k_1 k_2 k_3 A_{\Pi}}{(T_p^2 s^2 + 2\zeta T_p s + 1)(T_{\Pi} s + 1)} + 1 = 0; \quad (4.45)$$

$$\frac{k_1 k_2 k_3 A_{\Pi}}{(T_p^2 s^2 + 2\zeta T_p s + 1)(T_{\Pi} s + 1)} = -1; \quad (4.46)$$

$$k_1 k_2 k_3 A_{\Pi} = -(T_p^2 s^2 + 2\zeta T_p s + 1)(T_{\Pi} s + 1), \quad (4.47)$$

откуда получаем

$$(T_p^2 s^2 + 2\zeta T_p s + 1)(T_{\Pi} s + 1) + k_1 k_2 k_3 A_{\Pi} = 0 \quad (4.48)$$

и далее —

$$T_p^2 T_{\Pi} s^3 + (T_p^2 + 2\xi_p T_p T_{\Pi}) s^2 + (2\xi_p T_p + T_{\Pi}) s + k_1 k_2 k_3 A_{\Pi} = 0 \quad (4.49)$$

или в компактной форме:

$$a_0 s^3 + a_1 s^2 + a_2 s + a_3 = 0. \quad (4.50)$$

Необходимым и достаточным условием устойчивости системы является

$$a_0 > 0; \quad a_1 > 0; \quad a_2 > 0; \quad a_3 > 0; \quad a_1 a_2 - a_0 a_3 > 0. \quad (4.51)$$

В нашем случае первое условие выполняется: все коэффициенты положительны. Второе условие дает следующее соотношение для параметров структурной схемы:

$$\frac{2\xi_p T_p}{k_1 k_2 k_3 A_{\Pi} T_{\Pi}} + \frac{4\xi_p^2}{k_1 k_2 k_3 A_{\Pi}} + \frac{2\xi_p T_{\Pi}}{k_1 k_2 k_3 A_{\Pi} T_p} - 1 > 0. \quad (4.52)$$

Например, в случае $\xi_p = 1$ и $T_p = T_{\Pi}$ после подстановки получим:

$$8c A_{\text{эк}} - \pi d_c A_{\Pi} p_{\text{вх}} > 0, \quad (4.53)$$

откуда видно, что при больших значениях A_{Π} (которые нужны для увеличения точности) и больших входных давлениях обеспечить устойчивость РД можно только при больших значениях жесткости пружины.

На рис. 4.22 представлены переходные процессы РД при разных значениях вязкого трения. Сила сухого трения не учитывается.

Адольф Гурвиц (26 марта 1859 г., Хильдесхайм — 18 ноября 1919 г., Цюрих) — немецкий математик. Родился в еврейской семье. Его отец Соломон Гурвиц работал в машиностроительной отрасли; мать Эльза умерла, когда Адольфу было всего три года.

В гимназии, куда он поступил в 1868 году, ему преподавал математику Герман Шуберт. Заметив и оценив



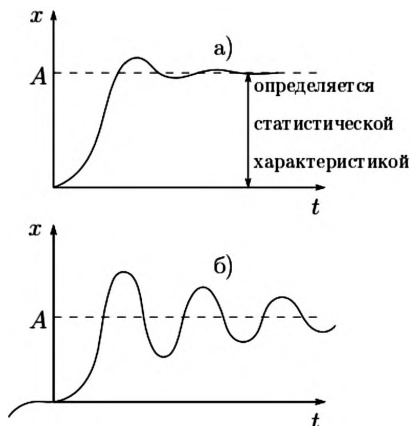


Рис. 4.22. Реакция регулятора давления на скачкообразное воздействие:

a — при большой величине $k_{вТ}$; *б* — при малой величине $k_{вТ}$

талант в юном Адольфе, Шуберт убедил его отца помочь сыну с получением дальнейшего образования в университете.

Гурвиц поступил в университет Мюнхена в 1877 году. В течение первого года обучения он посещал лекции Феликса Клейна. Через год он переезжает в Берлин, где в местном университете посещает лекции Куммера, Кронекера, Вейерштрасса. Заканчивает обучение в Лейпциге (1880).

Преподавательскую карьеру начал в Кёнигсбергском университете, где в 1884 году стал профессором. В этом же году женился на Иде Самуэль, у них было трое детей.

С 1892 года — профессор Политехнической школы в Цюрихе. Среди его студентов в Цюрихе были Давид Гильберт и Альберт Эйнштейн. Основные труды — по математическому анализу, теории функций, алгебре и теории чисел. Гурвиц написал классическую двухтомную монографию по теории аналитических и эллиптических функций (нем. *Vorlesungen über allgemeine Funktionentheorie und Elliptischen Funktionen*, Берлин, 1922). Одним из первых глубоко исследовал римановы многообразия и их приложения к теории алгебраических кривых. Решил изопериметрическую проблему.

Критерий устойчивости Рауса — Гурвица — один из способов анализа линейной стационарной динамической системы на устойчивость. Наряду с критерием Рауса является представителем семейства алгебраических критериев устойчивости, в отличие от частотных критериев, таких как критерий устойчивости Найквиста. Достоинством метода является принципиальная простота, недостатком — необходимость выполнения операции вычисления определителя, которая связана с определенными вычислитель-

ными тонкостями (например, для больших матриц может оказаться значительной вычислительная ошибка).

4.5. Прочие агрегаты пневмомагистрали

Трубопроводы

Трубопроводы служат для соединения между собой элементов газовых магистралей. При проектировании трубопроводов следует учитывать, что в них происходит потеря давления тем большая, чем больше длина трубопровода и чем меньше диаметр проходного сечения.

При неправильном выборе проходного сечения в трубопроводе может появиться критическое сечение и трубопровод будет ограничивать расход газа перед потребителем.

В авиационной пневмоавтоматике обычно применяются стальные или медные трубопроводы, размеры которых нормализованы. Иногда трубопроводы выполняются в виде сверлений в корпусе пневмоагрегата.

Потери в трубопроводе оценивают путём экспериментальных продувок на стенде, заменяя при этом трубопровод в последующих расчётах эквивалентным сопротивлением с проходным сечением $S_{\text{ЭКВ}}$ и коэффициентом расхода.

Предохранительные устройства

На рис. 4.23 приведена схема и характеристика срабатывания пружинного предохранительного клапана. При увеличении вход-

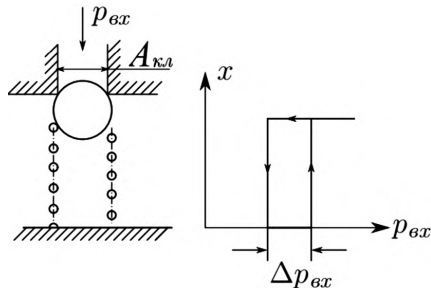


Рис. 4.23. Схема и характеристика срабатывания пружинного предохранительного клапана

ного давления $p_{\text{вх}}$ выше давления срабатывания, запорное устройство перемещается и открывает проходное сечение сбросного клапана. Давление срабатывания определяется усилием поджатия пружины $\Pi_{\text{м}}$:

$$p_{\text{ср}} = \frac{\Pi_{\text{м}}}{A_{\text{кл}}} . \quad (4.54)$$

Ширина гистерезисной петли зависит от пружины.

5. ИСТОЧНИКИ СЖАТОГО ГАЗА

5.1. Сравнение

В представленном пособии рассматриваются различные агрегаты пневмомагистралей, которые могут входить в состав различных пневматических приводов, в том числе систем управления ЛА. Поэтому важно также рассмотреть источники энергии для них.

Эти источники энергии можно называть источниками сжатого газа (ИСГ).

Для наземных устройств не так много различных ограничений при проектировании. Ограничения и, соответственно, проблемы оптимизации, возникают в системах автономных, где массо-габаритные показатели имеют большее значение. Рассмотрим некоторые типы ИСГ, их основные соотношения, которые позволяют оптимизировать характеристики всего изделия.

Исходными данными при проектировании ИСГ являются:

- давление на входе в привод p_z ,
- потребляемый потребителем (приводом) расход G_z ,
- допустимая температура газа на входе в привод T_z ,
- время работы системы управления t_p ,
- изменение окружающих условий,
- изменение режимов работы приводов.

В настоящее время в автономных системах чаще всего применяются следующие ИСГ:

- ИСГ на основе баллона с газом;
- пороховые газогенераторы;
- газогенераторы на однокомпонентном жидком топливе;
- отбор сжатого газа от бортовых источников (двигателей);
- использование набегающего потока.

Объем ИСГ при известном количестве сжатого газа зависит от плотности первичного вещества, преобразуемого в газ, и совершенст-

ва конструкции ИСГ. Плотность первичного вещества можно характеризовать следующим образом, приведенным ниже в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Характеристики используемого ИСГ

Первичное вещество	Плотность, г/см ³	Рабочее давление, МПа	Температура, К
Сжатый воздух	0,12—0,61	10—50	288
Гидразин	0,99—1,11	2—4	1073—1340
Пороха	1,6—1,7	2—9	2000—3000

ИСГ являются автономными устройствами и, в комплекте со вторичными источниками энергии, снабжают все бортовые устройства необходимыми видами энергии на протяжении всего времени управляемого полета ЛА. Для автономных приводных систем ЛА необходимы источники энергии с максимальной энергоемкостью, технически просто накапливающие и отдающие энергию, простые в хранении и эксплуатации, дешевые в массовом изготовлении. В настоящее время такими источниками энергии являются химические источники тока (электроаккумуляторы) (ХИТ) и пневматические устройства (баллоны со сжатым газом и пороховые газогенераторы ПГГ). Поскольку в настоящем курсе рассматриваются пневматические системы, то имеет смысл предварительно рассмотреть сравнительную оценку химических источников тока и пневматических устройств.

Сравнивать источники энергии удобно по показателям удельной энергии. Для большинства ХИТ этот показатель составляет $(0,18...1,8) \cdot 10^5$ Дж/кг, для перспективных — $18 \cdot 10^5$ Дж/кг. Для сопоставления удельных характеристик на единицу массы и единицу объема можно использовать среднюю плотность, которая для большинства ХИТ лежит в пределах $1,5...2,5$ г/см³. Следует отметить, что удельная энергия по объему и по массе заметно снижается при переходе к малогабаритным источникам. Это связано с ростом доли объема и массы, занимаемой конструктивными элементами (сосудом, токопроводами и др.), и со снижением доли, приходящейся на активные вещества.

Основной энергетической характеристикой порохов является приведенная сила пороха — произведение температуры продуктов сгорания T на удельную газовую постоянную R . Для порохов, используемых в ПГГ, температура имеет величину порядка 2000 К, а газовая постоянная 300...330 Дж/кг·К, откуда получаем для оценки удельной энергии порохового заряда величину $6 \cdot 10^5$ Дж/кг. С учетом конструкции удельная энергия ПГГ составит величину $3 \cdot 10^5$ Дж/кг.

Удельная энергия баллона со сжатым газом оценивается удельной располагаемой адиабатической работой L :

$$L = \frac{k}{k-1} RT \left(1 - \left(\frac{p_z}{p_6} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right), \quad (5.1)$$

где T — температура газа в баллоне; p_z — давление на входе в потребитель (привод); p_6 — начальное давление в баллоне.

Для оценки возьмем сжатый воздух, для которого $k = 1,4$, $R = 286,7$ Дж/кг·К, $T = 288$ К. Давление на входе в привод примем $p_z = 1,5$ МПа, а начальное давление в баллоне примем $p_6 = 35$ МПа. Откуда получаем для оценки удельной энергии сжатого воздуха величину $1,72 \cdot 10^5$ Дж/кг. С учетом конструкции удельная энергия ИСГ на основе баллона составит величину $0,58 \cdot 10^5$ Дж/кг.

Результаты представленных расчетов приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Зависимость удельной энергии от источника питания

Вид источника энергии	ПГГ	Баллон	ХИТ
Удельная энергия $\cdot 10^5$ Дж/кг	3,0	0,58	0,18—1,8

Приведенный анализ указывает на предпочтительность использования пневматических источников энергии для автономных приводных систем ЛА. Перспективные ХИТ имеют более энергоемкие характеристики, но требуют дополнительных исследований. Приближенность приведенных оценок и близость величин указывают также на необходимость тщательной анализа схем ИСГ при проектировании автономных приводных систем с ограничением по габаритам и массе.

Требования к ИСГ обычно определяются и устанавливаются техническим заданием (ТЗ). Разработка ТЗ проводится на основании анализа существующих и перспективных образцов ИСГ, расчета требуемых энергетических характеристик, анализа и моделирования привода, проработки различных конструктивных вариантов источника энергии, анализа условий работы и т.д.

Важным этапом в разработке ТЗ является моделирование. Оно позволяет уточнить параметры привода и источника, а также оценить их взаимовлияние.

По результатам моделирования проводится уточнение параметров энергосистемы привода и источника энергии, которое позволяет сформулировать основные требования к бортовому ИСГ.

5.2. Воздушные баллоны

Наиболее простым и надежным источником сжатого воздуха является воздушный баллон.

Баллоны служат для хранения и транспортировки воздуха высокого давления. В дыхательных аппаратах используются баллоны емкостью 1...12 л. Для хранения сжатого воздуха на зарядовых станциях и его транспортировки применяются баллоны средней емкости 40...55 л.

Пример клеймения баллона представлен на рис. 5.1.

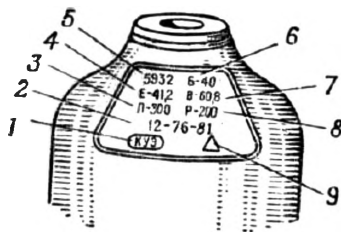


Рис. 5.1. Клеймение баллона:

1 — товарный знак завода-изготовителя; 2 — месяц и год изготовления (гидравлического испытания) и год следующего испытания; 3 — пробное (испытательное) давление, кгс/см²; 4 — фактическая емкость баллона, л; 5 — номер баллона; 6 — номинальная емкость баллона, л; 7 — масса баллона без вентиля, кг; 8 — рабочее давление, кгс/см²; 9 — клеймо ОТК

Снаружи баллоны окрашиваются масляной, эмалевой или нитро-краской. Клейма после окраски должны быть отчетливо видны.

Транспортные баллоны для воздуха окрашиваются в черный цвет и имеют белую надпись “Воздух”. Баллоны аппаратов окрашиваются стойкой к морской воде краской серого или желтого цвета и имеют надпись “Воздух”.

Характеристика стальных баллонов для воздуха приведена в табл. 5.3.

Таблица 5.3

Характеристика стальных баллонов для воздуха

Емкость баллона, л	Наружный диаметр баллона, мм	Длина баллонов, мм			Масса баллонов, кг		
		100 и 150 Л	150 и 200 Л	200 Л	100 и 150 Л	150 и 200 Л	200 Л
1	89	240	245	255	1,5	1,9	2,6
1,3	89	290	300	310	1,7	2,3	3,2
2	89	410	430	440	2,4	3,2	4,7
2	108	310	320	330	2,7	3,6	4,7
3	108	425	445	460	3,5	5	6,4
3	140	300	305	310	4,5	6	7,8
5	140	440	450	470	6,4	8,4	11,2
7	140	590	600	630	8,7	10,8	14,6
8	140	660	675	710	9,3	12,1	16,3
10	140	810	825	865	11,3	14,6	19,7
12	140	960	975	1025	13,2	17	23
40	219	1340	1390	1460	43,5	60	81
45	219	1490	1545	1620	48	66,5	89
50	219	1640	1700	1780	53	73	98
55	219	1790	1855	1940	58	79,5	106

На рис. 5.2 приведены конструктивные схемы баллонов. Форма того или иного баллона определится выделенным объемом или отсека, куда должен быть установлен баллон, а также потребной энергоемкостью.

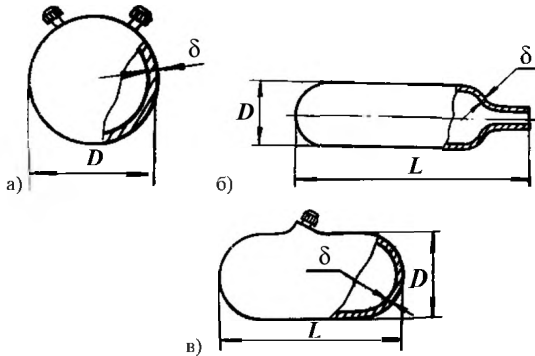


Рис. 5.2. Конструктивные схемы газовых баллонов:
 а — шаровой; б — цилиндрический; в — произвольной формы

Основными параметрами и характеристиками баллонов являются:

- предел прочности материала (Сталь 30ХГСА и др.)
 $\sigma_{\text{п}} = 600 \dots 900 \text{ Н/мм}^2$;
- коэффициент запаса прочности к пределу прочности
 $K = 2 \dots 2,5$;
- внутреннее рабочее давление газа в баллоне
 $p_{\text{б}} = 150 \dots 350 \text{ атм}$;
- внутренние диаметр $d_{\text{б}}$ и объем баллона $V_{\text{б}}$;
- толщина стенки баллона, зависящая от формы баллона:
 для цилиндрического:

$$\delta = K \frac{p_{\text{б}} d_{\text{б}}}{2\sigma_{\text{п}}}, \quad (5.2)$$

для шарового:

$$\delta = K \frac{p_{\text{б}} d_{\text{б}}}{4\sigma_{\text{п}}}; \quad (5.3)$$

- вес самого баллона $m_{\text{б}}$ и вес газа в нем $m_{\text{г}}$.

При проектировании баллона можно считать всех потребителей сжатого воздуха за один эквивалентный дроссель с проходным сечением $A_{\text{ЭКВ}}$, для которого задано входное давление p_z . Зная эквивалентную площадь дросселя, можно согласно (3.15) рассчитать расход:

$$G_{\text{экв}} = \mu A_{\text{экв}} p_z \Phi(k) \Phi(RT). \quad (5.4)$$

Если от одного баллона питаются несколько потребителей, то итоговый расход определяется как сумма отдельных расходов:

$$G_{\text{экв}} = \sum_n G_i, \quad (5.5)$$

где n — число потребителей.

Зная расход и время t_p работы системы, можно определить требуемую массу газа:

$$m_{\Gamma} = G_{\text{экв}} t_p. \quad (5.6)$$

В этом случае объем газа, а следовательно и внутренний объем баллона определяется из уравнения состояния газа при известном давлении:

$$V_{\text{б}} = \frac{m_{\Gamma} RT_{\text{б}}}{p_{\text{б}}}. \quad (5.7)$$

После определения объема баллона выбирают конструктивное исполнение и рассчитывают толщину стенок баллона по уравнениям (5.1), (5.2).

По уравнению (5.6) можно отметить, что при увеличении давления в баллоне $p_{\text{б}}$ объем баллона $V_{\text{б}}$ уменьшается. Но вместе с этим согласно уравнениям (5.2), (5.3), будет происходить увеличение толщины стенки, что ведет к увеличению толщины стенок баллона, а следовательно, и его веса.

Поэтому имеет смысл оценить эффективность баллона с помощью коэффициента относительного веса $K_{\text{б}}$:

$$K_{\text{б}} = \frac{m_{\text{б}} + m_{\Gamma}}{L}, \quad (5.8)$$

где L — располагаемая работа газа в баллоне.

В случае, если процесс можно принять адиабатическим, получим:

$$L = m_{\Gamma} \frac{V_{\text{б}} p_{\text{б}}}{k-1} \left(1 - \left(\frac{p_{\text{а}}}{p_{\text{б}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right). \quad (5.9)$$

На рис. 5.3 представлен типовой график изменения коэффициента относительного веса баллона. Из графика видно, что диапазон рабочих давлений в баллоне составляет 150...300 атм.

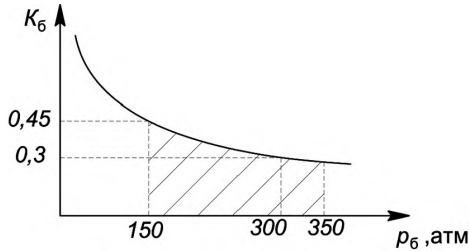


Рис. 5.3. График изменения коэффициента относительного веса баллона

Также массу газа в баллоне можно выразить на основании уравнения состояния $pV = mRT$:

$$m_{\Gamma} = \frac{V_6}{RT} (p_{6н} - p_{6к}), \quad (5.10)$$

где $p_{6н}$ и $p_{6к}$ — начальное и конечное давления в баллоне.

Соотношение получено при постоянстве температуры газа в баллоне, т.е. при изотермическом процессе.

При адиабатическом процессе опорожнения баллона связь массы газа с объемом будет:

$$m_{\Gamma} = \frac{V_6 p_{6н}}{RT} \left(1 - \left(\frac{p_{6к}}{p_{6н}} \right)^{\frac{1}{k}} \right). \quad (5.11)$$

При сравнении (5.10) и (5.11) можно увидеть, что при адиабатическом опорожнении из баллона при одинаковых начальном и конечном давлении можно изъять меньшее массовое количество газа. Адиабатическое расширение характерно для достаточно теплоизолированного баллона при быстром опорожнении.

Баллоны изготавливаются из разных видов стали в зависимости от типа. Тип баллона определяется рабочим давлением (в кгс/см²), которое указано цифрами. Пробное гидравлическое давление для баллонов с рабочим давлением 100, 150 и 200 кгс/см² соответственно равно 150, 200 и 300 кгс/см². Баллоны типа 100, 150 и 200 изготавливаются из углеродистой стали, а баллоны типа 150 Л и 200 Л — из легированной.

Все баллоны, находящиеся в эксплуатации, должны проверяться на внешние повреждения и герметичность каждый день и перед каждым использованием. Баллоны, которые были повреж-

дены, отремонтированы или у которых истек срок годности, должны быть осмотрены и испытаны на пробное давление в инспекции Котлонадзора или организации, аккредитованной Ростехнадзором. Если баллон в порядке, на нем ставят новые данные (старые закрашивают) и указывают год следующего испытания (срок годности 5 лет). **Категорически запрещается** наполнять баллоны воздухом под давлением, превышающим рабочее, или использовать баллоны, которые не прошли испытание вовремя.

Стационарные баллоны (ресиверы) на компрессорных станциях и в рекомпрессионных камерах каждый год чистят щелочным раствором. Для этого в баллон заливают 30 л раствора щелока в горячей воде (200 г щелока на 10 л воды). Баллон с раствором несколько раз прокатывают, чтобы очистить внутреннюю поверхность, затем выливают раствор, два раза промывают баллон горячей чистой водой, продувают сжатым воздухом и ставят на место. Если внутри баллона есть ржавчина, то в баллон при щелочении доводят одно ведро мелкой металлической стружки.

На баллонах аппаратов есть запорные вентили и угловые штуцера для подключения воздушной системы. Запорный вентиль баллона имеет уплотнение из фторопласта (подушку), которое при слабом нажатии на клапан гарантирует плотность запираения. Камера вентиле также уплотняется фторопластовой прокладкой, которая обеспечивает герметичность вентиле в открытом положении.

Штуцера аппаратов для соединения с баллонами имеют коническую резьбу с наружным диаметром 19,8 мм. Штуцера для наполнения и расхода имеют цилиндрическую резьбу 1/2", а штуцера для контрольного манометра — резьбу 1/4".

ИСГ на основе баллона

Принципиальная пневматическая схема ИСГ на основе баллона высокого давления с применением агрегатов пневмомагистрали представлена на рис. 5.4.

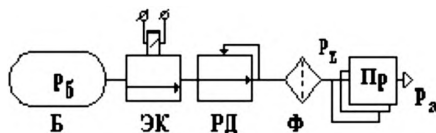


Рис. 5.4. Принципиальная пневматическая схема ИСГ с баллоном

ИСГ работает следующим образом. По команде включения электропневмоклапан (ЭК), обеспечивающий герметизацию баллона при хранении и практически мгновенное включение при пуске, открывается и выпускает газ в систему. В баллоне газ находится под высоким давлением, которое падает по мере опорожнения баллона. Регулятор давления (РД) понижает и стабилизирует давление p_z на выходе, а фильтр (Ф) производит фильтрацию газа от твердых частиц.

Временная диаграмма изменений давлений в системе соответствует графику опорожнения полости (рис. 5.5). Время, в течение которого регулятор давления поддерживает постоянное давление p_z , соответствует времени работы потребителя (привода) t_p .

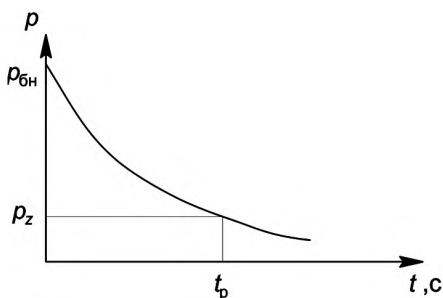


Рис. 5.5. График изменений давлений при опорожнении баллона

На рис. 5.6 и 5.7 приведены возможные исполнения ИСГ. На рис. 5.6 приведен цилиндрический воздушный баллон. На рис. 5.7 приведен узел ИСГ. Он состоит из цилиндрического баллона 1 (в раз-



Рис. 5.6. Воздушный баллон, исполнение в металле

резе) и воздушно-арматурного блока 2, в котором находится регулятор давления, зарядное устройство, пиропатрон, срабатывающий при включении вместо ЭК.

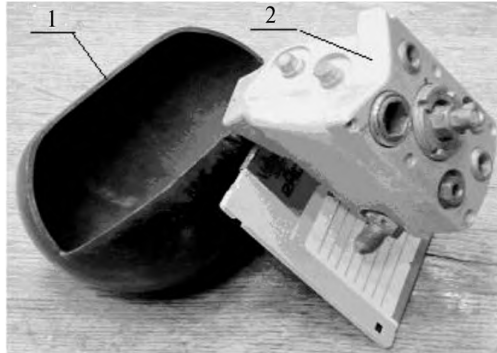


Рис. 5.7. Баллон с арматурным блоком

Пример.

Проведем анализ опорожнения баллона со сжатым воздухом с данными из табл. 5.4.

Таблица 5.4

Расчетные данные для баллона

Параметр	Значение	Размерность
Объем баллона $V_{\text{б}}$	0,001	м^3
Отношение теплоемкостей k	1,4	—
Газовая постоянная R	286,7	$\text{Нм}/(\text{кг} \cdot \text{К})$
Начальная температура $T_{\text{нач}}$	293	К
Начальное давление в баллоне $p_{\text{бн}}$	30	МПа
Конечное давление в баллоне $p_{\text{бк}}$	1	МПа

1. При изотермическом процессе опорожнения баллона от $p_{\text{бн}}$ до $p_{\text{бк}}$ получим массовое количество отдаваемого газа в систему:

$$m_{\text{г}} = \frac{V_{\text{б}}}{RT} (p_{\text{бн}} - p_{\text{бк}}) = \frac{0,001(30 - 1) \cdot 10^6}{286,7 \cdot 293} = 0,345 \text{ кг.} \quad (5.12)$$

2. При адиабатическом процессе опорожнения баллона от $p_{\text{бн}}$ до $p_{\text{бк}}$ получим массовое количество отдаваемого газа в систему:

$$m_{\text{г}} = \frac{V_{\text{б}} p_{\text{бн}}}{RT} \left(1 - \left(\frac{p_{\text{бк}}}{p_{\text{бн}}} \right)^{\frac{1}{k}} \right) = \frac{0,001 \cdot 30 \cdot 10^6 \cdot 0,06912}{286,7 \cdot 293} = 0,326 \text{ кг.} \quad (5.13)$$

Из расчетов видно, что при адиабатическом процессе опорожнения баллона отбирается меньшее количество газа.

3. Рассмотрим изменение давления в баллоне при изменении температуры на $\pm 60^\circ$. Закачиваем газ в баллон при $T_{\text{нач}} = 293 \text{ К}$ до давления $p_{\text{бн}} = 30 \text{ МПа}$, тогда:

- при повышении температуры на 60° , $T = 273 + 60 = 333 \text{ К}$, получаем

$$p_{\text{бн}} = \frac{30 \cdot 333}{293} = 34,1 \text{ МПа};$$

- при понижении температуры на 60° , $T = 273 - 60 = 213 \text{ К}$, получаем

$$p_{\text{бн}} = \frac{30 \cdot 213}{293} = 21,8 \text{ МПа.}$$

Первое давление (34,1 МПа) необходимо закладывать в расчет прочности баллона, второе давление (21,8 МПа) будет определять время работы системы. Это подтверждается следующими соображениями. Если баллон заправить сжатым воздухом до давления $p_{\text{бн}} = 30 \text{ МПа}$ при температуре 293 К , а затем охладить до температуры 213 К , то теперь начальное давление станет $p_{\text{бн}} = 21,8 \text{ МПа}$ и при опорожении баллона от этого начального давления до требуемого конечного давления сможем получить при этом только $0,248 \text{ кг}$ газа, а если иметь в виду, что при этом увеличится расход привода, то этот режим должен быть обязательно учтен при проектировании.

5.3. ИСГ на базе компрессора

Другим распространенным источником энергии холодного сжатого газа является компрессор. Он может эксплуатироваться только при нормальных атмосферных условиях, т.е. в промышленной технике и на малых высотах полета ЛА.

Компрессор — это пневматическая машина длительного действия, преобразующая механическую энергию в энергию сжатого воздуха.

Пример обозначения компрессора на принципиальной пневматической схеме приведен на рис. 5.8, а его конструктивная схема — на рис. 5.9.

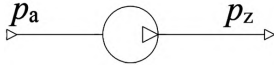


Рис. 5.8. Обозначение компрессора

На рис. 5.9 компрессор состоит из: корпуса 1; приводного электродвигателя 3 мощностью до 400 Вт с напряжением питания 27 В; баллона сжатого газа с рабочим давлением; пневмореле 4, управляющего электродвигателем по давлению в баллоне 2.

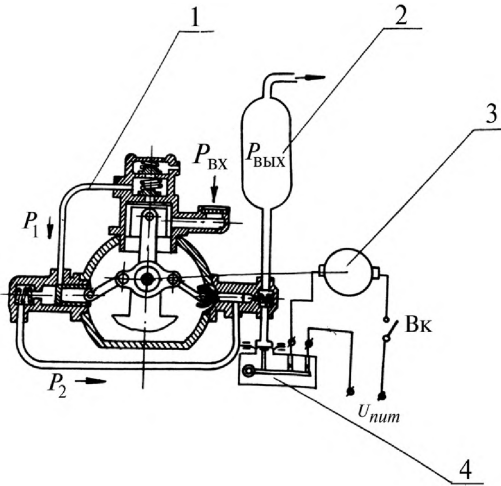


Рис. 5.9. Конструктивная схема пневматического компрессора

Компрессор работает следующим образом. Из атмосферы через фильтр воздух поступает на первую ступень сжатия. Через клапан нагнетания воздух далее попадает во вторую ступень сжатия, потом в третью, где его давление доводится до рабочего. Рабочие площади поршней, а следовательно, и диаметры с каждой ступенью уменьшаются, что и создает компрессию газа.

Основными расчетными параметрами компрессоров являются площади поршней, скорости оборотов компрессора и мощности приводного двигателя.

Давление — критический параметр компрессоров, определяющий их функциональность, энергоэффективность и безопасность. Диапазон рабочих давлений широк — от 0,15 до 100 МПа и выше.

Рабочее давление, с одной стороны, определяется исходя из требований подключаемого потребителя (привода), а с другой стороны, определяет такие характеристики компрессора, как энергопотребление, безопасность и надежность. Недостаток давления нарушает работу системы, в случае привода не давая ему реализовать требуемый закон управления, на избыток ведет к перерасходу энергии, так как каждый дополнительный бар будет повышать затраты на энергию примерно на 7%. При этом давление компрессора должно превышать потребное давление, так как реальное рабочее давление обычно на два бара ниже из-за особенностей цикла работы компрессора и потерь давления в агрегатах пневмомагистралей и на утечки.

Цикл работы выглядит следующим образом: сначала компрессор нагнетает воздух до максимального давления, далее отключается, вследствие чего давление в ресивере падает до минимально допустимого значения и компрессор включается вновь.

Существует следующая классификация компрессоров по давлению:

1. Низкое давление: 1,5—12 бар.
2. Среднее давление: 12—100 бар.
3. Высокое и сверхвысокое: до 1000 бар и выше (промышленные применения).
4. Вакуумные установки: создают разрежение на выходе.

5.4. Пороховые газогенераторы

Наиболее распространенными ИСГ высоких температур являются пороховые газогенераторы ПГГ, называемые в отдельной литературе “твердотопливные газогенераторы” (ТТГГ).

К ПГГ предъявляются следующие требования [24]:

- простота изготовления;
- надежность при температуре окружающей среды от 213 до 330 К при давлении от 9,81 до 19,6 МПа;
- малая стоимость;
- постоянная скорость горения при данном давлении;
- безопасность в эксплуатации.

В ПГГ сейчас используются два основных типа пороховых составов: баллистические и смесевые. Баллистические (коллоидные, однородные, двухосновные) основаны на органических соединениях, содержащих кислородные нитро- или нитратные группы. Таким образом, в баллистическом топливе и горючее (элементы С и Н), и окислитель (О) входят в структуру одной молекулы. Такой главный компонент — это нитроклетчатка, продукт нитрации целлюлозы. Второй обязательный компонент — это растворитель (пластификатор), например нитроглицерин.

Смесевые твердые топлива — это механическая смесь тонкоизмельченного минерального окислителя (например, перхлорат аммония), органического горючего-связки (например, каучук) и металлических добавок (например, алюминий).

Принципиальная пневматическая схема ИСГ на основе ПГГ представлена на рис. 5.10. ИСГ состоит из последовательного соединения порохового газогенератора (ПГГ), ограничительного дросселя $A_{др}$, фильтра Φ , сбросного клапана СК и потребителя (привода). ПГГ представляет собой пороховую шашку, размещенную в корпусе с бронированной внутренней поверхностью. К торцевой поверхности корпуса крепятся запал и сетчатый фильтр. Многие ПГГ не имеют устройств регулирования параметров газа, поэтому стабилизация параметров идет путем настройки проходных сечений у $A_{др}$ и СК. Разделительный дроссель стабилизирует давление газа при увеличении потребляемого расхода, а сбросной клапан — при увеличении давления.

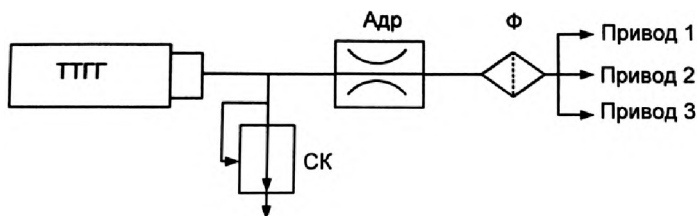


Рис. 5.10. Схема с порохового газогенератора

При выбранном значении давления площади и скорости горения топлива длина заряда обеспечивает требуемое время работы объекта. Наибольшее распространение получили заряды торцевого горения, которые выполняются в виде цилиндров, спиралей и торцов.

Недостатком систем с ПГГ является высокая температура рабочего тела и одноразовое действие аппаратуры. Эти факторы усложняют отработку и контроль рассмотренного объекта. Элементы этих систем проверяются при приемно-сдаточных и контрольно-выборочных испытаниях.

Конструкция ПГГ приведена на рис. 5.11.

В состав ПГГ входят следующие узлы: крышка 3, заряд 1, бронирующий состав (бронировка) 2 и теплозащитное покрытие (ТЗП) камеры, газовод 6, инициирующее устройство 5 с пороховой таблеткой 4. В состав может быть включен газовый фильтр.

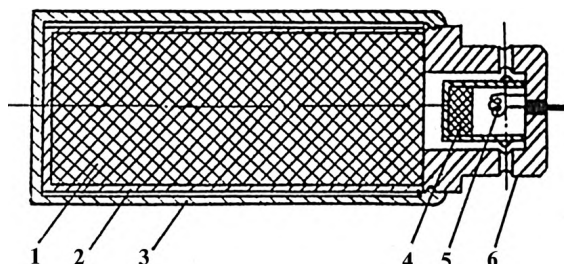


Рис. 5.11. Конструкция ПГГ:

1 — заряд; 2 — бронировка; 3 — крышка; 4 — таблетка (навеска);
5 — инициирующее устройство; 6 — газовод

Камера представляет собой тонкостенную (толщиной 1—2 мм) прочную оболочку цилиндрической или усеченной конической формы, изготовленную из стали или стеклопластика. Внутри нее размещен заряд твердого смесового топлива, как правило торцового горения. Боковые поверхности и дно заряда покрыты бронировкой — полимерным материалом, который обеспечивает контролируемое горение со стороны открытого торца заряда. Бронировка выполняет критическую функцию: охлаждает продукты разложения топлива, снижая их температуру с 2000 °С до 1200 °С, и, участвуя в реакции, добавляет 5—10% к общему объему генерируемого газа, который применяется в пневматических и гидравлических приводах.

Для надежного воспламенения заряда используется навеска из крупнозернистого дымного пороха (КЗДП), упакованная в пластиковый материал АГ-4 и заклеенная миткалевой лентой со стороны воспламенения.

Для защиты самой стальной оболочки камеры от воздействия высокотемпературного газа (1200—1400 °С) во время работы ТГ, ее внутренняя поверхность покрыта теплозащитным покрытием (ТЗП).

С целью дальнейшей очистки газа для защиты элементов пневмопривода от загрязнения за представленными элементами на рис. 5.11 на выходе газогенератора может быть размещен фильтр.

Фильтры в данном случае могут быть двух основных типов: механические (из металлической сетки с мелкими ячейками 5—10 мкм, спеченных нихромовых шариков или спрессованной нихромовой проволоки) и газодинамические циклонного типа. В последних газ поступает в спиральный канал (“улитку”), где центробежные силы отделяют тяжелые частицы, осаждающиеся на стенках и дне бункера, после чего очищенный газ направляется к потребителю.

Для описания процесса горения принимают гипотезу о полслойном горении и закон скорости горения — зависимость скорости перемещения фронта горения от давления p_T пороховых газов.

На рис. 5.12 приводится диаграмма изменения давления в ИСГ. Пороховой состав ПГГ после зажигания равномерно горит при определенных условиях в течение заданного времени работы t_p . Скорость процесса горения, а также его условия определяются типом пороха в составе ПГГ.

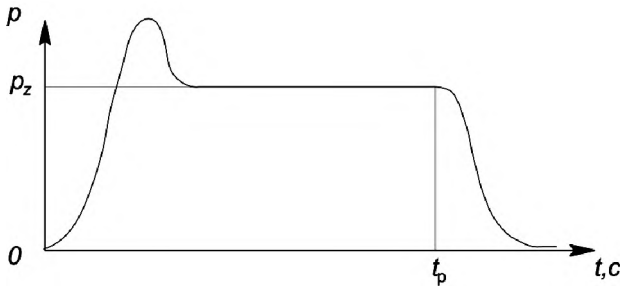


Рис. 5.12. Переходный процесс по давлению в ПГГ

Закон горения может быть линейным, как правило для давления до 10 МПа:

$$u = a \cdot p + b \quad (5.14)$$

или степенным для давления свыше 10 МПа:

$$u = u_1 p^v, \quad (5.15)$$

где u — скорость горения; u_1 — коэффициент чувствительности скорости горения к начальной температуре заряда; p — давление газа; a, b — коэффициенты, характеризующие состав топлива; v — показатель степени в законе горения топлива.

Рассмотрим образование пороховых газов в ПГГ (рис. 5.13). За время dt сгорает часть пашки длиной dl . Тогда, в случае если ПГГ имеет цилиндрическую форму и площадь пашки составляет $A_{\text{ш}}$, объем сгоревшей части пашки будет равен:

$$\frac{dv}{dt} = A_{\text{ш}} \frac{dl}{dt}, \quad (5.16)$$

где $\frac{dl}{dt}$ по своей сути является скоростью горения (перемещения фронта).

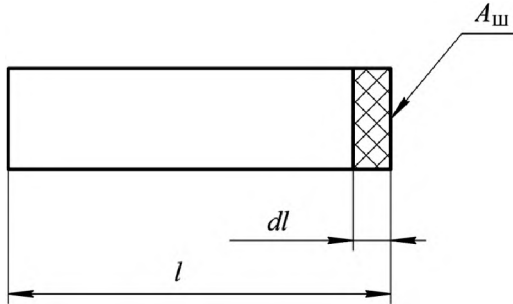


Рис. 5.13. Расчетная схема ПГГ

Так как плотность пороха $\rho_{\text{п}}$ постоянна, умножим на нее обе части уравнения (5.16):

$$\rho_{\text{п}} \frac{dv}{dt} = \rho_{\text{п}} A_{\text{ш}} \frac{dl}{dt}. \quad (5.17)$$

Из уравнения (5.17), подставляя скорость горения из уравнения (5.15), можно получить количество газа, которое создает горение ПГГ:

$$G_{1\Gamma} = \rho_{\text{п}} A_{\text{ш}} u_1 p^v. \quad (5.18)$$

На рис. 5.11 отображено, что поток из ПГГ проходит через дроссель площадью $A_{др}$, соответственно, расход через него рассчитывается по формуле

$$G_{2г} = \mu A_{др} p \Phi(k) \Phi(RT). \quad (5.19)$$

Длина шашки рассчитывается исходя из уравнения

$$L_r = ut_p = u_1 p^v t_p, \quad (5.20)$$

где t_p — время непрерывной работы ПГГ.

Согласно уравнению неразрывности $G_{1г} = G_{2г}$, в случае нарушения равенства горение будет неустойчиво и ПГГ либо потухнет, либо начнет неконтролируемо разгораться.

Тогда, подставляя уравнения (5.18) и (5.19) в уравнение неразрывности, можно определить рабочую точку — рабочее давление ПГГ. Графическое решение представлено на рис. 5.14.

Как можно видеть, возможны два режима горения в зависимости от значения v . При этом переход v через “1” характеризует неустойчивый режим работы топлива. Несмотря на неустойчивость работы топлива, его динамические качества (быстродействие) при этом улучшаются.

На графике рис. 5.14,а представлен случай устойчивой работы топлива, система находится в равновесии, в точке, где кривая при-

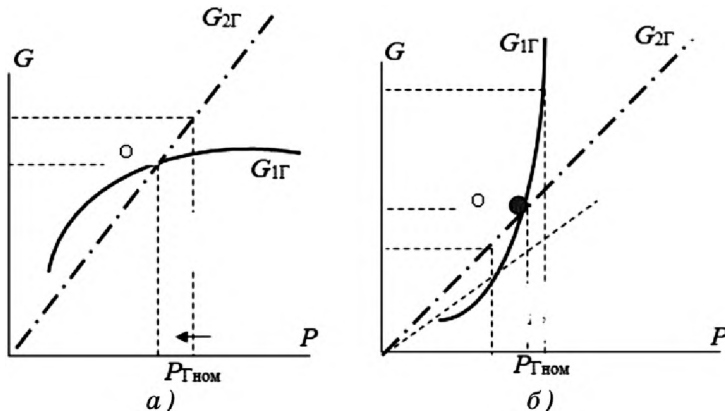


Рис. 5.14. Расчетная схема ПГГ:

a — устойчивое горение при $v < 1$; *б* — устойчивое горение при $v > 1$

хода газа G_{1r} (зависит от скорости горения топлива) пересекается с кривой расхода газа (зависит от давления в камере) G_{2r} . Если внешние факторы отклоняют давление от этой точки (например, повышают его), расход газа возрастает быстрее, чем его приход от горения. Это вызывает снижение давления, возвращая систему к равновесию. Если давление падает ниже равновесного, приход газа начинает превышать расход, что повышает давление до исходного уровня.

На графике рис. 5.14,б представлен случай неустойчивой работы топлива. В этом случае, когда давление снижается, расход газа падает быстрее, чем приход, что приводит к дальнейшему снижению давления и затуханию горения. Если давление растет, приход газа превышает расход, вызывая лавинообразный рост давления, который заканчивается разрушением камеры сгорания (ПГГ).

Таким образом, для топлива с показателем $\nu > 1$ возникает задача обеспечения устойчивого горения. При отклонении давления от номинального значения (соответствующего пересечению кривых на рис. 5.14,б). Это предполагается делать за счет обеспечения обратной связи по изменению площади сечения дросселя $A_{др}$ таким образом, чтобы оно увеличивалось при падении давления и уменьшалось при росте давления. Подобная обратная связь не только обеспечивает устойчивость процессов, но и соответствует режиму работы с минимальными потерями, а также делает возможным глубокое регулирование тяги, создаваемой расходом из ПГГ.

5.5. ИСГ на основе гидразина

Источник сжатого газа на основе гидразина (рис. 5.15) состоит из емкости или баллона с жидким гидразином (Бж), клапана или пирозатвора (ЭК) подачи гидразина, фильтра (Ф) и катализатора разложения (КР). К выходу ИСГ подключаются приводы.

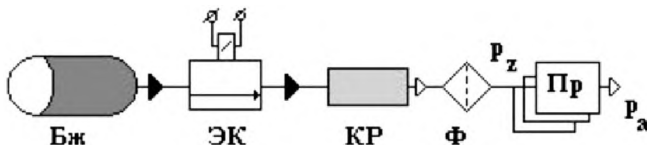


Рис. 5.15. Принципиальная пневматическая схема источника питания на однокомпонентном жидком топливе

Для начала работы ИСГ в баллон с жидкостью (рис. 5.16) необходимо от какого-нибудь источника подать сжатый газ для вытеснения гидразина в катализатор разложения. Таким источником может быть пиропатрон. После начала работы часть газа после катализатора разложения может использоваться для дальнейшего вытеснения. Такая схема ИСГ приводится на рис. 5.16.

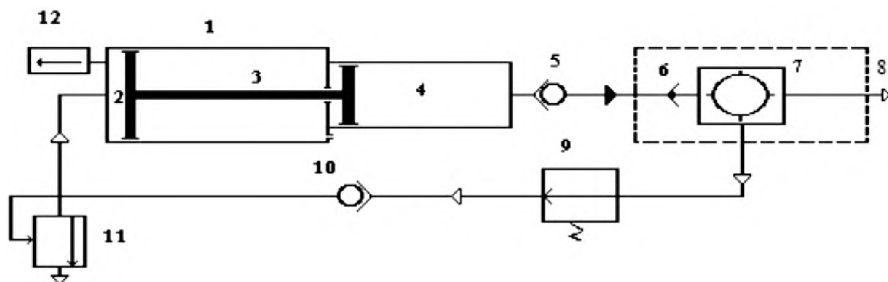


Рис. 5.16. Конструкция вытеснителя:

1 — вытеснительная емкость; 2 — полость для вытесняющего газа; 3 — пустая полость; 4 — полость с гидразином; 5, 10 — обратные клапаны; 6 — катализатор разложения; 7 — выходное устройство; 8 — выходной патрубок; 9 — регулятор давления; 11 — сбросной клапан; 12 — пиропатрон

Пример исполнения катализатора разложения приводится на рис. 5.17.

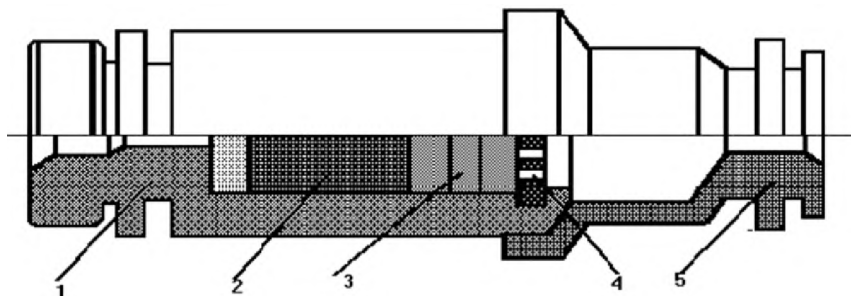


Рис. 5.17. Генератор разложения гидразина:

1 — корпус; 2 — гранулированный катализатор; 3 — нихромовый брикет; 4 — диафрагма; 5 — газоотводящее устройство

Гидразин [гидр(огениум) + аз(от)] — химическое соединение водорода с азотом N_2H_4 ; бесцветная дымящая на воздухе ядовитая

жидкость; применяется в производстве пластмасс, резины, входит в состав ракетного топлива.

Достижения химии за последние десятилетия в области разработки и создания ракетных топлив позволили существенно расширить ассортимент однокомпонентных топлив, способных удовлетворять самым жестким требованиям, предъявляемым к бортовым энергосистемам приводов ЛА. На базе этих достижений как в нашей стране, так и за рубежом появилось значительное количество принципиально новых типов бортовых ИСГ, способных работать на жидких топливах ракетного класса или их компонентах. Одним из основных достоинств этих ИСГ является сравнительная простота конструкции, возможность достижения широкого диапазона регулирования газопроизводительности и давления.

Применение жидких однокомпонентных топлив создает благоприятные условия для разработки и создания конструкции различных регулируемых ИСГ. Это прежде всего относится к источникам, работающим на однокомпонентных, каталитически или термически разлагаемых топливах. К числу таких топлив относятся гидразин и топливные композиции, созданные на его основе.

Однокомпонентный ИСГ, как источник газообразного рабочего тела, является регулируемой первичной теплоэнергетической установкой энергосистемы привода. Поэтому определяющим фактором при его разработке, проектировании, изготовлении и применении будут не только параметры генерируемого газа, но и свойства топлива, используемого в нем.

Основные требования, предъявляемые к топливам однокомпонентных ИСГ, можно сформулировать следующим образом. Топливо должно обладать большим запасом химической энергии и высокой плотностью, а продукты разложения топлива — хорошими термодинамическими свойствами (RT , R , k и т.д.).

Топлива, применяемые в энергосистемах приводов, должны иметь высокие конструктивные и эксплуатационные свойства. В соответствии с этими требованиями оцениваются физические свойства топлив: способность к разложению, самовоспламенению, пределы самовоспламеняемости, охлаждающие свойства, физико-химическая стойкость, взрывоопасность, агрессивность к конструкционным материалам, а также токсичность, температура кипения и, наконец, стоимость.

Столь многочисленные и подчас противоречивые требования одновременно удовлетворить невозможно. Поэтому определяющими свойствами топлива будут энергетические и эксплуатационные. Они и определяют конструкцию ИСГ и в известной мере — энергосистемы в целом.

Особым вниманием отечественных и зарубежных разработчиков бортовых энергосистем приводов в последние годы пользуется гидразин и топливные композиции на его основе. Помимо хороших энергетических показателей газообразных продуктов разложения, возможности работать в широком диапазоне давлений при приемлемом тепловом и коррозионном воздействии на элементы конструкции привода, эти топлива имеют удовлетворительные физико-химические характеристики в жидком состоянии.

Учитывая специфические особенности большинства бортовых энерго-систем приводов, можно конкретизировать требования к однокомпонентным топливам:

- топливо должно быть химически и физически устойчиво при температурах окружающей среды в диапазоне $-70...+50$ °С в течение всего срока эксплуатации и хранения;
- температура разложения топлив и удельные тепловые потоки не должны вызывать нарушений работы ИСГ и привода из-за большой теплонапряженности с учетом длительности и цикличности работы на борту изделия;
- давление подачи топлива и давление в камере разложения ИСГ определяется из условий обеспечения статических и динамических характеристик потребителей с учетом кинетики химической реакции и стабильности процесса разложения.

Указанный перечень требований можно значительно расширить и детализировать, но это наиболее целесообразно проводить, учитывая требования каждого конкретного случая.

Процесс превращения исходного топлива в газообразное рабочее тело осуществляется в специальной реакционной камере — реакторе. Этот процесс происходит в результате экзотермической реакции разложения, которая основана на способности некоторых ракетных топлив или топливных смесей распадаться под воздействием внешних тепловых инициаторов или катализаторов. К числу этих топлив относятся гидразин, гидразингидрат, диметилгидразин, несимметричный диметилгидразин, аммиак, изопропилнитрат, окись этилена, перекись водорода и т.д.

Важной отличительной особенностью гидразина и топливных композиций на его основе является способность как к каталитическому, так и к термическому разложению. При этом процесс перехода топлива из жидкого в газообразное состояние осуществляется за время порядка 10^{-5} — 10^{-6} с. В обоих случаях процесс разложения устойчив и характеризуется постоянством давления, температуры, химического состава газа и т.д. Каталитическое или термическое разложение дает возможность разработчикам энергосистемы привода заранее выбирать необходимый интервал температур, состав и параметры генерируемого газа, которые наиболее благоприятны для работы энергосистемы привода. Это достигается соответствующим подбором исходного топлива или топливной смеси и катализатора.

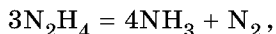
В случае термического разложения проводится необходимая доработка узла разложения реакционной камеры.

Процесс каталитического разложения гидразина начинается при температуре катализатора, соизмеримой с температурой окружающей среды.

Термическое разложение гидразина начинается при температуре узла разложения, большей 230 °С, при отсутствии катализатора, т.е. требуется начальный подогрев.

В обоих случаях температура продуктов разложения практически мгновенно достигает своего конечного значения.

Гидразин может разлагаться по схеме



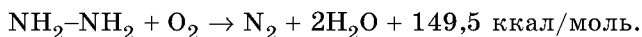
Параметры продуктов разложения гидразина зависят от степени его разложения на конечные продукты (H_2 , N_2). При полном разложении гидразина на H_2 и N_2 выделяется 1580 кдж/кг тепла и продукты разложения имеют температуру 870 К.

В соответствии с условиями процесса вторая реакция (диссоциация аммиака) может идти не полностью, тогда в продуктах разложения содержится аммиак, что влияет на значение температуры генерируемого газа (T) и параметра RT продуктов разложения.

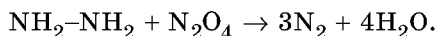
Примером реактора может быть конструкция с комбинированным пакетом гранулированного нихрома с добавками металличе-

кого катализатора и набором брикетов, спрессованных из нихромовой проволоки.

Гидразин обладает способностью к интенсивному горению на воздухе, сопровождающемуся значительным выделением тепла и образованием газообразных продуктов. Типичная реакция его окисления выражается уравнением



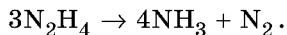
Высокая экзотермичность этой реакции в сочетании с уникальными физическими свойствами гидразина обусловила его применение в качестве высокоэффективного ракетного горючего. В ракетных двигателях гидразин используют с различными окислителями: жидким кислородом, концентрированной перекисью водорода, азотной кислотой или, что предпочтительнее, жидким тетраоксидом азота (N_2O_4). Реакция с последним протекает по схеме



Широкое применение в ракетостроении нашли и метилированные производные гидразина: метилгидразин ($\text{CH}_3\text{NH-NH}_2$) и несимметричный диметилгидразин ($(\text{CH}_3)_2\text{N-NH}_2$). Эти соединения сочетают энергетические преимущества углеводородных топлив со стабильностью и управляемостью, характерной для производных гидразина. Горючие на основе гидразинов используются в мощных двигательных установках всех ступеней крупных ракет-носителей. Яркими примерами служат вторая ступень индийской ракеты-носителя (1994 г.), где было израсходовано 37 тонн диметилгидразина с N_2O_4 , и двигатели лунного модуля программы “Аполлон”, обеспечившие посадку и взлет с поверхности Луны.

Гидразин и его производные также незаменимы в двигателях малой тяги для коррекции орбиты и ориентации космических аппаратов, таких как “Галилео” и “Кассини”. Например, двигательная установка орбитального телескопа “Хаббл”, заправленная 133 кг гидразина, обеспечила его работу на орбите в течение девяти лет. В таких двигателях применяют два основных принципа: использование двухкомпонентных топлив (гидразин + окислитель), способных к самовоспламенению при смешении, или каталитическое разложение моногидразина на раскаленной поверхности (напри-

мер, иридиевого катализатора) по реакции диспропорционирования:



Эта реакция, обусловленная относительной непрочностью связи N–N в молекуле гидразина, является ключевой для его применение в однокомпонентных двигательных системах.

Помимо ракетной техники, гидразин нашел широкое применение в различных отраслях промышленности. Он служит важным полупродуктом в синтезе фармацевтических препаратов, пестицидов, полимерных материалов и антиоксидантов. Его используют как кислородный поглотитель (скавенджер) в теплоэнергетике для защиты котлов от коррозии, как ингибитор коррозии в технологических установках, катализатор полимеризации, реагент при нанесении металлических покрытий на неметаллические поверхности, в фотопроцессах и газоочистке. Гидразинсульфат применяется в гидрометаллургии для очистки редких металлов, в качестве антиоксиданта при производстве легких сплавов, фунгицида в сельском хозяйстве и даже как реагент в клинических анализах крови.

Широкий спектр применения обусловил постоянный рост мирового производства гидразина и его производных. Уже в 1974 году в США было произведено свыше 17 тысяч тонн этого вещества. Однако масштабное производство и использование гидразинов создает серьезные экологические проблемы, связанные с их высокой токсичностью, физиологической активностью и сложностями безопасного хранения, транспортировки и утилизации отходов.

В настоящее время ведутся разработки “зеленых” альтернатив на основе, например, AF-M315E нитрата гидроксиламмония, LMP-103S на основе динитрамида аммония. Некоторые новые миссии (например, спутники DARPA RSGS, часть малых спутников) начинают их использовать. Однако полный отказ от гидрази-на займет десятилетия из-за его уникальных свойств.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. — М.: Высш. школа, 1980. — 469 с.

Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю. Термодинамические и баллистические основы проектирования ракетных двигателей на твердом топливе: Учебное пособие для вузов. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Машиностроение, 1979. — 390 с.

Ландау Л.Д., Китайгородский А.И. Физика для всех: молекулы. — 5-е изд., испр. — М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1982. — 208 с.

Меньщиков В.М., Тешуков В.М. Газовая динамика. Задачи и упражнения: Учеб. пособие. — Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т, 1990.

Хабиров С.В. Аналитические методы в газовой динамике. — Уфа: БГУ, 2013. — 224 с.

Бухмиров В.В., Созинова Т.Е., Солнышкова Ю.С. Расчет теплопередачи через непроницаемые стенки: Методические указания. — Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2015. — 32 с.

Салахутдинов Г.М. Тепловая защита в космической технике. — М.: Знание, 1982. — 64 с.

Авдуевский В.С., Галицейский Б.М., Глебов Г.А. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике: Учебник для авиационных специальностей вузов / Под общ. ред. В.С. Авдуевского, В.К. Кошкина. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Машиностроение, 1992. — 528 с.

Чащин В.А. Лабораторные работы “Элементы и агрегаты газовых магистралей” по курсу “Термогазодинамика и пневмоавтоматика” / Под ред. С.В. Костина. — М.: МАИ, 1980. — 45 с.

Чащин В.А. Регуляторы давления пневмосистем: Учеб. пособие по курсу “Элементы пневмоавтоматики”. — М.: МАИ, 1988. — 27 с.

Чащин В.А. Пневмоавтоматика и пневмопривод летательных аппаратов. — М.: МАИ-ПРИНТ, 2009. — 203 с.

Чащин В.А. Элементы пневмоавтоматики: Учеб. пособие. — М.: МАИ, 1980. — 59 с.

Костин С.В. Газовый привод: Конспект лекций. Ч. 1. Усилители и двигатели. — М.: МАИ, 1971. — 162 с.

Лясковский И.Ф. и др. Агрегаты пневматических систем летательных аппаратов / Под ред. Н.Т. Романенко. — М.: Машиностроение, 1976. — 176 с.

Герц Е.В. Расчет пневмоприводов: Справочное пособие. — М.: Машиностроение, 1975. — 272 с.

Беляев Н.М., Белик Н.П., Уваров Е.И. Реактивные системы управления космических летательных аппаратов / Под ред. Н.М. Беляева. — М.: Машиностроение, 1979. — 231 с.

Техническая кибернетика / Под ред. В.В. Солодовникова. Кн. 2: Устройства и элементы систем автоматического регулирования и управления. — М.: Машиностроение, 1975. — 415 с.

Техническая кибернетика / Под ред. В.В. Солодовникова. Кн. 3: Устройства и элементы систем автоматического регулирования и управления. — М.: Машиностроение, 1975. — 415 с.

Справочник машиностроителя. В 6 т. Т. 4. — М.: Машиностроение, 1963. — 792 с.

Жирницкий Г.С. Авиационные газовые турбины. — М.: Оборонгиз, 1963 с.

Буленков С.Е., Тюрин В.И., Самойлов Б.П. и др. Справочник пловца-подводника / Под ред. Е.П. Шиканова. — М.: Воениздат, 1983. — 255 с.

Урманов М.Н., Нуритдинов Н.Д., Алиева А. Решение систем нелинейных уравнений в MATLAB // Science and innovation. 2022. Т. 1. № А3. С. 139—145.

ГОСТ 949-73. Баллоны стальные малого и среднего объема для газов на 19,6 МПа (200 кгс/см). Технические условия.

Лалабеков В.И. Газо- и электрогидравлические приводы органов управления летательных аппаратов. В 2 ч. Ч.1: Основы разработки. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Перо, 2021. — 340 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
1. ТЕРМОДИНАМИКА	5
1.1. Уравнение состояния газа	5
1.2. Первый закон термодинамики	14
1.3. Работа процесса	19
1.4. Энтальпия	20
1.5. Теплоемкость	21
1.6. Термодинамические процессы	23
1.7. Термодинамическое определение энтропии	26
2. ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА	35
2.1. Скорость газа	37
2.2. Расход газа	38
2.3. Анализ уравнений скорости и расхода	39
2.4. Скорость звука	45
2.5. Сопло Лавалья	48
2.6. Примеры к разд. 2.1—2.5	52
2.7. Теплопередача	53
2.8. Передача теплоты через плоскую стенку	59
2.9. Несколько слов о теплопередаче	61
2.10. Аэродинамический нагрев	65

3. ПНЕВМОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ПНЕВМОЕМКОСТИ	68
3.1. Конструктивные схемы пневмосопротивлений	68
3.2. Соединения дросселей	78
3.3. Давление в междроссельной камере	79
3.4. Наполнение и опорожнение полости	81
3.4.1. Наполнение полости	89
3.4.2. Опорожнение полости	91
3.4.3. Одновременное наполнение и опорожнение полости	93
3.4.4. Опорожнение через регулятор давления	94
4. АГРЕГАТЫ ПНЕВМОМАГИСТРАЛЕЙ	97
4.1. Электропневмоклапаны	97
4.2. Конструктивные схемы ЭПК	99
4.3. Динамика электропневмоклапанов	105
4.3.1. Динамика однокаскадного ЭК	106
4.3.2. Динамика двухкаскадного ЭК	108
4.4. Регуляторы давления. Схемы. Статические характеристики	109
4.5. Прочие агрегаты пневмомагистрали	123
5. ИСТОЧНИКИ СЖАТОГО ГАЗА	125
5.1. Сравнение	125
5.2. Воздушные баллоны	128
5.3. ИСГ на базе компрессора	136
5.4. Пороховые газогенераторы	138
5.5. ИСГ на основе гидразина	144
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	151

Тем. план 2024, ч. 2, поз. 11

Чащин Владислав Алексеевич

Кондратьев Александр Борисович
Кутейникова Екатерина Николаевна
Трядер Ирина Вадимовна

ПРИКЛАДНАЯ ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА
И ЭЛЕМЕНТЫ ПНЕВМОАВТОМАТИКИ

Редактор *Л.А. Ставцева*
Компьютерная верстка *Т.С. Евгеньевой*

Сдано в набор 15.07.2025. Подписано в печать 29.12.2025.

Бумага офсетная. Формат 60×84 1/16. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 9,07. Уч.-изд. л. 9,75. Тираж 100 экз.

Заказ 671/1391.

Издательство МАИ
(МАИ), Волоколамское ш., д. 4,
Москва, А-80, ГСП-3 125993

Типография Издательства МАИ
(МАИ), Волоколамское ш., д. 4,
Москва, А-80, ГСП-3 125993

