

УДК 533.915 + 533.6.078

**НЕИЗЭНТРОПИЧЕСКОЕ СЖАТИЕ ГАЗА  
В ПОРШНЕВЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ.**

специальность 01.02.05

механика газа, жидкости и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико – математических наук

Научный руководитель  
кандидат технических наук  
старший научный сотрудник  
Кислых В.В.

г. Долгопрудный Моск. обл. – 1995 г.

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Современные требования к экспериментальной базе аэрогазодинамики	10
1.1. Параметры аэродинамического моделирования, характерные для аэрокосмических систем	10
1.2. Классические аэродинамические установки импульсного типа	12
1.3. Современные зарубежные высокопроизводительные трубы	13
Выводы по главе 1	15
Глава 2. Физические основы неизэнтропического сжатия газа в ПГУ	16
2.1. Сжатие газа при наполнении камеры в квазистатическом приближении	16
2.2. Критерий различия двух предельных случаев наполнения камер	22
2.3. Закономерности наполнения газом емкости при ограниченном перемешивании	24
2.4. Газодинамическая картина наполнения удлиненной емкости в одномерном приближении	27
2.5. Оптимизация сжатия газа в стволе поршнем по вкладываемой энергии	31
2.6. Критерий оптимальности конструкции установки неизэнтропического сжатия	33
2.7. Оптимизация неизэнтропического сжатия газа в емкостях форкамеры для высокотемпературных режимов	35
2.8. Сравнительный анализ различных способов сжатия газа	37
Выводы по главе 2	41
Глава 3. Методика компьютерного моделирования сжатия газа в ПГУ	42
3.1. Вывод основных уравнений	42
3.2. Результаты расчетов работы ПГУ, сравнение с экспериментом	48
3.3. Оценка влияния тепловых потерь на параметры сжатого газа	50
3.4. Расчет оптимального сжатия газа в стволе ПГУ	53
3.5. Изэнтропическое сжатие газа в емкостях форкамеры с "вытеснением"	55
Выводы по главе 3	58
Глава 4. Промышленные режимы работы ПГУ У-7, У-11 по способу неизэнтропического сжатия газа	59
4.1. Отладка запорно - регулирующего клапана магистрали (ЗРКМ) для подачи воздуха в импульсную	

трансзвуковую трубу (ИТТ) У11 с целью исследования модели 1/50 "Энергия"	59
4.2. Работа плазмотрона У–11 по способу неизэнтропического сжатия	61
4.3. Анализ режимов неизэнтропического сжатия газа в ПГУ, используемых для испытаний моделей "Гермес" (У–7), "Зенгер" и других (У–11)	63
Выводы по главе 4	66
Глава 5. Разработка нового низкоэнталийного режима работы трубы НЕГ в Геттингене	67
5.1 Принцип работы трубы Людвиг с поршневым приводом	67
5.2 Методика компьютерного моделирования сжатия воздуха в НЕГ в квазистатическом приближении	68
5.3 Методика компьютерного моделирования сжатия воздуха в НЕГ методом характеристик	69
5.4 Калибровка расчетных методов по экспериментам	71
5.5 Результаты расчетов режима трубы Людвиг с поршнем	72
5.6 Параметры потока газа в трубе Людвиг с поршнем	74
Выводы по главе 5	75
Заключение	76
Литература	77
Графики	81

## Введение.

Цель работы состоит в исследовании, развитии и оптимизации неизэнтропического способа сжатия газа в поршневых газодинамических установках для получения плотного высокотемпературного газа, а так же в обобщении опыта экспериментальной отладки этой технологии в У-11.

Актуальность и практическая значимость работы определяются с одной стороны, современными требованиями к наземной отработке перспективных аэрокосмических систем — необходимостью одновременного моделирования нескольких параметров обтекания, близких к натурным, а с другой стороны, невозможностью удовлетворить этим требованиям, используя классические аэродинамические установки. За рубежом сейчас активно вводятся в эксплуатацию ударные трубы с поршневым приводом. Настоящая работа посвящена альтернативному пути развития установок такого типа, развитому в ЦНИИМаш в период 80—90 гг.

Новизна работы состоит в следующем. В 1980 г. В.В.Кислых предложил технологию многокаскадного неизэнтропического сжатия газа в поршневых газодинамических установках (ПГУ) [14], которая в дальнейшем была внедрена на установках У-7, У-11 ЦНИИМаш. Развитие и внедрение этой технологии потребовало исследования физических процессов, имеющих место при неизэнтропическом сжатии газа, чему и посвящена данная работа.

На защиту выносятся:

1. Технология управления энтропией газа высокого давления в ПГУ.
2. Методика оптимизации сжатия газа в стволе ПГУ при ограниченном предельном давлении, критерий оптимальности агрегата сжатия ПГУ.
3. Методика выбора конструкций емкостей и клапанов форкамеры ПГУ для высокотемпературных режимов.
4. Применение в высокотемпературных кратковременных режимах ПГУ одной удлиненной емкости форкамеры вместо нескольких малого удлинения.
5. Отработанная технология работы механического плазмотрона ПГУ У-11 по способу неизэнтропического сжатия.
6. Характерная связь параметров  $M$ ,  $Re_1$ ,  $T_w/T_0$  для промышленных режимов неизэнтропического сжатия азота в ПГУ У-7, У-11.
7. Принцип использования неизэнтропического многокаскадного сжатия газа в электроразрядных плазмотронах, в метательных установках, а также для создания сверхзвуковой аэродинамической установки импульсного типа без подогревателей газа.
8. Рассчитанный режим работы поршневой ударной трубы НЕГ в Геттингене (Германия) как трубы Людвига с поршневым приводом, предназначенный для создания потоков газа с высоким числом Рейнольдса.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и графических материалов.

В первой главе рассмотрены современные требования к наземной экспериментальной базе гиперзвуковой аэрогазодинамики, в частности — для создания воздушно — космических самолетов.

В п. 1.1 из анализа траекторий полета перспективных аппаратов типа Гермес, Зенгер, НАСП сделан вывод о необходимости моделирования числа Маха  $M$  потока в диапазоне 6 – 25, числа  $Re_1$  от  $10^5$  до  $5 \cdot 10^8$ , температурного фактора  $T_w/T_0$  от 0.3 до 1. Анализ литературных источников показал, что для достоверных аэродинамических испытаний на гиперзвуке модели длиной порядка 1 м достаточно продолжительности эксперимента порядка нескольких миллисекунд.

В п. 1.2 перечислены классические аэродинамические установки кратковременного действия, находящиеся в эксплуатации.

В п. 1.3 представлены пять современных установок, составляющих основу зарубежной гиперзвуковой экспериментальной базы. Эти крупномасштабные ударные трубы с поршневым сжатием толкающего газа (Free – Piston Shock Tunnel) обеспечивают энтальпию торможения газа до 30 МДж/кг при длительности эксперимента порядка 2 мсек.

Во второй главе рассмотрены физические явления, имеющие место при наполнении емкостей форкамеры сжатым газом из ствола ПГУ.

В п. 2.1 повторен математический вывод соотношений для перетекания газа между камерами в квазистатическом приближении, известный в литературе, и проведен детальный анализ всех вариантов перетекания, характерных для ПГУ.

В п. 2.2 предложена физическая модель процесса квазистатического наполнения емкости газом. Показано, что в наполняемой камере удельная энтропия газа возрастает благодаря его перемешиванию, при этом температура газа в ней в каждый момент времени равна умноженному на  $\gamma$  среднему от температуры в камере истечения по перетекшему количеству газа. Запатентованные конструкции электроразрядного плазмотрона и сверхзвуковой беспоршневой установки демонстрируют универсальность неизэнтропического способа увеличения температуры газа. Определены условия квазистатичности процессов наполнения, показано, что они эквивалентны условию малости площади отверстия между камерами по отношению к площади поперечного сечения последних.

В п. 2.3 рассмотрены закономерности наполнения газом удлиненной камеры (при отсутствии перемешивания). Предложенная приближенная модель процесса, согласно которой порции газа адиабатически сжимаются от того давления, что было в момент втекания, до конечного, позволила определить профиль температуры газа по длине камеры сразу после наполнения:

$$T/T_0 = (1 - x/l)^{1-\gamma}$$

Отмечено, что среднемассовая температура такого распределения равна  $\gamma T_0$ . Исходя из этого, а также из экспериментальных данных, представленных в литературе, сделан вывод, что при наполнении удлиненной емкости (при ограниченном перемешивании) температура газа возрастает от температуры втекающего в отверстие газа до максимальной величины  $\gamma$  противоположной стенки. С течением времени благодаря перемешиванию температура газа по всей емкости приближается к среднемассовой, которая больше исходной примерно в  $\gamma$  раз (в отсутствие тепловых потерь.)

П. 2.4 посвящен случаю наполнения емкости, противоположному квазистатическому, а именно: газодинамическому анализу наполнения "одномерной" камеры из резервуара, когда ее диаметр равен диаметру входного отверстия. Расчет методом характеристик показал, что свободно расширяющийся в камеру газ практически останавливается отраженной от ее конца ударной волной переменной интенсивности, а давление газа за ней близко к исходному давлению покоящегося газа в резервуаре. Температура газа максимальна у дальнего от отверстия конца трубы. Таким образом, в "одномерной" емкости неизэнтропический нагрев газа обусловлен отраженной ударной волной, а не процессом смешения, как в квазистатическом случае.

В п. 2.5 из анализа термодинамического цикла сжатия газа поршнем сделан вывод об оптимальном способе сжатия при ограниченном предельном давлении в установке. Отмечено, что вкладываемая в газ энергия возрастет при этом примерно в  $\gamma$  раз.

В п. 2.6 разработан способ работы управляемого клапана ПГУ для реализации указанного оптимального сжатия, а также выведен универсальный критерий, которому должен удовлетворять агрегат сжатия любой поршневой установки:

$$F_k \approx 2 \sqrt{\frac{m_g}{m_p}} F_p$$

где  $F_k$  — площадь сечения клапана,  $F_p$  — площадь поперечного сечения поршня,  $m_g$  — масса газа,  $m_p$  — масса поршня.

В п. 2.7 рассмотрен вопрос об оптимальном выборе емкостей форкамеры для высокотемпературных режимов. Результатом такого способа сжатия является распределение газа по емкостям форкамеры, при котором в первой емкости температура газа равна достигнутой в стволе, далее увеличивается в  $\approx \gamma$  раз в каждой камере вплоть до максимального значения в предсопловой емкости при близких уровнях давления в камерах.

В п. 2.8 проведен анализ различных способов сжатия газа в установках адиабатического сжатия, ударных трубах, легкопоршневых установках и трубах Сталкера. Показано, что в ПГУ удалось в одной установке соединить преимущества равновесного сжатия газа до высоких плотностей с неизэнтропическим нагревом. Рассмотрены варианты применения неизэнтропического сжатия легкого газа в баллистических установках.

В третьей главе разработана методика компьютерного моделирования процессов в ПГУ.

В п. 3.1 из законов сохранения массы и энергии осуществлен вывод дифференциальных уравнений, описывающих процессы в камерах ПГУ в квазистатическом приближении с учетом перетекания газа, его реальных свойств и тепловых потерь.

В п. 3.2 проведено сравнение расчетов с результатами экспериментов на ПГУ У-7.

В п. 3.3 изучено влияние тепловых потерь от газа к стенкам камер на максимальные параметры газа. Проведено компьютерное моделирование неизэнтропического сжатия инертных газов в механическом плазмотроне У-11, определены режимы установки для получения

низкотемпературной плотной плазмы с температурой 8000 К и давлением 10 атм без теплового повреждения элементов конструкции.

В п. 3.4 выведены дифференциальные соотношения для оптимального сжатия газа в стволе ПГУ по методике п.2.5 – 2.6. Произведен расчет такого сжатия в установке RHYFL (США) для определения максимальных параметров газа при использовании неизэнтропического сжатия.

В п. 3.5 рассмотрен вопрос о работе управляемых клапанов с целью осуществления оптимального неизэнтропического сжатия в емкостях форкамеры по методике п.2.7. Построена и исследована модель втекания газа в камеру, объединяющая наполнение ее с ростом температуры и последующее вытеснение газа с постоянной температурой. Получены характерные режимы работы управляемых клапанов.

В четвертой главе рассмотрены разработанные промышленные режимы неизэнтропического сжатия газа в ПГУ У–7, У–11.

В п. 4.1 проведено компьютерное моделирование работы основного элемента ПГУ У–11 – управляемого клапана, сделаны выводы по необходимой доработке его для работы в магистрали подачи воздуха в импульсную трансзвуковую трубу. Показано, что при проведении экспериментов по изучению эжекционного воздействия струй двигателей на внешнее обтекание модели 1/50 "Энергия" запорно – регулирующей клапан управлял подачей воздуха в ИТТ У–11 с расходом до 100 кг/сек, обеспечивая число Маха у модели 0.2 и 0.6.

В п. 4.2 представлены результаты расчетов сжатия различных газов в механическом плазмотроне У–11, а также экспериментальные данные по сжатию гелия и азота. Показано, что в ходе первой серии экспериментов по получению низкотемпературной плотной плазмы была отлажена технология работы плазмотрона ПГУ У–11 по способу неизэнтропического сжатия газа.

В п. 4.3 проведен анализ промышленных режимов неизэнтропического сжатия азота в ПГУ У–7, У–11, на которых проводились исследования моделей аппаратов Гермес, Зенгер и других. Показано, что в разработанных режимах степень изменения энтропии потока

$$\chi = \exp(\Delta S / C_v)$$

составляет 4 – 8. Отмечено, что характерной особенностью сверхзвукового потока, генерируемого по способу неизэнтропического сжатия, является запаздывание по времени максимума полного давления от максимума температуры торможения. Проанализированы следующие из этого характерные зависимости чисел Маха, Рейнольдса, температурного фактора для рассматриваемых режимов.

Пятая глава посвящена разработке принципиально нового режима работы крупномасштабной ударной трубы с поршневым приводом НЕС в Геттингене (Германия).

В п. 5.1 показано, что работа установки НЕС в режиме трубы Людвига со свободным поршнем позволила бы реализовать не только высокэнthalпийные кратковременные потоки газа, но и длительные течения с низкой энthalпией (высоким числом Рейнольдса).

В п. 5.2 разработана методика компьютерного моделирования нового режима установки НЕС, объединяющая классический способ расчета НЕС с принципами расчета ПГУ У–7, У–11.

В п. 5.3 известный способ расчета одномерных нестационарных течений газа — метод характеристик — дополнен соотношениями, позволяющими просчитывать резкие изменения сечений труб и дроссели. Показано, что максимальное число Маха выше по течению от сужения трубы, при котором последняя “запирается”, зависит лишь от геометрических характеристик и показателя адиабаты газа.

В п. 5.4 рассмотрена процедура калибровки двух разработанных методик компьютерного моделирования по экспериментам НЕГ.

В п. 5.5 показано, что невозможно изэнтропически сжать газ в объединенной емкости ударной трубы и ствола из-за запираания последнего. В предложенном компромиссном режиме работы при максимальном давлении воздуха в стволе 2000 атм в емкости трубы Людвига давление составит лишь 700 атм при температуре 1300 К. Энтропия сжатого газа будет выше исходного уровня из-за образования ударных волн при заполнении трубы. Сделан вывод о необходимости введения регулируемой задержки момента пуска потока из трубы Людвига для затухания газодинамических возмущений в ней. Проведена оценка влияния тепловых потерь на параметры торможения газа.

В п. 5.6 рассчитаны параметры потока воздуха, который возможно получить в разработанном новом режиме установки НЕГ:

$$Re_1 \approx 1 \cdot 10^8 \text{ при } M = 6,$$

$$Re_1 \approx 3 \cdot 10^7 \text{ при } M = 10.$$

В заключении сформулированы основные выводы по диссертации.

В данной работе собран и проанализирован материал за 1986 — 1995 годы. За этот период автором были опубликованы в стране и за рубежом следующие работы:

1. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Использование неизэнтропического многокаскадного сжатия для получения плотного высокотемпературного газа", Теплофизика высоких температур, т. 28, N 6, 1990. Перевод: Kislykh V.V., Krapivnoy K.V., "Nonisentropic multistage compression in producing a dense hot gas", High Temperature, May 1991, p. 918.

2. Anfimov N.A., Kislykh V.V., Krapivnoy K.V., "Nonisentropic multicascade gas compression in piston gasdynamic units (PGU) U-11 and RHYFL. Development outlook", Zeitschrift fur Flugwissenschaften und Weltraumforschung, N 16, 1992, p. 169.

3. Anfimov N.A., Kislykh V.V., Krapivnoy K.V., "Harnessing Nitrous Oxide for Elevation of Temperature and Pressure in Piston Facilities", AIAA 93-2016, 26th Joint Propulsion Conference and Exhibit, June 28-30, 1993, Monterey, CA.

4. Kislykh V.V., Krapivnoy K.V., "Nonisentropic gas compression using in Piston Gasdynamic Unit for ground testing of perspective aerospace vehicles", Международная конференция "Космонавтика — XXI век", 1-7.09.91.

5. Krapivnoy K.V., Eitelberg G. E., "Development of a new regime at the НЕГ facility — operation as a free — piston driven Ludwig Tunnel", DLR IB 223 — 94 A 18, May 1994.

6. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Генератор плотной низкотемпературной плазмы на базе поршневой газодинамической



установки", IV Всесоюзная конференция "Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных средах", МГУ, 1988.

7. Крапивной К.В., "Разработка мощного источника плотной низкотемпературной плазмы на базе поршневой газодинамической установки", XIV конф. ЦНИИМаш "Теоретические и экспериментальные исследования по аэродинамике", 1988.

8. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Высокотемпературные режимы поршневых газодинамических установок", сборник ПГУ, 1988.

9. Крапивной К.В., "Использование неизэнтропического наполнения удлиненной емкости с целью высокоскоростного метания", тезисы доклада на межотраслевой конференции, 1990.

10. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Способ электроразрядного импульсного нагрева газа", заявка N 4864930/25 от 16.07.90.

11. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Сверхзвуковая аэродинамическая установка", заявка N 4864929/23 от 16.07.90, положительное решение.

12. Кислых В.В., Крапивной К.В., Пучков В.В., "Способ адиабатического сжатия газа", заявка N 4495871/23 от 20.10.88, положительное решение.

13. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Способ адиабатического сжатия газа в аэродинамической установке", заявка N 4942658/23 от 05.06.91, положительное решение.

14. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Метательная многоступенчатая поршневая установка", заявка N 4696375/23 от 29.05.89, положительное решение.

15. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Метательная многоступенчатая поршневая установка", заявка N 4855112/23 от 31.07.90, положительное решение.

16. Кислых В.В., Крапивной К.В., Пучков В.В., "Способ адиабатического сжатия газа", заявка N 4893924/23 от 29.12.90, положительное решение.

17. Кислых В.В., Крапивной К.В., Петрова О.В., Шестаков Ю.Н., "Запорно – регулирующее устройство поршневой газодинамической установки", заявка от 06.08.93.

Автор приносит благодарность сотрудникам отдела ПГУ Петровой О.В. и Царегородцеву Л.А., а так же экспериментальным бригадам установок У–7 и У–11, НЭГ без внимания и помощи которых данная работа была бы невозможна. Автор благодарит д-ра Дж.Айтелберга (G.Eitelberg, Institute of Fluid Mechanics, DLR, Germany), проф. Дж.Вендта (J.Wendt, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Belgium) за возможность практически познакомиться с западной аэродинамической базой. Автор признателен Бережко С.П., Салиной Р.И., Мериновой С.Г. за помощь в оформлении рукописи.

## Современные требования к экспериментальной базе аэрогазодинамики.

### 1.1. Параметры аэродинамического моделирования, характерные для аэрокосмических систем.

С разработкой перспективных аэрокосмических систем (АКС) экспериментальная аэродинамика получила новый импульс своего развития. Создаваемые в настоящее время такие аппараты, как НАСП (США), Зенгер (ФРГ), Гермес (Европейское Космическое Агентство), будут осуществлять полет в широком диапазоне чисел Маха  $M$  (от 1 до 25) и Рейнольдса  $Re_1$  (от  $10^5$  до  $5 \cdot 10^8$  на метр), — см. рис. 1 [1–4].

Состояние пограничного слоя на поверхности аппаратов, переход его из ламинарного в турбулентный, тепловой поток к поверхности зависят от отношения температуры поверхности  $T_w$  к температуре торможения потока  $T_0$  — так называемого температурного фактора  $T_w/T_0$ . В гиперзвуковом полете  $T_w/T_0$  изменяется от 0.3 до 1 [2].

Кроме того, существенную роль в неравновесном поле потока вокруг рассматриваемых аппаратов будут играть физико–химические превращения — колебательное возбуждение, диссоциация кислорода, азота [1,2] — см. рис. 2. Интенсивность этих процессов определяется в первую очередь энтальпией торможения набегающего потока

$$h_0 = \frac{1}{2} v_\infty^2$$

Соответствующие температуры торможения также представлены на рис.2. Рассматриваемый параметр является определяющим также для функционирования гиперзвукового прямоточного воздушно — реактивного двигателя АКС (ГПВРД).

При моделировании физико–химических процессов на гиперзвуке часто используют параметр бинарного подобия (binary scaling parameter)

$$\rho_\infty D$$

где  $\rho_\infty$  — плотность набегающего потока,

$D$  — характерный размер аппарата.

Этот параметр для рассматриваемых АКС изменяется от  $2 \cdot 10^{-4}$  до  $2 \cdot 10^{-1}$  кг/м [2] и полностью определяется параметрами  $Re_1$  и  $h_0$  (см. рис. 3).

Анализ траекторий полета перспективных АКС, представленных на рис. 1–3, позволяет сделать вывод, что для их полного моделирования аэродинамические установки должны обеспечивать поток газа с энтальпией торможения до 30 МДж/кг. Столь значительная величина  $h_0$  ставит во главу угла вопрос о минимальной требуемой длительности эксперимента. Время установления обтекания модели без зон отрыва можно оценить временем пролета частицы газа мимо модели  $D/v_\infty$  [5]. Течение в зонах отрыва устанавливается несколько дольше [6,7]. В работах [8,9] принято считать, что течение стационарного потока газа устанавливается около модели, если его длина составляет 3–5 длин модели. В работе [2] указывается, что современная техника измерений

сил и моментов на модели длиной  $\approx 1$  м позволяет достоверно определять аэродинамические характеристики при длительности эксперимента в несколько миллисекунд.

Для адекватного воспроизведения перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на модели при ограниченной плотности моделирующего потока газа размер модели должен быть порядка 1 метра [1]. При тестировании элементов ГПВРД длина водородно-воздушного потока должна быть достаточной для моделирования процессов смешения и сгорания [8]. Это предполагает размер модели, близкий к полномасштабному. Исходя из этого, принято считать [1–9], что современные гиперзвуковые аэродинамические установки должны обеспечивать время режимного истечения газа как минимум 5–10 мсек.

## 1.2. Классические аэродинамические установки импульсного типа.

В настоящее время в США и Европе вступают в строй аэродинамические установки, удовлетворяющие рассмотренным выше требованиям. Все они получили развитие из труб, созданных еще в 60-е годы и к настоящему времени исчерпавших свои возможности. Прежде всего это следующие трубы:

1. Установка адиабатического сжатия (УАС) [10] – рис. 4а. Содержит собственно трубу сжатия (ствол) 1 с поршнем 2, баллон толкающего газа 3 и сопло 4. При пуске установки толкающий газ из баллона 3 разгоняет поршень 2, которым сжимается рабочий газ в стволе 1. По достижении рабочим газом максимального давления поршень 2 отлетает к баллону 3, газ истекает через сопло 4. Максимальная скорость поршня не превышает скорости звука в рабочем газе, поэтому газ сжимается изэнтропически (так называемый "тяжелый" поршень). Примером УАС являлись трубы У-7, У-11 (ЦНИИМаш, г. Калининград, Россия).

2. Установка с "легким" поршнем (типа "Longshot") [2]. Отличается от УАС тем, что движущийся поршень создает ударную волну в сжимаемом газе. Классическим примером служат трубы:

- VKI Longshot (Институт им. Кармана, Бельгия),
- Southampton Isentropic Lightpiston Tunnel (Университет в Саутгемптоне, Англия).

3. Ударная труба (УТ) – рис. 4б. Содержит собственно ударную трубу 1, баллон высокого давления 2, разделяющую их диафрагму 3 и сопло 4. При разрушении диафрагмы 3 по рабочему газу низкого давления в трубе 1 распространяется сильная ударная волна, сжимающая и нагревающая газ, который затем истекает через сопло 4. Наиболее известными трубами этого типа являются:

- установка У-12 (ЦНИИМаш, Калининград, Россия),
- TH Aachen Shock Tunnel (ФРГ),
- 48- и 96- и дюймовые УТ Calspan (США).

4. Труба Сталкера (СТ) [8] – рис. 4с. Впервые была разработана Сталкером (R.J. Stalker) в Австралии и содержит трубу сжатия 1 с тяжелым поршнем 2, баллон толкающего газа 3, ударную трубу 4, диафрагму 5 и сопло 6. При пуске установки поршень 2 разгоняется толкающим газом из баллона 3 и сжимает легкий газ в трубе сжатия 1, как и в УАС. При давлении сжатого газа, близком к максимальному, диафрагма 5 разрушается и по газу низкого давления в ударной трубе 4 распространяется ударная волна, сжимающая и нагревающая его, как и в УТ. Примером труб Сталкера этого поколения являются установки, работающие в Австралии:

- T1, T2, T3 (Австралийский Национальный Университет в Канберре),
- T4 (Квинслендский Университет).

### 1.3. Современные зарубежные высокопроизводительные трубы.

В настоящее время рассмотренные четыре типа установок продолжают эксплуатироваться, однако им на смену приходят аэродинамические трубы с гораздо более широкими возможностями, прежде всего благодаря значительному увеличению габаритов, – см. табл. 1.

Таблица 1.

	труба сжатия		ударная труба		масса поршня	диаметр среза сопла
	D	L	D	L		
	мм	м	мм	м	кг	м
T5	300	30	90	12	130	0.314
G – Range Impulse Facility	203	25.9	76	12	35 – 115	0.457
GASL	450	12.3	150	–	250	0.150
Y – 7	200	12.3	–	–	267	0.4, 0.8
Y – 11	460	45	–	–	1500	0.4, 0.8
HEG	500	33	200	17	1000	0.9
RHYFL	600	47	200	31	1750	1.8

1. Труба расширения **GASL** [9,11] (General Applied Science Laboratories, Ronconcoma, Long Island, USA). После оснащения ее поршневой ступенью, установка будет содержать (см. 4d): трубу сжатия 1 с тяжелым поршнем 2, баллон толкающего газа 3, собственно трубу расширения 4, диафрагму 5, легкую мембрану 6. При пуске установки поршень 2 разгоняется толкающим газом из баллона 3 и сжимает газ в трубе сжатия, как в УАС или трубе Сталкера. При давлении сжатого газа, близком к максимальному, диафрагма 5 разрушается. По воздуху, удерживаемому в трубе расширения 4 мембраной 6, распространяется сильная ударная волна, сжимающая и увлекающая за собой воздух. После разрыва мембраны 6 воздух нестационарно расширяется в вакуум. Диаметр трубы расширения 4 составляет 150 мм, что ограничивает поперечные размеры модели, но длина модели может быть до 1.2 м. При скорости стационарного потока 5–9 км/сек его длина составляет 4 м [9]. Основное достоинство трубы GASL – возможность произвести поток воздуха с уровнем диссоциации, намного меньшим, чем в установках с торможением газа перед соплом.

2. Поршневая ударная труба **AEDC** (Arnold Engineering Development Center, Tennessee, USA) [12]. В прошлом – метательная установка, как

труба Сталкера вступила в строй в 1993 г. Характерным отличием ее является то, что ее одноразовый поршень ускоряется продуктами взрыва пороха. В установке энтальпия торможения газа составляет 20 МДж/кг, соответствующая температура торможения 10 000 К, время режимного истечения 2 мсек. Максимальное давление достигает 10 000 атм., что позволяет получить:

- высокие числа  $Re_1$ ,
- малую степень диссоциации кислорода,
- относительно высокое динамическое давление в потоке газа при высоких числах  $M$ .

3. Поршневая ударная труба **T5** (Californian Institute of Tecnology, USA) [8,9,12], вступившая в строй действующих в 1990 г., является классической трубой Сталкера, габариты ее ненамного больше трубы центра Арнольдса, – см. табл. 1.

4. Поршневая ударная труба **RHYFL** (Rocketdyne hypersonic flow laboratory, California, USA) [8,9,13]. Создается как крупнейшая в мире труба Сталкера, должна была начать работу в 1990 г., но из-за недостатка финансирования строительство ее заморожено. Энтальпия торможения генерируемого газового потока должна достигать 30 МДж/кг.

5. Поршневая ударная труба **HEG** (Gottingen, Germany). Построена фирмой Fluidyne для Deutsche Forschungsanstalt fur Luft- und Raumfahrt. Провела первые эксперименты в конце 1992 года, по габаритам приближается к RHYFL (см. табл. 1). Так как последняя недостроена, труба HEG является крупнейшей в мире. По параметрам генерируемого потока газа HEG занимает промежуточное положение между T5 и RHYFL.

Рассмотренные пять аэродинамических установок составляют основу современной гиперзвуковой экспериментальной базы перспективных АКС США и Европы. В России в 80-е годы существенной модернизации были подвергнуты УАС У-7 и У-11 (см. табл. 1), получившие название поршневых газодинамических установок – ПГУ, причем установка У-11 по габаритам соответствует трубам HEG и RHYFL. ПГУ включает следующие элементы [14] (рис. 4д):

- 1 – труба сжатия (ствол),
- 2 – тяжелый поршень,
- 3 – баллон толкающего газа,
- 4 – форкамера,
- 5,6 – управляемые клапаны,
- 7,8 – первая и вторая емкости форкамеры,
- 9 – сопло.

Перед экспериментом поршень 2 фиксируется в левом положении, емкости 7,8 форкамеры 4 вакуумируются, управляемые клапаны 5,6 закрываются, ствол 1 заполняется рабочим газом, в баллон 3 накачивается толкающий газ. При пуске установки поршень 2 ускоряется толкающим газом из баллона 3, сжимая рабочий газ в стволе 1. При определенном давлении рабочего газа управляемый клапан 5 открывается и газ наполняет первую емкость 7 форкамеры 4. Затем открывается управляемый клапан 6, газ наполняет вторую емкость 8 форкамеры 4 и истекает через сопло 9. Количество и объемы емкостей форкамеры, сечения и способы работы управляемых клапанов

могут изменяться, при этом существенно изменяются параметры газа, истекающего через сопло. Из вышеизложенного следует, что способ работы ПГУ существенно отличается от функционирования как УАС, так и зарубежных труб Сталкера и труб расширения.

Проведенный обзор современных гиперзвуковых установок кратковременного действия позволяет сделать следующие выводы:

1. Наземная отработка перспективных аэрокосмических систем требует моделирования чисел Маха  $M$  от 6 до 25, Рейнольдса  $Re_1$  от  $10^5$  до  $5 \cdot 10^8$ , а также температурного фактора  $T_w/T_0$  от 0.3 до 1. Для модели длиной порядка 1 м продолжительность эксперимента должна быть не менее 5–10 мсек.

2. Основу зарубежной гиперзвуковой экспериментальной базы составляют крупномасштабные ударные трубы с поршневым сжатием толкающего газа. Такие установки обеспечивают энтальпию торможения газа до 20 МДж/кг, полное давление в несколько тысяч атмосфер при длительности эксперимента порядка 2 мсек.

## Физические основы неизэнтропического сжатия газа в ПГУ.

Как следует из описания режима работы поршневой газодинамической установки, существенную роль в формировании параметров газа, истекающего через сопло, играет процесс наполнения емкостей форкамеры сжатым газом из ствола установки. Рассмотрим физические явления, происходящие при перетекании газа из камеры в камеру.

### 2.1. Сжатие газа при наполнении камеры в квазистатическом приближении.

Сейчас уже невозможно указать, кто первым отметил эффект увеличения температуры газа при перетекании его из камеры в камеру. Дело в том, что, во-первых, это явление имеет место лишь при определенных параметрах конструкции, во-вторых, его можно спутать с эффектом Джоуля-Томсона. Тем не менее этот эффект увеличения температуры описан в литературе [15–18], но лишь как математическое следствие первого начала термодинамики и закона сохранения массы. Вероятно, отсутствием физического объяснения эффекта увеличения температуры объясняется тот факт, что это явление еще не нашло применения в технике. Единственным исключением является, пожалуй, способ приближенного измерения показателя адиабаты  $\gamma$  газа [17].

Вопросы термодинамики тела переменной массы длительное время были предметом дискуссий [19–22], в том числе о соотношении адиабатического и изэнтропического процессов. Различные методы расчета процессов наполнения емкостей не согласовывались между собой [20–22] и с экспериментом [23]. Наиболее общий термодинамический подход к рассмотрению сложных систем, совершающих, помимо работы расширения, другие виды работ, развит в книгах Сычева В.В. [24,25]. В интересующем нас случае "другим видом работы" является работа по подводу (или отводу) к системе вещества.

Следуя этому подходу, повторим вывод уже известных соотношений. Рассмотрим две адиабатически изолированные емкости с объемами  $V_1$  и  $V_2$ , заполненные идеальным газом в количестве соответственно  $N_{10} = \rho_{10}V_1$  и  $N_{20} = \rho_{20}V_2$  при давлениях  $P_{10}$  и  $P_{20}$ , ( $P_{10} > P_{20}$ ), температурах  $T_{10}$  и  $T_{20}$ , плотностях  $\rho_{10}$ ,  $\rho_{20}$  (см. рис.5). Отверстие между камерами площадью  $F$  первоначально закрыто диафрагмой. После ее разрушения газ начинает перетекать из первой камеры во вторую.

Отметим здесь, что в системах с постоянным количеством вещества обратимый (квазистатический) адиабатный процесс является изэнтропическим процессом. Что же касается системы с переменным количеством вещества, то понятие адиабатичности процесса в его обычном понимании — как процесса, в котором теплота не подводится и не отводится через снабженную теплоизоляцией оболочку системы — лишено смысла. Если вещество подводится к системе, то оно привносит с собой в систему теплоту, при этом полная энтропия системы увеличивается, и наоборот.



В нашем случае если отверстие достаточно мало (уточним это позднее), то параметры газа в наполняемой и опорожняемой емкости изменяются настолько медленно, что их можно считать одинаковыми по объему камер. Следовательно, процесс опорожнения первой емкости является квазистатическим, равновесным, при этом полная энтропия газа в ней уменьшается, тогда как удельная энтропия сохраняется. Во второй камере полная энтропия газа увеличивается. Процесс наполнения ее, смешения втекающего газа с уже находящимся в ней при наличии перепада давления принципиально неравновесен. Но так как смешение газа и выравнивание параметров по объему второй емкости происходит гораздо быстрее, чем втекание газа через отверстие, то процесс ее наполнения можно представить последовательностью близких состояний равновесия с различной энтропией, то есть считать также квазистатическим, – но не изэнтропическим [26]. Поэтому к газу как в первой, так и во второй емкости можно применить первое и второе начало термодинамики в наиболее общей форме [18,24,25]:

$$TdS = dU + PdV - \varphi dN \quad (1)$$

где:

$S = s N$  – полная энтропия газа в камере,

$s$  – удельная энтропия газа,

$U = u N$  – полная внутренняя энергия газа в камере,

$u = c_v T$  – удельная внутренняя энергия газа,

$c_v = \frac{R}{\gamma - 1}$  – изохорная удельная теплоемкость газа,

$R = 8.31$  Дж/(моль К) – универсальная газовая постоянная,

$\varphi = h - Ts$  – удельный химический потенциал перетекающего газа,

$h$  – удельная энтальпия газа.

Преобразуем уравнение (1), пометив индексом "0" параметры перетекающего газа:

$$Ndu = (h_0 - u)dN - PdV + (TdS - T_0s_0dN)$$

Последнее слагаемое в правой части представляет собой разницу между полным прибавлением тепла в камере и приходом (или уходом) тепла благодаря перетеканию газа. Следовательно, это слагаемое описывает количество тепла  $dQ$ , полученное вследствие теплообмена через неидеально изолирующую стенку камеры. Таким образом, уравнение (1) представляется в следующем виде, выраженном через удобные для практических расчетов переменные:

$$Ndu = (h_0 - u)dN - PdV + \delta Q \quad (2)$$

Учитывая, что в нашем случае  $dV=0$ ,  $dQ=0$ , конкретизируем уравнение (2) для первой и второй камеры:

$$\begin{cases} N_1 du_1 = (h_1 - u_1) dN_1 \\ N_2 du_2 = (h_2 - u_2) dN_2 \end{cases}$$

Изменение удельной внутренней энергии газа в емкости определяется лишь перетеканием газа. Далее получим:

$$\begin{cases} \frac{dT_1}{T_1} = (\gamma - 1) \frac{dN_1}{N_1} \\ \frac{dT_2}{T_2} = \left( \frac{\gamma T_1}{T_2} - 1 \right) \frac{dN_2}{N_2} \end{cases} \quad (3)$$

По закону сохранения массы

$$dN_1 = -dN_2 = G(t)dt$$

где  $t$  — время от начала перетекания,

$G$  — расход газа.

Если начальный перепад давлений между емкостями сверхкритический:

$$\frac{P_{10}}{P_{20}} > \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

то в течение какого-то интервала времени расход газа через отверстие будет определяться следующей формулой [17,27]:

$$G(t) = G_0 \sqrt{\frac{N_1(t)P_1(t)}{N_{10}P_{10}}}$$

где:

$$G_0 = F \sqrt{\gamma \frac{N_{10}P_{10}}{\mu} \left( \frac{2}{\gamma - 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}}} \quad \text{[моль/сек]} \quad \text{— начальный расход газа,}$$

$\mu$  [кг/моль]

— молекулярная масса газа.

При этом система (3) интегрируется [16]:

$$P_1(t) = P_{10} \left[ 1 + \frac{t}{\tau} \right]^{-2\gamma} \quad (4)$$

$$N_1(t) = N_{10} \left[ 1 + \frac{t}{\tau} \right]^{-2} \quad (5)$$

$$T_1(t) = T_{10} \left[ 1 + \frac{t}{\tau} \right]^{-2} \quad (6)$$

$$P_2(t) = P_{20} \left[ 1 + \frac{N_{10}T_{10}}{N_{20}T_{20}} \left( 1 - \left( 1 + \frac{t}{\tau} \right)^{\frac{-2\gamma}{\gamma - 1}} \right) \right] \quad (7)$$

$$N_2(t) = N_{20} \left[ 1 + \frac{N_{10}}{N_{20}} \left( 1 - \left( 1 + \frac{t}{\tau} \right)^{\frac{-2}{\gamma - 1}} \right) \right] \quad (8)$$

$$T_2(t) = T_{20} \frac{\left[ 1 + \frac{N_{10}T_{10}}{N_{20}T_{20}} \left( 1 - \left( 1 + \frac{t}{\tau} \right)^{\frac{-2\gamma}{\gamma - 1}} \right) \right]}{\left[ 1 + \frac{N_{10}}{N_{20}} \left( 1 - \left( 1 + \frac{t}{\tau} \right)^{\frac{-2}{\gamma - 1}} \right) \right]} \quad (9)$$

где  $\tau = \frac{2}{\gamma-1} \frac{N_{10}}{G_0}$  — постоянная времени истечения газа из первой камеры.

Решения (4) — (9) имеют место до тех пор, пока перепад давления  $P_2(t)/P_1(t)$  между емкостями сверхкритический. Для докритического перепада система (3) не может быть проинтегрирована в квадратурах по времени. Проинтегрировать ее можно по другому параметру, например — разности давлений  $P_2(t) - P_1(t)$ , стремящейся к нулю. Это позволяет определить параметры газа в камерах после выравнивания давлений [16]:

$$P_{1\infty} = P_{2\infty} = \frac{P_{10}V_1 + P_{20}V_2}{V_1 + V_2} \quad (10)$$

$$T_{1\infty} = T_{10} \left( \frac{P_{10}V_1 + P_{20}V_2}{V_1 + V_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (11)$$

$$T_{2\infty} = T_{20} \frac{1 + \frac{N_{10}T_{10}}{N_{20}T_{20}} \left[ 1 - \frac{P_{10}V_1 + P_{20}V_2}{V_1 + V_2} \right]}{1 + \frac{N_{10}}{N_{20}} \left[ 1 - \left( \frac{P_{10}V_1 + P_{20}V_2}{V_1 + V_2} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \right]} \quad (12)$$

Сравнивая формулы (4) — (9) и (10) — (12), можно определить характерное время перетекания газа между емкостями:

$$\tau_f \approx \tau \left[ \frac{1 + \frac{V_2}{V_1}}{1 + \frac{P_{20}V_2}{P_{10}V_1}} \right]^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}$$

Равенство здесь приближенное, так как истинное время выравнивания давлений несколько больше.

Формулы (4) — (12) уже встречались в литературе [15–18]. Мы же будем рассматривать практически важный случай, когда вторая (наполняемая) камера изначально почти пуста ( $N_{10} \gg N_{20}$ ):

$$\tau_f \approx \tau \left( 1 + \frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \quad (13)$$

Не ограничивая общности, положим  $T_{10} = T_{20} = T_0$ . Определим постоянные времени опорожнения первой камеры:

$$\tau_1 = \frac{2}{\gamma-1} \frac{N_{10}}{G_0} \text{ и } \tau_2 = \frac{2}{\gamma-1} \frac{N_{20}}{G_0}.$$

Очевидно, что  $\tau_1 \gg \tau_2$ . Из формул (4) — (12) следует, что в самом начале перетекания, когда  $t \ll \tau_2 \ll \tau_1$ ,

$$T_1(t) \approx T_0 \quad P_1(t) \approx P_0$$

$$T_2(t) \approx T_0 \left[ 1 + 2 \frac{t}{\tau_2} \right]$$

$$P_2(t) \approx P_{20} \left[ 1 + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{t}{\tau_2} \right]$$

то есть в первой камере параметры газа еще не изменились, а во второй — температура и давление растут линейно по времени. Когда  $\tau_2 \ll t \ll \tau_1$ , в камере истечения параметры газа уменьшаются:

$$T_1(t) \approx T_0 \left( 1 - 2 \frac{t}{\tau_1} \right)$$

$$P_1(t) \approx P_{10} \left( 1 - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{t}{\tau_1} \right)$$

а в наполняемой камере температура достигла максимума при увеличивающемся давлении:

$$T_2(t) \approx \gamma T_0$$

$$P_2(t) \approx \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{V_2}{V_1} P_{10} \frac{t}{\tau_1} \ll P_{10}$$

Если при  $\tau_2 \ll \tau_1 \ll t$  все еще продолжается перетекание газа со сверхкритическим расходом, то температура газа в наполняемой камере уменьшается до начального значения:

$$T_1(t) \approx T_0 \left( \frac{\tau_1}{t} \right)^2 \ll T_0$$

$$P_1(t) \approx P_{10} \left( \frac{\tau_1}{t} \right)^{2\gamma} \ll P_{10}$$

$$T_2(t) \approx T_0$$

$$P_2(t) \approx P_{10} \frac{V_1}{V_2} \ll P_{10}$$

Последний режим перетекания может иметь место лишь при вполне определенных объемах камер, так как из  $\tau_f \gg \tau_1$  следует (см. (13)):

$$V_2 \gg V_1.$$

Результаты проведенного анализа представлены на рис. 6 и 7 для газов с  $\gamma = 1.4$  и  $1.67$  соответственно. Здесь индексом 1 отмечена температура газа в опорожняемой камере, а индексами 2, 3, 4 — температура газа в наполняемой камере при значениях  $N_{10}/N_{20}$  равных соответственно 5, 10 и  $\infty$   $\left( \frac{V_2}{V_1} \Rightarrow \infty \right)$ . Максимальное увеличение

температуры газа в наполняемой камере имеет место, если она изначально пуста. На рис. 6 и 7 показано, как при  $N_{20} \rightarrow 0$  максимумы кривых увеличиваются и смещаются в сторону меньших времен,

вырождаясь в пределе в мгновенный скачок на величину  $\gamma$ . Пунктиром показан уровень, на который выходит кривая 4 при  $V_2/V_1 = 0.1, 1, 2$ . Из

(7) и (9) при  $\frac{N_{10}}{N_{20}} \Rightarrow \infty$  следует:

$$T_2(t) = T_0 \frac{1 - \left(1 + \frac{t}{\tau_1}\right)^{\frac{-2\gamma}{\gamma-1}}}{1 - \left(1 + \frac{t}{\tau_1}\right)^{\frac{-2}{\gamma-1}}} \quad (14)$$

$$P_2(t) = P_{10} \frac{V_1}{V_2} \left[ 1 - \left(1 + \frac{t}{\tau_1}\right)^{\frac{-2\gamma}{\gamma-1}} \right] \quad (15)$$

Процесс втекания газа в емкость при большом перепаде давления и смешения с уже находящимся там газом происходит с ростом энтропии. В дальнейшем удобно будет определять степень роста энтропии газа через разницу его удельной энтропии во второй и первой камере с помощью следующего коэффициента:

$$\chi = \exp \left[ \frac{\Delta s}{c_V} \right] \quad (16)$$

Используя соотношения (14), (15) и выражение для изменения удельной энтропии идеального газа [16]:

$$\Delta s = R \ln \left[ \frac{P_{10}}{P_{2\infty}} \left( \frac{T_{2\infty}}{T_{10}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right]$$

можно показать, что при достижении равенства давлений в камерах степень увеличения удельной энтропии составит величину  $\chi = \gamma^\gamma$  при  $V_2 \ll V_1$ , или больше при ином соотношении объемов.

Таким образом, проведенный математический анализ решения задачи о нестационарном перетекании газа из камеры в камеру в квазистатическом приближении позволяет сделать вывод, что температура газа может увеличиться в  $\gamma$  раз при наполнении вакуумированной емкости, если ее объем существенно меньше объема опорожняемой камеры. Степень увеличения энтропии газа составит при этом  $\gamma^\gamma$ . Отметим также, что рассматриваемый неизэнтропический рост температуры идеального газа при нестационарном наполнении емкости никак не связан с эффектом Джоуля–Томсона, имеющим место лишь для реального газа при стационарном изэнтальпическом перетекании.

## 2.2. Критерий различия двух предельных случаев наполнения камер.

Явление неизэнтропического возрастания температуры в квазистатическом приближении можно объяснить следующим образом. Каждая макроскопически малая порция газа, перетекающая в момент времени  $t$  из первой емкости во вторую, переносит, кроме своей внутренней энергии, которая была у нее в резервуаре, еще и работу оставшегося газа по выталкиванию этой порции, то есть энтальпию торможения  $c_p T_1(t)$ . Во второй камере порция газа затормаживается, занимая весь объем, при этом ее энтальпия торможения реализовалась бы как "парциальная" внутренняя энергия:

$$c_v T'(t) = c_p T_1(t) \rightarrow T'(t) = \gamma T_1(t) \quad (17)$$

Но благодаря перемешиванию и обмену энергией с ранее перетекшими порциями газа температура смеси должна определяться средним от  $T'(t)$  по перетекшему количеству газа  $dN_2(t)$ :

$$T_2(t) = \frac{\int_0^t \gamma T_1(\tau) dN_2(\tau)}{\int_0^t dN_2(\tau)} \quad (18)$$

Очевидно, если объем первой камеры много больше второй, то температура  $T_1(t)$  практически не уменьшается, и поэтому согласно (18) температура газа во второй емкости

$$T_2(t) = \gamma T_1(t).$$

Если же температура  $T_1(t)$  уменьшается из-за истечения газа, то, вычислив интегралы в (18) с помощью (6) и (8), убеждаемся, что  $T_2(t)$  совпадает с формулой (9), выведенной совершенно другим путем.

Таким образом, рассмотрение процесса в квазистатическом приближении позволяет сделать вывод, что температура газа в наполняемой емкости равна умноженному на  $\gamma$  среднему от температуры в опорожняемой камере по перетекшему количеству газа. Если бы температура в первой емкости не уменьшалась, то и во второй она сохранила бы значение  $\gamma T_0$ .

Для этого газ в первой камере можно дополнительно сжимать, как в стволе ПГУ [14], или нагревать электрическим разрядом [5]. На последний способ электроразрядного импульсного нагрева газа, объединенный с нестационарным наполнением аккумулирующей камеры авторами подана заявка на изобретение [28]. На рис. 8 представлены расчеты неизэнтропического нагрева гелия при нестационарном перетекании из разрядной камеры (индекс 1) промышленного электродугового плазмотрона ИМПП-1 [29] в аккумулирующую камеру (индекс 2). Разрядная камера объемом 3 л сообщалась с аккумулирующей емкостью объемом 1 л через отверстие диаметром 10 мм с диафрагмой. Как следует из графиков, электрический разряд в рабочей камере нагревает He до 9000 К, при увеличении давления от 10 атм до 300 атм, когда разрушается диафрагма. При наполнении аккумулирующей емкости температура He увеличивается до 15000 К. Расчеты проводились в пренебрежении тепловыми потерями. Анализ графиков позволяет

сделать вывод о значительном неизэнтропическом росте температуры газа при небольшом падении полного давления.

Последовательно соединяя нужное количество камер, можно увеличить температуру малой части газа при их нестационарном наполнении на любую величину при обязательной теплоизоляции. На этом основана работа принципиально новой беспоршневой аэродинамической сверхзвуковой установки импульсного типа (рис.9), содержащей резервуар с газом (индекс 1), сопло и дополнительные камеры (индексы 2,3,4) с клапанами, которая запатентована авторами [30]. В рассматриваемой конструкции объемы резервуара и дополнительных камер равнялись соответственно 5 куб.м., 1 куб.м., 300 л., 90 л., а диаметры условного прохода клапанов составляли 300 мм., 200 мм., 110 мм. и 58 мм. Анализ результатов расчетов, представленных на рис.9 показывает, что такая установка с тремя дополнительными камерами позволяет получить сверхзвуковой поток азота с числом  $M$  до 10 при исходной температуре газа в резервуаре, равной 300 К. Нагрев газа осуществляется не внешними подогревателями, а происходит благодаря росту энтропии при нестационарном наполнении камер и уменьшении полного давления.

До сих пор явление неизэнтропического увеличения температуры газа рассматривалось в квазистатическом приближении, то есть считалось, что волновые явления в камерах пренебрежимо малы. Условием этого в первой (опорожняемой) камере является малость времени прохода волны разрежения через емкость по сравнению с постоянной времени истечения:

$$\frac{l_1}{a_0} \ll \tau_1 \quad (19)$$

где

$l_1$  — длина первой камеры,

$a_0 = \sqrt{\frac{\gamma RT_0}{\mu}}$  — исходная скорость звука в газе.

Отсюда следует ограничение на отношение площади отверстия между камерами к площади поперечного сечения первой из них:

$$\frac{Fl_1}{V_1} \ll \left( \frac{\gamma - 1}{2} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \approx 1 \quad (20)$$

При выводе условия малости волновых процессов во второй камере (подобного (19)) придется взять в качестве опорных параметры в камере после наполнения, так как она изначально вакуумирована. Тем не менее результат получается аналогичным:

$$\frac{Fl_2}{V_2} \ll 1 \quad (21)$$

Таким образом, эффект неизэнтропического увеличения температуры газа при наполнении камеры в классическом рассмотрении имеет место, если площадь отверстия между емкостями существенно меньше площади их поперечного сечения. В таком случае наполняемая камера фактически "усредняет" энтальпию торможения натекающего газа по времени и температура в ней определяется характером изменения температуры в камере истечения.

### 2.3. Закономерности наполнения газом емкости при ограниченном перемешивании.

Рассмотренные выше закономерности нестационарного перетекания газа между камерами получены в предположении квазистатичности процессов в них. Однако ниоткуда не следует, что если вторая (наполняемая) камера не соответствует условию (21):

$$\frac{Fl_2}{V_2} \approx 1 \quad (22)$$

то увеличения температуры газа не будет. Сущность эффекта — преобразование энтальпии торможения газа в первой камере во внутреннюю энергию заторможенного газа во второй емкости не должна зависеть от геометрических характеристик последней. Так как соотношение (22) противоречит условию малости волновых процессов типа (19), то необходимо решать полную газодинамическую задачу нестационарного наполнения емкости. Однако прежде рассмотрим очень приближенную модель процесса, адекватность которой заранее не очевидна. Откажемся от модели полного перемешивания втекающего газа.

Предположим, что адиабатически изолированная, вакуумированная, достаточно удлиненная согласно (22) емкость отделена от атмосферы с температурой  $T_0$  и давлением  $P_0$  (рис. 10) диафрагмой. При разрушении диафрагмы идеальный газ начинает втекать в емкость с постоянным расходом  $G$ , причем в силу ее существенного удлинения макроскопически малые порции газа в дальнейшем не смешиваются между собой, как считалось в п. 2.2, а продолжают адиабатически сжиматься от того давления, что было в момент втекания до уровня  $P_0$ . Будем считать, что давление всех порций газа зависит лишь от времени, то есть  $\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_t \approx 0$ . Приравняем энергию, которую внес с собой газ через отверстие к энергии газа в камере [27]:

$$c_p T_0 G t = F \int_0^l c_v T(x, t) \rho(x, t) dx = \frac{P(t)V}{\gamma - 1}$$

Здесь под интегралом опущена кинетическая энергия газа  $\frac{\mu \rho v^2}{2}$ , что справедливо лишь при  $M \ll 1$ . Отсюда

$$P(t) = \frac{\gamma R T_0 G}{V} t$$

Любая малая порция газа  $dN$ , втекающая в камеру, изначально занимает в ней объем  $Fdl$ , который определим следующим образом:

$$c_p T_0 dN = c_v T(l, t) \rho(l, t) Fdl + P(t) Fdl = \frac{\gamma}{\gamma - 1} P(t) Fdl$$

Из этого выражения следует  $\gamma \frac{dl}{l} = \frac{dt}{t}$ .

Теперь любой  $x$  координате камеры в любой момент времени  $t$  можно сопоставить интервал времени  $\tau(x, t)$ , в течение которого порция газа прошла путь от входного отверстия до  $(x, t)$ :



$$x = \int_0^{\tau(x,t)} dl = \int_0^{\tau} \frac{l}{\gamma} \left( \frac{t - \tau + \xi}{t} \right)^{1/\gamma} \frac{d\xi}{t - \tau + \xi} = l \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\tau(x,t)}{t} \right)^{1/\gamma} \right]$$

$$\text{Отсюда: } (x,t) = t \left[ 1 - \left( 1 - \frac{x}{l} \right)^\gamma \right]$$

Плотность газа определим по адиабате Пуассона:

$$\rho(x,t) = \rho(l, t - \tau(x,t)) \left[ \frac{P(t)}{P(t - \tau(x,t))} \right]^{1/\gamma} = \frac{\gamma G t}{V} \left[ 1 - \frac{x}{l} \right]^{\gamma-1}$$

Температура газа в камере оказывается не зависящей от времени (см. рис. 10):

$$T(x,t) = T_0 \left[ 1 - \frac{x}{l} \right]^{1-\gamma} \quad (23)$$

Таким образом, температура газа при заполнении "одномерной" емкости монотонно возрастает от исходного значения  $T_0$  у входного отверстия до бесконечности у противоположной стенки. Плотность газа у этой стенки равна нулю.

Естественно, возникает вопрос о соответствии реальности столь грубой модели процесса наполнения одномерной емкости. Прежде всего отметим, что среднemasсовая температура газа, распределенного в удлиненной камере согласно (23)

$$T_{av} = \frac{\int_0^l T(x) \rho(x,t) dx}{\int_0^l \rho(x,t) dx} = \gamma T_0$$

как легко вычислить, равна  $\gamma T_0$ . Это в какой-то степени подтверждает предположение о независимости эффекта увеличения температуры от параметров конструкции наполняемой камеры.

В работе [23] экспериментально исследовалось наполнение воздухом высокого давления (8–15 МПа) стандартного стального баллона (длина 1.33 м, диаметр 0.21 м, диаметр отверстия 2–5 мм). Начальное давление воздуха в баллоне равняется атмосферному. На рис.11 представлены измеренные зависимости температур воздуха от времени на расстояниях 0.15, 0.65 и 1.15 м соответственно от входного отверстия диаметром 2 и 5 мм. Как следует из графиков работы [23], максимальная температура газа наблюдается у заднего днища баллона, а минимальная — у переднего конца, возле сопла, причем градиент температуры максимален в начале наполнения. Градиент температуры возрастает также при увеличении диаметра отверстия, а также при установке рядом с отверстием отражающего струю экрана для уменьшения перемешивания газа по длине баллона. Затем температура газа по длине выравнивается на уровне, превышающем исходный. Никакого объяснения полученным результатам в работе [23] не дано.

Однако сами результаты подтверждают сделанное нами предположение о том, что при наполнении удлиненной камеры градиент температуры обусловлен отсутствием перемешивания втекающих порций газа. При этом температура газа у дальней стенки максимальна. Далее происходит перемешивание газа в камере, что приводит к выравниванию температуры на уровне, превышающем начальный.

Таким образом, проведенные оценочные расчеты и представленные в литературе результаты экспериментов позволяют сделать вывод, что эффект увеличения температуры имеет место и для емкости с ограниченным перемешиванием. При этом в удлиненной емкости температура газа возрастает от температуры втекающего из отверстия газа до максимальной величины у противоположной стенки. С течением времени газ перемешивается и его температура по всей емкости приближается к среднemasсовой, которая больше исходной примерно в  $\gamma$  раз (в отсутствие тепловых потерь).

## 2.4. Газодинамическая картина заполнения удлиненной емкости в одномерном приближении.

Рассмотрим газодинамическую картину заполнения удлиненной емкости в одномерной постановке (см. рис. 12). Пусть откачанная адиабатически изолированная закрытая с одной стороны цилиндрическая труба соединяется через диафрагму с бесконечной трубой, заполненной газом с параметрами  $\gamma$ ,  $P_0$ ,  $T_0$ . В момент времени  $t=0$  диафрагма разрушается. Решением такой задачи о распаде разрыва является бегущая вправо (см. рис. 12) ударная волна, а влево — волна разрежения. При взаимодействии отраженной от торца трубы ударной волны с контактным разрывом образуется проходящая влево ударная волна и отраженная вправо либо волна разрежения, либо скачок уплотнения [17,27,31]. В условиях ПГУ газ по обе стороны контактного разрыва имеет одинаковый показатель адиабаты  $\gamma$ , а плотность толкающего газа намного превышает плотность газа за отраженным от стенки скачком. При этом ударная волна практически полностью отражается от контактного разрыва обратно к торцу трубы [17]. На рис.12 представлены траектории ударных волн (1), последовательно отражающихся от стенки камеры и контактного разрыва, рассчитанные по методике [31] для газа с  $\gamma = 1.67$ , начального перепада давлений  $10^5$  и равных начальных температур. Анализ рис. 12 показывает, что ударная волна, образовавшаяся при разрыве диафрагмы, многократно отражается от торца трубы и контактного разрыва, нагревая и сжимая газ, оставшийся в камере после откачки. В газ, расширяющийся в волне разрежения, скачок уплотнения практически не проходит.

Увеличивая степень первоначальной откачки трубы, можно добиться того, что газ в волне разрежения будет расширяться практически как в вакуум. При этом скорость контактного разрыва составит  $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}a_{кр}$ , где  $a_{кр}$  — критическая скорость, а плотность, температура и давление будут близки к нулю. Число Маха ударной волны при этом составит [32]:

$$M_1 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$$

После многократных отражений скачка от торца камеры и контактного разрыва первоначально находившийся в ней газ сожмется практически в точку, и контактный разрыв достигнет в момент времени  $\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{l}{a_{кр}}$  торца трубы. Первые порции газа остановятся, налево пойдет отраженная ударная волна (см. рис. 12). Эта ударная волна будет переменной интенсивности, так как она распространяется по волне разрежения. За собой она будет оставлять энтропийный след — область газа с переменной энтропией. Решение этой задачи, как указывается в [33,34] не сводится к алгебраическим уравнениям и может быть найдено только численным расчетом. Например в [17] приведена методика расчета траектории ударной волны, взаимодействующей с волной разрежения и течения за ней методом характеристик.

Рассмотрим малую область расширяющегося газа вблизи его фронта перед ударом о стенку. На фронте скорость звука и плотность газа близки к нулю. Следовательно, после удара газа о стенку ударная волна

обязательно будет сильной и плотность газа на ней будет возрастать в  $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}$  раз. Рассматриваемые порции газа, имевшие близкую к нулю плотность и после остановки их ударной волной, и при последующем движении будут иметь почти нулевую плотность, вплоть до установления равновесия между трубой и резервуаром с газом. Это может быть лишь в одном случае — когда температура газа у стенки стремится к бесконечности (если пренебречь тепловыми потерями и вакуум считать полным).

Следует отметить, что температура первых порций газа, прошедших ударную волну, на ее фронте имеет конечное значение. В самом деле, учитывая, что ударная волна сильная:

$$\frac{T_{\Phi}}{T_{KP}} = \left( \frac{c}{a_{KP}} \right)^2 \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \left[ \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} a_{KP} - D}{c} \right]^2$$

получаем:

$$\frac{T_{\Phi}}{T_{KP}} = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ 1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{D}{a_{KP}} \right]^2 \quad (24)$$

где  $c$  — скорость звука в расширяющемся газе,

$D$  — скорость ударной волны у стенки.

Величина  $D$  определена К.П. Станюковичем в работе [35], где рассмотрена начальная стадия нестационарного отражения потока газа от стенки. Скорость ударной волны вычислена в предположении, что течение за ней подчиняется законам автомодельного движения и равна:

$$D = -\frac{\gamma \gamma^2 - 1}{2 \gamma^2 + 1} \quad (25)$$

При этом температура газа на фронте равна:

$$\frac{T_{\Phi}}{T_{KP}} = \frac{\gamma}{2(\gamma-1)} \left[ \frac{\gamma^3 + \gamma + 1}{\gamma^2 + 1} \right]^2 \quad (26)$$

или  $T_{\Phi} = 5 T_0$  при  $\gamma = 1.4$ ,  $T_{\Phi} = 3.5 T_0$  при  $\gamma = 1.67$ . Скорость газа за фронтом ударной волны положительна:

$$U_{\Phi} = \frac{\gamma-1}{\gamma^2+1} a_{KP} \quad (27)$$

то есть газ сжимается. Как отмечается в [35], давление газа является слабой функцией координаты и сильно зависит от времени.

Дальнейшее распространение ударной волны и движение в области энтропийного следа поддается, как уже отмечалось, только численному расчету. По выравниванию давлений в камере и в резервуаре, энтропия газа в камере будет увеличена вследствие прохождения ударной волны, а не процесса смешения, как в квазистатическом случае.

Проведем численный расчет одномерного нестационарного движения газа, возникающего при наполнении вакуумированной удлинённой камеры методом характеристик [17,27]. Газ будем считать идеальным с показателем адиабаты  $\gamma$ , теплообменом его со стенкам трубы и трением о них пренебрежем. В области автомодельной волны разрежения между входным сечением и отраженной ударной волной (см. рис. 12) будем использовать известные соотношения. В области между

отраженной ударной волной и закрытым концом трубы расчет проведем по уравнениям для характеристик  $C_+$ ,  $C_-$ ,  $C_0$  соответственно:

$$du + \frac{dP}{\rho a} = 0 \quad dx = (u + a)dt$$

$$du - \frac{dP}{\rho a} = 0 \quad dx = (u - a)dt$$

$$d\left(\frac{P}{\rho^\gamma}\right) = 0 \quad dx = udt$$

Для нахождения траектории ударной волны по известным параметрам газа в волне разрежения необходимо определить четыре параметра: скорость, плотность и давление газа за ударной волной и скорость ударной волны. Для этого три уравнения сохранения при переходе через скачок дополняются четвертым соотношением на характеристике  $C_-$ , приходящей из энтропийного следа.

Отличительной особенностью данной задачи, не позволяющей просчитать всю область движения газа стандартным методом, является обращение температуры газа и скорости звука у торца трубы в бесконечность (а плотности — в нуль). Поэтому обычный [17] способ расчета параметров газа на стенке не подходит. Из уравнений непрерывности и сохранения энтропии можно получить соотношение [31]:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_t = -\frac{1}{\gamma} \frac{1}{P} \frac{dP}{dt}$$

Учитывая, что у стенки полная производная давления по времени близка к частной, получим:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_t = -\frac{1}{\gamma} \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_x$$

Объединяя это соотношение с уравнением для характеристики  $C_+$  можно определить параметры газа в ближайшей к стенке точке (но не на самой стенке, где  $T_w \Rightarrow \infty$ ,  $a_w \Rightarrow \infty$ ,  $\rho_w \Rightarrow 0$ ).

Результаты рассчитанного таким образом движения газа с  $\gamma = 1.67$  представлены на рис. 12–16. На этих рисунках исследуемые параметры отнесены к значениям давления  $P_0$ , температуры  $T_0$  и скорости звука  $U_0$  в резервуаре с покоящимся газом, координата  $x$  нормируется на длину камеры  $l$ , время — на величину  $l/a_{кр}$ . На рис. 12 показаны характеристики  $C_+$ ,  $C_-$  и  $C_0$  в области энтропийного следа, а также траектории ударных волн. На рис. 13 представлена зависимость давления  $P(x, t)$  от координаты  $x$  и от времени  $t$ . Рис. 14 представляет скорость газа в трубе  $u(x, t)$ , а рис. 15 — температуру газа  $T(x, t)$ .

Анализ результатов расчетов показывает, что скорость ударной волны увеличивается от  $0.22a_{кр}$  в момент отражения до  $0.78a_{кр}$  в момент выхода из трубы. Скорость газа в энтропийном следе, как и указывалось в [35], практически линейно зависит от координаты и при выходе ударной волны из камеры непосредственно за фронтом составляет  $0.09a_{кр}$ . Таким образом, газ, втекающий в вакуумированную трубу, останавливается отраженной ударной волной и в дальнейшем практически не сжимается. Давление газа в энтропийном следе, как и ожидалось, слабо зависит от координаты и сильно от времени. При выходе ударной волны из трубы давление за ее фронтом близко к

начальному в резервуаре —  $0.8P_0$ . Температура газа в трубе после прохождения ударной волны существенно зависит от координаты, стремясь к бесконечности у торца, и к начальной температуре покоящегося газа — у входа в камеру. Зависимости температуры газа в камере от координаты для разных времен, представленные на рис. 16 (рис. 15 в ином ракурсе) показывают, что примерно половина трубы занята нагретым ударной волной газом. Высокотемпературный газ концентрируется у торца камеры.

Очевидно, движение газа не ограничивается изложенным выше. Обычно в конструкции ПГУ отношение диаметров камеры с газом и вакуумированной камеры изменяется от 2 до 10. В работах [36,37] рассмотрено влияние сужающегося насадка и отношения площадей камер на скорость газа. Если бы труба соединялась через диафрагму с резервуаром того же диаметра, то известно [35], что в сечении, откуда начал истекать газ, устанавливается критическая скорость нестационарного течения:

$$a_{\text{нестационар}} = \frac{2}{\gamma + 1} a_0.$$

Если же диаметр резервуара с газом много больше сечения трубы, то через какое-то время в насадке устанавливается стационарное течение [17,27], и в сечении, где была диафрагма, достигается критическая скорость течения:

$$a_{\text{стационар}} = \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}} a_0 = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2}} a_{\text{нестационар}}$$

В любом случае, ударная волна, вышедшая в резервуар, сложным образом взаимодействует с натекающим газом, отражается от стенок, опять попадает в трубу и выходит из нее до тех пор, пока давление газа во всех точках резервуара и трубы не выровняется. Мы не проводим полное исследование этой задачи, полагая, что основной нагрев газа первой отраженной ударной волной преобладает над последующими. Причина заключается в том, что газ в трубе практически остановлен этой волной, и его давление близко к исходному давлению покоящегося газа.

Таким образом, в высокотемпературных кратковременных режимах ПГУ следует использовать одну, удлиненную камеру. Дело в том, что конструирование камер согласно критерию квазистатического наполнения заранее предполагает медленность процессов перетекания, а также требует большого количества камер и клапанов для существенного увеличения температуры (до 4–5 камер). Оба фактора приводят к значительным тепловым потерям. Выполнение же форкамеры ПГУ в виде одной удлиненной емкости позволяет получить у ее торца достаточно высокую температуру газа при большой скорости наполнения. При этом тепловые потери газа минимальны.

## 2.5. Оптимизация сжатия газа в стволе поршнем по вкладываемой энергии.

В предыдущих разделах были рассмотрены проблемы, связанные с функционированием емкостей форкамеры ПГУ. Проведем анализ процесса сжатия газа в стволе ПГУ и оценим новые моменты, которые дает оснащение установки клапанами (см. рис. 4). Один из характерных режимов сжатия азота в ПГУ У-7 (эксперимент N 1600) представлен на рис. 17 в осях давление – координата поршня. При полете поршня по стволу к форкамере газ в стволе сжимается почти изэнтропически (если пренебречь тепловыми потерями). Этому соответствует участок **a–b** кривой (рис. 17). При достижении в стволе заданного давления открывается запорно – регулирующий клапан (ЗРК) У-7 (точка **b**) и газ начинает перетекать из ствола в форкамеру. Поршень при этом, замедляясь, движется вправо, дожимая газ. Давление газа в стволе увеличивается, проходит через максимум, далее уменьшается (участок **b–c** кривой). Когда поршень останавливается и начинает отлетать влево, клапан закрывается (точка **c**), отсекая сжатый газ в форкамере от ствола. Остаток газа в стволе отбрасывает поршень назад, к баллону толкающего газа.

Площадь криволинейной трапеции, ограниченной кривой **a–b–c** равна энергии, которая передается поршнем газу, а площадь под кривой **c–d** соответствует энергии по обратному разгону поршня оставшимся в стволе газом. Следовательно, площадь фигуры **a–b–c–d** определяет энергию, переданную вместе с газом в форкамеру.

Очевидно, режим работы У-7, представленный на рис. 17, далек от оптимального. Так как основным ограничивающим фактором при конструировании ПГУ является предельно допустимое давление газа, то оптимальным следует считать режим сжатия, соответствующий кривой **a–b'–c'–d'** на рис. 17. Здесь участок **a–b'** представляет собой изэнтропическое сжатие газа поршнем до максимального давления. В точке **b'** открывается клапан, позволяя перетекать газу в форкамеру, чтобы не превысить предельно допустимое давление. При этом максимальном давлении на участке кривой **b'–c'** поршень вытесняет газ из ствола и останавливается у клапана, или немного ранее. Давление небольшого оставшегося для "страховки" количества газа резко падает (кривая **c'–d'**).

При таком режиме работы установки вся кинетическая энергия поршня преобразуется во внутреннюю энергию газа в форкамере. Легко определить интегрированием, что она равна:

$$A = \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_{MAX} V_{B'} \quad (28)$$

где  $P_{MAX}$  – максимальное давление газа,

$V_{B'}$  – объем газа в стволе в момент открытия клапана.

В то же время работа по изэнтропическому сжатию газа (кривая **a–b'**), как в УАС (гл. 1) составляет:

$$A_s = \frac{1}{\gamma - 1} P_{MAX} V_B \quad (29)$$

Следовательно, для осуществления оптимального неизэнтропического сжатия газа в ПГУ, поршень должен обладать энергией в  $\gamma$  раз большей,

чем требуется для изэнтропического сжатия. Для этого необходимо увеличить давление толкающего газа в баллоне примерно в  $\gamma$  раз.

Таким образом, рассмотренный оптимальный режим сжатия позволяет увеличить параметры сжатого газа при заданных габаритах установки. Кроме того, он значительно повышает безопасность работы, поскольку исключаются повторные подлеты поршня к форкамере. В обычных установках типа УАС их бывает до 7–10.



## 2.6. Критерий оптимальности конструкции установки неизэнтропического сжатия.

Рассмотрим способ реализации оптимального неизэнтропического сжатия газа (кривая **a-b'-c'-d'** на рис.17). Для его осуществления необходимо открывать управляемый клапан форкамеры при достижении максимального давления в стволе, а затем регулированием площади его отверстия поддерживать это давление постоянным. Условием существования "плато" давления (участок **b'-c'** кривой) в пренебрежении трением и тепловыми потерями является равенство расхода газа через клапан скорости дожатия газа поршнем:

$$\rho_* u_* F_k(t) = \rho_0 u(t) F_p$$

где  $\rho_0$  — плотность газа в стволе,

$$\rho_* = \left( \frac{2}{\gamma - 1} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \rho_0 \quad \text{— критическая плотность,}$$

$$u_* = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_{MAX}}{\rho_0}} \quad \text{— критическая скорость,}$$

$u(t)$  — скорость поршня,

$F_p$  — площадь сечения поршня,

$F_k(t)$  — площадь сечения клапана.

Здесь объем форкамеры предполагается достаточно большим, чтобы расход газа через клапан был все время критическим. Очевидно, что при постоянном давлении газа в стволе скорость поршня уменьшается линейно со временем, так же должно изменяться и проходное сечение клапана:

$$F_k(t) = F_k(0) \left[ 1 - \frac{P_{MAX} F_p}{M_p u(0)} t \right] \quad (30)$$

где  $M_p$  — масса поршня. Если потребовать, чтобы поршень вытеснил из ствола весь газ и остановился у клапана, то можно показать, что начальное отверстие клапана должно быть следующим [38]:

$$F_k(0) = F_p \sqrt{\frac{2}{\gamma} \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1+\gamma}{1-\gamma}} \frac{M_G}{M_p}} \approx 2 \sqrt{\frac{M_G}{M_p}} F_p \quad (31)$$

где  $M_G$  — масса газа в стволе.

Таким образом, при достижении в стволе максимального давления надо открыть управляемый клапан на величину (31), а затем закрывать линейно по времени по закону (30). Такой режим работы установки запатентован в 1988 г. [39].

Заметим здесь, что формула (31) является критерием оптимальности неизэнтропического сжатия газа в ПГУ. Если максимальное отверстие клапана меньше оптимального, то, чтобы не превысить предельно допустимое давление в стволе, придется уменьшить давление толкающего газа в баллоне, а следовательно, снизятся параметры газа в форкамере. То же придется сделать, если начальное отверстие клапана больше оптимального, иначе поршень ударится в форкамеру. В обоих случаях выигрыш во вкладываемой в газ энергии по сравнению с изэнтропическим сжатием будет меньше, чем в  $\gamma$  раз.

Расчет оптимального режима работы клапана должен проводиться с учетом реальных свойств газа, тепловых потерь, трения поршня в стволе, а также возможности докритического перепада давления на клапане. Эти вопросы рассмотрим позднее.

Характерной особенностью соотношения (31), придающей ей универсальность при оценке любых систем с тяжелым поршнем, является отсутствие параметров режима, — начальных давлений газов в стволе и баллоне, максимального давления в стволе. Это позволяет провести анализ находящихся в эксплуатации установок У-7 и У-11, используя их обычные параметры конструкции. В табл. 2 для различных газов представлены их начальные давления(атм.) в стволе, при которых сжатие газов в ПГУ будет производиться с максимальной эффективностью.

Таблица 2.

	N <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	He	Ar	Kr
У-7	0.25	0.16	1.74	0.17	0.08
У-11	0.65	0.42	4.57	0.46	0.22

Таким образом, предложенный режим работы управляемого клапана служит не только для оптимизации конкретного режима установки. Полученное универсальное соотношение (31) дает связь основных параметров ПГУ.

## 2.7. Оптимизация неизэнтропического сжатия газа в емкостях форкамеры для высокотемпературных режимов.

Как следует из обзора гиперзвуковых установок в гл. 1, проблема создания высокопроизводительной трубы состоит в поиске компромисса между все более высокими параметрами газа и все более растущими габаритами ее. Для свободно – поршневых систем габариты в первую очередь определяются степенью сжатия газа, то есть длиной камеры сжатия (ствола). Как показывает опыт работы на ПГУ, эффект от внедрения неизэнтропического многокаскадного сжатия можно интегрально оценить следующим режимом работы установки с двумя емкостями в форкамере (см. рис. 4е).

Когда поршень 2 сожмет газ в стволе 1 до максимального давления, открывается управляемый клапан 5 по оптимальному закону (30), (31) и начинает наполняться первая емкость 7, температура в которой в  $\gamma$  раз больше, чем в стволе. Когда перепад давлений на клапане 5 приближается к критическому, открывается клапан 6 и газ наполняет вторую емкость 8 с увеличением температуры еще в  $\gamma$  раз. При этом поршень вытесняет оставшийся в стволе газ в первую камеру 7 почти изэнтропически, так как перепад давлений на клапане 5 уже мал. Именно поэтому можно пренебречь и перемешиванием "холодного" газа с "горячим" в первой емкости. Чтобы дожать газ во второй камере до максимально возможного давления, объем изэнтропически сжатого газа в стволе, объем первой и второй емкостей форкамер, как легко показать, должны относиться соответственно, как

$$\frac{\gamma + 1}{\gamma^2} \approx 1 : \frac{1}{\gamma} : 1$$

При этом температура газа в последней емкости превышает температуру газа в стволе в  $\gamma^2$  раз. Очевидно, для того чтобы увеличить температуру в  $\gamma^2$  раз изэнтропическим сжатием газа, необходимо увеличить его начальный объем в

$$(\gamma^2)^{\frac{1}{\gamma-1}} \approx 5.3 \quad (\gamma = 1.4)$$

раз. Если учесть, что в рассмотренном режиме ПГУ сжимался также "буферный" газ, оказавшийся затем в первой камере, то итоговый выигрыш в габаритах установки составит величину

$$\frac{\gamma^{\frac{2}{\gamma-1}}}{1 + \frac{1}{\gamma}} \approx 3 \quad (\gamma = 1.4)$$

Так как создание современных гиперзвуковых установок и их эксплуатация является очень дорогостоящим занятием, то возможность уменьшения длины ствола в 3 раза при тех же параметрах потока газа является весьма привлекательной.

Существует еще один способ уменьшить длину трубы сжатия установки. Обычно ствол заполняют сжимаемым газом перед экспериментом и к моменту выстрела температура газа близка к комнатной. Если же перед пуском поршня ствол вакуумировать, а сжимаемый газ подавать в него во время полета поршня, то начальная температура будет в  $\gamma$  раз выше, чем в общепринятом способе заполнения.

Естественно, за время движения поршня по стволу  $t$  газ должен успеть наполнить его:

$$(\tau_{\Gamma} - \tau_{\Pi}) < \Delta < \tau_{\Gamma}$$

где  $\tau_{\Gamma}$  — время натекания сжимаемого газа,

$\Delta$  — промежуток времени между началом подачи сжимаемого газа и пуском поршня.

Как легко определить, увеличение начальной температуры газа в  $\gamma$  раз эквивалентно степени сжатия его в

$$\gamma^{\frac{1}{\gamma-1}} \approx 2.3 \quad (\gamma = 1.4) \text{ раз.}$$

Таким образом, синхронное с пуском поршня наполнение ствола сжатия позволяет сделать его вдвое короче. Такой способ сжатия запатентован авторами [40].

## 2.8. Сравнительный анализ различных способов сжатия газа.

В аэродинамических установках кратковременного действия с механическим подводом энергии обычно один газ сжимается другим. Свободный поршень, размещенный между ними, может быть "тяжелым" (его скорость меньше скорости звука в сжимаемом газе), "легким" (его скорость может составлять несколько скоростей звука в сжимаемом газе) или иметь "нулевую массу" (контактная поверхность раздела газов в ударной трубе). Итак, во всех трех случаях рабочий цикл установки подразделяется на два взаимозависимых процесса: ускорение поршня толкающим газом и сжатие рабочего газа. Удобно сравнивать работу таких установок степенью преобразования внутренней энергии толкающего газа в кинетическую энергию поршня (эффективность расширения толкающего газа) и характером сжатия рабочего газа.

Как известно из классической термодинамики [26] газ ускоряет поршень с максимальной эффективностью, когда процесс расширения газа квазистатический. Это возможно лишь в случае тяжелого поршня, когда можно пренебречь волновыми явлениями в толкающем газе.

С другой стороны, увеличение температуры сжимаемого газа зависит от увеличения его плотности и степенью неравновесности процесса сжатия (16):

$$\frac{T_2}{T_1} = \chi \left( \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{\gamma-1}$$

Чтобы обеспечить максимальный рост температуры газа, процесс его сжатия следует проводить с максимальным увеличением энтропии, что реализуется для установок с поршнем "нулевой массы".

Таким образом, задача эффективного получения плотного высокотемпературного газа внутренне противоречива. Рассмотрим, как она решается в известных способах сжатия газа и в ПГУ.

При изэнтропическом сжатии газа тяжелым поршнем в УАС (см. гл. 1) степень роста энтропии  $\chi=1$ , а увеличение плотности газа определяется конструкцией установки и обычно велико:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \gg 1$$

Так как волновыми явлениями в толкающем газе можно пренебречь из-за малости скорости поршня по сравнению со скоростью звука, то коэффициент полезного действия установки высокий и ограничивается лишь соотношением объемов ствола и баллона толкающего газа. Из-за ограниченной прочности реальных установок, давление газа в них не превышает нескольких тысяч атмосфер, что соответствует температурам до 2000 К ( $\gamma = 1.4$ ) при степени сжатия  $\approx 100$ . Например, при сжатии в УАС У-11 азота с 1 атм до 2000 атм максимальная температура достигает 2000 К. Продолжительность аэродинамического эксперимента в УАС в зависимости от режима изменяется от сотен миллисекунд до единиц секунд.

В другом предельном случае, при сжатии сильной ударной волной (число Маха  $M \gg 1$ ) плотность идеального газа изменяется на конечную величину

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} > 1$$

а степень роста энтропии составит [36]:  $\chi \approx M^2 \gg 1$ . Благодаря этому в ударных трубах относительно легко получить высокую температуру газа при уровне давления, меньшем, чем УАС. Продолжительность аэродинамического эксперимента в ударных трубах достигает нескольких миллисекунд.

Поиски компромисса между ударно-волновым и изоэнтропическим сжатием привели к созданию установок с "легким" поршнем, который в полете создает ударную волну в сжимаемом газе. Как показывают расчетные и экспериментальные работы [37,41], основное увеличение энтропии газа происходит в первых падающей и отраженной волнах и невелико:  $\chi = 2 \div 4$ , так как ударные волны несильные. Основное увеличение плотности газа происходит в конце сжатия почти изэнтропически, но так как поршень легкий, то сверхвысоких плотностей достичь нельзя (при том же давлении толкающего газа, что и в УАС):

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$$

Коэффициент полезного действия преобразования энергии толкающего газа в кинетическую энергию поршня невысок, так как скорость поршня достигает двух — трех скоростей звука в газе. Продолжительность аэродинамического эксперимента в таких установках того же порядка, что и в ударных трубах, — например для уже упоминавшейся VKI Longshot — 5 мсек.

Другой способ объединения преимуществ УАС и УТ нашел свое выражение в трубе Сталкера (см. гл. 1, рис. 4с). Еще на заре их развития в 60-е годы было отмечено [42] удачным решением возбуждать ударную волну с  $M \approx 15$  в воздухе с помощью гелия, изэнтропически сжатого тяжелым поршнем в УАС. Полное давление перед соплом может достигать 1500 атм, как например, в RNYFL [13]. Продолжительность аэродинамического эксперимента, как и в УТ, составляет несколько миллисекунд. Но учитывая, что труба Сталкера объединяет фактически две установки: УАС и УТ, стоимость создания ее и эксплуатации достаточно велика.

В полной мере соединить преимущества равновесного сжатия газа до высоких плотностей

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \gg 1$$

с неизэнтропическим нагревом ударными волнами в одной установке удалось лишь путем сжатия газа в ПГУ. Действительно, если в одном каскаде неизэнтропического сжатия степень роста удельной энтропии составляет

$$\gamma' \approx 1.6 \div 2.4 \quad (\gamma = 1.4 \div 1.67),$$

то в  $n$  последовательных каскадах ее можно оценить величиной  $\gamma'' \gg 1$  (при условии, что газ в камерах дожимается до того же давления, что и в стволе), — см. табл. 3.

Таблица 3.

Тип установки	$\frac{\rho}{\rho_0}$	$\exp\left(\frac{\Delta s}{c_V}\right)$
УАС	$\gg 1$	1
УТ	$\approx \frac{\gamma+1}{\gamma-1} > 1$	$\approx M^2 \gg 1$
Longshot	$> 1$	2 ÷ 4
ПГУ	$\gg 1$	$\gamma^{ny} \gg 1$

Продолжительность аэродинамического эксперимента в ПГУ составляет от десятков миллисекунд до секунды в зависимости от количества и параметров высокотемпературного газа в последней камере. При этом темп падения параметров торможения потока газа определяется общим запасом газа во всех камерах, и потому относительно невелик.

Отметим еще одну область экспериментальной аэродинамики, где неизэнтропический способ нагрева газа должен найти применение — это метательные баллистические установки. Основной характеристикой любой баллистической установки является максимально достижимая температура легкого газа, то есть скорость звука в нем. Как известно [37], предельная скорость метания достаточно легкого тела из цилиндрической трубы в вакуум составляет 3 начальные скорости звука при  $\gamma = 1.4$  (2.2 при  $\gamma = 1.67$ ). Использование неизэнтропического способа увеличения температуры газа в баллистической установке позволяет увеличить скорость звука в газе, а следовательно, и скорость метания при прочих равных условиях.

Кроме того, в обычных баллистических установках температура метаемого газа в момент срыва снаряда одинакова по объему камеры. Известно [37], что когда метаемый снаряд пройдет по стволу всего лишь доли начальной длины камеры, давление на его дно падает в 3–4 раза из-за "убегания" снаряда от толкающего его газа. Чтобы увеличить сообщаемую газу энергию, равную интегралу  $\int P(x) dx$  приходится либо увеличивать максимальное давление метаемого газа, либо позволять снаряду начать движение при давлении газа, несколько меньшем максимального — так называемое давление форсирования. Первый способ ограничен прочностью установки, а второй, почти не влияя на конечную скорость тела, позволяет перераспределить сообщаемую телу энергию по времени без увеличения максимального давления в установке.

Неизэнтропический способ сжатия газа предлагает третий путь решения проблемы. Рассматриваемый способ сжатия газа позволяет формировать распределение температуры газа между камерами, или, что еще лучше, вдоль одной удлиненной емкости, с максимумом у метаемого тела. Так как скорость звука в этом максимуме существенно превышает среднемассовую скорость звука по камере, можно избежать резкого падения давления на дно снаряда. Рассмотренные перспективные баллистические установки запатентованы в 1989–90 гг. [43,44].

Следует отметить, что существует и другой способ [67] формирования подобного распределения температуры газа по камере

путем адиабатического сжатия. Кроме того, в ЦНИИмаш Яхлаковым Ю.В. проводились эксперименты с баллистической установкой, в которой гелий адиабатически сжимался, затем заполнял вакуумированную камеру, в которой происходило окончательное адиабатическое дожатие его поршнем. Заметного увеличения скорости метания в такой технологии сжатия по сравнению с общепринятой не наблюдалось. Тем не менее, учитывая слабую зависимость конечной скорости метания от давления форсирования, а следовательно, и от величины градиента температуры, проблема неизэнтропического сжатия газа в метательной установке требует систематического исследования с полной диагностикой параметров газа в камерах.



## Выводы по главе 2:

1. При квазистатическом наполнении вакуумированной емкости малого удлинения температура газа в ней равна умноженному на  $\gamma$  среднему от температуры в камере истечения по перетекшему количеству газа. Увеличение удельной энтропии обусловлено перемешиванием газа.

2. При наполнении удлиненной емкости при ограниченном перемешивании сначала формируется такое распределение газа по длине, когда его температура максимальна у дальнего торца камеры. Последующее перемешивание газа приводит к выравниванию температуры по камере на уровне, превышающем начальный.

3. При наполнении вакуумированной "одномерной" емкости, нагрев газа обусловлен прохождением отраженной ударной волны. Как показал расчет методом характеристик, температура газа монотонно возрастает от исходного значения на входе в камеру до максимальной у противоположной стенки.

4. В высокотемпературных кратковременных режимах ПГУ с целью упрощения конструкции и уменьшения тепловых потерь следует применять форкамеру с одной удлиненной емкостью вместо 4–5 камер, разделенных клапанами.

5. Разработанные методики оптимизации процесса сжатия в стволе и форкамере ПГУ определяют максимальные параметры газа.

6. Неизэнтропический способ сжатия газа в ПГУ позволил объединить преимущества изэнтропического и ударноволнового методов. Другие способы решения этой задачи оказались либо неэффективными и не имеющими перспективы (установки типа Longshot), либо достигающими требуемых параметров газа путем простого соединения известных установок (труба Сталкера), а следовательно – увеличения габаритов. В ПГУ удалось решить проблему управления энтропией газа при высоких уровнях давления газа, то есть не увеличивая габариты установки.

7. Неизэнтропический способ сжатия газа может применяться не только в ПГУ, но также и в беспоршневых аэродинамических установках, баллистических устройствах, электроразрядных импульсных плазмотронах.

## Методика компьютерного моделирования сжатия газа в ПГУ.

Развитие методов сжатия газа в УАС, которое привело к разработке неизэнтропического многокаскадного способа, происходило как эмпирическим, так и теоретическим путем. Характерной особенностью рассматриваемой области техники является определяющая роль габаритов оборудования. Чем больше объем сжатого газа, тем меньше влияние эффектов, связанных с поверхностью — прежде всего, с тепловыми потерями в стенки камер. Скорее всего поэтому рассматриваемый способ сжатия был развит на крупных промышленных установках У-7 и У-11, а не на лабораторном оборудовании. Однако эксперименты на крупных установках достаточно дороги, а изготовление новых узлов к ним требует еще и много времени. Поэтому эмпирический путь проб и ошибок в развитии методов сжатия газа достаточно ограничен. Компьютерное же моделирование позволяет выбирать оптимальные пути развития ПГУ, отлаживать новые режимы установок при минимальном числе выстрелов.

### 3.1. Вывод основных уравнений.

Поршневая газодинамическая установка представляет собой сложное пневмогидравлическое устройство, различные узлы которого функционируют при параметрах газа, изменяющихся в тысячи раз. Емкости ПГУ могут быть различного удлинения, — от шаровидных форкамер до ствола сжатия со степенью удлинения 90. Методы расчета сжатия и течения газа в ПГУ могут быть самой различной сложности, учитывающие множество физических процессов. Однако для практической работы необходим способ расчета, позволяющий быстро, ~10 мин. — моделировать действие основных узлов ПГУ, определять параметры сжатого газа. Как показывает опыт [33], [40], расчет параметров газа в камерах ПГУ в квазистатическом приближении (см. гл. 2) дает результаты, совпадающие с экспериментальными данными с погрешностью ~10 %. Подбором параметров относительно легко можно достичь точности ~5%.

В разработанных ранее [45,68] методах расчета работы ПГУ состояние газа в камере описывалось системой из семи взаимозависимых дифференциальных уравнений. Избыточность этой системы приводила к увеличению времени счета на ЭВМ и, что еще важнее, к невозможности создания простых процедур оптимизации работы ПГУ (об этом далее). Очевидно, что эволюция газа в емкости должна описываться двумя дифференциальными уравнениями, следующими из законов сохранения массы и энергии.

Рассмотрим емкость объемом  $V$ , наполненную газом с плотностью  $\rho$ , температурой  $T$ , давлением  $P$ , сообщающуюся с другими емкостями через отверстия. Закон сохранения массы для камеры запишем в виде:

$$d(\rho V) = \sum_i G_i dt \quad (32)$$

где  $G$  — расход газа, втекающего через  $i$ -е отверстие.

Первое и второе начала термодинамики запишем в виде (2):

$$\rho V du = \sum_i (h_i - u) G_i dt - PdV - \delta Q \quad (33)$$

где  $h_i$  — удельная энтальпия газа, вытекающего через  $i$ -е отверстие (если газ вытекает, то  $h_i = u + P/\rho$ ),

$\delta Q$  — потеря тепла газом в камере за время  $dt$ .

Из уравнения (32) следует, что изменение плотности газа определяется движением стенки камеры (т.е. поршня) и перетеканием газа:

$$d\rho = \frac{1}{V} \left[ \sum_i G_i dt - \rho dV \right] \quad (34)$$

Удельная внутренняя энергия как функция состояния определяется двумя параметрами — плотностью и, скажем, температурой:

$$du = c_v dT + \frac{1}{\rho^2} \left[ P - T \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho \right] d\rho \quad (35)$$

Тогда из уравнения (33) с учетом (34) и (35) определим изменение температуры газа:

$$dT = \frac{1}{c_v} \left[ \frac{1}{\rho V} \left( \sum_i (h_i - u) G_i dt - PdV - \delta Q \right) - \frac{1}{\rho^2} \left( P - T \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho \right) d\rho \right] \quad (36)$$

Естественно, для идеального газа внутренняя энергия не зависит от плотности:  $\left( \frac{\partial u}{\partial \rho} \right)_T = 0$  и уравнение упрощается. Но при собственных

ПГУ параметрах добавки из — за реальности газа следует учитывать.

Выбор в качестве переменных интегрирования плотности и температуры отнюдь не однозначен. Более того, опыт расчетов показал, что при наполнении почти пустой камеры газом температура изменяется намного быстрее, чем плотность и давление (см. гл. 2). Поэтому для увеличения точности интегрирования и скорости вычислений более удобны должны быть переменные  $\rho$  и  $P$ . При этом уравнение (34) сохраняется, а дифференциал внутренней энергии (35) нужно выразить

через  $d\rho$  и  $dP$ , пользуясь частными производными  $\left( \frac{\partial u}{\partial \rho} \right)_P$  и  $\left( \frac{\partial u}{\partial P} \right)_\rho$  из

[24,25]. В итоге дифференциал давления  $dP$  будет определяться уравнением, похожим на (36).

К уравнениям (34),(36), описывающим эволюцию газа в емкости, следует добавить соотношения, связывающие  $\rho$ ,  $P$  и  $T$ . Им служит уравнение состояния газа:

$$P = Z(\rho, T) \rho RT$$

где  $Z(\rho, T)$  — коэффициент сжимаемости газа, — известная функция  $\rho$  и  $T$ . Введем часто встречающиеся в дальнейших расчетах реального газа следующие производные:

$$e_T = 1 + \frac{T}{Z} \left( \frac{\partial Z}{\partial T} \right)_\rho, \quad e_\rho = 1 + \frac{\rho}{Z} \left( \frac{\partial Z}{\partial \rho} \right)_T$$

Существует множество уравнений состояния (см., например, [46],[47]) для различных газов, их смесей и различных диапазонов параметров. При любой сколь угодно сложной связи  $\rho$ ,  $P$  и  $T$  уравнение состояния позволяет в принципе определить добавки из – за реальности газа к энтальпии, внутренней энергии и теплоемкости. Продемонстрируем это для несложного – вириального – [41] уравнения состояния:

$$Z(\rho, T) = 1 + \sum_{n,m} A_{n,m} \frac{\rho^n}{T^m}$$

Реальная внутренняя энергия как функция состояния вычисляется интегрированием известной производной  $\left(\frac{\partial u}{\partial \rho}\right)_T$ :

$$u(\rho, T) = u(0, T) + \int_0^\rho \frac{1}{\rho^2} \left[ P - T \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho \right] d\rho = u(0, T) + RT \sum_{n,m} \frac{m}{n} A_{n,m} \frac{\rho^n}{T^m}$$

Отсюда реальная энтальпия газа равна:

$$h(\rho, T) = h(0, T) + RT \sum_{n,m} \left(1 + \frac{m}{n}\right) A_{n,m} \frac{\rho^n}{T^m}$$

Реальная изохорная теплоемкость газа определяется следующим образом:

$$c_V(\rho, T) = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_\rho = c_V(0, T) + R \sum_{n,m} (1-m) \frac{m}{n} A_{n,m} \frac{\rho^n}{T^m}$$

Реальную изобарную теплоемкость вычисляем по известному [24] соотношению:

$$c_P(\rho, T) = c_V(\rho, T) + \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_T = c_V(\rho, T) + R \frac{\left[ \sum_{n,m} (1-m) A_{n,m} \frac{\rho^n}{T^m} \right]^2}{\sum_{n,m} (1+n) A_{n,m} \frac{\rho^n}{T^m}}$$

В работе ПГУ важнейшее значение имеет показатель изоэнтропы:

$$\kappa = \left(\frac{\partial h}{\partial u}\right)_s = e_\rho \frac{c_P}{c_V} \quad (37)$$

который при больших давлениях значительно отличается от отношения  $\frac{c_P}{c_V}$  [48]. Для вириального уравнения состояния его также легко

вычислить:

$$\kappa = 1 + \frac{ZR e_T^2}{c_V e_\rho} = 1 + \frac{1}{Z} \left[ \sum_{n,m} n A_{n,m} \frac{\rho^n}{T^m} + \frac{\left( \sum_{n,m} (2-m) A_{n,m} \frac{\rho^n}{T^m} \right)^2}{\left( \frac{c_V(0, T)}{R} + \sum_{n,m} (1-m) \frac{m}{n} A_{n,m} \frac{\rho^n}{T^m} \right)} \right]$$

В рассмотренных выше соотношениях остались неопределенными величины  $u(0, T)$ ,  $h(0, T)$ ,  $c_V(0, T)$  в идеально – газовом состоянии. Их величина определяется внутренней структурой молекул газа и вычисляется методами статистической физики на основе спектроскопических данных. В настоящее время существуют стандартизированные таблицы параметров газа в идеальном состоянии и удобные приближенные формулы для их вычисления [49,50].

Процессы наполнения и опорожнения камеры ПГУ характеризуются большой быстротечностью. При этом течение газа через клапаны

является адиабатическим. Расход идеального газа обычно вычисляют по формуле Сен – Венана – Ванцеля [17,27,51].

Для реального газа это соотношение было эмпирически модифицировано применительно к условиям ПГУ в работе [45]:

$$G = \xi F_K \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{Z_0}{Z} \frac{\rho_0 P_0}{\mu} \left[ \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad \text{при } \frac{P}{P_0} < \frac{P_*}{P_0} \quad \text{или}$$

$$G = \xi F_K \sqrt{\kappa \frac{Z_0}{Z} \frac{\rho_0 P_0}{\mu} \left( \frac{P_*}{P_0} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}} \quad \text{при } \frac{P}{P_0} > \frac{P_*}{P_0} \quad \text{где}$$

$$\frac{P_*}{P_0} = \left( \frac{2}{\kappa-1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{— критическое отношение давлений,}$$

$$\frac{Z-1}{Z_0-1} = \frac{P}{P_0},$$

$\xi \leq 1$  — коэффициент расхода

$\mu$  — молярная масса газа.

В этих соотношениях  $\kappa$  — показатель изоэнтропы (37), а не отношение  $c_p/c_v$ .

Еще один эффективный способ вычисления расхода реального газа основывается на приблизительном постоянстве следующего коэффициента [48]:

$$K = \frac{Z\rho}{P} \left( \frac{\partial P}{\partial (Z\rho)} \right)_s.$$

В первом приближении сжатие и течение газа в ПГУ предполагается адиабатическим. Однако при высоких температурах рабочего газа тепловые потери становятся существенными и требуется быстрый и эффективный способ их оценки. В практике расчетов ПГУ было принято рассматривать теплопередачу от газа к стенкам камер путем свободной и вынужденной конвекции, а также излучения. Естественно, эти три механизма неаддитивны, но в первом приближении будем брать их сумму. При этом предполагается, что в каждой камере будет преобладать один из типов теплопередачи. В таком случае тепловой поток  $q$  от газа к стенке камеры определяется следующим образом:

$$q = (\alpha_{CB} + \alpha_B)(T - T_w) + \sigma \zeta [\varepsilon(\rho, T)T^4 - T_w^4] \quad (39)$$

где  $\alpha_{CB}$ ,  $\alpha_B$  — коэффициенты теплоотдачи при свободной и вынужденной конвекции,

$T_w$  — температура стенки,

$\sigma$  — постоянная Стефана – Больцмана,

$\zeta$  — степень черноты стенки,

$\varepsilon(\rho, T)$  — степень черноты газа.

Коэффициент теплоотдачи при вынужденной конвекции оценивается по формуле для стационарного турбулентного течения газа в трубе, причем средняя скорость газа в камере вычисляется, исходя из расхода [52, 53]:

$$\alpha_B = \frac{\lambda Nu}{R_{КАМ}}$$

где  $R_{КАМ}$  — радиус камеры,

$\lambda$  — коэффициент теплопроводности газа,

$Nu = 0.028 Re^{0.8} Pr^{0.43}$  — число Нуссельта,

$Pr = \frac{\eta c_p}{\mu \lambda}$  — число Прандтля,

$\eta$  — коэффициент вязкости газа,

$Re = \frac{\mu \rho w_{CP} R_{КАМ}}{\eta}$  — число Рейнольдса,

$w_{CP} = \frac{G}{\rho F_{КАМ}}$  — средняя скорость газа в камере,

$G$  — расход газа через камеру,

$F_{КАМ}$  — площадь поперечного сечения камеры.

Для коэффициентов вязкости и теплопроводности, зависящих от параметров состояния газа, выведены аппроксимирующие формулы [46]. Коэффициент теплоотдачи при свободной конвекции пропорционален некоторой степени плотности. Исходя из рекомендаций [15] и сопоставления с экспериментом принята следующая зависимость:

$\alpha_{CB} = \alpha_p \cdot \rho$  где  $\alpha_p$  — эмпирический коэффициент. При оценке теплообмена излучением учитывается степень черноты стенки камеры и ее собственное излучение (пренебрежимо малое). Степень черноты плоского, определенной толщины, слоя многих газов известна, — например, для аргона табулирована в [54].

Для расчета возможности получения плотного высокотемпературного газа в ПГУ является существенным вопрос о тепловых нагрузках на стенки камер, или — о длительности нахождения высокотемпературного газа в камере.

Учитывая нестационарность теплового потока  $q(t)$  от газа к стенке, решать уравнение теплопроводности одновременно с расчетом ПГУ представляется слишком громоздким. Рассмотрим полупространство  $x > 0$  с параметрами:

$\rho_w$  — плотность материала стенки камеры,

$c_w$  — теплоемкость материала,

$\lambda_w$  — теплопроводность материала стенки, с начальной температурой  $T_w$ , на границу которого  $x=0$  падает тепловой поток  $q(t)$ . Уравнение теплопроводности в обобщенных функциях [55] записывается следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\lambda_w}{\rho_w c_w} \frac{\partial T}{\partial x^2} = T_0 \delta(t) + \frac{q(t)}{\rho_w c_w} \delta(x)$$

где  $\delta(t), \delta(x)$  — дельта-функции. Решением поставленной задачи является свертка правой части этого уравнения с фундаментальным решением оператора теплопроводности [55]. Легко вычислить, что температура поверхности стенки будет определяться интегральным уравнением [27]:

$$T_w(t) = T_0 + \frac{1}{\sqrt{\pi \lambda_w \rho_w c_w}} \int_0^t \frac{q(T(t) - T_w(\tau))}{\sqrt{t - \tau}} d\tau \quad (40)$$

Следует отметить, что в интересующих нас режимах работы ПГУ температура сжатого газа существенно превышает температуру стенки. Поэтому тепловой поток слабо зависит от температуры последней, и интегральное уравнение является по сути интегралом. Его можно вычислять одновременно с расчетом работы ПГУ, исключая таким образом необходимость решения уравнения теплопроводности.

В то время, как ПГУ является в сущности пневматической установкой, ее органы управления, причем достаточно важные, представляют собой пневмогидравлические устройства. При моделировании работы ПГУ оказалось достаточно считать жидкость (воду, промгидрол) абсолютно упругой с постоянным коэффициентом сжимаемости  $\beta$ . Давление ее связано с плотностью соотношением

$$P = P_0 + \frac{\rho - \rho_0}{\beta \rho_0}$$

где  $\rho_0$  — плотность жидкости при давлении  $P_0$ . Температура жидкости предполагается постоянной. Расход жидкости при перетекании из одной камеры в другую определяется по формуле [56]:

$$G = 0.611 \cdot F_k \sqrt{2\rho(P_1 - P_2)}$$

Представленный выше способ моделирования процессов в ПГУ значительно отличается от стандартных методов расчета пневмогидравлических систем [56,57] прежде всего тем, что он предназначен для широкого диапазона параметров газа, а также для изучения и развития неизэнтропического многокаскадного способа сжатия.

Таким образом, работа ПГУ моделируется системой обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, разрешенных относительно производных. Количество уравнений в системе равно удвоенному числу емкостей ПГУ плюс несколько уравнений механического движения поршня и клапанов. Такая система уравнений достаточно эффективно решается на ПЭВМ IBM PC/386.

### 3.2. Результаты расчетов работы ПГУ, сравнение с экспериментом.

Метод компьютерного моделирования работы ПГУ, рассмотренный выше, требует сравнения с экспериментом как с целью тестирования программы, так и проверки адекватности принятой модели процессов. В качестве эталона был принят отлаженный режим работы ПГУ У–7, предназначенный для создания потока азота с числом  $M=14.1$  в сопле с диаметром среза 400 мм, на котором проводились промышленные эксперименты. В этом режиме начальное давление воздуха в баллоне составляет 200 атм, начальное давление азота в стволе – 8.4 атм, форкамера включала запорно – регулирующий клапан (ЗРК), настроенный на давление открытия 200 атм, две емкости объемами 16.05 л и 3.86 л, разделенные шайбой с отверстием диаметром 30 мм, запорно – пусковой клапан (ЗПК), открывающийся при достижении максимального давления в предыдущей камере, и предсопловую емкость объемом 1.34 л. В ходе моделирования этого режима работы ПГУ У–7 производился подбор коэффициентов трения поршня в стволе, коэффициента расхода газа через клапаны, коэффициентов теплоотдачи от газа к стенкам камер. Параметры толкающего газа – воздуха рассчитывались по уравнению состояния Битти – Бриджмена [47], сжимаемого азота – по вириальному уравнению Зубарева [58]. Результаты расчетов представлены на рис. 18. Здесь 1 – параметры газа в стволе сжатия, 2,3,4 – параметры газа в последовательных емкостях форкамеры, 5 – координата поршня. Из представленных графиков видно, что при полете поршня к форкамере давление азота в стволе увеличивается до 1500 атм. Когда оно составляло величину 200 атм начал открываться ЗРК (его время открытия 3 мсек). При этом температура газа, перетекающего в первую емкость форкамеры увеличивается практически скачкообразно в  $\gamma$  раз, в то время как его давление – значительно медленнее. Этот газ сразу же начинает заполнять и вторую емкость форкамеры через отверстие диаметром 30 мм. При этом температура газа так же возрастает скачкообразно, быстрее, чем давление. Когда давление в первой и второй емкости выравняются на уровне 550 атм, открывается ЗПК и газ наполняет третью, предсопловую камеру. Его температура возрастает скачком еще в  $\gamma$  раз, превышая 2000 К. Давление газа в третьей камере быстро достигает уровня давления в предыдущих емкостях. При этом кривая давления во второй емкости (перед ЗПК) имеет характерный провал, обусловленный открытием достаточно большого отверстия ЗПК. В этот момент температура газа во второй камере понизилась на  $\approx 200$  К. После достижения максимального давления в стволе, поршень отлетает обратно к баллону толкающего газа, а ЗРК закрывается, отсекая сжатый газ в форкамере. Сжатый азот из последней камеры, имеющий максимальную температуру, истекает через сверхзвуковое сопло. Так как все три емкости форкамеры остаются соединенными, газ перетекает последовательно из одной в другую. В итоге температура торможения и полное давление сверхзвукового потока газа уменьшаются со временем. На рис. 18 представлены также экспериментальные данные по давлениям газа в стволе, второй и третьей емкостях форкамеры и температуре торможения потока газа, измеренной термоанемометром. Исходя из хорошего соответствия



расчетных и экспериментальных данных можно сделать вывод об адекватности принятой методики моделирования процессов в ПГУ.

Заметим, что в рассмотренном выше характерном примере работы ПГУ темп падения давления в форкамере при истечении газа из сопла определяется общим запасом газа в трех емкостях форкамеры. Количество высокотемпературного газа в последней камере существенно меньше общего запаса и истекает достаточно быстро. Если закрыть клапаны подачи газа в предсопловую камеру (ЗПК) и быстро ее вакуумировать, то открыв этот клапан, можно снова получить высокотемпературный газ для аэродинамического эксперимента. Таким образом, периодически открывая и закрывая клапан в предсопловую камеру с частотой, зависящей от времени истечения газа из нее через сопло и времени ее наполнения, можно увеличить эффективность использования запаса сжатого газа и увеличить количество высокотемпературного газа. Такой способ работы ПГУ запатентован в 1990 году [59].

### 3.3. Оценка влияния тепловых потерь на параметры сжатого газа.

Как следует из представленных выше расчетных и экспериментальных данных, полное давление и температура торможения сверхзвукового потока газа со временем уменьшаются. При определенных значениях статического давления и статической температуры в потоке наступает конденсация газа, после этого момента аэродинамический эксперимент невозможен. На рис. 19 представлены кривые равновесной и неравновесной конденсации, взятые из большого количества работ (см. например [60,61,62]). Показаны также данные, полученные на ПГУ [63]:

- 1 –  $M=10$ ,  $D=0.4\text{м}$ ,
- 2 –  $M=14$ ,  $D=0.4\text{м}$ ,
- 3 –  $M=14$ ,  $D=0.8\text{м}$ ,
- 4 –  $M=10$ ,  $D=0.8\text{м}$ .

Очевидно, для того, чтобы увеличить длительность бесконденсатного истечения газа, необходимо повышать температуру торможения. Кроме того, это же необходимо делать, чтобы осуществить моделирование по температурному фактору (см. гл. 1). Поэтому вопрос о максимально возможной температуре газа в предсопловой камере весьма актуален. Для ее определения, а также изучения влияния тепловых потерь на функционирование ПГУ было произведено моделирование работы установки У–11. К этому моменту проводилась работа по ее оснащению новым запорно – регулирующим клапаном форкамеры (ЗРКФ – см. далее), рассчитанным на давление открытия до 2000 атм. На рис. 20 представлена компоновка У–11, принятая для моделирования:

- 1 – баллон толкающего газа,
- 2 – ствол сжатия,
- 3 – поршень,
- 4 – форкамера,
- 5 – клапан ЗРКФ,
- 6 – сопло,
- 7 – накопительная емкость (барокамера),
- 8 – диафрагма, 9 – вакуумный тракт.

В расчете начальное давление толкающего газа – воздуха составляло 41 атм, начальное давление азота в стволе – 1 атм, ЗРКФ настраивался на 2000 атм. Форкамера У–11 была разделена на две емкости объемом 75 л и 3.5 л шайбой с отверстием диаметром 50 мм. Результаты расчетов представлены на рис. 21. Здесь 1 – параметры азота в стволе, 2 и 3 – в первой и второй емкостях форкамеры, 4 – координата поршня. Цифрами со штрихом обозначены те же параметры, рассчитанные в предположении отсутствия тепловых потерь. Анализ графиков показывает, что наличие тепловых потерь в стволе приводит к ускорению процесса сжатия (в данном случае на 4 мсек), максимальное давление газа в стволе при тепловых потерях выше, чем без них, а поршень пролетает большее расстояние (в данном случае на 65 мм). Естественно, тепловые потери в стволе и емкостях форкамеры приводят к уменьшению температуры газа в них. В рассматриваемом расчете из-за потерь тепла температура азота в предсопловой камере уменьшилась на 250 К и составляет в максимуме 3500 К. Анализ графиков рис. 16 показывает, что данный режим работы ПГУ У–11 далеко не оптимален,

– форкамера наполняется из ствола газом с максимальной температурой лишь в начале перетекания. При отлете же поршня температура газа в стволе резко уменьшается, что приводит к падению температуры в первой емкости форкамеры, – в полном соответствии с выводами главы 2.

Очевидно, что сжатие газа в ПГУ может применяться не только с целью аэродинамических исследований. Другим примером использования ПГУ являются работы по исследованию плотной низкотемпературной плазмы инертных газов. Элементарные оценки показывают, что при изэнтропическом сжатии He или Ar от 1 атм до 2000 атм температура газа увеличится с 300 К до 6000 К. Двух каскадов неизэнтропического сжатия должно быть достаточно, чтобы достичь температуры  $6000 \cdot 1.67 \cdot 1.67 \approx 15000$  К, что соответствует состоянию низкотемпературной плазмы. Большой интерес для исследований и практического применения имеет плотная плазма с давлением  $\approx 10$  атм. С целью проверки возможности получения в ПГУ У–11 плотной низкотемпературной плазмы инертных газов проводилось моделирование работы установки. Требовалось определить, во первых – насколько снизится температура сжатого газа из–за тепловых потерь, во вторых – до какой температуры нагреются стенки камер установки.

Расчет режима У–11 проводился для начального давления толкающего газа в баллоне 65 атм, начального давления аргона в стволе 1 атм. Клапан ЗРКФ настраивался на давление открытия 2000 атм. Форкамера имела одну емкость объемом 87 л, соединяющуюся через короткое сопло (диаметром критики 100 мм) с барокамерой объемом 2.7 куб.м для накопления плазмы. Для сброса плазмы в барокамере установлена диафрагма диаметром 120 мм, рассчитанная на давление разрыва 20 атм. Степень черноты стенок барокамеры была принята равной 0.1.

Результаты моделирования представлены на рис. 22, где 1 – параметры аргона в стволе, 2 – в форкамере, 3 – в барокамере. Цифры со штрихом соответствуют параметрам, рассчитанным без тепловых потерь. Кривые 4, 5, 6 соответствуют температурам стенок ствола, форкамеры и барокамеры, 7 – координате поршня. Качественно наличие потерь тепла сказывается на режиме работы установки так же, как и при сжатии азота (см. выше). Анализ результатов расчета подтвердил сделанное ранее предположение о возможности сжатия инертного газа до температуры 15000 К при идеальной теплозащите стенок камер и каналов клапанов ПГУ. Вследствие тепловых потерь, рассчитываемых согласно принятой методике, максимальная температура аргона в барокамере должна составить 10500 К, при этом его давление будет 5 атм. Максимальный тепловой поток от газа к стенкам наблюдается в форкамере из–за большой плотности газа, он обусловлен вынужденной конвекцией. В барокамере основным механизмом переноса тепла является излучение. Когда давление в барокамере превысит 20 атм, диафрагма разрушается и высокотемпературный газ сбрасывается в вакуумный тракт. Как следует из графиков, максимальная температура стенки достигается в форкамере – 1500 К в течение 2–3 миллисекунд. Температура стенки ствола (у клапана) не превышает 1000 К, а в барокамере – 500 К. Таким образом, наиболее теплонапряженным элементом конструкции в данном режиме является форкамера, где в

течение 5 мсек накапливается газ с давлением 700 атм и температурой 7000 К. Чтобы гарантированно исключить возможные повреждения форкамеры высокотемпературным газом, следует уменьшить время его накопления. Этого можно добиться, увеличивая диаметр критического сечения сопла, соединяющего форкамеру с барокамерой. Кроме того, как видно из графиков, накопление газа в форкамере и барокамере происходит при движении поршня вперед, к форкамере. Чтобы ускорить истечение газа из форкамеры, не следует отсекал газ в ней от ствола при обратном отлете поршня. Тогда газ из форкамеры будет вытекать как в барокамеру, так и в ствол. При этом уменьшится тепловая нагрузка на элементы форкамеры.

Таким образом, проведенное моделирование сжатия аргона в У-11 позволило определить основные принципы работы ПГУ У-11 в режиме плазмотрона, внести коррективы в конструкцию сопла, предусмотреть возможность функционирования ЗРКФ без обратного клапана. Расчет сжатия азота в У-11 показал, что повышение давления открытия клапана до 2000 атм позволяет получить температуру 3500 К даже в двухкамерной схеме, без оптимизации процесса сжатия в стволе.

### 3.4. Расчет оптимального сжатия газа в стволе.

В главе 2 был рассмотрен заключительный этап сжатия газа в стволе поршнем и вытеснения его в форкамеру при постоянном давлении. Формулы (35) и (36) были выведены для идеального газа при отсутствии трения, тепловых потерь и в предположении сверхкритического перепада давления на клапане. Для расчета практических режимов работы ПГУ необходимо учитывать все эти факторы.

Рассмотрим способ расчета закона открытия клапана ЗРКФ по времени. Из уравнений (34),(36) можно получить соотношение:

$$dP = \kappa \frac{P}{\rho} d\rho - e_T \frac{ZR \delta Q}{c_v V}$$

где  $\kappa$  – показатель изоэнтропы (37).

Это уравнение является обобщением известной связи  $P$  и  $\rho$  на изоэнтропе для случая неполной изэнтропичности (то есть наличия потерь тепла  $\delta Q$ ). Если потребовать, чтобы в стволе  $dP = 0$ , то, используя (34), получим необходимый для этого расход газа через клапан ЗРКФ:

$$G_{\text{ЗРКФ}} = \rho F_{\Pi} u - \frac{e_T q F_{\text{SURF}}}{\kappa c_v T} \quad (41)$$

где  $F_{\Pi}$  – площадь сечения поршня,

$F_{\text{SURF}}$  – площадь поверхности теплообмена (меняется с движением поршня),

$q$  – тепловой поток (39) от газа к стенкам.

Теперь из формулы Сен – Венана – Ванцеля (38), модифицированной применительно к ПГУ, можно определить площадь открытия клапана, при которой давление в стволе поддерживается постоянным. Смысл соотношения (41) достаточно очевиден: чем выше скорость поршня, тем больше газа необходимо перебрасывать в форкамеру, чем выше тепловые потери, тем медленнее росло бы давление и тем меньше должен быть расход газа через клапан.

Примером такого рода расчета является моделирование работы установки RHYFL [13] (см. гл. 1) по сжатию азота [64]. Оно проводилось для размеров трубы сжатия, характерной RHYFL, форкамера разделена на три идеально теплоизолированные емкости объемами 25, 5 и 1.5 л, причем первая и вторая камеры разделены перегородкой с отверстием, а вторая и третья – через клапан, аналогичный ЗПК, открывающийся при достижении максимального давления во второй емкости. Диафрагма, разделяющая ствол и форкамеру, разрушается при 2000 атм, истечение газа происходит через сопло  $M=20$  диаметром среза 1.8 м. На рис. 23 представлены результаты этого расчета. Здесь введены следующие обозначения: 1 – параметры газа в стволе, 2, 3, 4 – параметры газа в первой, второй и третьей емкостях форкамеры, 5, 6, 7 – площади открытия клапана в разных условиях. Анализ результатов моделирования позволяет сделать вывод, что зависимость площади 6 открытия клапана от времени в общем соответствует выведенным ранее зависимостям (30),(31). Время работы клапана (от открытия до закрытия) составляет ~3 мсек, столько же времени поддерживается и "плато" давления в стволе. Температура азота в стволе при этом также практически постоянна. Благодаря этому температура газа в емкостях форкамеры после первоначального скачка в  $\gamma$  раз почти не уменьшается, – в

противоположность графикам рис. 21. В данном расчете температура газа во второй емкости поддерживается на уровне  $\approx 4000$  К в течение нескольких миллисекунд, в то время как без специального режима работы ЗРКФ во второй камере температура быстро уменьшается от достигнутого значения  $\approx 3700$  К (рис.21).

Что касается третьей емкости форкамеры, то при тщательной отладке и оптимизации сжатия газа в стволе, принятии мер по теплоизоляции элементов конструкции можно утверждать о реальности получения в ней азота с температурой до 5000 К в объеме 1 л.

Зависимость площади открытия клапана от времени, представленная кривой 6 на рис. 23, вполне реализуема с помощью клапана ЗРКФ. Следует отметить, что если уменьшать объем форкамеры, тем скорее критический режим перетекания газа через клапан сменится докритическим. Но чтобы продолжать поддерживать "плато" давления в стволе, придется отверстие клапана открывать на большую величину, чем предполагается в формуле (31). Кривыми 6,7 показаны такие режимы работы ЗРКФ. Таким образом, подбором конструкции форкамеры можно упростить зависимость площади сечения клапана от времени, сделав ее общепринятой (кривая 7 рис. 23).

### 3.5. Неизэнтропическое сжатие газа в емкостях форкамеры с "вытеснением".

Как следует из принципа работы ПГУ, форкамера может содержать произвольное количество емкостей, последовательно соединенных клапанами, хотя на практике обычно применяется не более трех камер и двух клапанов. Для общего понимания требуемого режима работы клапанов ПГУ продолжим анализ двухкамерной схемы форкамеры с двумя клапанами, уже рассматривавшейся ранее (см. п. 2.6).

Рассмотрим процесс вытеснения газа поршнем из ствола в первую емкость через клапан, если первая и вторая камеры соединяются вторым управляемым клапаном. При приближении давления в первой емкости к давлению в стволе разделим рассматриваемую камеру подвижной перегородкой, настолько легкой, что давления по обе стороны ее будут равными. Из уравнений (34), (36) можно получить:

$$dP_1 = \frac{Z_1 R T_1}{V_1} \left[ \gamma_1 + e_{T1} \frac{h_c - h_1}{c_{v1} T_1} \right] G_1 dt - \gamma_1 P_1 \frac{dV}{V_1} - e_{T1} \frac{Z_1 R}{c_{v1} V_1} \delta Q_1$$

$$dP_2 = -\frac{Z_2 R T_2}{V_2} \gamma_2 G_2 dt + \gamma_2 P_2 \frac{dV}{V_2} - e_{T2} \frac{Z_2 R}{c_{v2} V_2} \delta Q_2$$

где  $h_c$  — энтальпия втекающего из ствола газа, индексы 1 и 2 относятся соответственно к частям первой емкости по обе стороны легкой перегородки. Приравнивая  $dP_1$  и  $dP_2$ , получим связь скорости движения перегородки с расходами газа из ствола в первую камеру  $G_1$  и из первой во вторую камеру  $G_2$ , а так же тепловыми потерями  $dQ_1$  и  $dQ_2$ :

$$\left( \frac{\gamma_1 P_1}{V_1} + \frac{\gamma_2 P_2}{V_2} \right) dV = \left[ \frac{Z_1 R T_1}{V_1} \left[ \gamma_1 + e_{T1} \frac{h_c - h_1}{c_{v1} T_1} \right] G_1 + \frac{Z_2 R T_2}{V_2} \gamma_2 G_2 \right] dt - e_{T1} \frac{Z_1 R}{c_{v1} V_1} \delta Q_1 + e_{T2} \frac{Z_2 R}{c_{v2} V_2} \delta Q_2$$

Очевидно, что к моменту остановки поршня (то есть к моменту закрытия первого клапана) должно произойти вытеснение газа из первой камеры во вторую. Поэтому скорость движения легкой перегородки — вполне конкретная величина, которая вычисляется при моделировании ПГУ. Тогда из предыдущего выражения можно определить расход газа через второй клапан, требуемый, чтобы обеспечить нужную скорость вытеснения  $dV/dt$ :

$$G_2 = \left[ \left( \gamma_1 P_1 + \gamma_2 P_2 \frac{V_1}{V_2} \right) \frac{dV}{dt} - Z_1 R T_1 \left( \gamma_1 + e_{T1} \frac{h_c - h_1}{c_{v1} T_1} \right) G_1 + \frac{e_{T1} Z_1 R}{c_{v1}} q_1 F_{Q1} \right] \times \frac{1}{\gamma_2 Z_2 R T_2} \frac{V_2}{V_1} - \frac{e_{T2}}{c_{p2} T_2} q_2 F_{Q2}$$

где  $F_{Q1}$ ,  $F_{Q2}$  — площади поверхности теплообмена по обе стороны легкой перегородки. Полученное соотношение имеет ясный физический смысл: чем выше требуемая скорость вытеснения газа, тем больше должен быть расход газа через второй клапан. С увеличением расхода  $G_1$  величину  $G_2$  необходимо уменьшать, чтобы сохранить выбранную скорость вытеснения. Тепловые потери по обе стороны легкой перегородки имеют противоположное действие на расход  $G_2$ .

Результаты расчета оптимального сжатия гелия в стволе с вытеснением в форкамере приведены на рис. 24. Моделирование

производилось для ПГУ У-11 с полным теплообменом, форкамера которой имела первую емкость объемом 70 л и вторую объемом 90 л. Здесь введены следующие обозначения: 1 — параметры газа в стволе, 2 — давление газа в первой емкости форкамеры, 2' и 2'' — температуры газа по обе стороны легкой перегородки, 3 — параметры во второй емкости, 4 — координата поршня, 5, 6 — площади открытия соответственно клапана из ствола в первую камеру и клапана, соединяющего первую камеру со второй. Анализ графиков показывает, что при открытии второго клапана движение перегородки происходит так, что температура газа между ней и стволом уменьшается до уровня температуры газа в стволе, а температура газа, вытесняемого во вторую емкость, почти не меняется. Зависимость площади открытия рассматриваемого клапана от времени напоминает режим работы первого клапана. Закрываются оба клапана почти одновременно, при этом скорость поршня, как и полагается, равняется нулю.

Таким образом, анализ оптимального сжатия в стволе и форкамере ПГУ показал сходство работы двух управляемых клапанов. Очевидно, что рассмотренный последний режим ПГУ У-11 является достаточно идеализированным. Если отладить оптимальное сжатие газа в стволе с помощью одного клапана (ЗРКФ) является совершенно реальной и необходимой задачей, то заниматься оптимизацией работы еще и второго клапана стоит разве что для очень специализированных установок, функционирующих исключительно в одном режиме. Это не характерно для аэродинамических ПГУ, обладающих большой универсальностью.

Рассмотренная задача оптимизации работы двух клапанов ПГУ решает иной, принципиальный вопрос, заключающийся в следующем. Форкамера ПГУ может быть снабжена произвольным количеством емкостей, соединенных друг с другом соответствующим числом клапанов. При этом выбор величин объемов камер, отверстий клапанов и режимов их работы никак не определен. Определить их значения можно лишь задавшись некоторыми критериями оптимизации. В рассматриваемой задаче такими критериями являются:

1. сжатие газа в стволе до максимального давления и перетекание газа в форкамеру через первый клапан при достигнутом постоянном уровне давления:

2. наполнение газом каждой последующей изначально вакуумированной камеры производится из рассматриваемой емкости при постоянной температуре торможения газа, перетекающего через управляемый клапан. Этот газ вытесняется из рассматриваемой камеры более холодным газом предыдущей емкости без перемешивания через другой управляемый клапан. Решением такой задачи оптимизации неизэнтропического многокаскадного сжатия должно стать такое распределение газа по емкостям форкамеры, при котором в первой емкости температура газа равна достигнутой в стволе, далее монотонно увеличивается в  $\gamma$  раз в каждой камере вплоть до максимального значения в предсопловой емкости при близких уровнях давления. Выше была рассмотрена методика расчета такого режима работы ПГУ, получены характерные зависимости проходных сечений клапанов от времени.

Как уже отмечалось, рассматриваемый вариант работы ПГУ имеет прежде всего методологическое значение. Практически, обычно клапаны



(кроме первого) заменяются отверстиями в перегородках между камерами. При этом величины объемов камер и диаметры отверстий должны выбираться, исходя из оптимального режима установки. Отличие от него реального режима работы ПГУ является платой за упрощение и универсальность конструкции.

Отметим следующий интересный факт: увеличивая число камер в рассмотренном варианте работы ПГУ, мы в пределе получим распределение температуры газа от первого клапана до сопла, аналогичное тому, что получается при наполнении всего одной, удлиненной, емкости форкамеры (гл.2).

**Выводы по гл. 3:**

1. Разработанная методика компьютерного моделирования описывает процессы в ПГУ с достаточной для практических расчетов точностью.

2. Данная методика позволяет рассчитывать оптимальные процессы сжатия газа в стволе и форкамере ПГУ для определения максимальных параметров газа.

## Промышленные режимы работы ПГУ У-7, У-11 по способу неизэнтропического сжатия газа.

### 4.1. Отладка запорно – регулирующего клапана магистрали (ЗРКМ) для подачи воздуха в импульсную трансзвуковую трубу (ИТТ) У-11 с целью исследования модели 1:50 "Энергия".

Основным элементом ПГУ У-11, принципиально отличающим ее функционирование от простого изэнтропического сжатия газа, является управляемый клапан ЗРКФ, встроенный в форкамеру. Отладить его отдельно от ПГУ невозможно. Поэтому единственно приемлемым решением является моделирование его работы на компьютере, с последующим анализом поведения установки У-11 с клапаном ЗРКФ.

Перед установкой в ПГУ У-11 клапан ЗРКФ прошел испытания на функционирование при давлениях, на порядок меньше рабочих. Его аналог – ЗРКМ использовался для управления потоком воздуха при испытаниях струйной модели 1:50 "Энергия". Он был установлен в магистрали подачи воздуха в импульсную трансзвуковую трубу У-11 (ИТТ У-11) [65].

Конструкция клапана ЗРКФ представлена на рис. 25, где введены следующие обозначения:

- 1 – жидкостная камера,
- 2 – газовая камера,
- 3 – канал,
- 4 – поршень жидкостной камеры,
- 5 – поршень газовой камеры,
- 6 – запорный элемент,
- 7 – регулятор,
- 8 – каналы для перетекания газа,
- 9 – обратный клапан.

Результаты компьютерного моделирования работы клапана ЗРКФ в У-11 представлены на рис. 26. Здесь показаны расчетные зависимости от времени перемещений поршней 4 и 5 (кривые 1,2), давлений в жидкости в камерах 1,2 (кривые 3,4), газа в камере 2 (кривая 5) а также площади открытия ЗРКФ (кривые 6,7). Давление сжатого газа в стволе принято равным 2000 атм, на это же давление открытия настраивался и клапан.

Анализ представленных результатов позволяет сделать следующие выводы:

1. В рассматриваемой конструкции ЗРКФ наблюдается гидравлический удар – резкое значительное увеличение давления при открытии клапана. Чтобы избежать этого, следует изменить параметры регулятора 7.

2. Поршни 4 и 5 клапана являются достаточно "легкими" при характерных для ПГУ У-11 уровнях давления. Поэтому давления в камерах ЗРКФ следуют за давлением сжатого газа в стволе У-11. Характерная частота колебаний всей пневмогидравлической системы ЗРКФ ~ 800 Гц.

3. В рассматриваемом расчете клапан открыл отверстие диаметром 200 мм за время  $\approx 1$  мсек, а через  $\approx 4$  мсек закрыл его. Изменяя диаметр регулятора 7, можно варьировать время нахождения ЗРКФ в открытом состоянии.

В ходе подготовки испытаний модели 1:50 "Энергия" в ИТТ У-11 был произведен предварительный расчет ЗРКМ, который позволил, в частности выбрать форму регулятора 7 (рис.25), обеспечивающего быстрое открытие клапана до полного сечения 200 мм за 0.1 сек и нахождение его в этом состоянии 2.5 сек до закрытия. На рис. 27 представлены расчетные зависимости от времени перемещения поршней (кривая 1), площади открытия (кривая 2), давления воздуха в магистрали перед ЗРКМ (кривая 3), давления опорного газа в газовой камере (кривая 4) и давлений в жидкости (кривые 5 и 6). На рис. 28 представлены зависимости давления воздуха в магистрали (кривая 1) и давления воздуха между ЗРКМ и ИТТ У-11 (кривая 2) в эксперименте N 11569. Эти измеренные кривые полностью соответствуют расчетным зависимостям рис. 27, измерить которые затруднительно.

Как оказалось, столь быстрый запуск ИТТ У-11 (0.1 сек) вызывает нежелательные колебания как подводящей магистрали воздуха, так и системы выхлопа его в атмосферу. Моделирование работы ЗРКМ позволило подобрать геометрические размеры регулятора, при которых запуск потока воздуха происходит за время порядка 1 сек. и колебания конструкций несущественны.

При проведении экспериментов по изучению эжекционного воздействия струй двигателей на внешнее обтекание модели 1:50 "Энергия" запорно - регулирующим клапан управлял подачей воздуха в ИТТ У-11 с расходом до 100 кг/сек, обеспечивая число Маха у модели 0.2 и 0.6.

#### 4.2. Работа плазмотрона У-11 по способу неизэнтропического сжатия.

Как уже отмечалось в п.3.3, неизэнтропический способ увеличения температуры газа при сжатии в ПГУ позволяет получить плотную низкотемпературную плазму одноатомных газов. Для этого проводились эксперименты по отладке плазмотрона У-11. Перед ними осуществлялось компьютерное моделирование сжатия различных газов — азота гелия, аргона, ксенона с учетом реальной динамики работы клапана ЗРКФ. ПГУ У-11 была собрана в компоновке, показанной на рис. 20. На рис. 29 представлены расчетные результаты сжатия ксенона. Здесь введены следующие обозначения:

- 1 — давление и температура газа в стволе,
- 2 — давление и температура газа в форкамере,
- 3 — температура газа в накопительной емкости,
- 4 — давление газа в накопительной емкости,
- 5 — давление в жидкостной камере ЗРКФ,
- 6 — давление жидкости в канале ЗРКФ,
- 7 — давление в газовой камере ЗРКФ,
- 8 — перемещение первого поршня ЗРКФ,
- 9 — перемещение второго поршня ЗРКФ,
- 10 — площадь открытия ЗРКФ,
- 11 — координата поршня в стволе.

Как следует из рис. 29, температура сжатого ксенона неизэнтропически увеличивается с  $\approx 4000$  К в стволе до  $\approx 7000$  К в форкамере и  $\approx 8000$  К в накопительной емкости.

Клапан ЗРКФ может функционировать в различных режимах. Помимо основного, представленного в п.4.1 был разработан дополнительный режим работы клапана, применяемый в случае невозможности по каким-либо причинам уплотнения ЗРКФ при давлениях порядка 2000 атм. Такой вариант сжатия ксенона в У-11 с работой ЗРКФ по дополнительной технологии был исследован на компьютере — см. рис. 30 (обозначения те же, что и на рис. 29). Сравнение результатов расчетов сжатия ксенона по двум технологиям, представленным на рис. 29 и 30, показывает, что во втором режиме работы У-11 наполнение форкамеры начинается раньше, чем в первом из-за более раннего открытия ЗРКФ. Тем не менее конечные параметры газа в этих двух режимах отличаются незначительно, благодаря малой скорости перетекания ксенона.

Для более легких газов — азота и тем более гелия режим сжатия по дополнительной технологии, естественно, изменится. На рис. 31 представлены результаты моделирования такого сжатия гелия (обозначения те же, что и на рис. 29, 30). Так как гелий при сжатии быстро вытекает в форкамеру через приоткрытый клапан, то сжать его до 2000 атм по рассматриваемой технологии невозможно. Представленный на рис. 31 режим сжатия испытывать нельзя, — так как недоход тяжелого поршня до корпуса ЗРКФ составит 10 мм, что явно недостаточно для безопасной работы.

Расчет сжатия азота до 1600 атм (рис. 32) и 1200 атм (рис. 33) показал возможность безопасной работы установки У-11 с ЗРКФ по дополнительной технологии.

Как следует из рис. 29–33, в плазмотроне У–11 клапан ЗРКФ закрывается, когда его запорный элемент возвращается на переднее седло, а не на заднее, как предполагалось в п. 4.1.

Первая серия экспериментов по отладке плазмотрона У–11 с ЗРКФ включала 10 выстрелов на азоте и 4 на гелии. На рис. 34 представлены осциллограммы давления азота в эксперименте N 11692 в стволе (1), в форкамере (2), накопительной емкости (3), в барокамере (4) за диафрагмой, при начальном давлении толкающего газа 31 атм. Максимальное давление азота в стволе составило  $\approx 900$  атм, форкамере –  $\approx 125$  атм, накопительной емкости –  $\approx 6$  атм, недоход поршня –  $\approx 173$  мм. Принимая во внимание результаты расчетов, представленные на рис. 33, температуру газа в накопительной емкости определим в  $\approx 2350$  К.

Результаты сжатия гелия в эксперименте N 11696 в У–11 с ЗРКФ представлены на рис. 35 (обозначения те же, что и на рис. 34). Здесь давление толкающего газа в баллоне составляло 45 атм, недоход поршня получился  $\approx 158$  мм. При том же максимальном давлении в стволе  $\approx 900$  атм давление в форкамере составило  $\approx 175$  атм, в накопительной емкости  $\approx 12$  атм. Максимальная температура гелия в накопительной емкости, определенная из сопоставления эксперимента и компьютерного моделирования, составляет  $\approx 5600$  К.

Дальнейшая отладка работы У–11 с ЗРКФ была прекращена, так как клапан перестал в достаточной степени уплотнять ствол. После разборки форкамеры У–11 и ЗРКФ оказалось, что уплотняемые поверхности запорного элемента клапана и переднего седла были проплавлены мелкими каналами. Это произошло в последних экспериментах на гелии вследствие попадания в ствол через поршень толкающего газа – воздуха, кислород которого и повредил металлическую поверхность в месте максимальной скорости газа.

Таким образом, в ходе первой серии экспериментов по получению низкотемпературной плотной плазмы была отлажена технология работы плазмотрона ПГУ У–11 по способу неизэнтропического сжатия газа.

### 4.3. Анализ режимов неизэнтропического сжатия газа в ПГУ, используемых для испытаний моделей "Гермес" (У-7), "Зенгер" и других (У-11).

Как следует из теории неизэнтропического многокаскадного сжатия газа (гл.2) и расчетов режимов работы ПГУ (гл.3), характерной особенностью рассматриваемого способа является неоднозначная связь температуры торможения и полного давления создаваемого потока газа в течение одного эксперимента. Действительно, возвращаясь, к рассмотренным в п.2.8. различным типам установок кратковременного действия с механическим подводом энергии, стоит отметить, что в ударных трубах (в том числе и трубах Сталкера) параметры торможения газового потока определяются параметрами генерируемой ударной волной пробки газа и не успевают сколько – нибудь измениться за время эксперимента ~1 мсек. В установках адиабатического сжатия с тяжелым поршнем, в трубах с заклинивающимся легким поршнем или с легкими обратными клапанами рабочий поток формируется истекающим из форкамеры сжатым газом. При этом параметры торможения потока уменьшаются в ходе эксперимента, будучи связанными между собой условием постоянства энтропии во времени:

$$T_0(t)P_0(t)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = const$$

Следует отметить, что из-за тепловых потерь от сжатого газа к стенкам форкамеры энтропия всего газа в форкамере уменьшается со временем. В действительности, в форкамерах таких установок, как показано в [66], ситуация сложнее. Потери тепла приводят к "расслоению" газа в форкамере: образуется "горячее" ядро, окруженное более холодным газом у стенок. Истечение газа через сопло происходит из ядра, при этом удельная энтропия газа в ядре не изменяется во времени. Таким образом, даже при существенных тепловых потерях параметры торможения потока оказываются связанными условием постоянства энтропии во времени. В частности, это означает, что максимум температуры торможения потока совпадает по времени с максимумом полного давления.

При неизэнтропическом сжатии в ПГУ последовательные емкости форкамеры оказываются заполненными газом со все возрастающей энтропией, причем газ с максимальной энтропией находится в предсопловой камере. Этот газ, имеющий максимальную температуру, и истекает в первую очередь через сопло. В то же время полное давление потока определяется динамикой перетекания газа между камерами и может быть в начале истечения много меньше максимального. Таким образом, характерной особенностью потока газа, генерируемого по способу неизэнтропического сжатия, является запаздывание во времени максимума полного давления от максимума температуры торможения. Энтропия такого потока уменьшается в течение эксперимента, так как газ из все более дальних от сопла камер участвует в истечении. Степень изменения энтропии

$$\chi = \exp\left[\frac{s(t) - s(\infty)}{c_p}\right]$$

определяется конкретной технологией неизэнтропического сжатия газа. Так, на рис.36 представлена зависимость от времени коэффициента  $\chi$  для

режимов работы ПГУ У-7, использовавшихся для исследования модели "Гермес". Здесь энтропия отнесена к ее значению в конце истечения, когда она не изменяется, кривая 1 соответствует режиму с числом  $M=14$ , 2 – числу  $M=10$ . Аналогичными графиками представлены также режимы ПГУ У-11, на которых производились измерения аэродинамических характеристик модели 1:160 "Зенгер" (кривая 3 соответствует режиму с  $P_0 = 16$  атм, 4 –  $P_0 = 65$  атм, 5 –  $P_0 = 140$  атм). На рис.36 показаны также режим ПГУ У-11 с  $P_0 = 250$  атм (кривая 6) и  $P_0 = 360$  атм (кривая 7), использовавшиеся в промышленных испытаниях других моделей при числе  $M = 10$ , а так же  $M = 6$  (кривая 8,  $P_0 = 210$  атм).

Анализ графиков рис. 36 показывает, что в применяемых в 1991–93 годах промышленных режимах неизэнтропического сжатия газа в У-7, У-11 степень роста энтропии части газа достигает 4–8. Увеличение этого значения тесно связано с максимально возможной длительностью эксперимента. С одной стороны, достоверные данные можно получать лишь с момента установления квазистационарного течения в сопле, а с другой – они ограничены конденсацией потока газа. В качестве иллюстрации на рис.37 представлены зависимости измеренных давлений за прямым скачком от полного давления для режимов У-11, на которых исследовалась модель "Зенгер". Близость трех кривых к единой прямой линии указывает на то, что число Маха 5.81 реализуется в широком диапазоне давлений в форкамере, начиная с момента установления течения в сопле. Кривые конденсации  $P_{ст}(T_{ст})$  для рассматриваемых промышленных режимов, представленные на рис.38, показывают, что конденсация азота наступает на стадии истечения его с постоянной энтропией.

Как отмечалось в главе 1, достоверные аэродинамические измерения возможны при установлении течения в отрывных зонах и, в частности, в донной области. Кроме того, поведение давления в донной области является интегральной характеристикой качества эксперимента в целом: равномерности поля потока, отсутствия возмущений от пограничного слоя сопла, а также повторяемости параметров потока от эксперимента к эксперименту. При значительной загрузке сопла крупномасштабной моделью, когда отсутствует место для датчиков, исследующих параметры набегающего потока, измерение донного давления необходимо, даже если это не требуется программой испытаний. На рис.39 представлены зависимости от времени отношения донного давления к статическому в разных экспериментах для конуса. Выход отношения донного давления на стационарное значение представляет промежуток времени для достоверных измерений при значительно меняющихся параметрах потока.

По температуре торможения потока газа, его полному давлению и давлению за прямым скачком можно вычислить еще один важный параметр моделирования – число Рейнольдса, которое изменяется в течение эксперимента. Характер изменения числа  $Re_1$  в экспериментах с моделью "Зенгер" представлен на рис.40. Как указывалось в гл.1, для некоторых задач большой интерес представляет влияние температурного фактора  $T_w/T_0$ . Так как при истечении неизэнтропически сжатого газа из сопла температура торможения потока уменьшается, а поверхность модели нагревается, то температурный фактор увеличивается в ходе эксперимента. Так в экспериментах с моделью "Зенгер" температурный



фактор возрастал с 0.3 в начале истечения до 0.9 перед конденсацией газа. На рис. 41 представлены зависимости  $Re_1 - T_w/T_0$  для отлаженных промышленных режимов неадиабатического сжатия азота в ПГУ У-11 ( $M = 6, P_0 = 16, 65, 145, 230$  атм;  $M = 10, P_0 = 250, 350$  атм). Как следует из этого графика, разработанные режимы неадиабатического сжатия газа позволяют моделировать широкий диапазон параметров  $Re_1, T_w/T_0$ .

**Выводы по гл.4:**

1. В ходе внедрения неизэнтропического способа сжатия газа в У–11 был отработан ее основной управляющий узел. При проведении экспериментов по изучению эжекционного воздействия струй двигателей на внешнее обтекание модели 1:50 "Энергия" запорно – регулирующийся клапан управлял подачей воздуха в ИТТ У – 11 с расходом до 100 кг/сек, обеспечивая число Маха у модели 0.2 и 0.6.

2. В ходе первой серия экспериментов по получению низкотемпературной плотной плазмы была отлажена технология работы плазмотрона ПГУ У – 11 по способу неизэнтропического сжатия газа.

3. Анализ промышленных режимов ПГУ У–7, У–11, на которых проводились исследования моделей "Гермес", "Зенгер" и других, на практике подтвердил следующий из расчетов вывод о том, что неизэнтропический способ сжатия газа позволяет генерировать сверхзвуковые потоки с достаточно сложной связью чисел  $M$ ,  $Re_1$ ,  $T_w/T_0$  потока. В комплексе с современными средствами диагностики потока газа и состояния модели рассматриваемая технология увеличивает информативность и надежность аэродинамических испытаний.

## Разработка нового низкоэнтальпийного режима работы трубы НЕС в Геттингене.

### 5.1 Принцип работы трубы Людвиг с поршневым приводом.

В настоящее время за рубежом ударные трубы со свободным поршнем (см. п. 1.3) получили широкое распространение. Установка НЕС (High – Enthalpy tunnel in Gottingen) в Геттингене, Германия, является наибольшей среди них и по габаритам близка к трубе У – 11 в ЦНИИМаш. Она была создана для исследования гиперзвуковых потоков газа высокой энтальпии около возвращающихся аппаратов, где становятся существенными эффекты реального газа. Для адекватного воспроизведения таких потоков должны моделироваться два параметра:

$u$  – скорость (4 – 8 км/сек),

$\rho L$  – параметр бинарного подобия ( $10^{-3} - 10^{-2}$  кг/м<sup>2</sup>) – (см. п. 1.1).

Как и у всякой ударной трубы, возможности моделирования на установке НЕС плотных низкоэнтальпийных потоков с числом Маха  $M = (5 - 20)$  и числом Рейнольдса на метр  $Re_1 = (10^6 - 10^9)$ , сильно ограничены. Сейчас параметры потока НЕС эквивалентны  $M \approx 10$ ,  $Re_1 \approx 10^5$  [69]. Схема НЕС представлена на рис. 42.

Для того, чтобы значительно расширить возможности трубы НЕС, ее сотрудниками был предложен новый режим работы [70]. Он заключается в сжатии воздуха поршнем одновременно в трубе сжатия и ударной трубе (без диафрагмы), стопорении поршня в конце движения и последующем истечении газа через сопло. Действительно, при заданной степени изэнтропического сжатия  $\approx 27$  в установке НЕС из ствола в ударную трубу давление воздуха увеличится с 10 атм до  $\approx 1000$  атм, при этом температура достигнет уровня 1100 К. При числе Маха  $M \approx 6$  такие параметры торможения соответствуют числу Рейнольдса в потоке:

$Re_1 \sim 4 \cdot 10^8$ .

Таким образом, предполагаемый новый режим работы должен позволить моделировать на установке НЕС не только высокоэнтальпийные потоки воздуха, но и течения газа с малой энтальпией но большим числом Рейнольдса.

## 5.2 Методика компьютерного моделирования сжатия воздуха в НЕГ в квазистатическом приближении.

Характерным отличием установки НЕГ от ПГУ У-7, У-11 является более "легкий" поршень (по терминологии п. 2.8). Максимальная скорость поршня не превышает скорости звука в сжимаемом воздухе, поэтому параметры газа в стволе можно рассчитывать по разработанной методике пп. 2.1, 3.1. В толкающем поршне газе скорость звука меньше скорости поршня. Конструкция установки позволяет предположить, что волны разрежения, образующиеся при ускорении поршня, не отражаются обратно к нему и параметры в толкающем воздухе могут рассчитываться как в простой волне. Такая методика расчета была разработана Хорнунгом [71] для установок Т5 в Калифорнии и НЕГ. Следуя ему, сжатие газа в трубе Людвига с поршнем может быть описано следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d\vartheta}{d\tau} = \frac{\pi D_c^2 L_c P_{SB}}{4Ma_0^2} \left[ \left(1 - \frac{\gamma-1}{2}\vartheta\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} - \frac{P_0}{P_{SB}} p_1 \right] \\ \frac{d\mu_1}{d\tau} = -\frac{D^2}{D_c^2} \cdot J \\ \frac{d\mu_2}{d\tau} = \frac{D^2 L_c}{D_s^2 L_s} \cdot J \\ \frac{dp_2}{d\tau} = \gamma \frac{D^2 L_c}{D_s^2 L_s} \cdot p_1^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \cdot J \\ \frac{d\xi}{d\tau} = \vartheta \end{cases} \quad (42)$$

где сделаны следующие определения:

$$\vartheta = v/a_0 \quad \xi = x/L_c \quad \mu_1 = m_c/m_{c0} \quad \mu_2 = m_s/m_{s0} \quad p_2 = P_2/P_0 \quad (43)$$

$$p_1 = \frac{P_1}{P_0} = \left( \frac{\mu_1}{1-\xi} \right)^\gamma \quad (44)$$

$$J = \begin{cases} \frac{2}{\gamma+1} \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} p_1^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} & (p_2/p_1) < \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} p_1^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \sqrt{(p_2/p_1)^{\frac{2}{\gamma}} - (p_2/p_1)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}} & (p_2/p_1) > \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \end{cases} \quad (45)$$

Начальные условия следующие:

$$\vartheta(0) = 0 \quad \xi(0) = 0 \quad \mu_1(0) = 1 \quad \mu_2(0) = 1 \quad p_2(0) = 1$$

Все геометрические параметры показаны на рис. 43. Первое и второе уравнения аналогичны уравнениям Хорнунга, третье и четвертое следует из пп. 2.1, 3.1 и описывают в принципе неизэнтропическое наполнение емкости ударной трубы.

### 5.3 Методика компьютерного моделирования сжатия воздуха в НЕГ методом характеристик.

Для изучения газодинамических процессов в установке при движении поршня расчетов в квазистатическом приближении недостаточно. Необходимо проводить моделирование хотя бы в одномерном приближении. Стандартный метод характеристик [72], [17] был использован (рис. 44а) в следующей форме:

$$\begin{cases} du + \frac{dP}{\rho a} = 0 & dx = (u + a) \cdot dt \\ du - \frac{dP}{\rho a} = 0 & dx = (u - a) \cdot dt \\ ds = 0 & dx = u \cdot dt \end{cases} \quad (46)$$

В каждой трубе параметры газа в любой момент времени определялись с предыдущего момента. Пересечение характеристик одного семейства (рис. 44б) означает формирование ударной волны и соотношения на скачке должны вводиться в расчеты. Места соединений труб разного сечения и дроссели требуют специального рассмотрения.

В результате решения системы трех уравнений сохранения потоков массы, импульса и энергии можно получить степень увеличения скорости газа в сужении трубы (рис. 44в):

$$\frac{u_{throat}}{u_{upstream}} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \left[ 1 + \frac{1}{\gamma M_{up}^2} \frac{f_{throat}}{f_{upstream}} \right] - \sqrt{\frac{\gamma^2}{(\gamma + 1)^2} \left[ 1 + \frac{1}{\gamma M_{up}^2} \frac{f_{throat}}{f_{upstream}} \right] - \left[ \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{\gamma + 1} \frac{1}{M_{up}^2} \right]} \quad (47)$$

где  $M_{up}$  — число Маха потока вверх по течению,

$f_{upstream}, f_{throat}$  — площади сечений труб выше по течению и в дросселе.

Что касается параметров потока вниз по течению, то известно [17, 51], что вплоть до  $M_{throat} = 1$  давление  $P_{downstream}$  близко к давлению в дросселе  $P_{throat}$ . Увеличение скорости газа будет следующим:

$$\frac{u_{downstream}}{u_{throat}} = \frac{1}{(\gamma - 1)M_{throat}^2} \left[ \sqrt{\left( \frac{f_{downstream}}{f_{throat}} \right)^2 + [1 + (\gamma - 1)M_{throat}^2]^2} - 1 - \frac{f_{downstream}}{f_{throat}} \right] \quad (48)$$

где  $M_{throat}$  — число Маха потока в сужении,

$f_{downstream}$  — площадь сечения трубы справа от сужения.

Итак, каждой точке на "+" линии в  $u-P$  плоскости (рис. 44в) соответствует точка на линии дросселя и следующая точка на кривой ниже по течению. Решение существует на пересечении последней с "-" линией.

Важно заметить, что не все точки на "+" кривой физически возможны. Решение существует, если число Маха выше по течению меньше, чем:

$$M_{cr} = \left[ (\gamma + 1) \left( \frac{f_{upstream}}{f_{throat}} \right)^2 \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{f_{throat}}{f_{upstream}} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left( \frac{f_{throat}}{f_{upstream}} \right)^2} \right] - \gamma \frac{f_{upstream}}{f_{throat}} \right]^{1/2} \quad (49)$$

или  $M_{cr} \approx \frac{1}{\sqrt{2(\gamma + 1)}} \frac{f_{throat}}{f_{upstream}} \ll 1$  если  $\frac{f_{throat}}{f_{upstream}} \ll 1$ .

При этом числе Маха  $M_{cr}$  число Маха в сужении  $M_{throat}$  равно единице — левая труба задресселирована.

#### 5.4 Калибровка расчетных методов по экспериментам.

Перед проведением расчетов новых режимов трубы Людвига разработанные программные средства были калиброваны по экспериментам в режиме ударной трубы. На рис. 45 представлена зависимость давления гелия в конце ствола от времени в эксперименте N 32. Также показаны результаты расчетов по программе РАСТ (Мак – Интуре [73]), входящей в стандартное программное обеспечение НЕГ, по модели квазистатического сжатия (Program 1), и по методу характеристик (Program 2).

Выстрел N 32 проводился в режиме ударной трубы со следующими параметрами:

Начальное давление толкающего воздуха – 225.7 атм

Начальное давление гелия в стволе – 2.754 атм

Начальное давление воздуха в ударной трубе – 1.502 атм

Давление разрыва диафрагмы – 2100 атм

Масса поршня – 810 кг

Диаметр дросселя – 0.135 м

Как следует из рис. 45, расчеты режима НЕГ в квазистатическом приближении (РАСТ и Program 1) совпадают с экспериментальной кривой. Калибровка программы по методу характеристик проводилась путем подбора эмпирического числа Стантона  $St$  и коэффициента трения  $C_f$ :

$$St = \frac{q}{\rho_{ис\ p}(T - T_{wall})}$$

$$C_f = \frac{2F_{fr}}{\rho u^2}, \text{ где } q - \text{тепловой поток, } F_{fr} - \text{сила трения,}$$

до момента совпадения расчетной и экспериментальной кривых по времени, амплитуде и форме ступенек. Корреляция оказалась приемлемой при  $St = 0.0005$ ,  $C_f = 0.0015$ .

### 5.5 Результаты расчетов режима трубы Людвиг с поршнем.

Все попытки расчетов трубы Людвиг с поршнем показали невозможность одновременного сжатия воздуха в стволе и ударной трубе в силу запираания ствола. Максимально возможный режим установки для высокого числа  $Re_1$  представлен на рис. 46, 47, 48. Предполагается, что поршень стопорится в точке поворота, чтобы избежать обратного движения и падения давления. Критическое сечение сопла предполагается закрытым мембраной во время процесса сжатия. Начальные параметры были следующие:

Начальное давление толкающего воздуха — 235 атм

Начальное давление воздуха в стволе — 8.5 атм

Начальное давление воздуха в ударной трубе — 8.5 атм

Масса поршня — 810 кг

Диаметр дросселя — 0.15 м

Так как ударная труба имеет большую внутреннюю поверхность и горячий газ находится в ней достаточно продолжительное время, была проведена оценка влияния тепловых потерь на конечные параметры газа согласно пп. 3.1, 3.3. Эмпирические коэффициенты для установки НЭГ были приняты равными коэффициентам для У-11. Усредненная температура воздуха в емкости ударной трубы уменьшается из-за тепловых потерь примерно на 200 К.

Таким образом, расчеты свободнопоршневой трубы Людвиг в квазистатическом приближении показали возможность сжатия воздуха в емкости ударной трубы до 700 атм при температуре 1300 К. Максимальное давление воздуха в стволе достигает 2000 атм из-за запираания его. Так как наполнение ударной трубы происходит при большом перепаде давления, энтропия газа возрастает. Причина этого роста энтропии заключается в распространении ударных волн в трубе. Термодинамика позволяет, не учитывая газодинамических явлений, определять усредненные параметры газа.

На рис. 49 представлена зависимость давлений воздуха в стволе и ударной трубе от координаты и времени. Из-за ограниченного времени данной работы соотношения на ударной волне не были введены в расчеты согласно п. 5.3. Тем не менее программа просчитывала скачки, давая качественную картину.

Как следует из рис. 49, за время движения поршня волна сжатия ~7 раз подходит к отверстию, соединяющему ствол с ударной трубой но никогда не превращается в ударную волну. Число Маха в конце ствола достигает своего критического значения (49) на ~100 миллисекунде движения поршня. С этого момента ствол заперт и давление воздуха в конце ствола превышает в 1.9 раз давление на входе в ударную трубу. Для геометрии установки НЭГ критическое число Маха равно:

$$M_{cr} = \frac{1}{\sqrt{2(\gamma+1)}} \frac{f_{orifice}}{f_{comp.tube}} = 0.034$$

Его также можно оценить в квазистатическом приближении п. 2.1:



$$M_{cr} = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \frac{f_{orifice}}{f_{comp.tube}} = 0.039$$

Более того, можно рассмотреть звуковое сопло с диаметром, гладко уменьшающемся от диаметра ствола до диаметра отверстия и применить известные формулы для стационарного изэнтропического течения газа. Из таблиц [51] следует:

$$M_{cr} = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \frac{f_{orifice}}{f_{comp.tube}} = 0.042$$

Таким образом, любой подход дает близкие значения критического числа Маха  $M_{cr}$ , так как газ в конце ствола заторможен.

Каждое отражение волны сжатия от конца ствола порождает скачки в газе, втекающем в ударную трубу. Как легко оценить из задачи о распаде разрыва [31], число Маха таких скачков будет не более 1.3. Они только слегка возмущают поток газа, расширяющийся в ударную трубу в конце движения поршня. Через ~10 миллисекунд после этого момента поток газа достигает конца ударной трубы. При этом образуется ударная волна, распространяющаяся вверх по течению (Рис. 50). По истечении определенного промежутка времени газодинамические возмущения в ударной трубе затухнут и функционирование трубы Людвига станет возможным.

Время режимного истечения газа через сопло из трубы Людвига определяется временем распространения волны разрежения вдоль удвоенной длины трубы и составит около 40 миллисекунд.

## 5.6 Параметры потока газа в трубе Людвига с поршнем.

Как было показано, установка НЕГ в новом режиме работы может генерировать воздух с давлением 700 атм при температуре 1300 К. По газодинамическим таблицам можно определить параметры потока газа, используя сопло для числа Маха 10:

Число Маха — 10

Статическое давление — 0.017 атм

Статическая температура — 63 К

Плотность в потоке —  $0.094 \text{ кг/м}^3$

Давление за прямым скачком — 2 атм

Число Рейнольдса  $Re_1$  —  $3.7 \cdot 10^7$

Сравнение статических параметров потока с кривыми конденсации, представленными на рис. 38, позволяет сделать вывод о возможности создания потока воздуха с числом Маха 10 без конденсации.

Другим интересным режимом работы НЕГ может быть режим с  $M=6$ . Как следует из опыта, диаметр критического сечения сопла должен быть не менее одной трети диаметра трубы Людвига (150 мм) —  $\approx 50$  мм. Диаметр среза сопла М6 должен быть примерно  $\approx 400$  мм. Параметры потока за таким соплом будут следующие:

Число Маха — 6

Статическое давление — 0.4 атм

Статическая температура — 154 К

Плотность в потоке —  $0.9 \text{ кг/м}^3$

Давление за прямым скачком — 17 атм

Число Рейнольдса  $Re_1$  —  $1.5 \cdot 10^8$

Статическая температура газа для числа Маха 6 достаточно высока, чтобы не было проблем с конденсацией. Более того, ее стоило бы уменьшить для достижения более высокого числа Рейнольдса, но этот путь ограничен конструкцией установки НЕГ.

## Выводы по главе 5:

1. Для нового режима работы установки НЕГ – трубы Людвига со свободным поршнем была разработана и откалибрована по эксперименту методика расчета, объединяющая известный метод Хорнунга с неизэнтропическим наполнением емкостей. Применительно к методу характеристик выведены условия запираия трубы в месте резкого изменения сечения.

2. Было показано, что изэнтропическое сжатие воздуха в объединенной емкости ствола и ударной трубы НЕГ невозможно вследствие запираия ствола. С целью получения потока воздуха с максимально возможным числом Рейнольдса был разработан режим с минимально возможным ростом энтропии газа. При максимальном давлении газа в стволе 2000 атм давление и температура торможения составят соответственно 700 атм и 1300 К.

3. В силу неизбежности увеличения энтропии газа при сжатии в НЕГ достичь числа  $Re_1 = 4 \cdot 10^8$  потока при  $M = 6$  невозможно. Разработанный режим позволит реализовать в течение  $\approx 40$  мсек поток воздуха с параметрами:

$$Re_1 \approx 1 \cdot 10^8 \text{ при } M = 6,$$

$$Re_1 \approx 3 \cdot 10^7 \text{ при } M = 10.$$

4. Для реализации разработанного режима установки НЕГ необходимо во – первых, стопорить поршень в конце его движения, и во – вторых, обеспечить регулируемую задержку пуска сопла. Обе эти задачи могли бы быть решены устройствами, аналогичными обратному клапану ПГУ У–11 и запорно – регулирующему клапану У–7 соответственно. Кроме того, для полномасштабного эксперимента существующая вакуумная система ( $\sim 35 \text{ м}^3$ ) должна быть значительно развита. Тем не менее пробные эксперименты могут быть проведены с существующей вакуумной системой ( $P_{MAX} = 10 \text{ bar}$ ), используя предохранительную мембрану на давление разрыва  $>1$  атм. Такая мембрана диаметром 0.3 м установлена сейчас в трубе, соединяющей вакуумную емкость с атмосферой.

## Заключение.

По материалам диссертации можно сделать следующие выводы:

1. Разработанные методы позволяют управлять энтропией газа в рамках технологии многокаскадного сжатия.
2. Систематизированы различные режимы наполнения газом камер установок кратковременного действия и проведен анализ наиболее характерных физических процессов в них.
3. В высокотемпературных кратковременных режимах ПГУ с целью минимизации тепловых потерь и упрощения конструкции вместо нескольких камер неизэнтропического сжатия предложено использовать одну – удлиненную.
4. Разработанные методики оптимизации изэнтропического сжатия газа в стволе ПГУ и неизэнтропического в емкостях форкамеры при ограниченном предельном давлении позволяют определить оптимальные режимы работы существующих и вновь разрабатываемых установок.
5. Способ неизэнтропического многокаскадного сжатия газа позволяет расширить возможности баллистических установок, электроразрядных импульсных плазмотронов, а так же создать принципиально новые импульсные установки, генерирующие потоки высокотемпературного газа без внешних источников тепловой энергии, в том числе и аэродинамические.
6. Разработанная методика компьютерного моделирования процессов в ПГУ позволила отработать режимы импульсной трансзвуковой трубы У–11 с расходом воздуха до 100 кг/сек, обеспечивая число Маха 0.2 и 0.6 у модели 1/50 "Энергия" при проведении экспериментов по изучению эжекционного воздействия струй двигателей на внешнее обтекание, а также отладить работу механического плазмотрона У–11 по способу неизэнтропического сжатия.
7. Анализ промышленных режимов ПГУ У–7, У–11, на которых проводились исследования моделей аппаратов Гермес, Зенгер и других, подтвердил вывод о том, что неизэнтропический способ сжатия газа позволяет варьировать параметры моделирования потока в широком диапазоне как в ходе одного эксперимента, так и путем изменения режима работы ПГУ. В комплексе с современными средствами диагностики потока газа и состояния модели рассматриваемая технология увеличивает информативность и надежность аэродинамических испытаний.
8. Разработанный новый режим работы поршневой ударной трубы НЕГ в Геттингене (Германия) как трубы Людвига с поршневым приводом позволит в одной установке реализовать не только обычные для ударных труб кратковременные потоки газа с числом Рейнольдса  $Re_1 \sim 10^5$ , но и более продолжительные течения с  $Re_1 \sim 10^8$ .

## Литература.

1. Buck M.L., Sieron T.R., "Future developments of wind tunnels for aeronautical systems development", AIAA Aerodynamic Testing Conference, 86-0751, March 5-1, 1986.
2. Wendt J.F., "European hypersonic wind tunnels", AGARD conference proceedings N 428, Aerodynamics of Hypersonic lifting vehicles, Bristol, United Kingdom, 6-9 April, 1987.
3. Wittliff C.E., "A survey of existing hypersonic ground test facilities - North America", AGARD conference proceedings N 428, Aerodynamics of Hypersonic lifting vehicles, Bristol, United Kingdom, 6-9 April, 1987.
4. Williams R.M., "National AeroSpace Plane: Technology for America's Future", Aerospace America, Nov, 1986, p.18.
5. Затолока В.В., "Импульсные аэродинамические трубы", Новосибирск, "Наука", 1986, стр. 40.
6. Бошняков Б.В., Затолока В.В., Ярославцев М.И., "Исследование отрывного обтекания конусов с турбулентным пограничным слоем при числах  $M$  8.3 и 10", Изв. СО АН СССР, 1975, N 8, Сер. техн. наук, вып. 2, стр. 43-50.
7. Гилязетдинов Б.Н., Затолока В.В., "О времени установления обтекания моделей в импульсной аэродинамической трубе", Новосибирск, 1981, Препринт АН СССР, Сиб.отд., ИТПИМ, стр. 41-81.
8. Stalker R.J., "Recent developments with free - piston drivers", proceedings of the 17th International Symposium on shock waves and shock tubes, New York, AIP 1990.
9. Morrison W.R.B., Stalker R.J., Duffin J., "New generation of free - piston shock tunnels", proceedings of the 17th International Symposium on shock waves and shock tubes, New York, AIP 1990.
10. Кислых В.В., Рахматулин Х.А., "Двухкамерная установка адиабатического сжатия", Теплофизика высоких температур, т. 10, N 2, 1972.
11. Bakos R.J., Tamango J., Rizkalla D., Pulsonetti M.V., Erdos J.I., "Hypersonic Mixing and Combustion Studies in the GASL HYPULSE Facility", AIAA Paper.90-2095, July, 1990.
12. Maus J.R., Laster M.L., Hornung H.G., "The G-range impulse facility a high - performance free - piston shock tunnel", AIAA - 92-3946.
13. Scott W.B., "Rocketdyne developing facility for hypersonic propulsion tests", Aviation week & space technology, vol. 130, N 1, Jan. 1989.
14. Кислых В.В., Петрова О.В., Пучков В.В., "Способ адиабатического сжатия газа в аэродинамической установке", А.с. N 972931, СССР, Б.И. N 29, 1989.
15. Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю., "Термодинамические и баллистические основы проектирования ракетных двигателей на твердом топливе", Москва, "Машиностроение", 1968, стр. 49-53.
16. Соснин Е.И., "Изменение параметров газа в процессах наполнения и опорожнения емкостей", Москва, ЦАГИ, 1976.
17. Черный Г.Г., "Газовая динамика", Москва, "Наука", 1988, стр. 38, 183, 156, 197.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., "Статистическая физика", часть 1, Москва, "Наука", 1976, стр. 149, 88, 145.

19. Мамонтов М.А., "Вопросы термодинамики тела переменной массы", Оборонгиз, 1961.
20. Присняков В.Ф., "Расчет процесса наполнения газовой емкости", Инженерно – физический журнал, т. 13, N 3, 1967, стр. 36
21. Беляев Н.М., "Расчет процесса наполнения газовой емкости с учетом тепло – и массообмена", Тр. мех. – мат. факультета по заказам промышленности, Вып. 1, Днепропетровск, ДГУ, 1971, стр. 221.
22. Глебов Г.А., Козлов А.П., "Расчет процесса наполнения емкости сжатым газом", Деп. в ВИНТИ 6.09.83, Рег. N 5126 – 83, Инженерно – физический журнал, т. 46, N 4, 1984, стр. 696.
23. Глебов Г.А., Козлов А.П., "Экспериментальное исследование процесса наполнения емкости сжатым газом", Инженерно – физический журнал, т. 46, N 4, 1984, стр. 555.
24. Сычев В.В., "Дифференциальные уравнения термодинамики", Москва, "Наука", 1981, стр. 45, 11, 103.
25. Сычев В.В., "Сложные термодинамические системы", Москва, "Энергоатомиздат", 1986, стр. 21, 183.
26. Леонтович М.А., "Введение в термодинамику. Статистическая физика", Москва, "Наука", 1983, стр. 101.
27. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., "Гидродинамика", Москва, "Наука", 1983, стр. 503, 25.
28. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Способ электроразрядного импульсного нагрева газа", заявка N 4864930/25 от 16.07.90.
29. Глебов И.А., Рутберг Ф.Г., "Мощные генераторы плазмы", Москва, Энергоатомиздат, 1985.
30. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Сверхзвуковая аэродинамическая установка", заявка N 4864929/23 от 16.07.90, положительное решение.
31. Демьянов Ю.А., Киреев В.Т., "Одномерные нестационарные течения реального газа", Кишинев, "Штиинца", 1980.
32. Лойцянский Л.Г., "Механика жидкости и газа", Москва, "Наука", 1987.
33. Рождественский Б.Л., Яненко Н.М., "Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике", Москва, "Наука", 1981, стр. 214.
34. Овсянников Л.В., "Лекции по основам газовой динамики", Москва, "Наука", 1981, стр. 214.
35. Станюкович К.П., "Неустановившееся движение сплошной среды", Москва, "Наука", 1971, стр. 217, 306.
36. Henshall B.D., "The use of Multiple Diaphragms in Shock Tubes", ARC Current Papers, N 291, 1956, в сб. Рахматулин Х.А., Семенов С.С., "Ударные трубы", Москва, "Наука", 1972.
37. Златин Г.А., Мишин Г.И., "Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях", Москва, "Наука", 1974.
38. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Использование неизэнтропического многокаскадного сжатия для получения плотного высокотемпературного газа", Теплофизика высоких температур, т. 28, N 6, 1990. Перевод: Kislykh V.V., Krapivnoy K.V., "Nonisentropic multistage compression in producing a dense hot gas", High Temperature, May 1991, p. 918.

39. Кислых В.В., Крапивной К.В., Пучков В.В., "Способ адиабатического сжатия газа", заявка N 4495871/23 от 20.10.88, положительное решение.
40. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Способ адиабатического сжатия газа в аэродинамической установке", заявка N 4942658/23 от 05.06.91, положительное решение.
41. Dietz R.O., Enkernhus K.R., Richards V.E., "The VKI LongShot free piston hypersonic tunnel performance and some measurements", Fachtagung Aerodю, Berlin, 1968.
42. Stalker R.J., "A study of a free – piston shock tunnel", AIAA Journal, vol. 5, N 12, Dec 1967, 2160.
43. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Метательная многоступенчатая поршневая установка", заявка N 4696375/23 от 29.05.89, положительное решение.
44. Кислых В.В., Крапивной К.В., "Метательная многоступенчатая поршневая установка", заявка N 4855112/23 от 31.07.90, положительное решение.
45. Кислых В.В., Петрова О.В., Научно – технический отчет N 3412079 – 1094, ЦНИИМаш, 1979.
46. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т., "Свойства газов и жидкостей", Ленинград, "Химия", 1982.
47. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., "Молекулярная теория газов и жидкостей", Москва, "Наука", 1961.
48. Шехтман А.М., "Газодинамические функции реальных газов", Москва, Энергоатомиздат, 1988.
49. Tables of Thermal Properties of Gases, NBS, 1955.
50. "Термодинамические свойства индивидуальных веществ", справочное издание в 4 – х томах, под ред. Глушко В.П., Москва, "Наука", 1978.
51. Абрамович Г.Н., Прикладная газовая динамика", Москва, "Наука", 1991.
52. Юдаев Б.Н., "Теплопередача", Москва, "Высшая школа", 1981.
53. "Основы теплопередачи в авиационной и ракетно – космической технике", Москва, "Машиностроение", 1975.
54. Кацнельсон С.С., Ковальская Г.А., "Теплофизические и оптические свойства аргоновой плазмы", Новосибирск, "Наука", 1985.
55. Владимиров В.С., "Уравнения математической физики", Москва, "Наука", 1981.
56. Чермак И., Петерка В., Заворка И., "Динамика регулируемых систем в теплоэнергетике и химии", Москва, "Мир", 1972.
57. Погорелов В.И., "Газодинамические расчеты пневматических приводов", Ленинград, "Машиностроение", 1971.
58. Зубарев В.Н., Спиридонов Г.А., Козлов А.Д., "Расчет термодинамических свойств воздуха и азота в интервале температур 0 – 1500 С и давлений 0 – 2000 бар", Московский Энергетический институт, 1970.
59. Кислых В.В., Крапивной К.В., Пучков В.В., "Способ адиабатического сжатия газа", заявка N 4893924/23 от 29.12.90, положительное решение.
60. Даум, Джайармати, "Конденсация воздуха и азота в гиперзвуковых аэродинамических трубах", Ракетная техника и космонавтика, N 3, 1968, стр. 94.

61. Долгушев С.В., и др., "Конденсация азота в гиперзвуковом сопле", Инженерно – физический журнал, т. 49, N 2, 1985, стр. 205.
62. Королев А.С., Диссертация канд. техн. наук, ЦАГИ, 1968.
63. Кислых В.В., Михайлов В.М., Царегородцев Л.А., "Воспроизведение натуральных условий гиперзвукового обтекания тел по комплексу параметров  $M$ ,  $Re$ ,  $T$ , в поршневых газодинамических установках", Труды СО АН СССР, 1991.
64. Anfimov N.A., Kislykh V.V., Krapivnoy K.V., "Nonisentropic multiscascade gas compression in piston gasdynamic units (PGU) U-11 and RHYFL. Development outlook", Zeitschrift fur Flugwissenschaften und Weltraumforschung, N 16, 1992, p. 169
65. Зорин Е.В., Кислых В.В., "Способ реализации трансзвукового режима течения", А.С. N 1127414 от 1.08.84.
66. Васильев В.Н., Веремьев Е.С., Кислых В.В., "Исследование параметров сжатого газа в установке адиабатического сжатия", Теплофизика высоких температур, 1971, N 5.
67. Яхлаков Ю.В., Скалкин А.С., "Способ метания модели из баллистической установки и устройство для реализации способа", А.С. N 254179 от 4.05.87.
68. Anfimov N.A., Kislykh V.V., "Multiscascade compression – effective means to obtain high – temperature dense gas in Piston Gasdynamic Unit (PGU)". Proc. of the 17th Intern. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes, 1989, AIP, New York, 1990, pp.588 – 593.
69. G. Eitelberg, "Calibration of the HEG and its use for verification of real gas effects in high enthalpy flows", AIAA-93-5170, AIAA/DGLR International Aerospace Planes and Hypersonics Technologies Conference, 30 Nov. – 3 Dec 1993, Munich, Germany.
70. G.E.A.Meier, G.Eitelberg, P.Krogmann, T.J.McIntyre "Instationar aufgeheizter Rohrwindkanal", 5. STAB-Workshop, 13-15 November 1991, DLR – Forschungszentrum Göttingen.
71. H.G.Hornung "The piston motion in a free – piston driver for shock tubes and tunnels", January, 1988, Graduate Aeronautical Laboratories, California Institute of Technology, Pasadena, California 91125.
72. A.H.Shapiro "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow", Vol 2, R.E.Krieger publishing company, Malabar, Florida.
73. T.J.McIntyre, C.Atcitty "Piston and Compression Tubes. Piston Motion in the High Enthalpy Shock Tunnel (HEG)", IB 222-90 A 20, DLR, Göttingen, 1991.



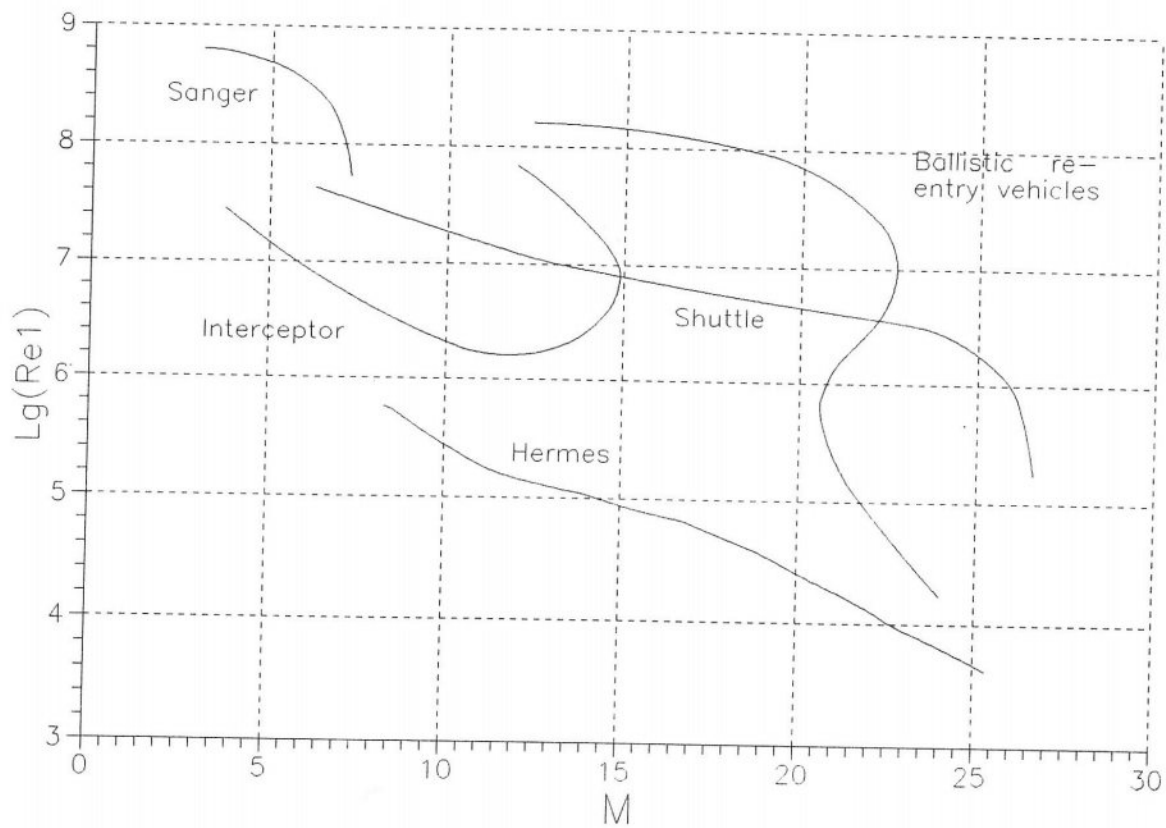


Рис. 1

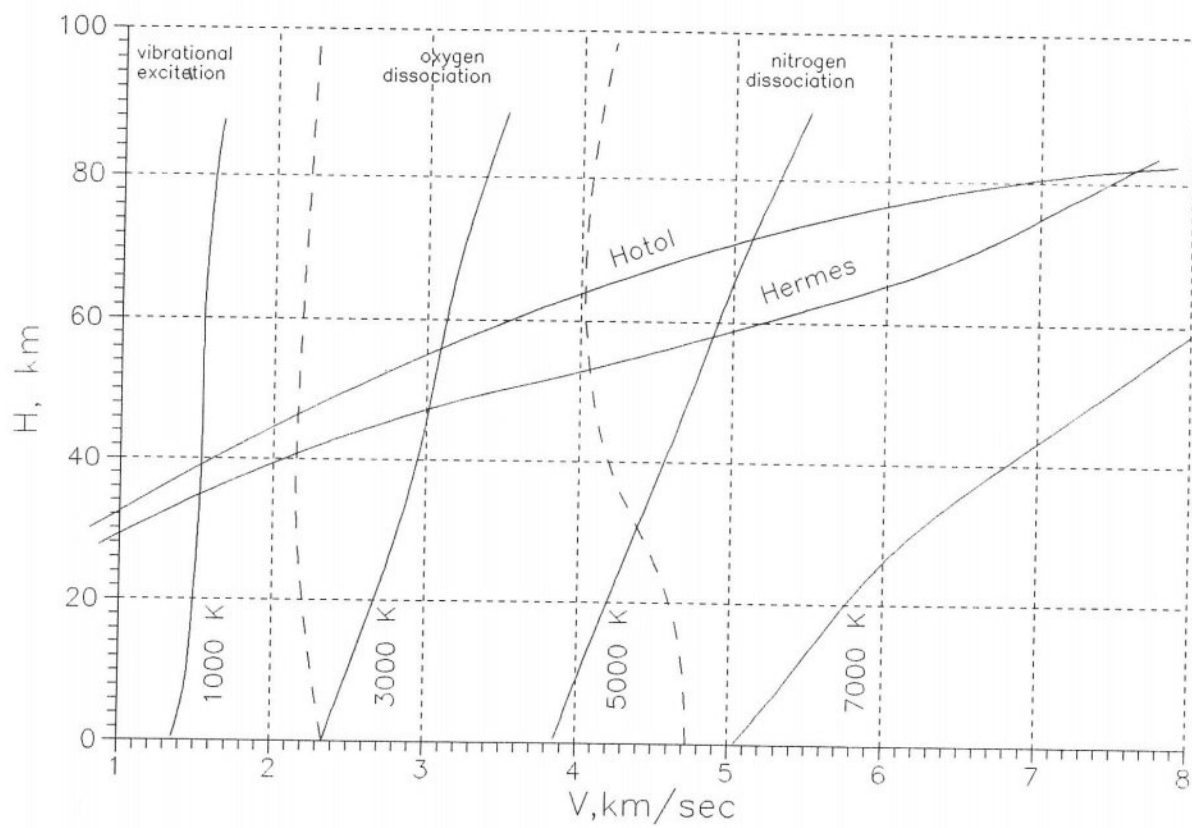


Рис. 2

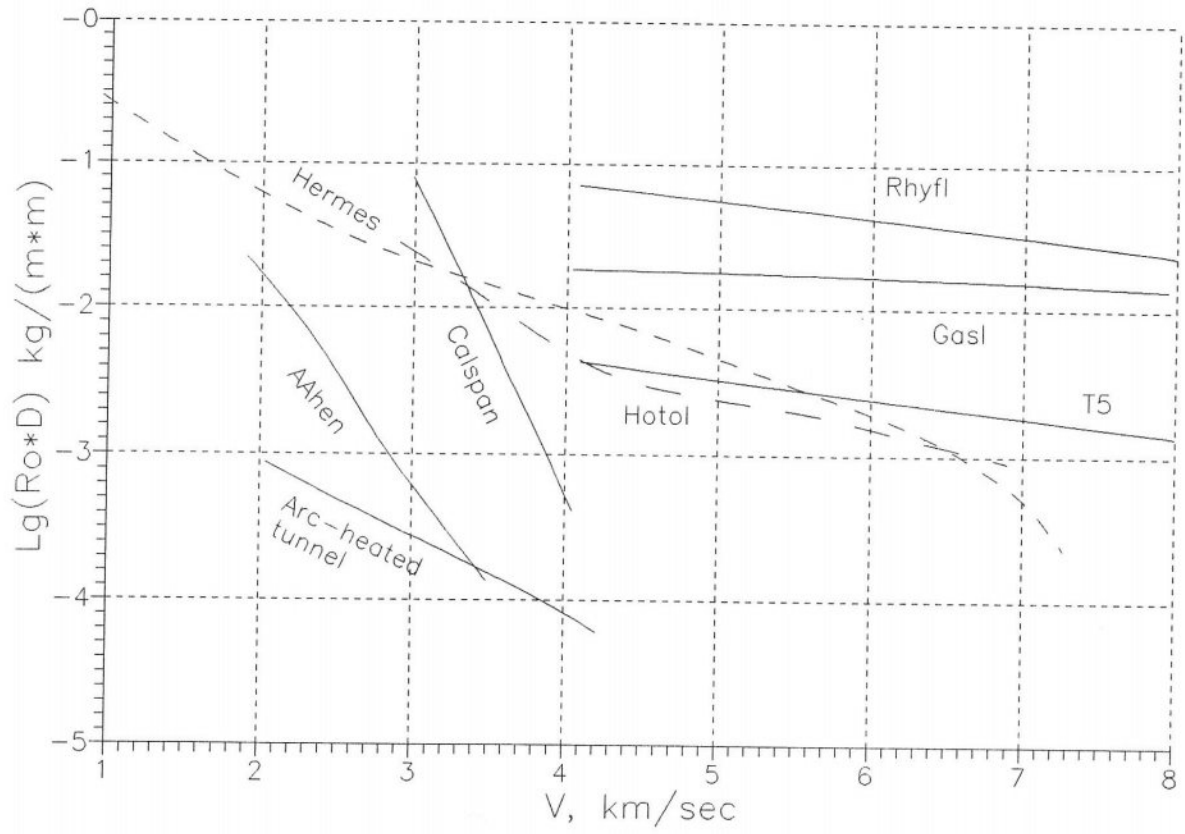


Рис. 3

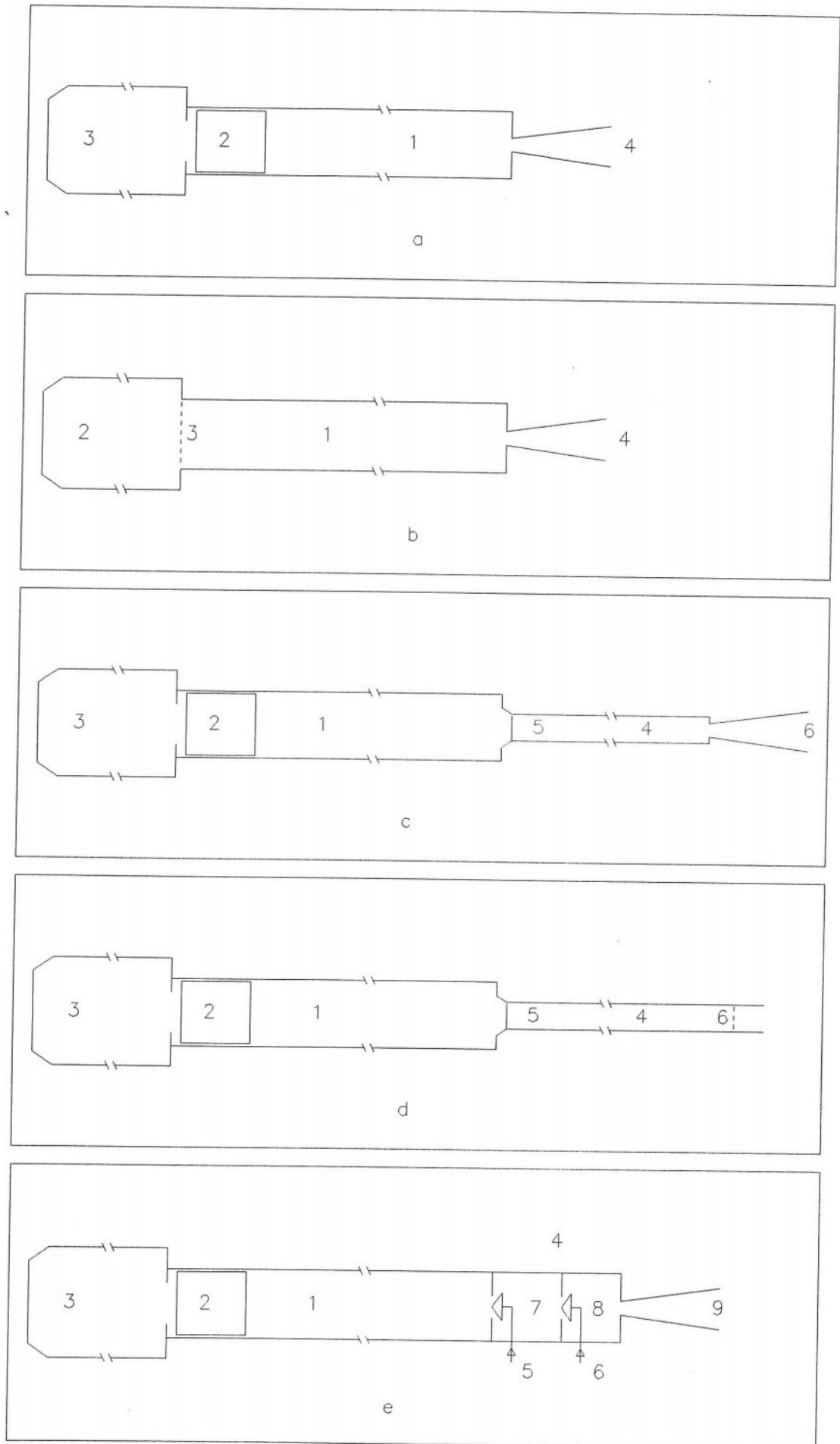


Рис. 4

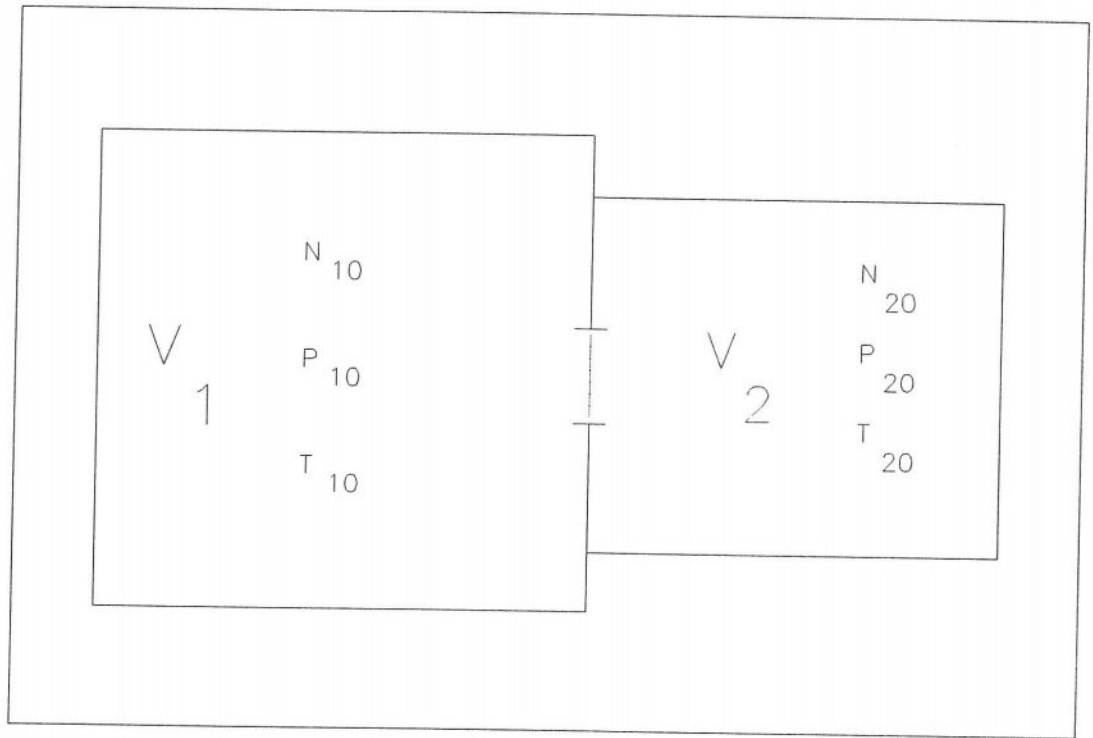


Рис. 5

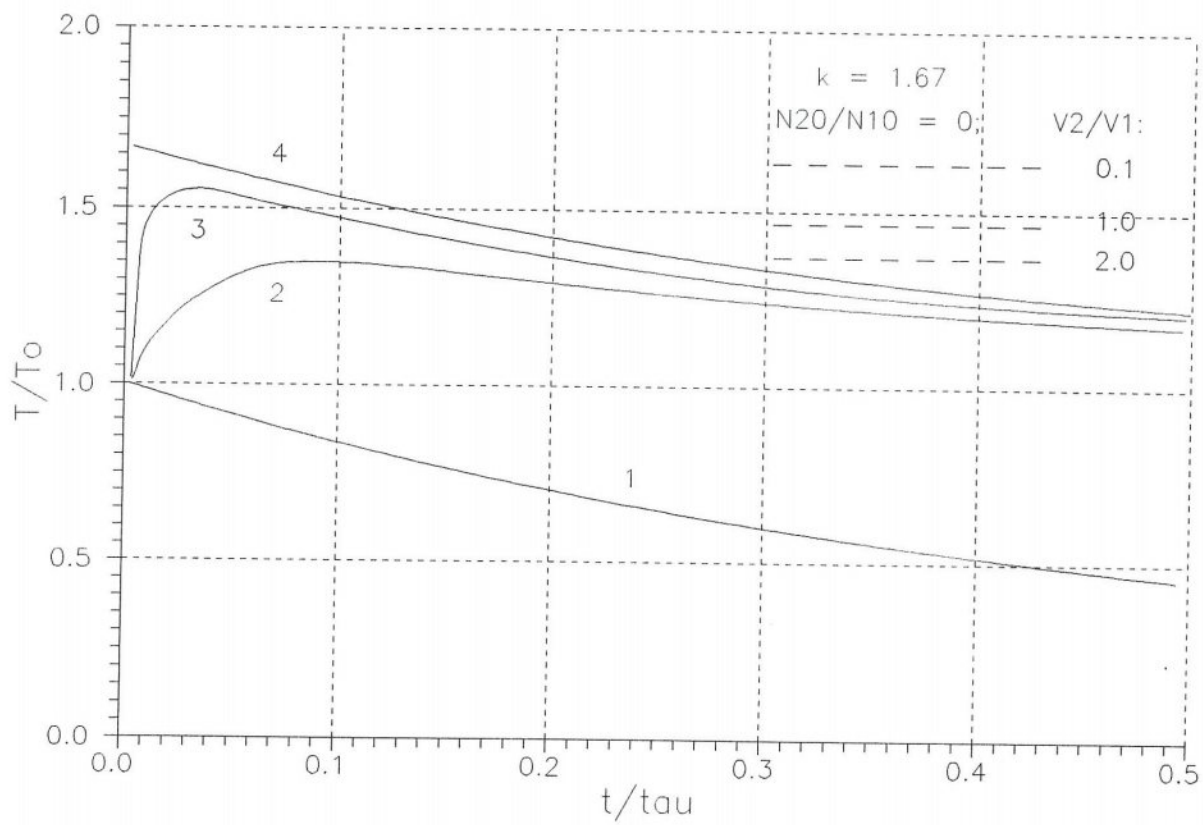


Рис. 6

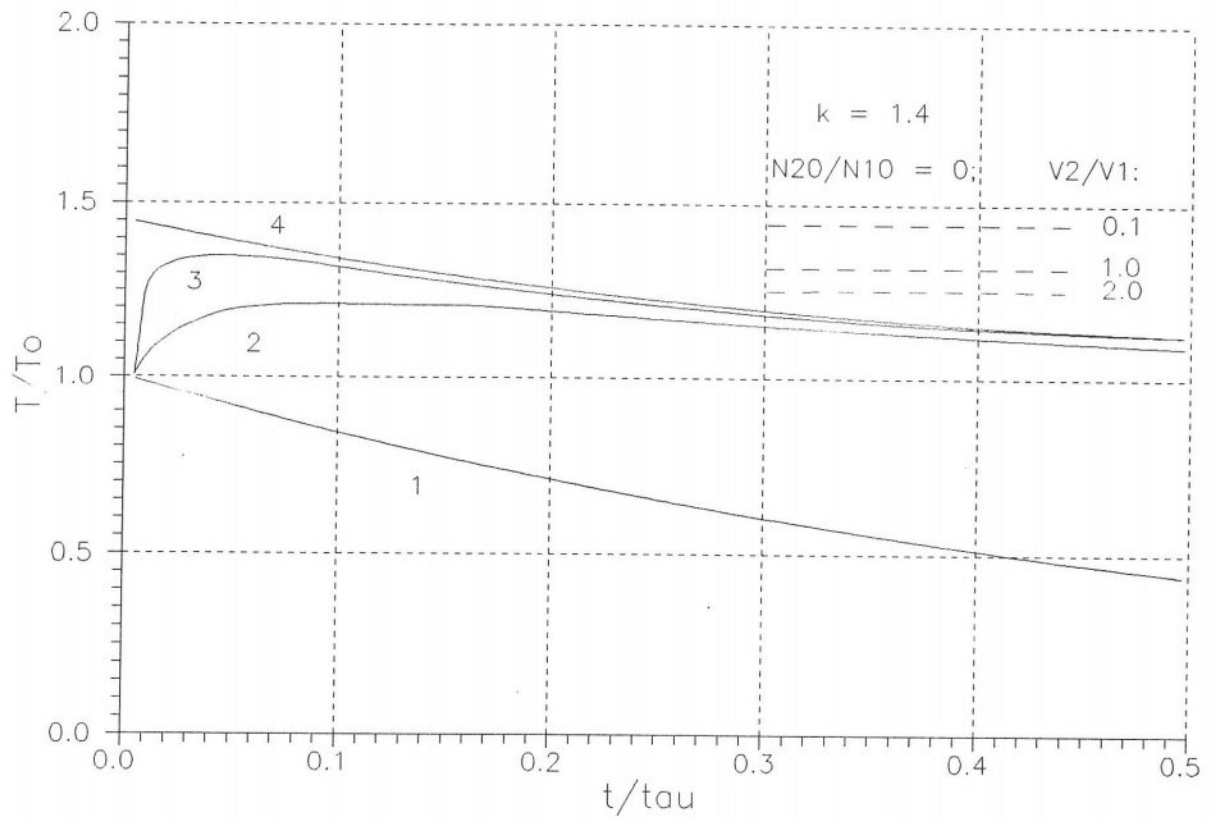


Рис. 7

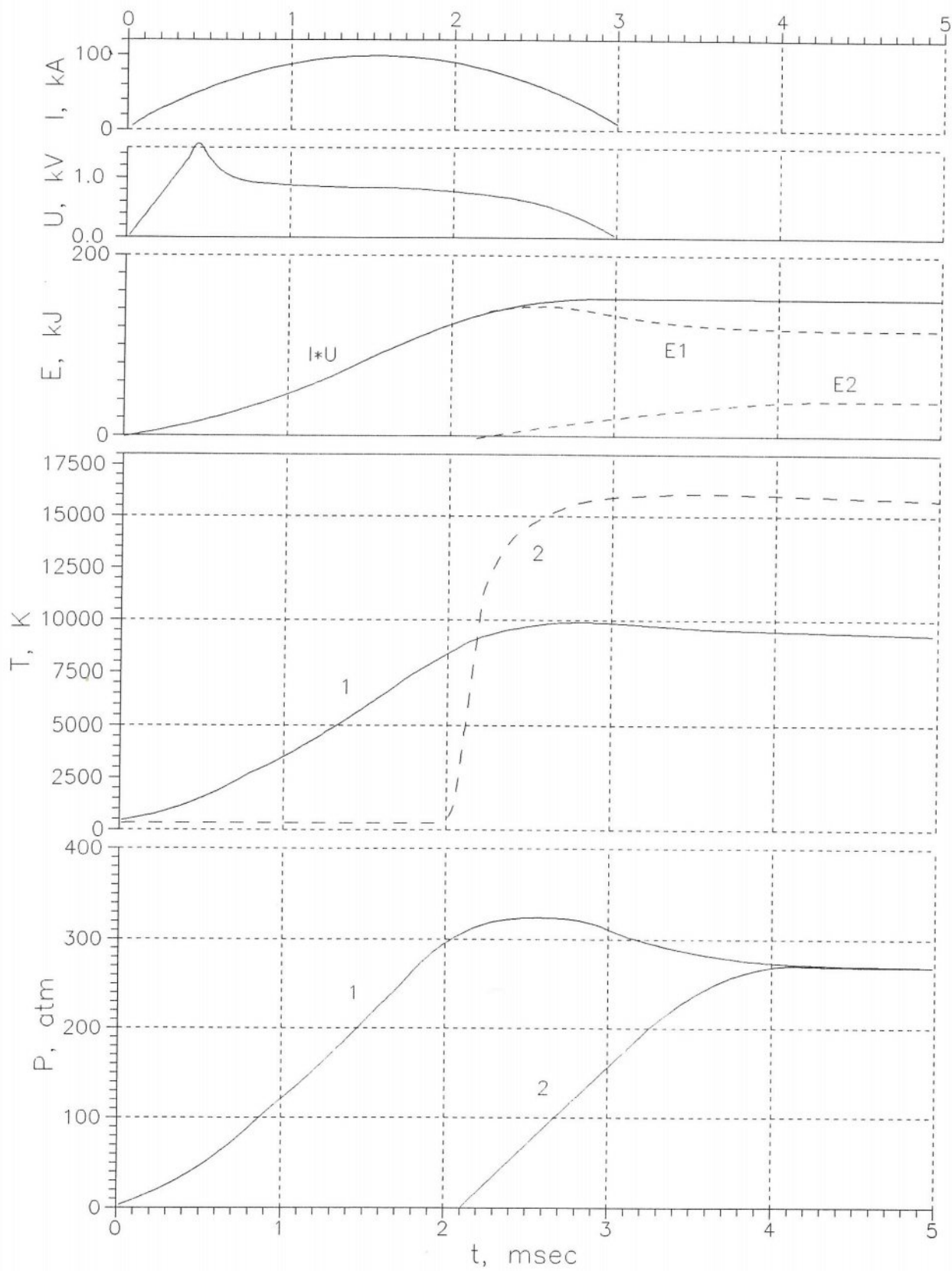


Рис. 8



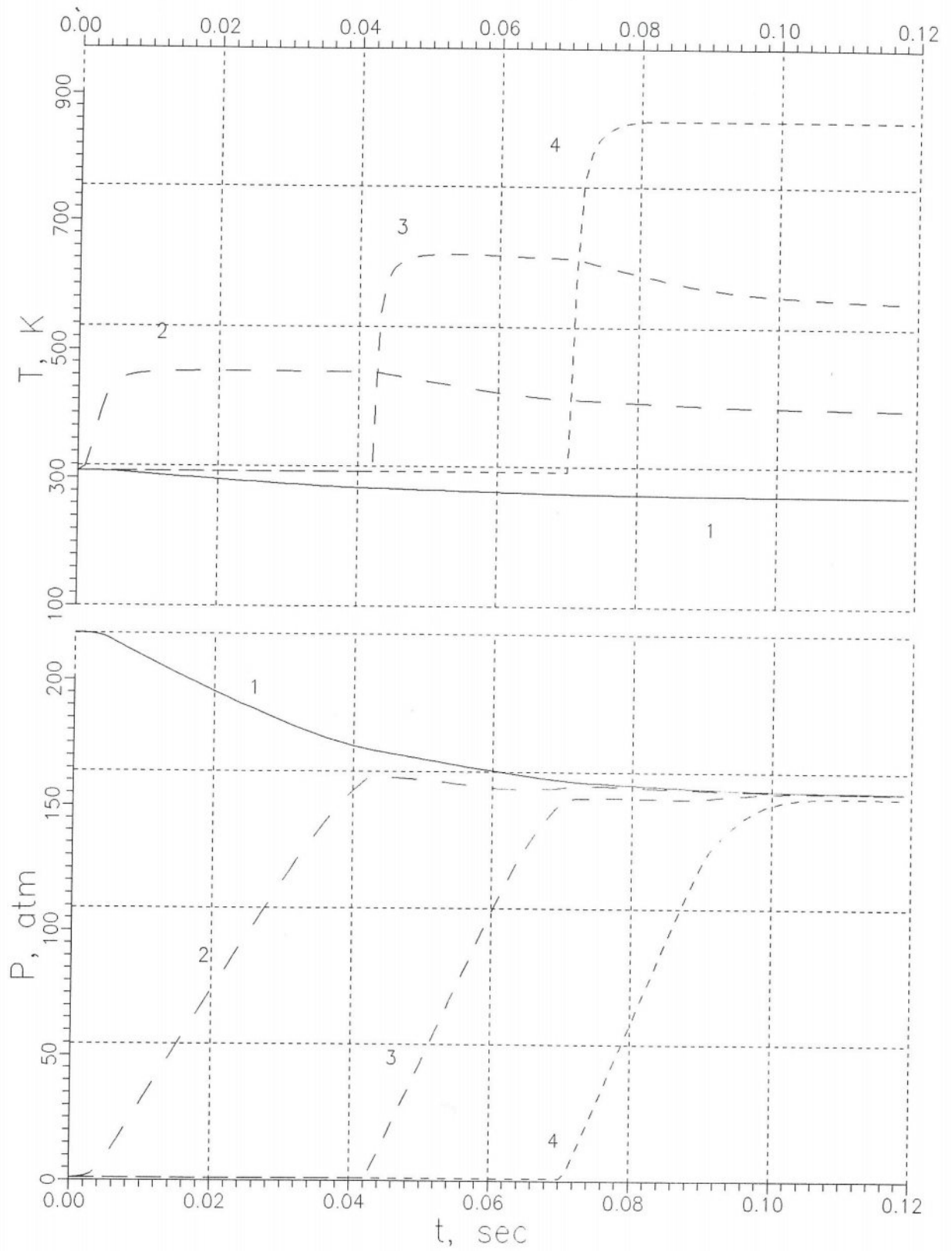


Рис. 9

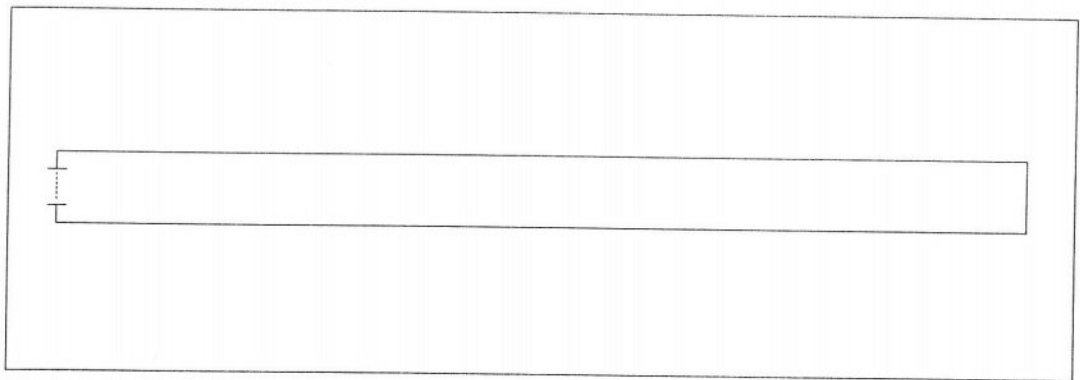
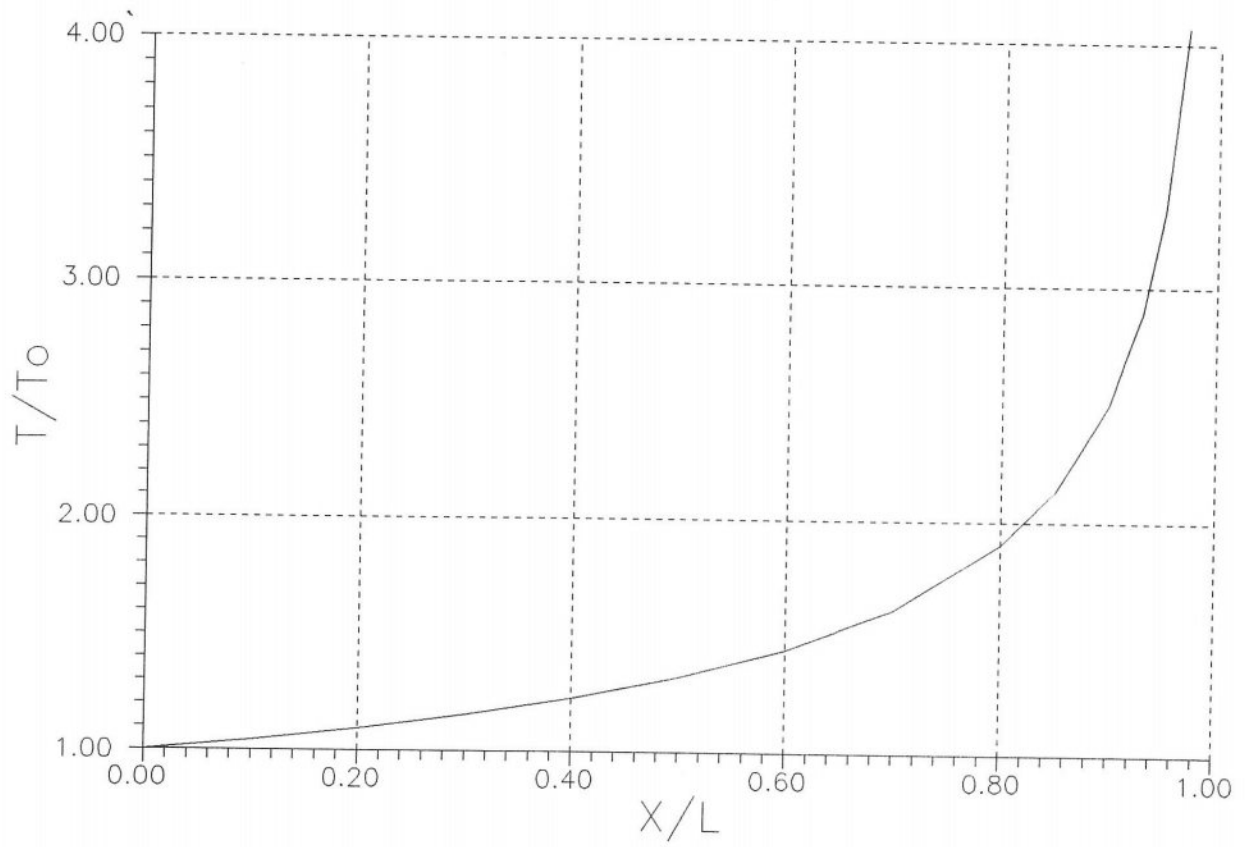


Рис. 10

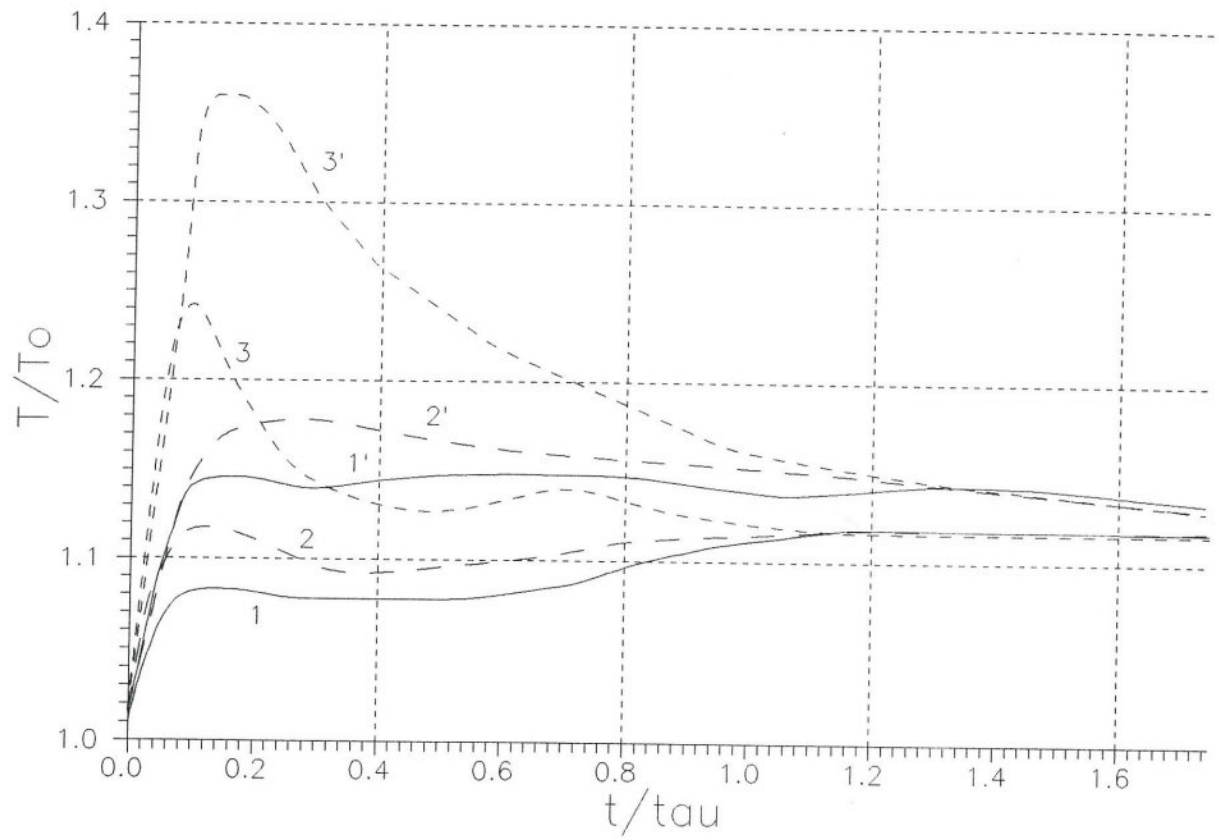


Рис. 11

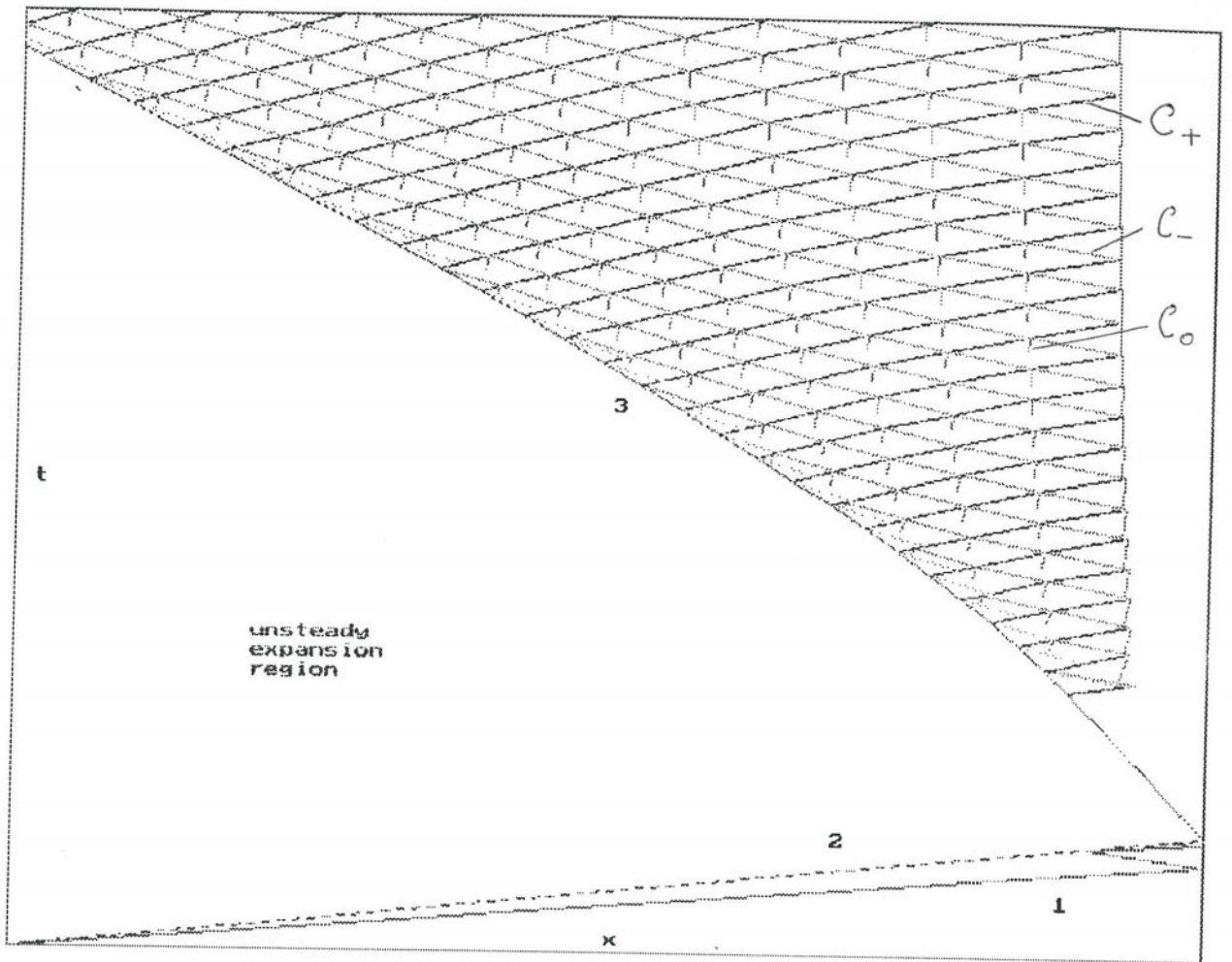


Рис. 12

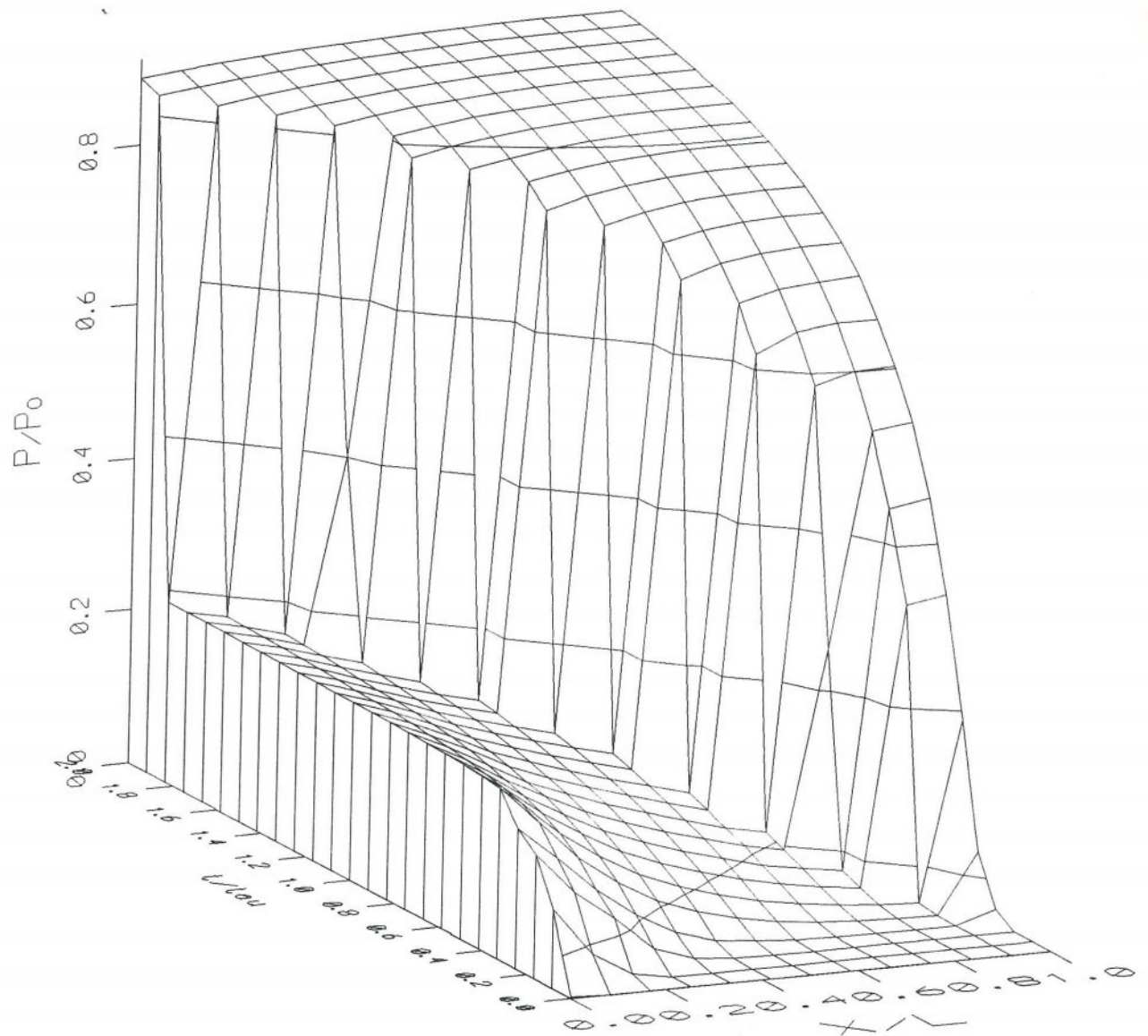


Рис. 13

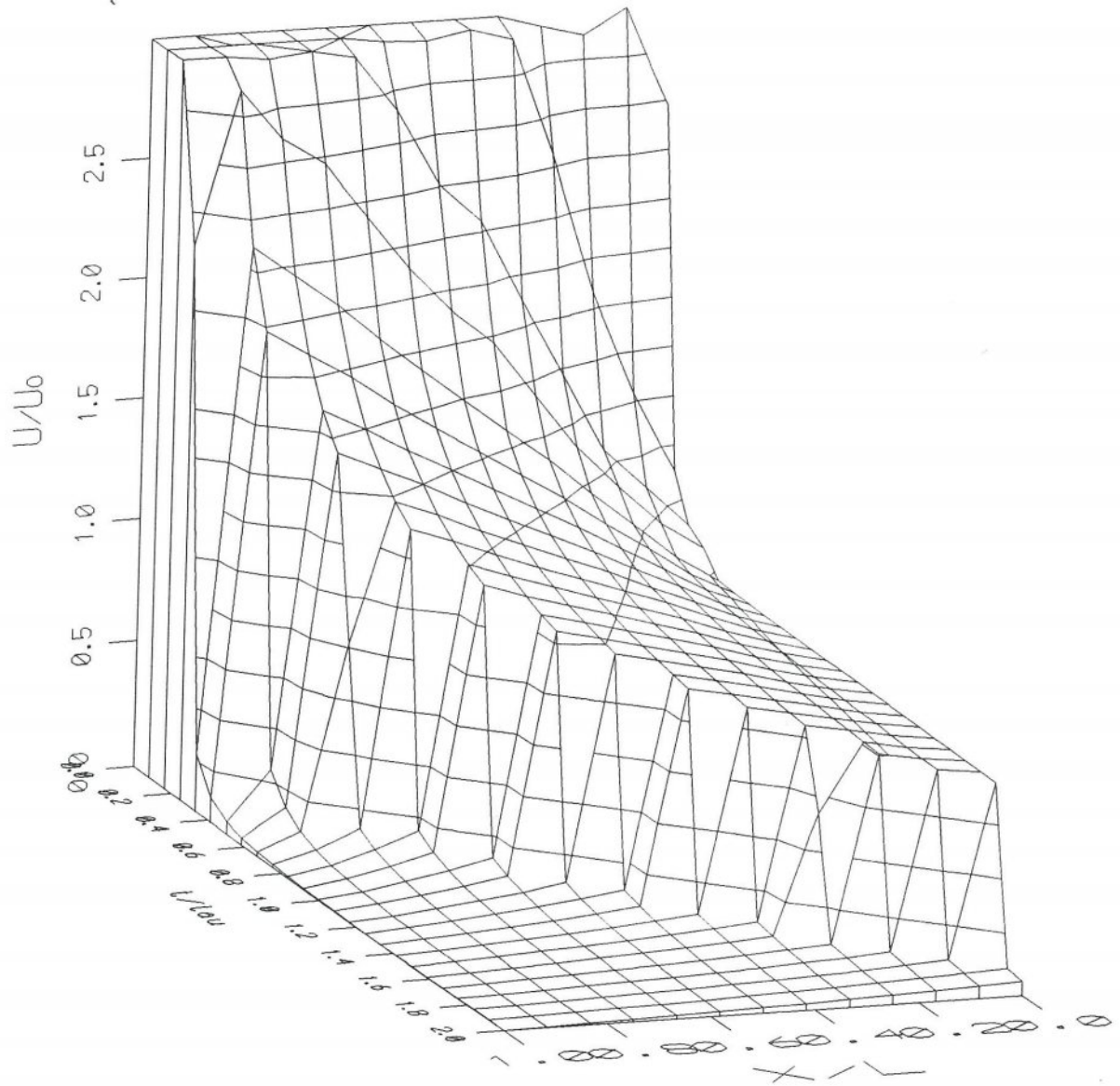


Рис. 14

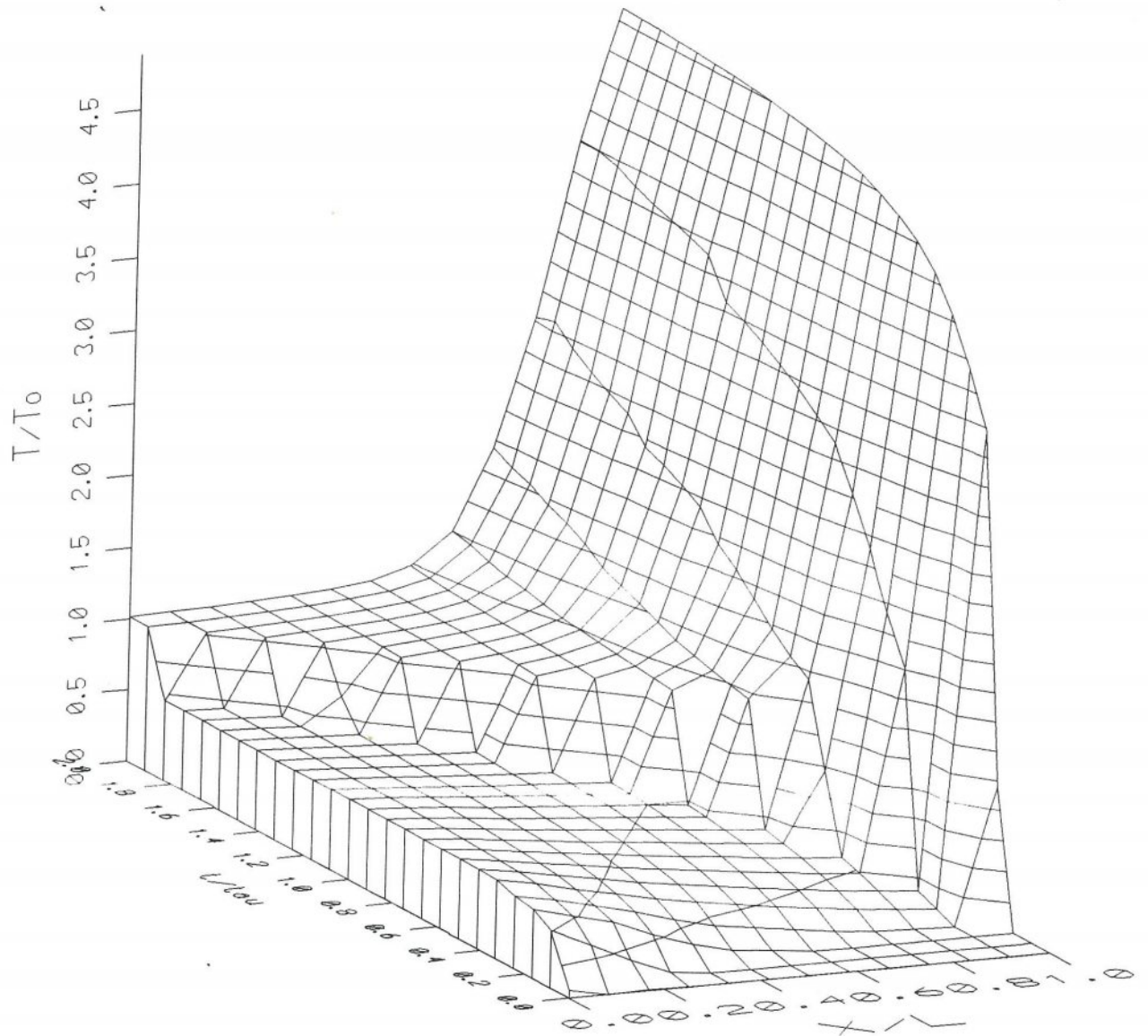


Рис. 15

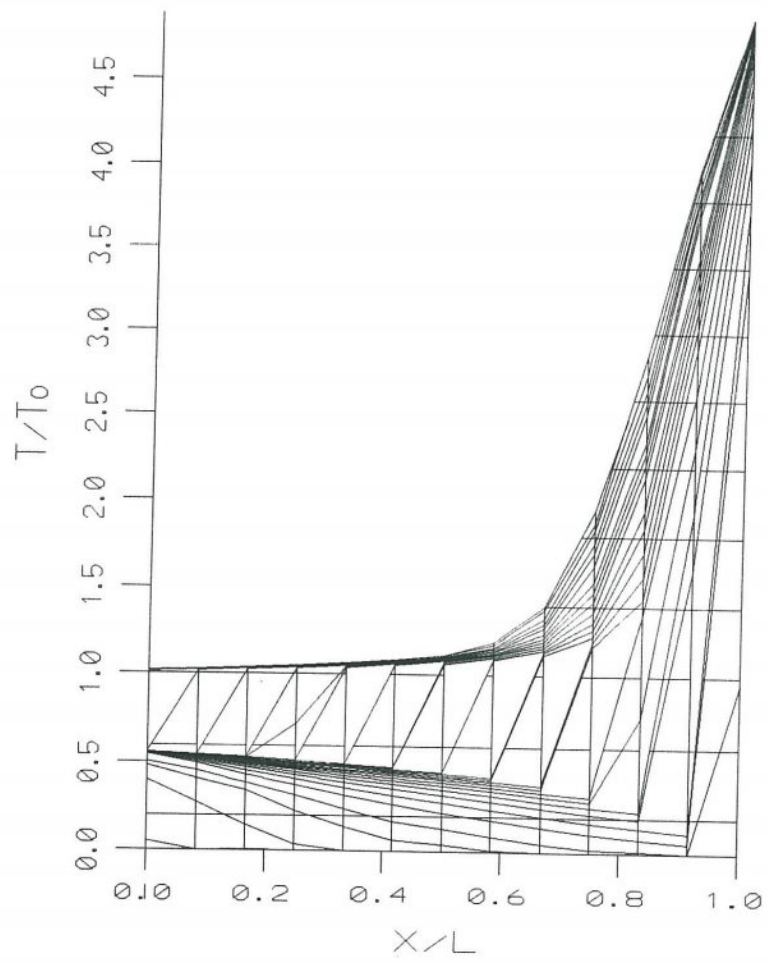


Рис. 16



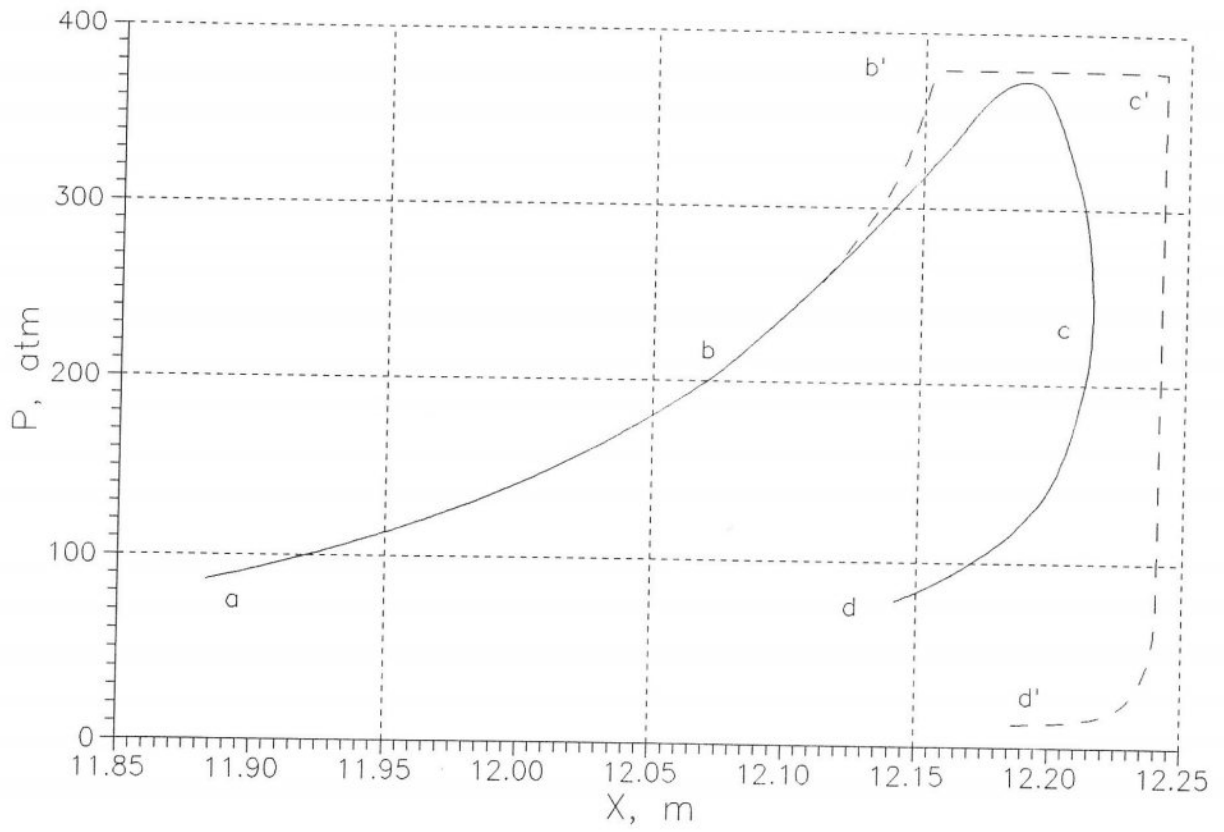


Рис. 17

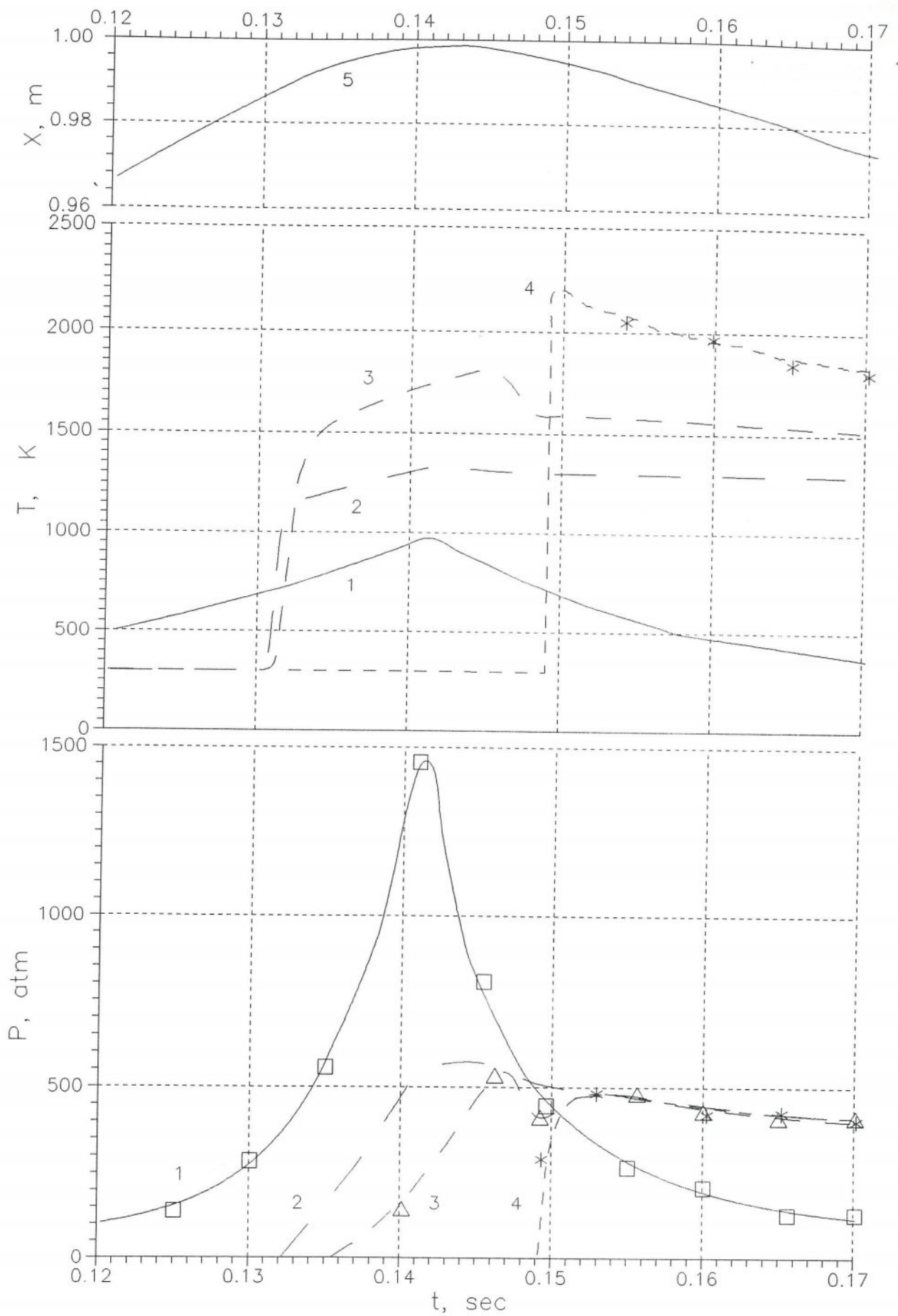


Рис. 18

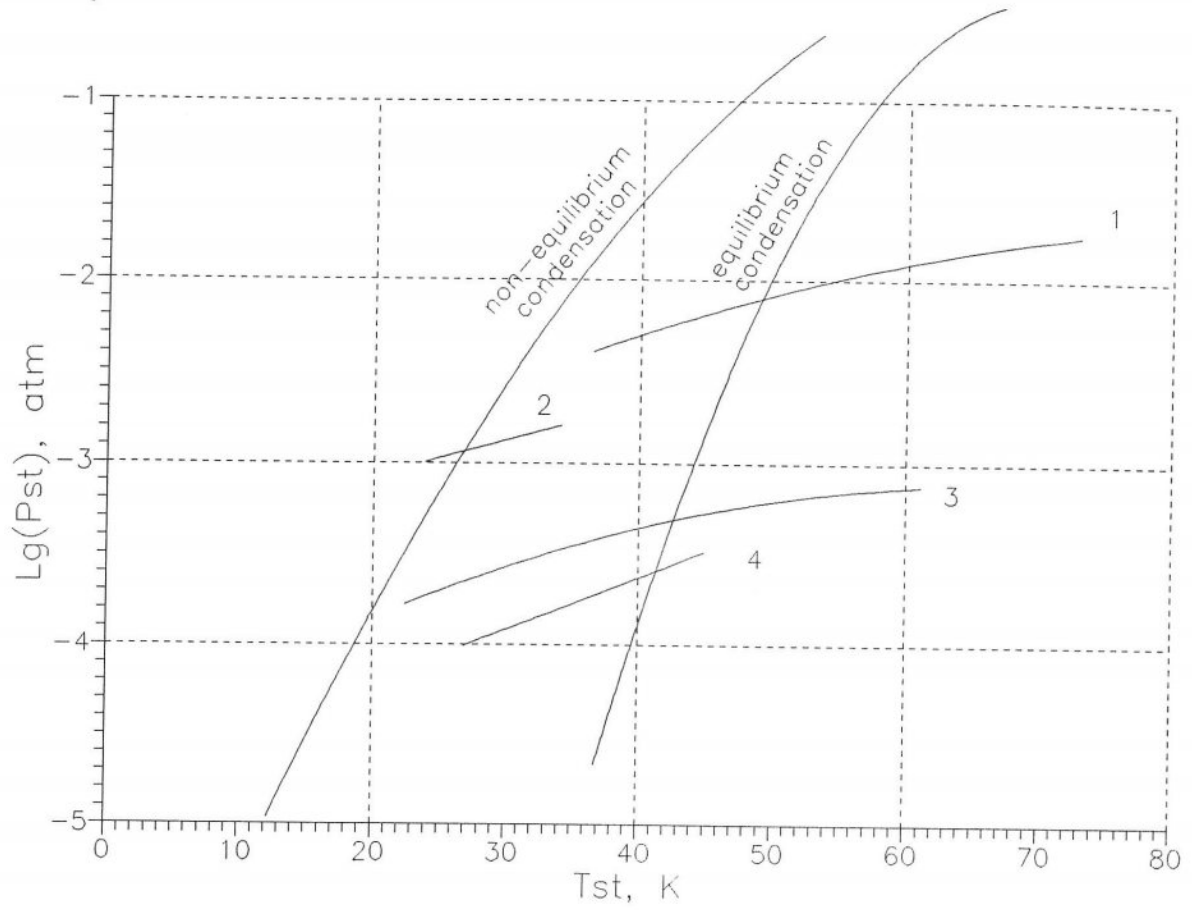


Рис. 19

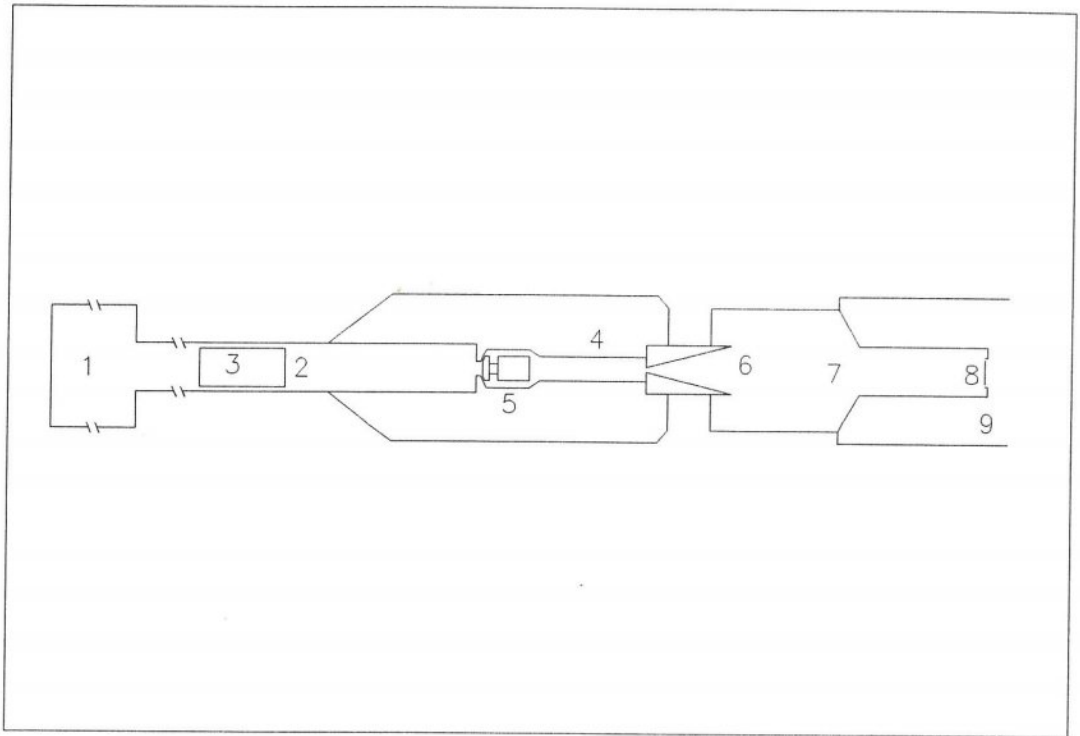


Рис. 20

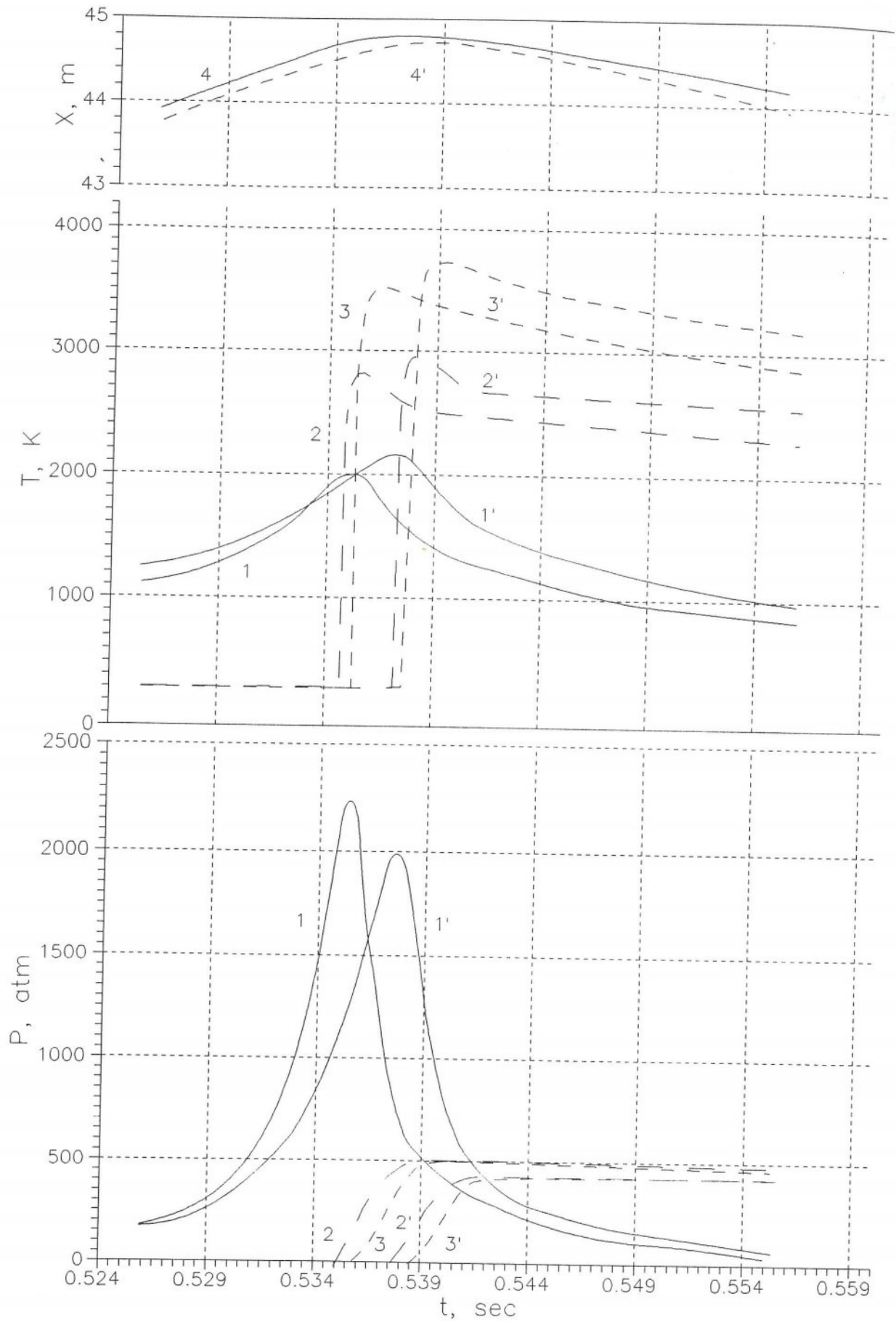


Рис. 21

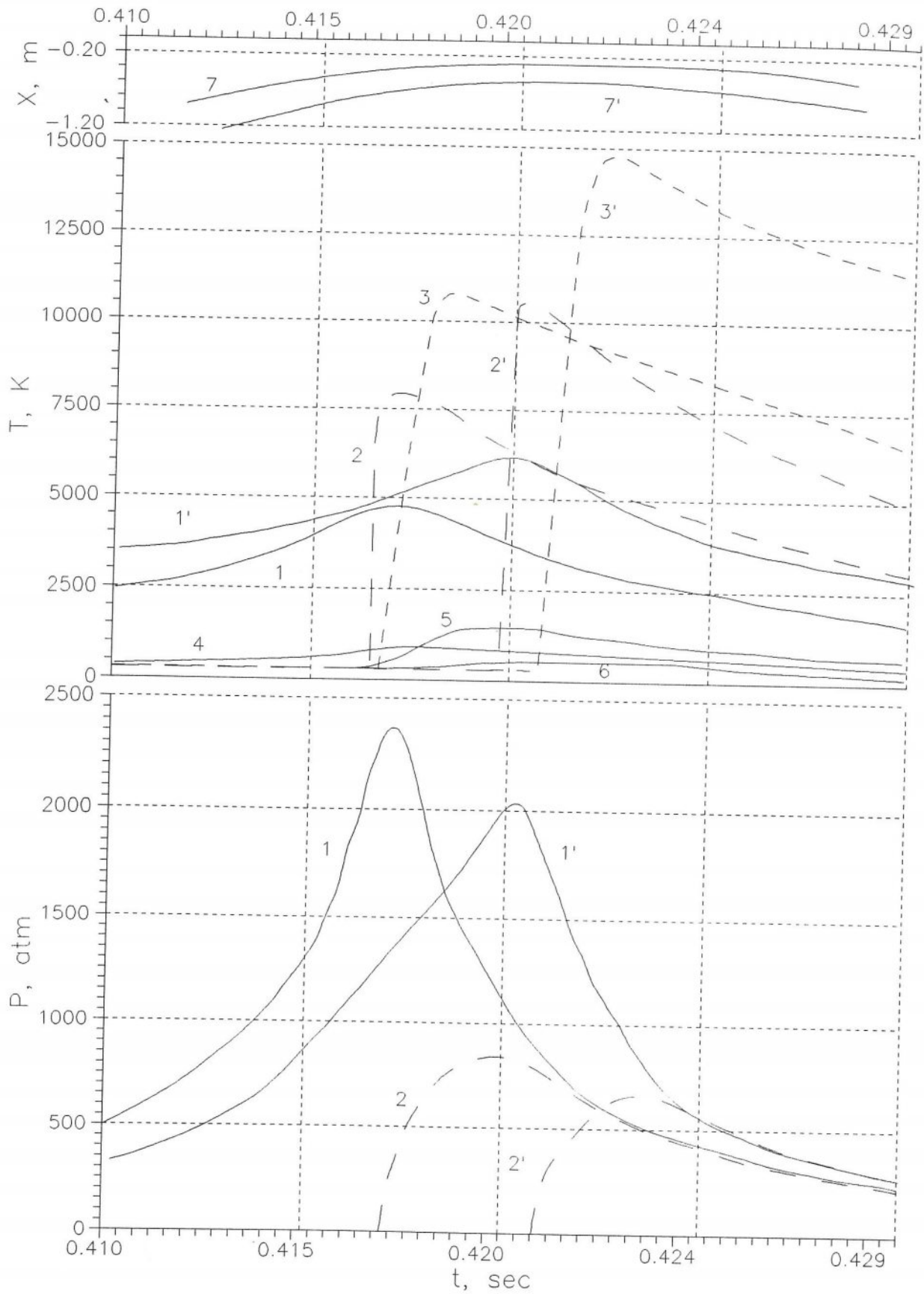


Рис. 22

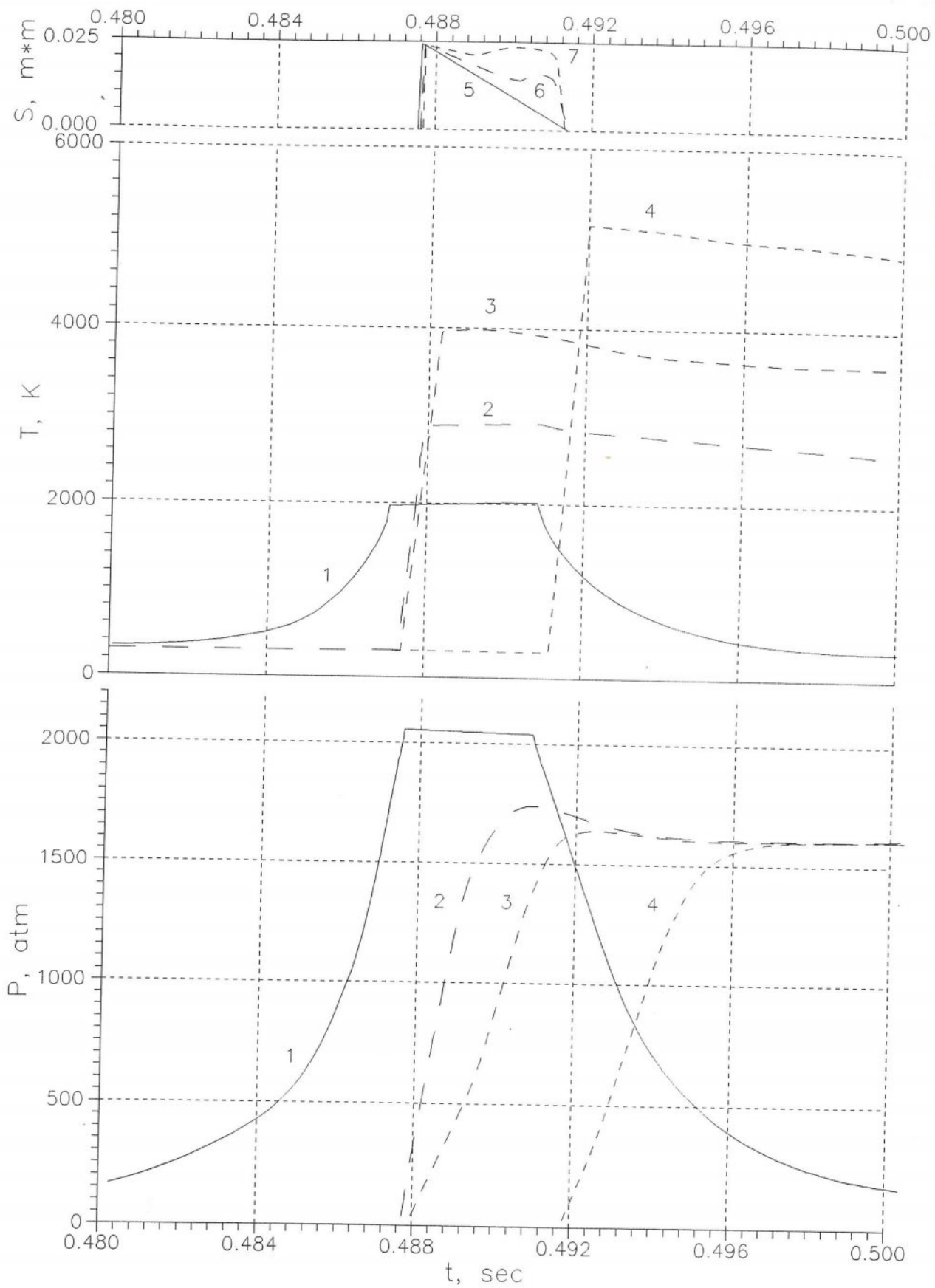


Рис. 23

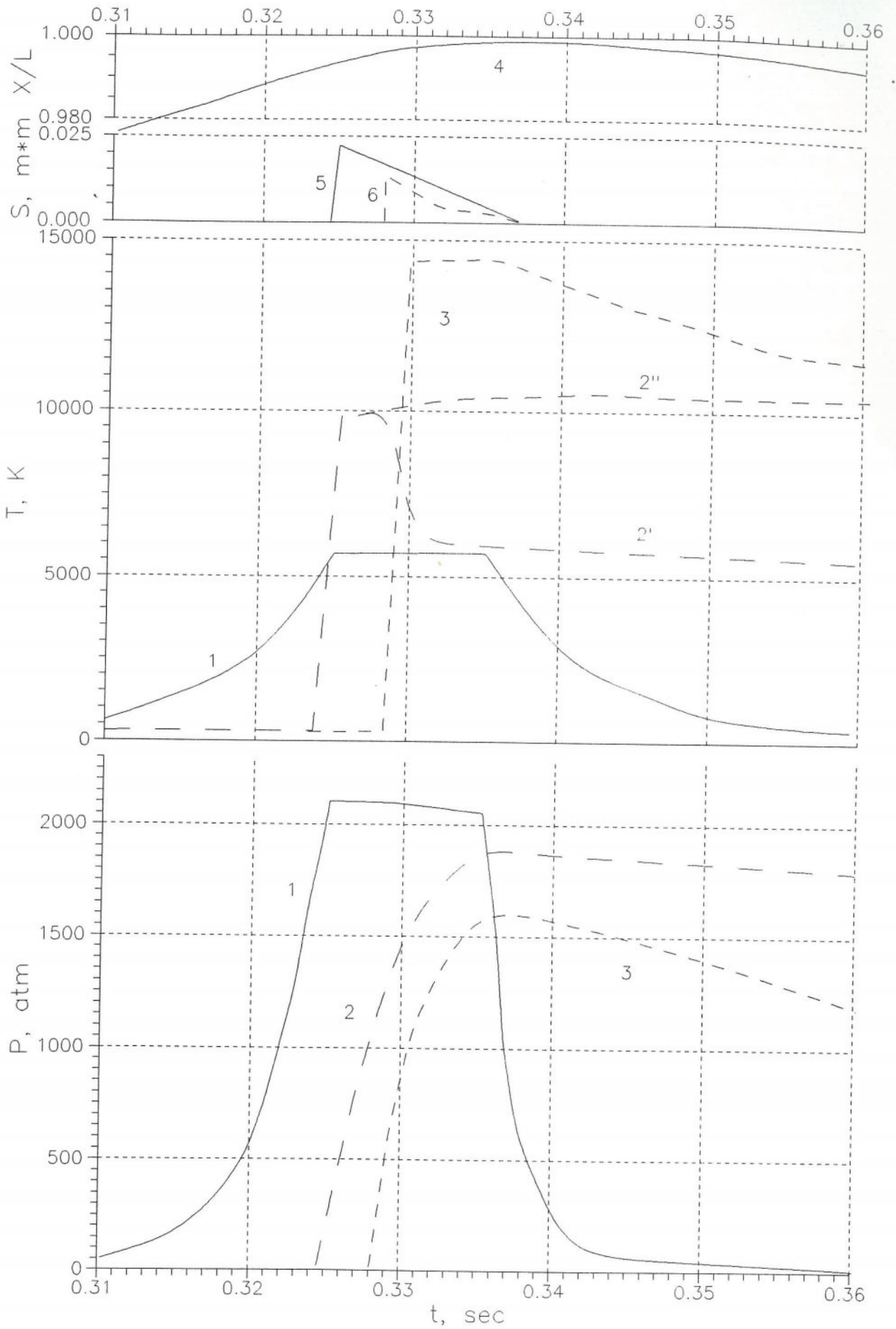


Рис. 24



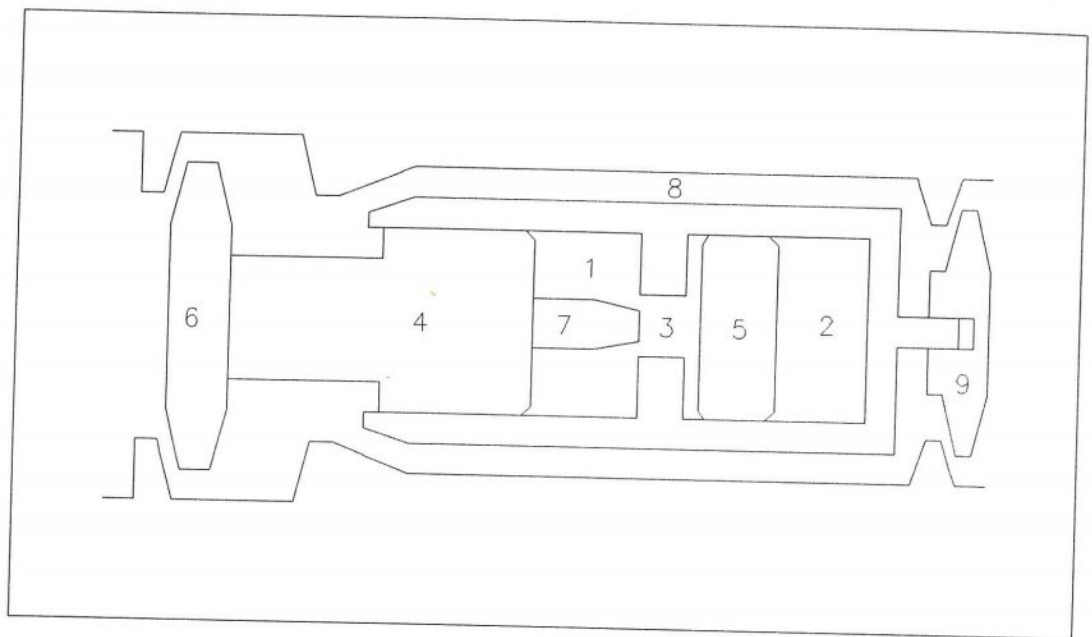


Рис. 25

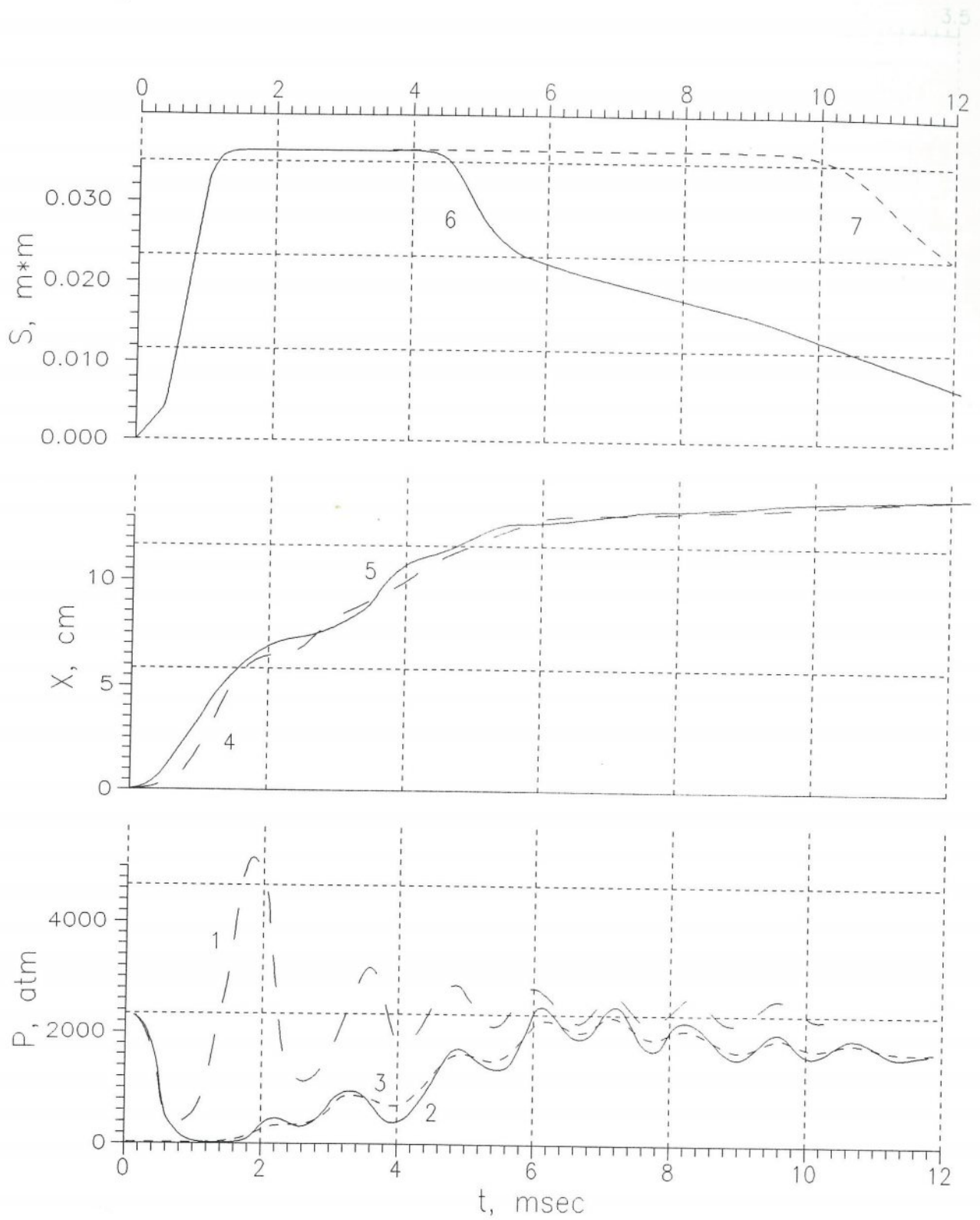


Рис. 26

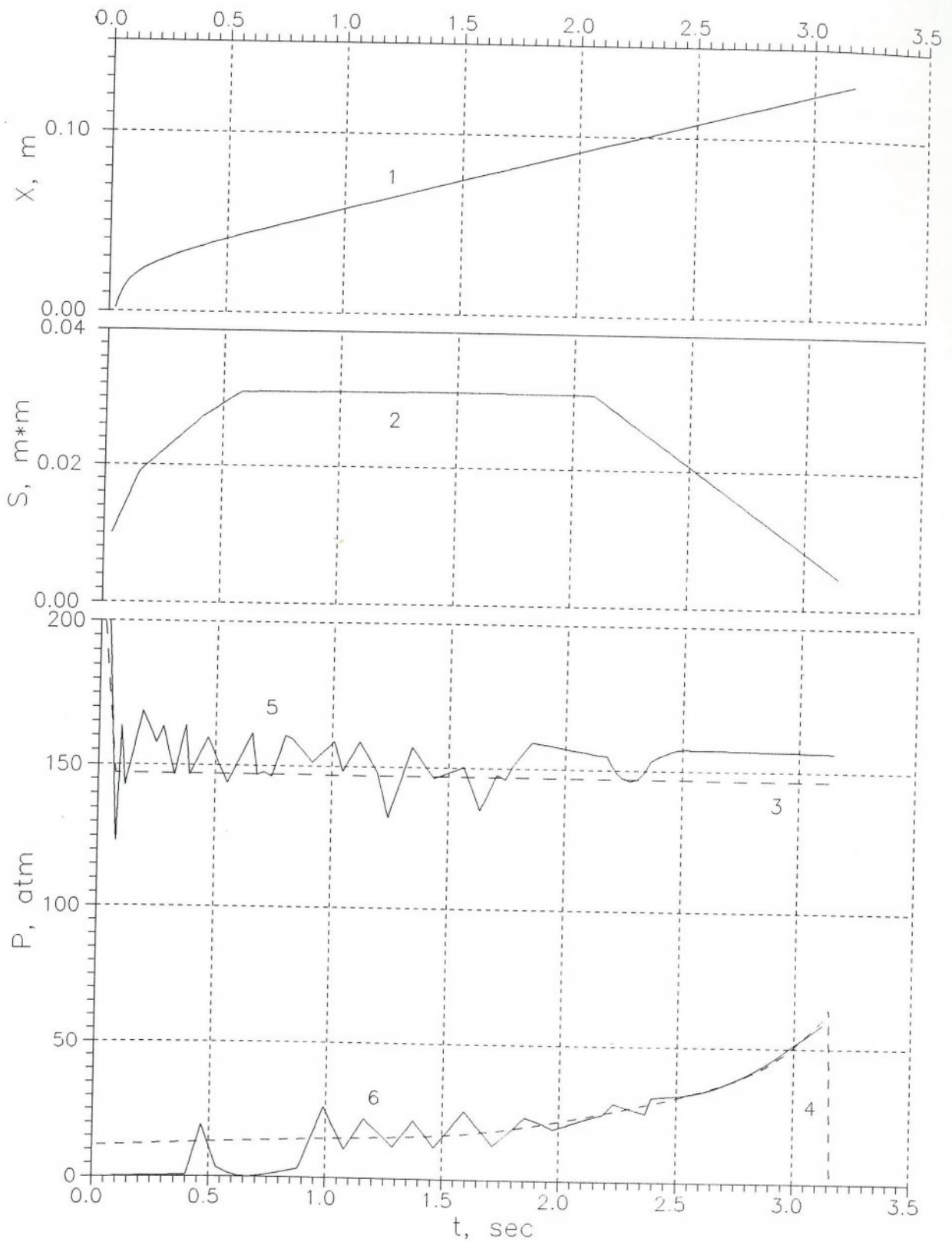


Рис. 27

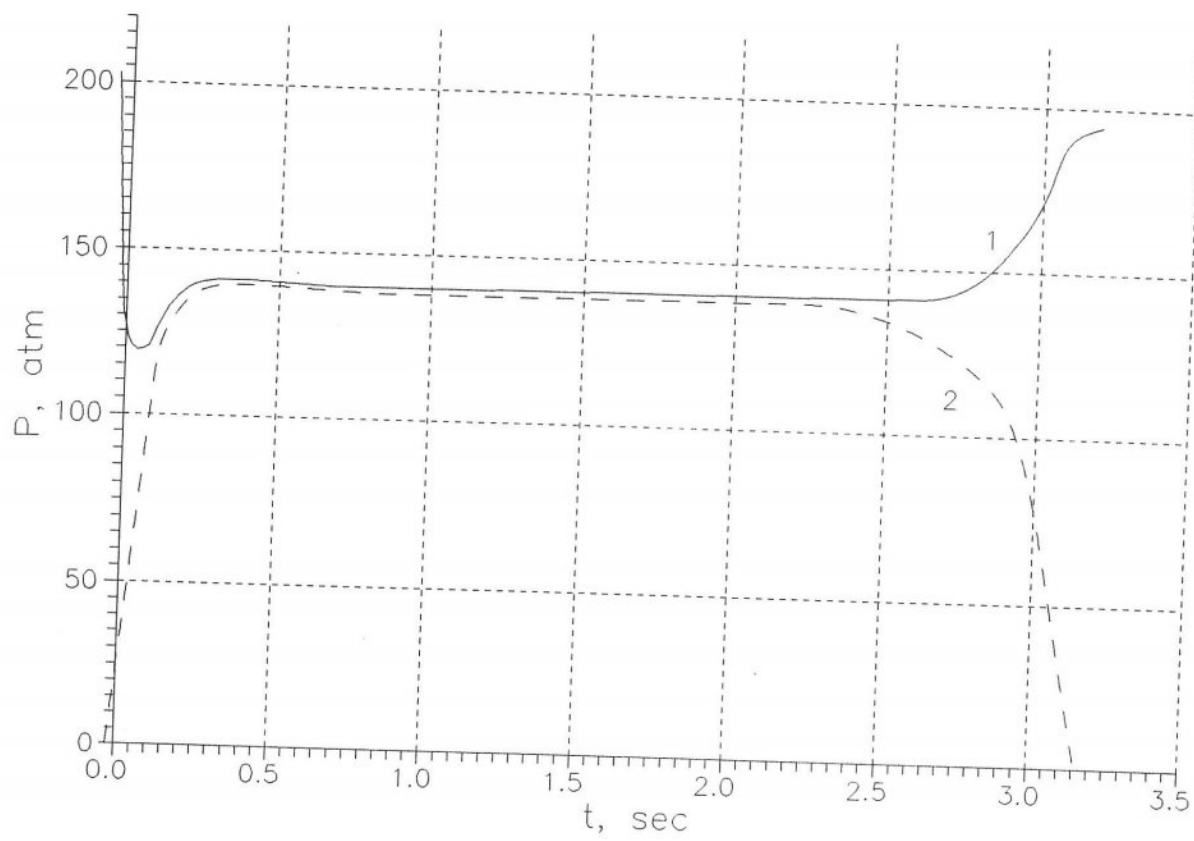


Рис. 28

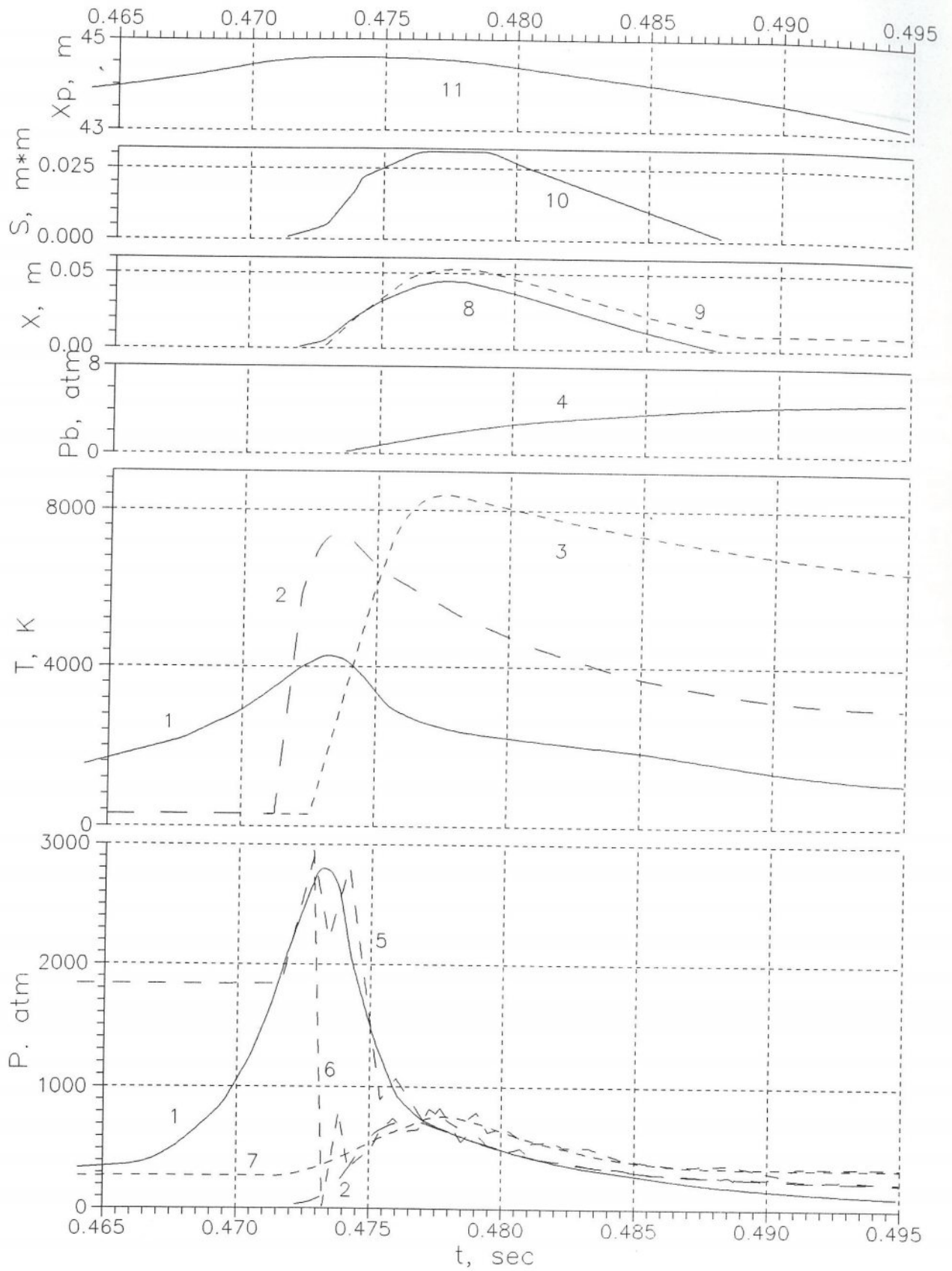


Рис. 29

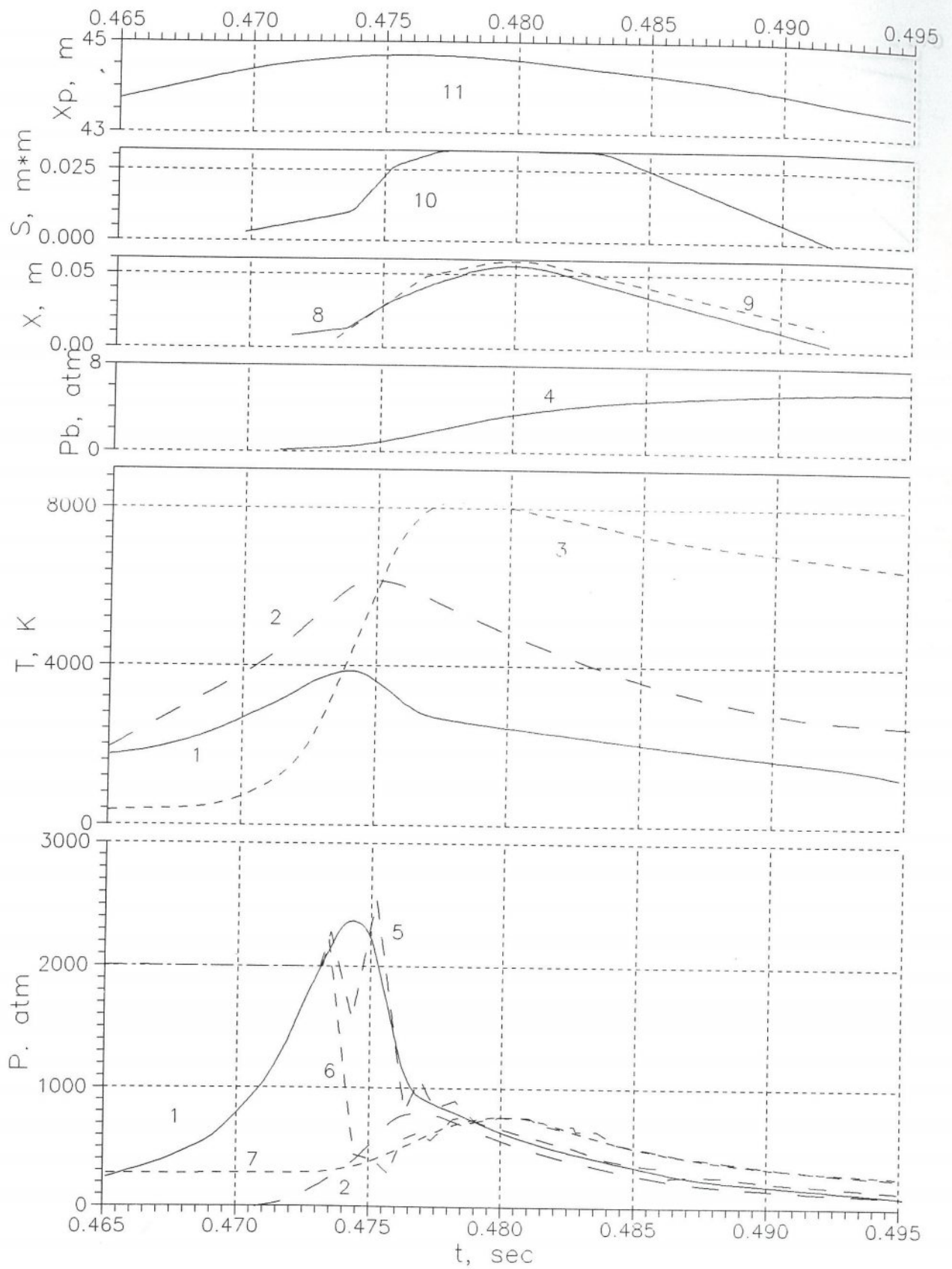


Рис. 30

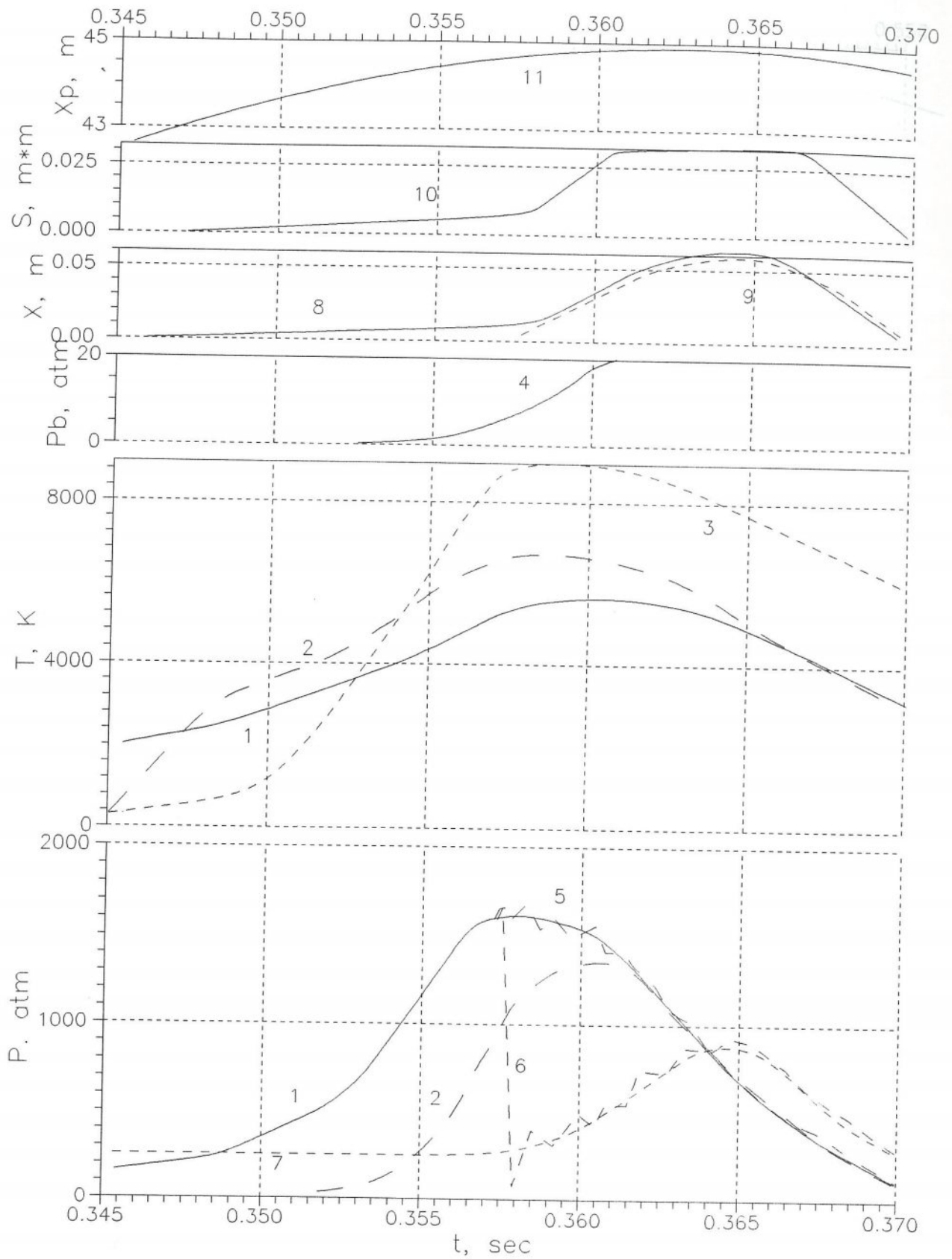


Рис. 31

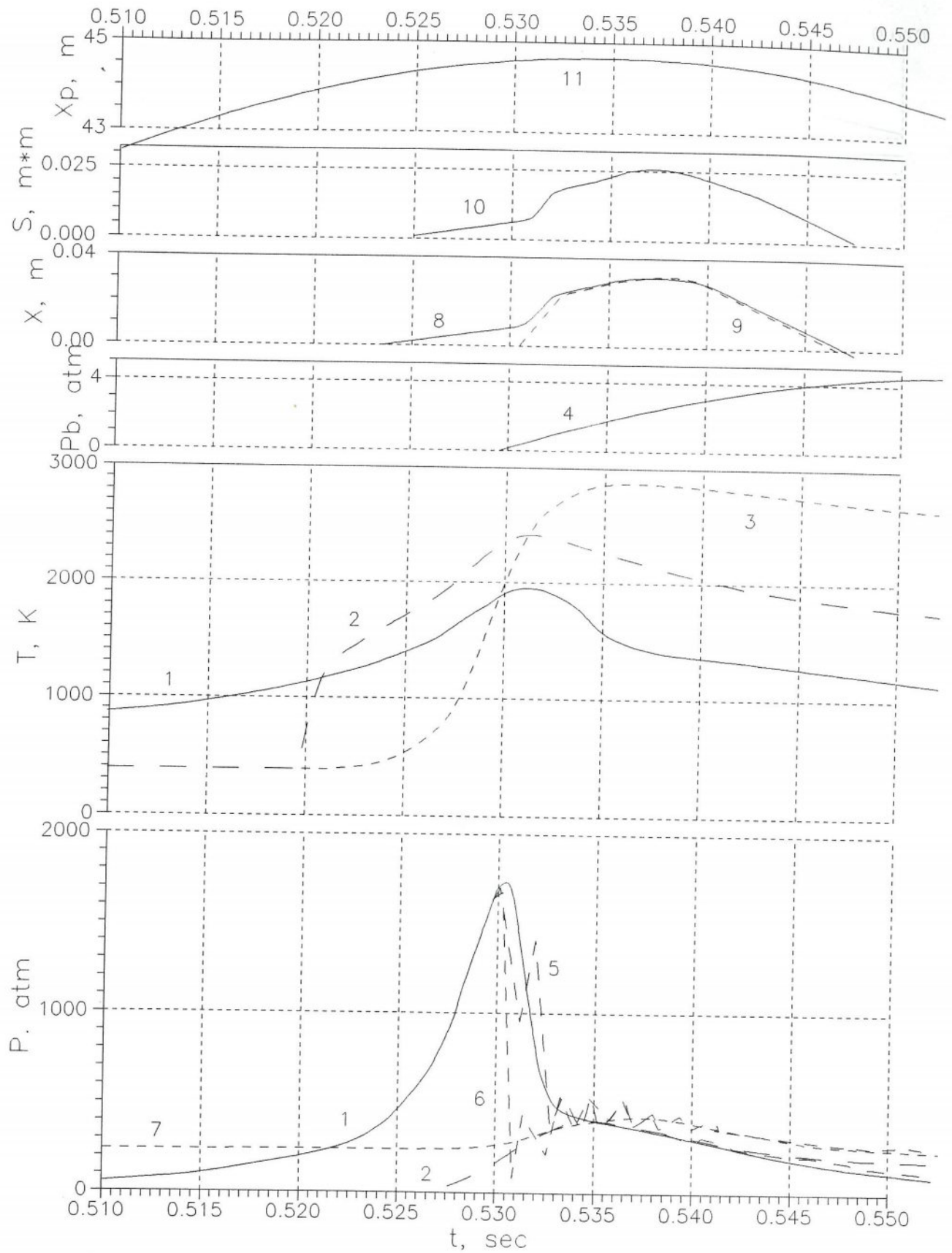


Рис. 32



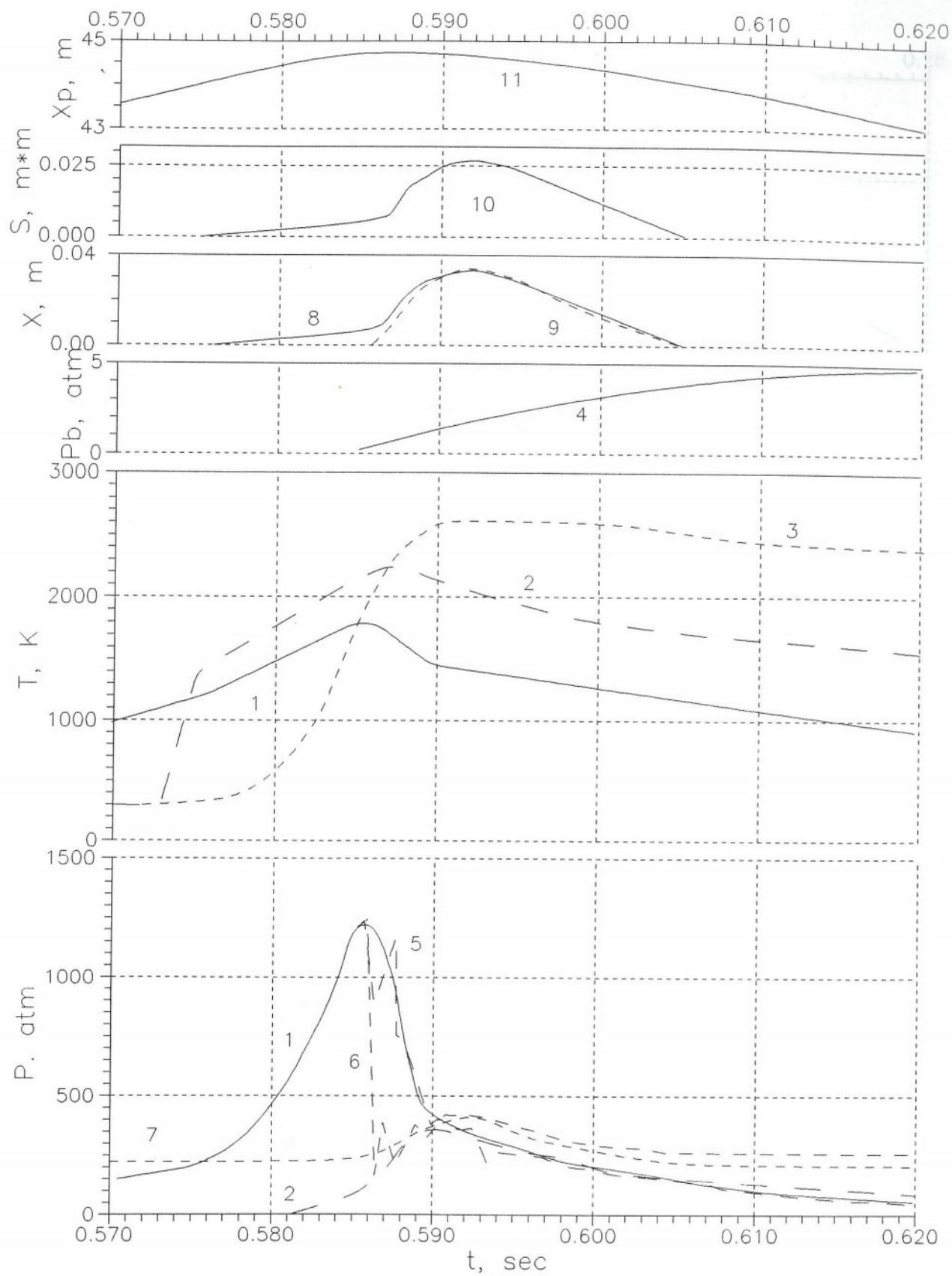


Рис. 33

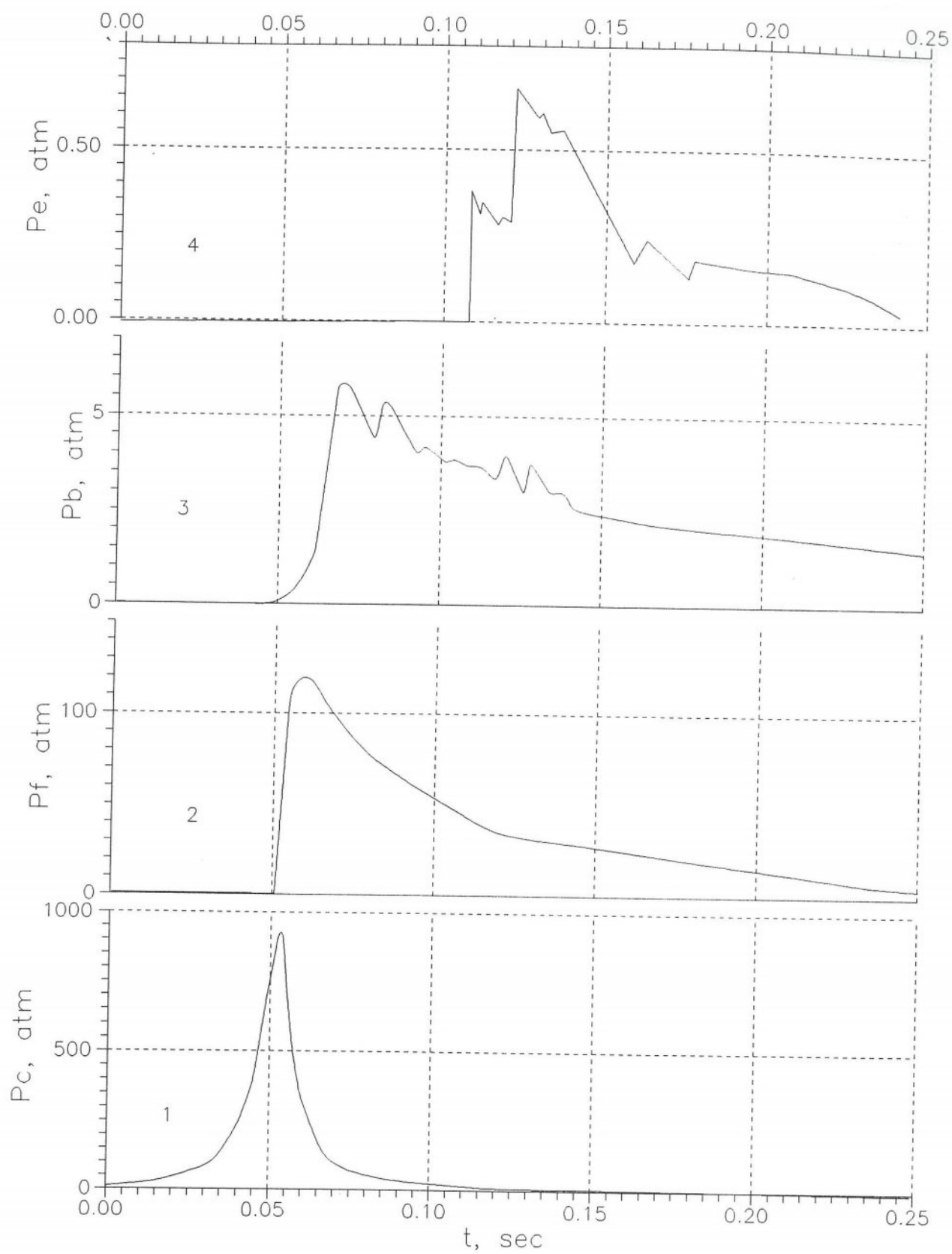


Рис. 34

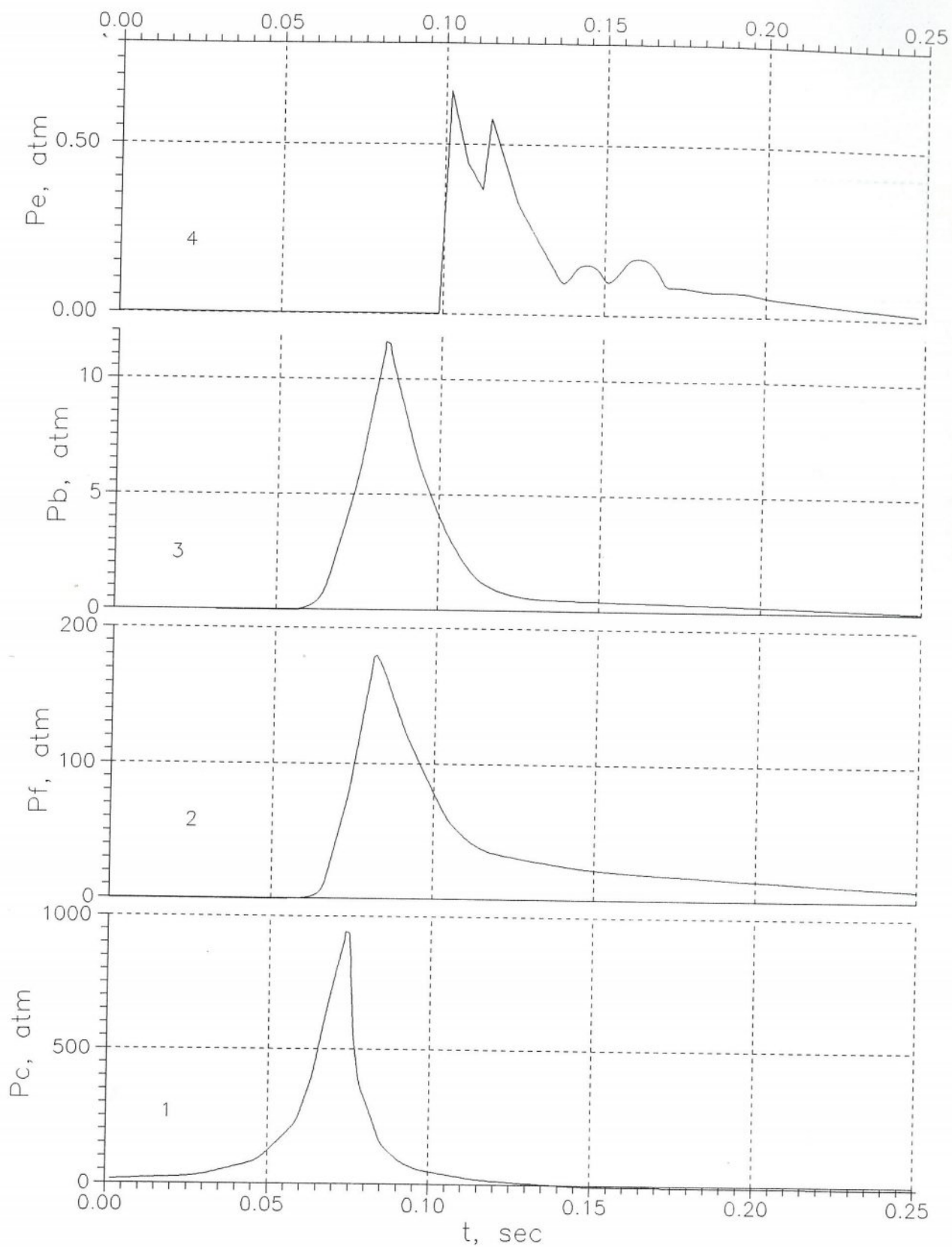


Рис. 35

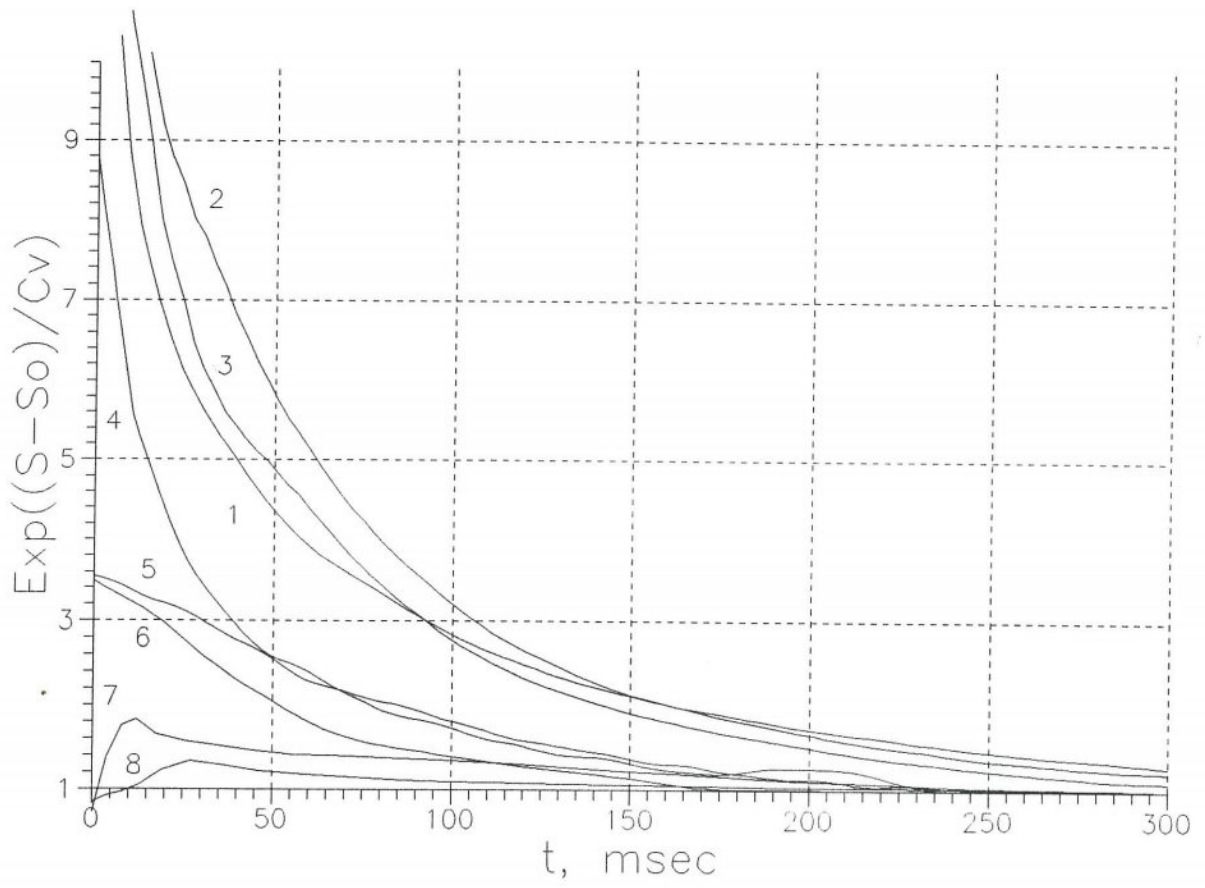


Рис. 36

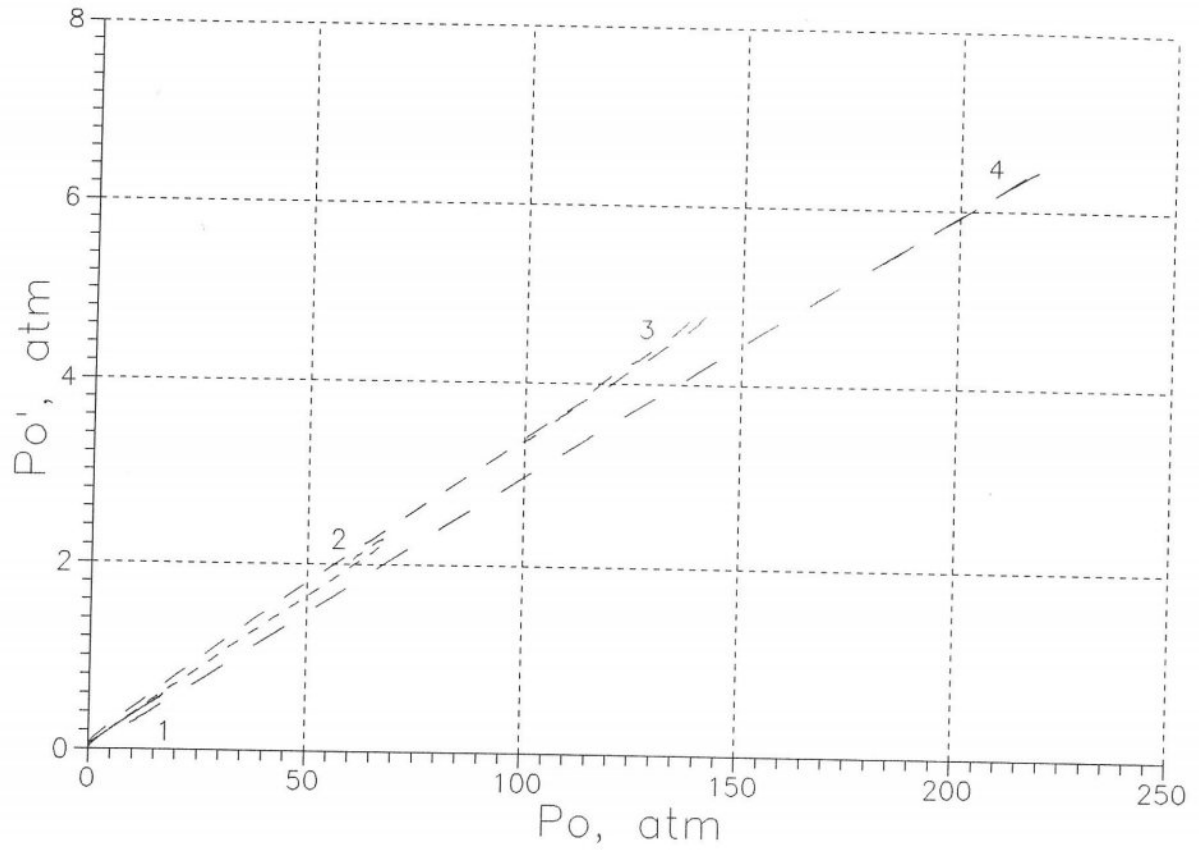


Рис. 37

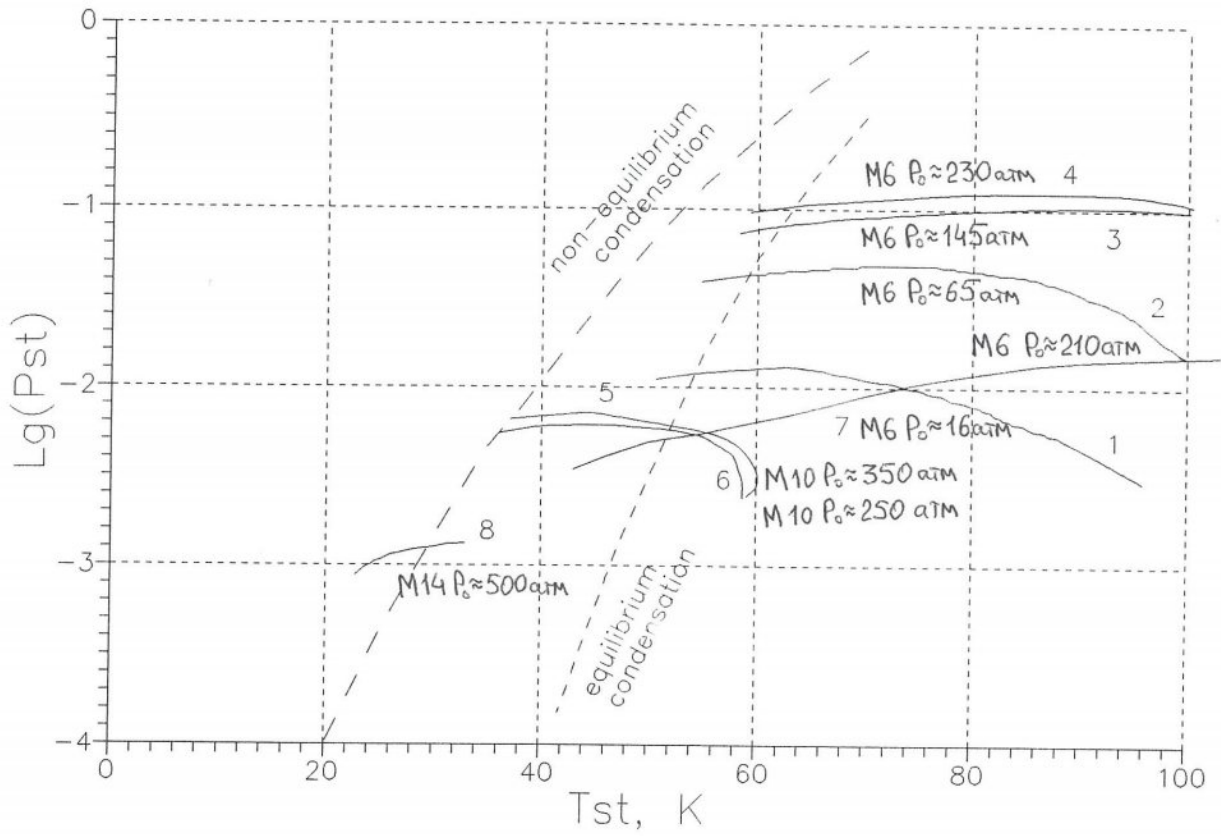


Рис. 38

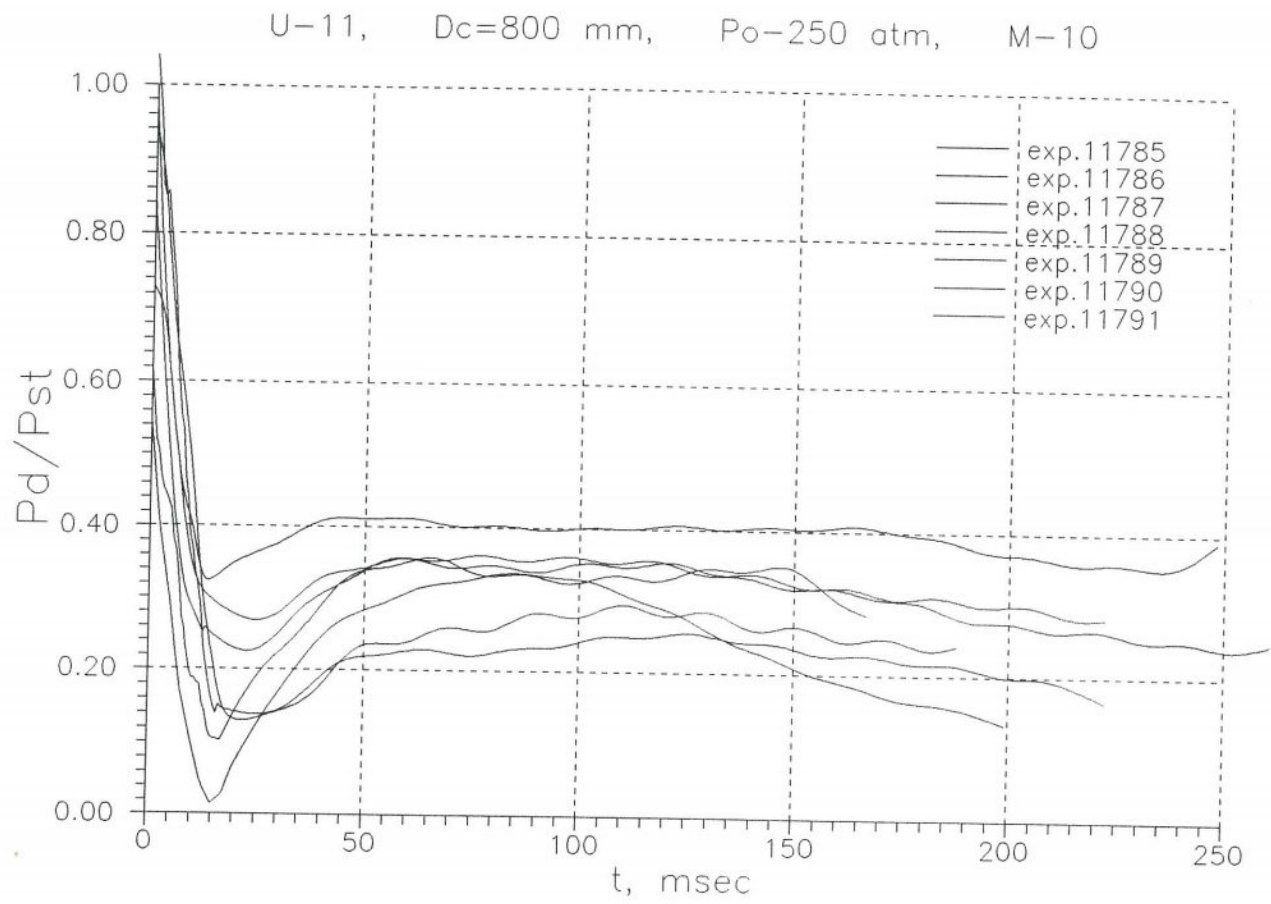


Рис. 39

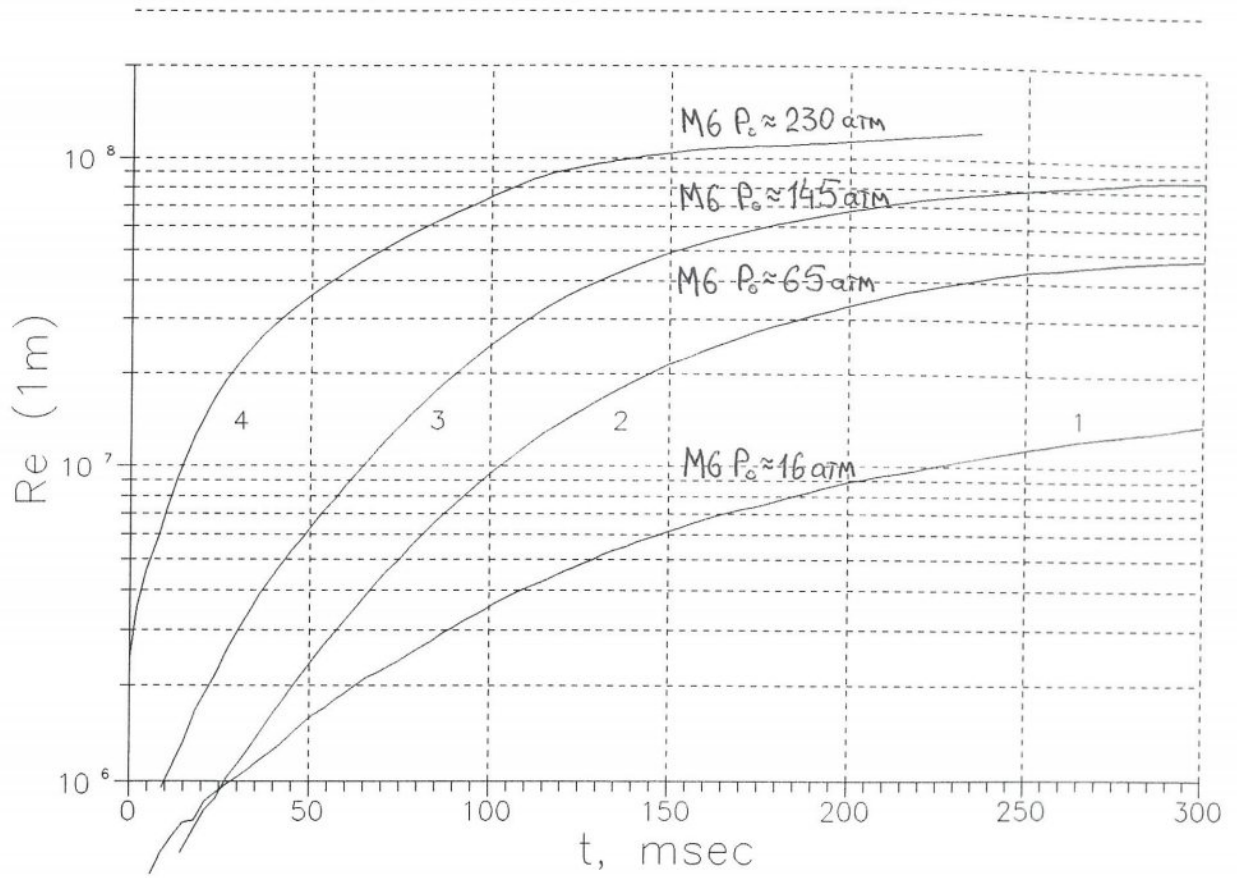


Рис. 40



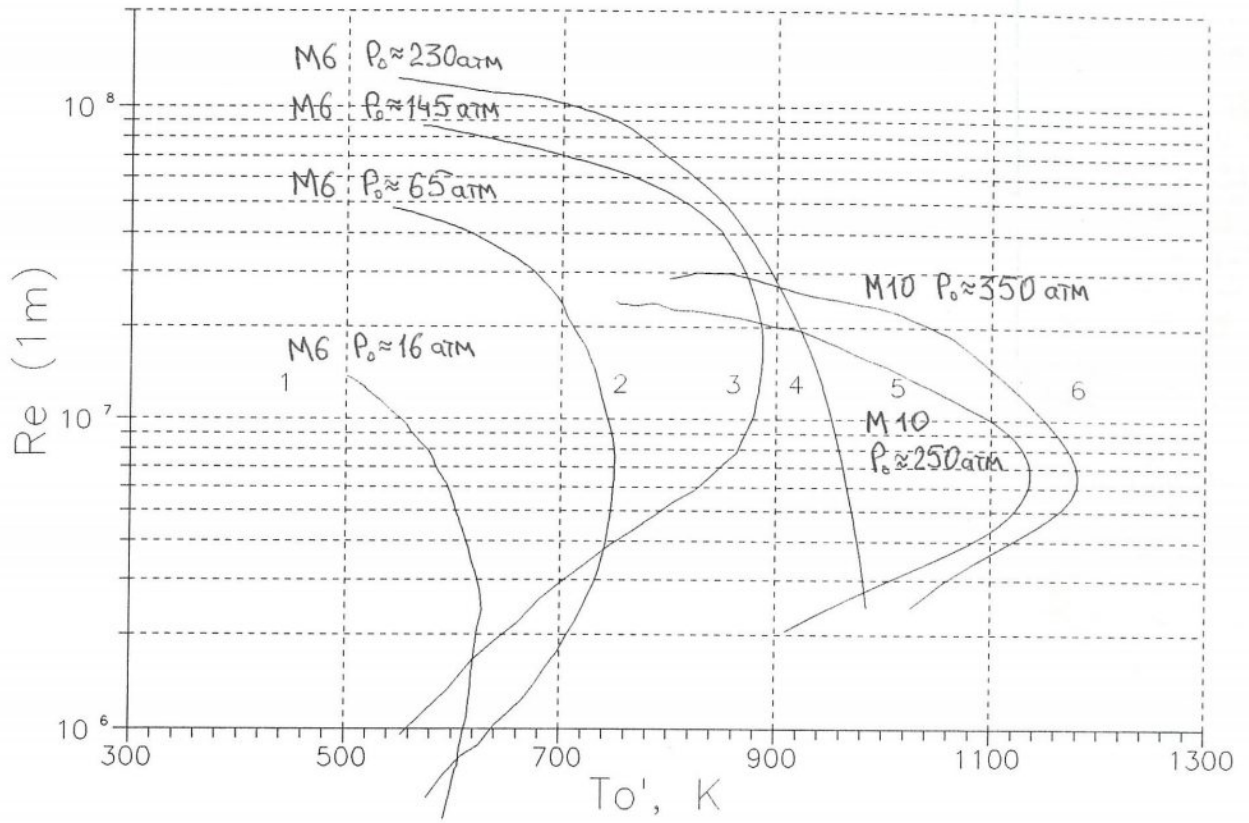


Рис. 41



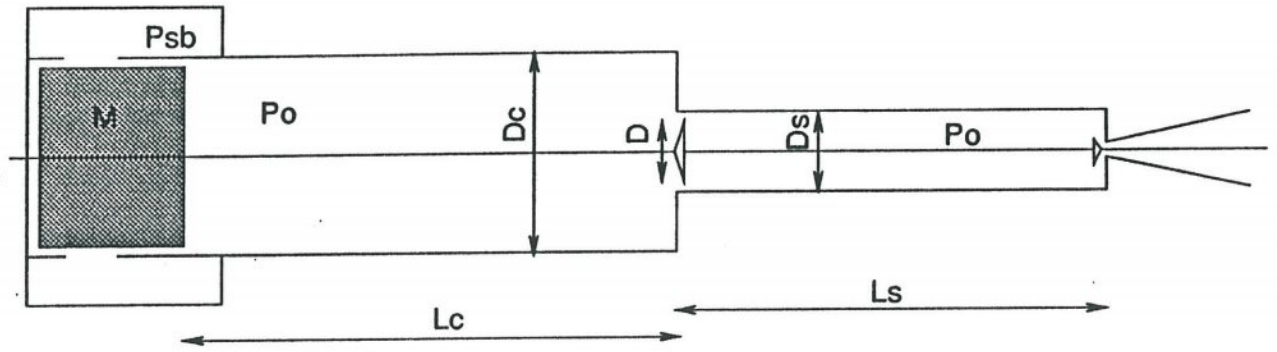


Рис. 43



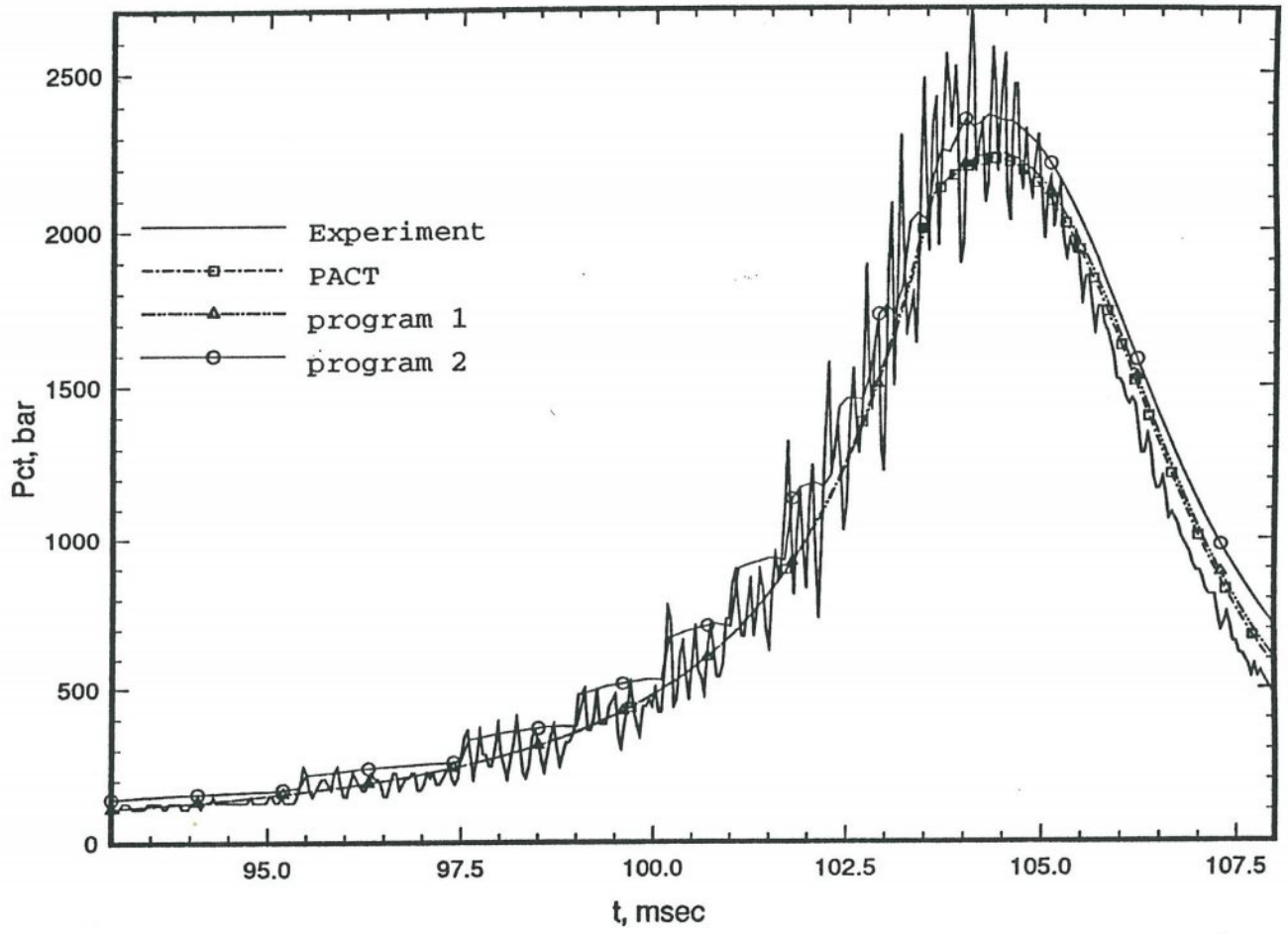


Рис. 45

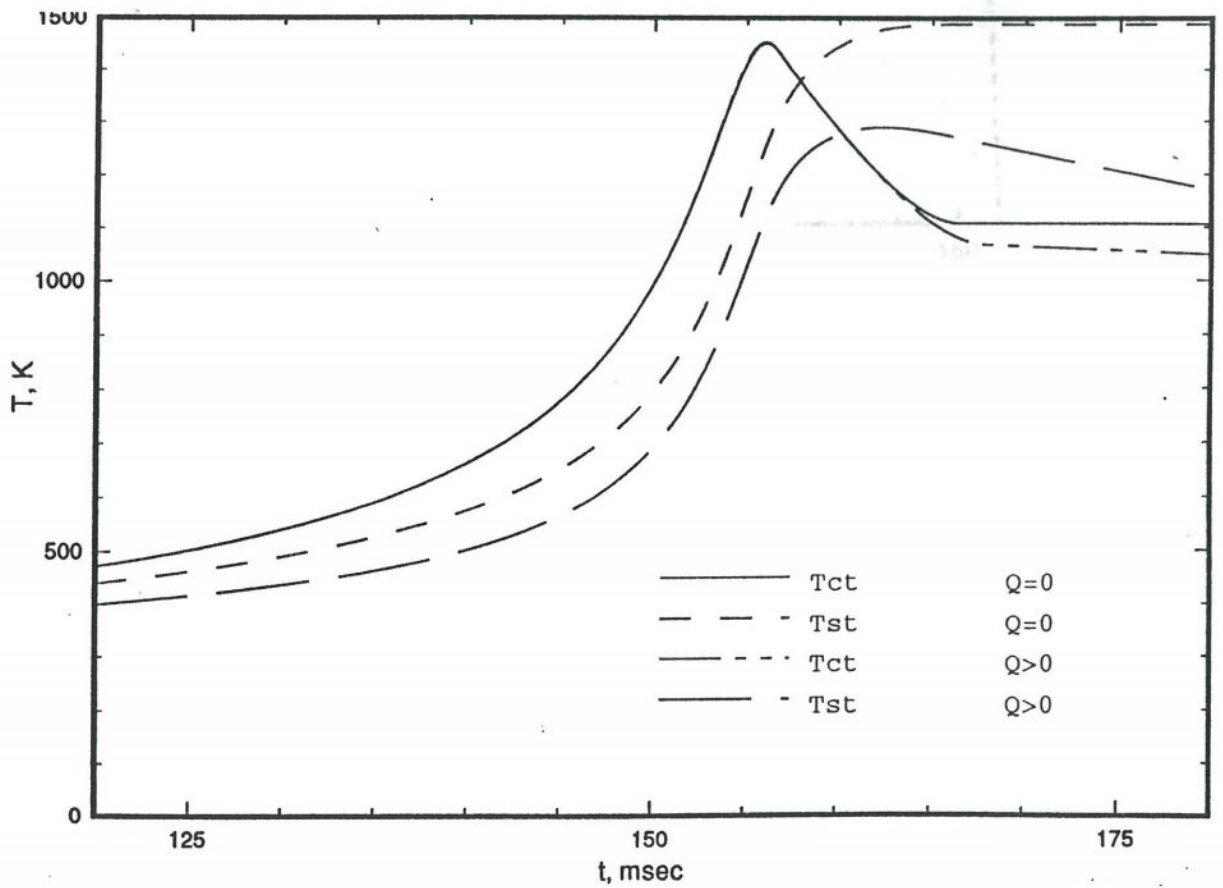
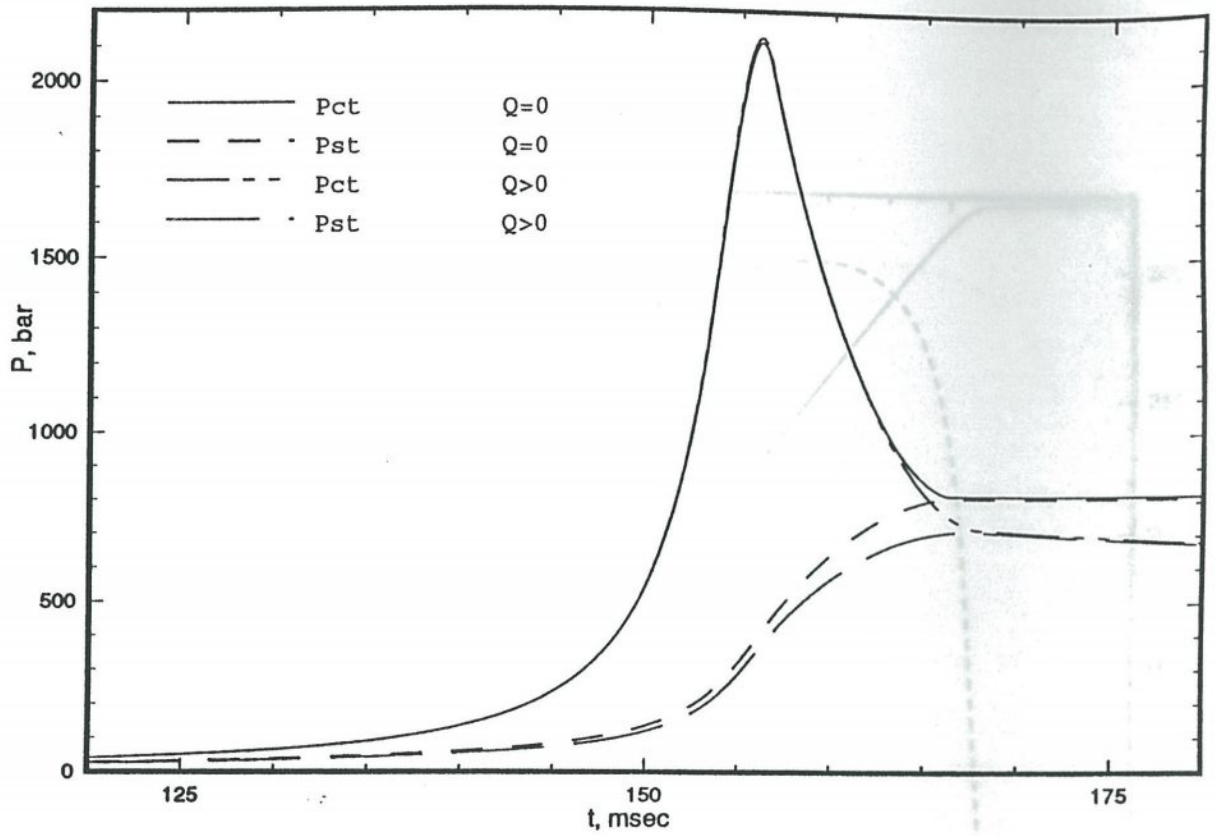


Рис. 46

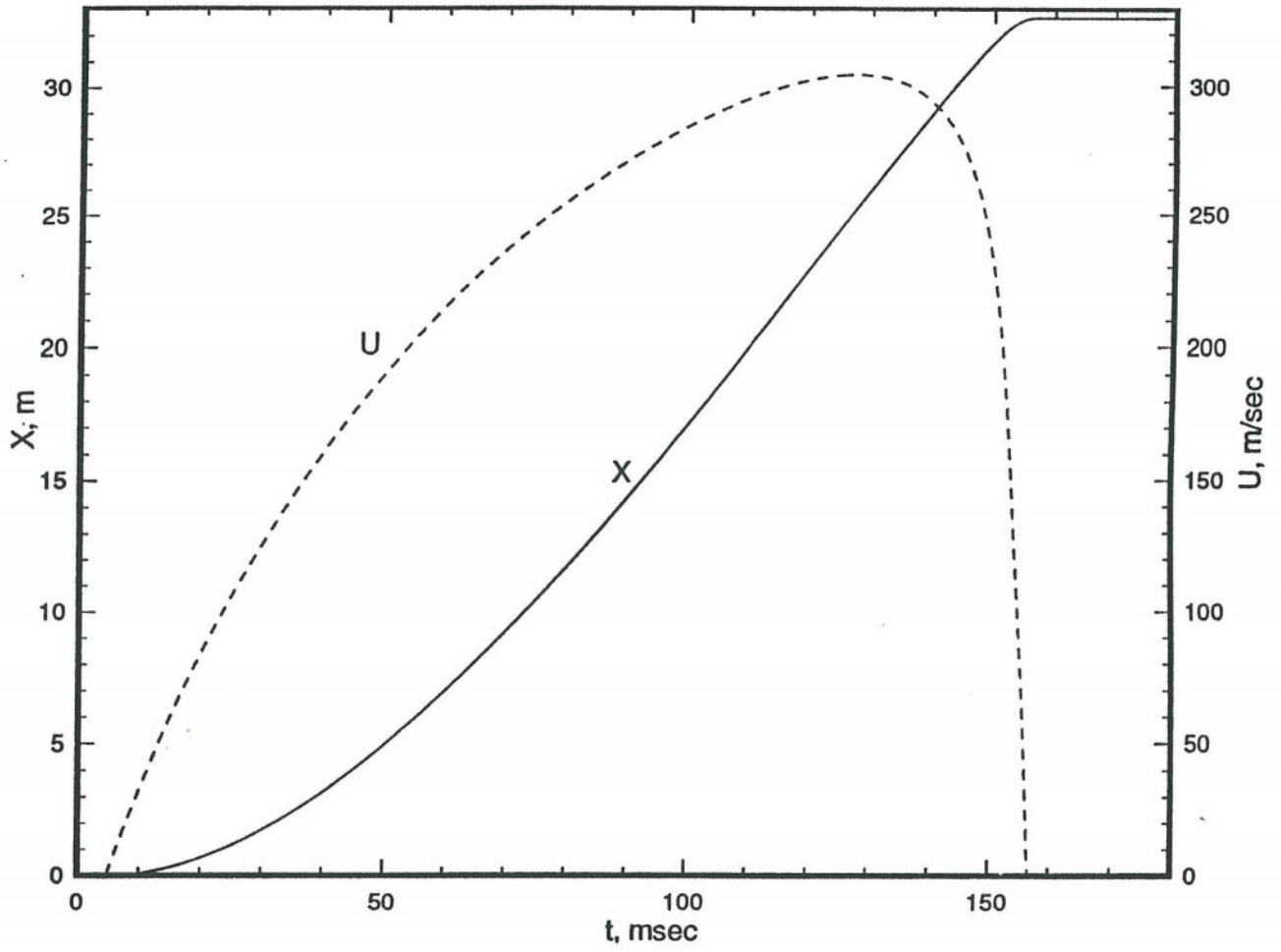


Рис. 47

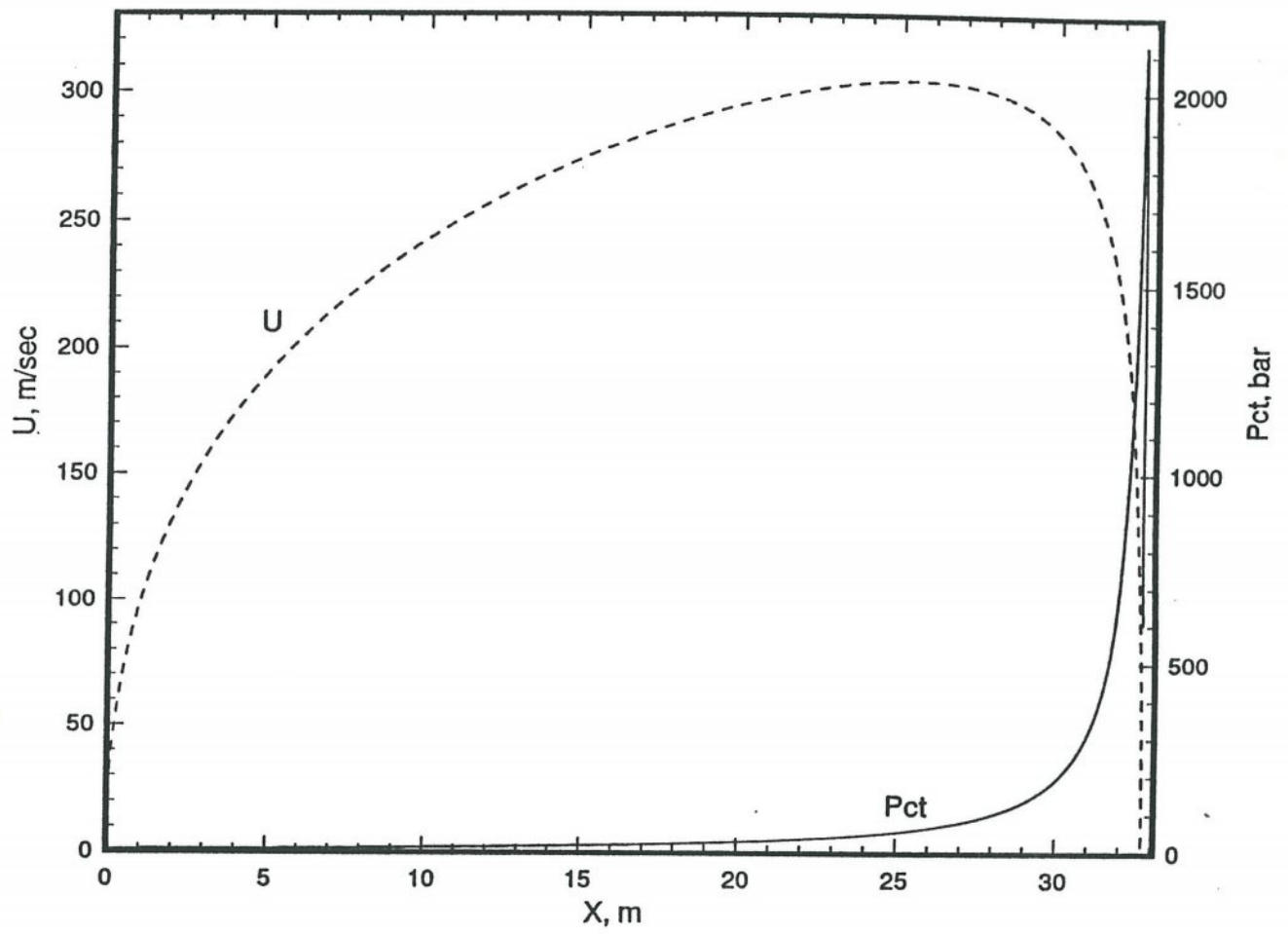


Рис. 48



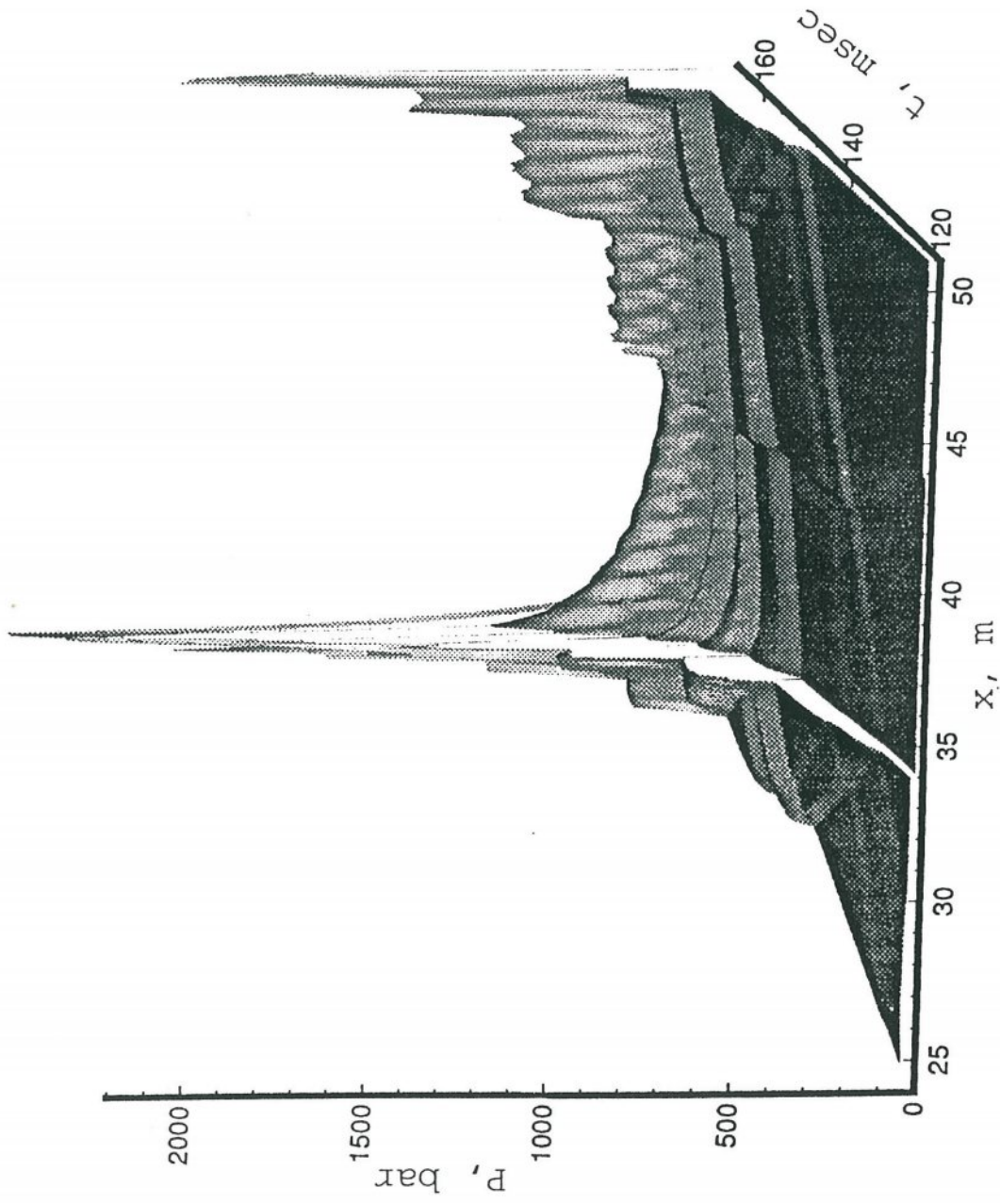


Рис. 49

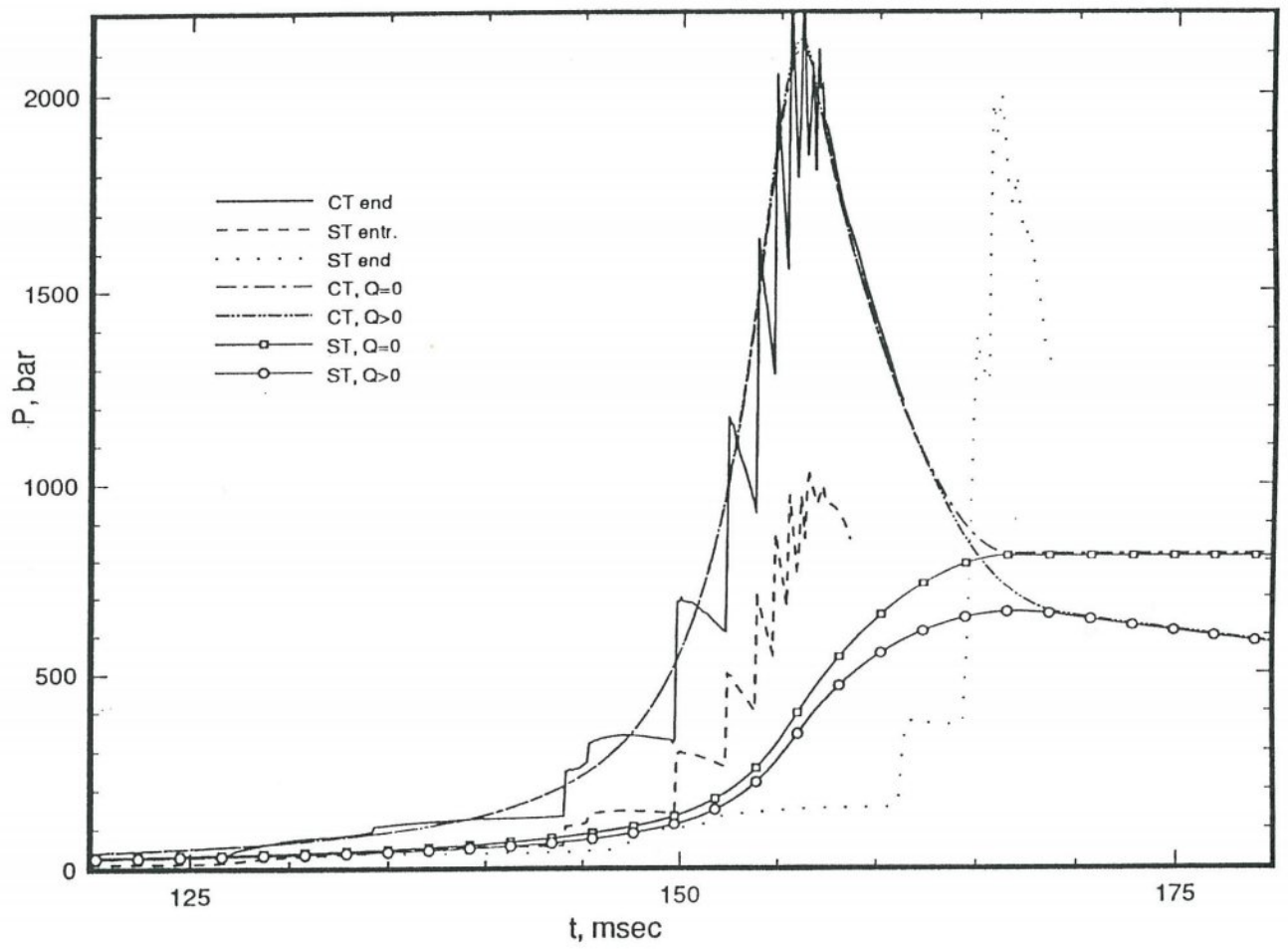


Рис. 50