

УДК 533.915+533.6.078 © 1990 г.

В. В. Кислых, Е. В. К

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕИЗОЭНТРОПИЧЕСКОГО МНОГОКАСКАДНОГО СЖАТИЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПЛОТНОГО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗА

Представлен альтернативный путь получения плотного высокотемпературного газа, конкурирующий с электроразрядным и ударноволновым методами. Рассматриваемый способ, реализованный в поршневой газодинамической установке, позволяет получить газ с той же температурой, что и в известных устройствах, но при существенно большем давлении — в тысячи атмосфер. В практически реализованной конструкции применение неизоэнтропических каскадов позволило увеличить температуру изоэнтропически сжатого азота с ~900 до 2000 К (при давлении 450 атм). Последующая оптимизация неизоэнтропического метода сжатия показала, что размеры устройства для его реализации в ~5 раз меньше, чем традиционной установки изоэнтропического сжатия до тех же параметров, и много меньше габаритов ударной трубы. Таким путем можно получить азот с температурой >4000 К или гелий — до 14000 К с давлением ≈1000 атм. Отмечена возможность применения разработанного способа нагрева газа в импульсных электроразрядных камерах.

В настоящее время потребности физики низкотемпературной плазмы, гиперзвуковой аэродинамики и других областей науки и техники стимулируют развитие методов генерации плотного высокотемпературного газа. Широко применяются электроразрядный [1] и ударноволновой [2] способы нагрева газа. Успешную конкуренцию им может составить метод многокаскадного сжатия газа, который объединяет традиционное изоэнтропическое сжатие свободным поршнем в поршневой газодинамической установке (ПГУ) с неизоэнтропическим сжатием газа при наполнении камер установки [3].

В данной работе рассмотрены физические основы многокаскадного сжатия; показано, что предлагаемый метод позволяет существенно увеличить внутреннюю энергию газа по сравнению с изоэнтропическим. Анализ различных способов сжатия показывает, что многокаскадный метод является наиболее эффективным для получения плотного газа с давлением в тысячи атмосфер. Ниже приведены методика и результаты численных расчетов сжатия газа в ПГУ.

1. Физические основы неизоэнтропического многокаскадного сжатия газа. На возможность увеличения температуры газа при расширении его из емкости в емкость указывалось в ряде работ (см., например, [4, 5]). Как показывает опыт, законы сохранения массы и энергии газа в квазистатическом приближении описывают процессы сжатия и перетекания между емкостями с достаточной для практики точностью. Если в камере переменного объема V находится реальный газ с температурой T , давлением P и плотностью ρ , то его эволюция описывается следующими уравнениями:

$$d(\rho V) = \sum_i G_i dt, \quad (1)$$

$$d(\rho V u) = \sum_i h_i G_i dt - P dV - \delta Q,$$

где u — удельная внутренняя энергия газа в камере; G_i — расход газа, вытекающего в камеру через i -е отверстие; h_i — удельная энтальпия газа, вытекающего с расходом G_i (если газ вытекает, то $h_i = u + P/\rho$); δQ — потери

тепла газом за время dt . Система (1) дополняется дифференциальными уравнениями движения стенок камер и уравнением состояния $P=Z(\rho, T) \cdot \rho RT$, где коэффициент сжимаемости Z — известная функция плотности и температуры. Расходы газа G_i определяются по формуле Сен-Венана — Ванцеля [5]. Тепловые потери δQ в первом приближении можно оценить из теории подобия для турбулентного течения газа в трубе или для свободной конвекции (в зависимости от среднего расхода газа через камеру). Удобно решать систему (1) в переменных ρ и T

$$d\rho = \frac{1}{V} \left[\sum_i G_i dt - \rho dV \right], \quad (2)$$

$$dT = \frac{1}{\rho V c_v} \left[\sum_i (h_i - u + ZRT(e_T - 1)) G_i dt - e_T P dV - \delta Q \right],$$

где c_v — удельная изохорная теплоемкость газа; $e_T = 1 + (T/Z) (\partial Z / \partial T)_\rho$ — приведенная частная производная коэффициента сжимаемости по температуре.

Рассмотрим адиабатическое перетекание идеального газа из одной емкости в другую соответственно с объемами V_1 и V_2 , если начальные количества газа в них $N_{10} = \rho_{10} V_1$ и $N_{20} = \rho_{20} V_2$, давления P_{10} , P_{20} и температуры T_{10} и T_{20} . При перепаде давлений в камерах выше критического система (2) интегрируется, при этом зависимость температуры газа от времени имеет вид

$$T_1 = T_{10} \left(1 + \frac{(\kappa - 1)}{2} \frac{t}{\tau_1} \right)^{-2}, \quad (3)$$

$$T_2 = T_{20} \left\{ 1 + \frac{N_{10} T_{10}}{N_{20} T_{20}} \left[1 - \left(1 + \frac{(\kappa - 1)}{2} \frac{t}{\tau_1} \right)^{2\kappa / (\kappa - 1)} \right] \right\} /$$

$$/ \left\{ 1 + \frac{N_{10}}{N_{20}} \left[1 - \left(1 + \frac{(\kappa - 1)}{2} \frac{t}{\tau_1} \right)^{2 / (\kappa - 1)} \right] \right\}, \quad (4)$$

где $\kappa = c_p / c_v$ — показатель адиабаты газа; $\tau_1 = N_{10} / G_0$ — характерное время изменения параметров газа в первой камере; G_0 — начальный расход перетекающего газа.

По достижении равновесия температура газа в камерах примет следующие значения [6]:

$$T_{1\infty} = T_{10} \left(\frac{1 + N_{20} T_{20} / (N_{10} T_{10})}{1 + V_2 / V_1} \right)^{(\kappa - 1) / \kappa},$$

$$T_{2\infty} = T_{20} \left\{ 1 + \frac{N_{10} T_{10}}{N_{20} T_{20}} \left(1 - \frac{1 + N_{20} T_{20} / (N_{10} T_{10})}{1 + V_2 / V_1} \right) \right\} /$$

$$/ \left\{ 1 + \frac{N_{10}}{N_{20}} \left(1 - \left(\frac{1 + N_{20} T_{20} / (N_{10} T_{10})}{1 + V_2 / V_1} \right)^{1 / \kappa} \right) \right\}.$$

Проанализируем изменение температуры газа в практически важном случае $N_{10} \gg N_{20}$. Введем характерное время изменения параметров газа в наполняемой камере

$$\tau_2 = \frac{N_{20}}{G_0} = \frac{N_{20}}{N_{10}} \tau_1 \ll \tau_1.$$

В начале процесса перетекания, когда $t \ll \tau_2 \ll \tau_1$,

$$T_1 = T_{10},$$

$$T_2 = T_{20} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \frac{\kappa T_{10}}{T_{20}} t \right)$$

т. е. в первой камере параметры газа еще не изменились, а во второй — температура растет линейно во времени. Когда $\tau_2 \ll t \ll \tau_1$, в камере истечения также $T_1 \approx T_{10}$, а в наполняемой камере $T_2 \approx \kappa T_{10}$, как и отмечалось

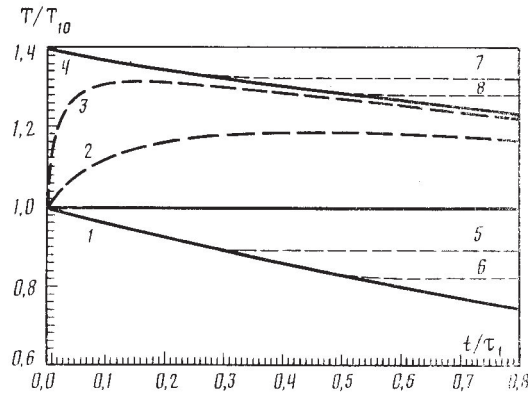


Рис. 1. Зависимости температур газа от времени в опорожняемой камере (1) и наполняемой для значений $N_{10}/N_{20}=5$ (2), ∞ (4); 5 – температура газа в опорожняемой камере при $V_2/V_1=0,5$; 6 – при $V_2/V_1=1,0$ ($N_{10}/N_{20}=\infty$): 7, 8 – температура в наполняемой камере соответственно при тех же условиях

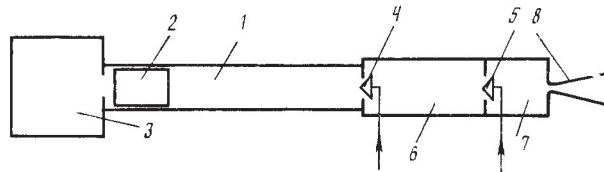


Рис. 2. Схема поршневой газодинамической установки: 1 – ствол, 2 – «тяжелый» поршень, 3 – баллон толкающего газа, 4, 5 – управляемые клапаны, 6, 7 – емкости форкамеры, 8 – сопло

в [4, 5]. По приближении к равновесию, когда $\tau_2 \ll \tau_1 \ll t$,

$$\begin{aligned} T_{1\infty} &= T_{10} (1 + V_2/V_1)^{(\kappa-1)/\kappa}, \\ T_{2\infty} &= T_{10} \frac{1 - (1 + V_2/V_1)^{-1}}{1 - (1 + V_2/V_1)^{-1/\kappa}}. \end{aligned} \quad (5)$$

При этом давление в камерах [6]

$$P_{1\infty} = P_{2\infty} = P_{10} (1 + V_2/V_1)^{-1}.$$

В общем случае изменения температур газа во времени согласно формулам (3), (4) представлены на рис. 1 для значений $\kappa=1,4$, $T_{10}=T_{20}$. Перепад давления между камерами всюду сверхкритический. Из рисунка следует, что максимальное увеличение температуры в наполняемой камере будет в том случае, если она изначально пуста. В дальнейшем будем рассматривать именно такую ситуацию.

Из (4) в пределе $N_{10}/N_{20} \rightarrow \infty$ следует

$$T_2 = T_{10} \frac{1 - \left(1 + \frac{(\kappa-1)t}{2\tau_1}\right)^{2\kappa/(1-\kappa)}}{1 - \left(1 + \frac{(\kappa-1)t}{2\tau_1}\right)^{2/(1-\kappa)}}$$

Когда перепад давлений между камерами становится меньше критического, температуры газа в камерах приближаются к асимптотическим значениям, определяемым формулами (5). Этот режим перетекания, рассчитанный по (1), отмечен на рис. 1 штриховыми линиями для значений $V_2/V_1=0,5$ и $1,0$. Анализ зависимостей позволяет сделать вывод, что при перетекании газа с $\kappa=1,4$ из камеры в камеру можно увеличить его температуру в $1,3-1,4$ раза при $V_2 < V_1$. Давление газа при этом умень-

шится не более чем в 2 раза. Аналогично для газа с $\kappa=1,67$ следует, что при том же соотношении объемов его температура возрастет в 1,45–1,67 раза.

Процесс втекания газа в емкость при большом перепаде давления и смешения с уже находящимся там газом происходит с ростом энтропии. В дальнейшем удобно определять степень роста удельной энтропии газа следующим образом:

$$\chi = \exp(\Delta s/c_v),$$

где Δs — увеличение удельной энтропии газа во второй камере по сравнению с первой. Используя соотношение (5) и выражение для изменения удельной энтропии идеального газа

$$\Delta s = R \ln(P_{10}/P_{2\infty} (T_{2\infty}/T_{10})^{1/(\kappa-1)}), \quad (6)$$

можно показать, что при достижении равенства давлений в камерах степень увеличения энтропии составит, как минимум, величину

$$\chi = \kappa^\kappa \quad (7)$$

при $V_2 \ll V_1$ или больше при другом соотношении объемов.

Заметим, что энтропия, определенная формулой (6) для равновесного состояния газа, применяется для описания заведомо неравновесного процесса втекания газа в емкость. Здесь следует отметить, что исходные уравнения сохранения (4) записаны в квазистатическом приближении, поэтому все рассмотренные выше закономерности верны лишь в том случае, если процесс перетекания газа из камеры в камеру представляется последовательностью близких состояний равновесия. Это можно сделать, если параметры газа одинаковы по объему камер, т. е. волновые процессы пренебрежимо малы. Условием этого является малость времени прохода звуковой волны через первую (вторую) камеры по сравнению с характерным временем опорожнения (наполнения) их

$$l_1/a_{10} \ll \tau_1 = N_{10}/G_0, \quad l_2/a_{2\infty} \ll N_{2\infty}/G_0$$

где l_1, l_2 — характерные длины камер; a_{10}, N_{10} — начальная скорость звука и количество газа в первой камере; $a_{2\infty}, N_{2\infty}$ — скорость звука и количество газа во второй камере после наполнения. Отсюда следует

$$Sl_1/V_1 \ll ((\kappa+1)/2)^{(\kappa+1)/(2(\kappa-1))} \simeq 1, \quad Sl_2/V_2 \ll 1,$$

где S — площадь отверстия между камерами. Таким образом, для реализации неизоэнтропического нагрева газа отверстие перетока должно быть существенно меньше характерных сечений камер.

Отметим также, что неизоэнтропический рост температуры газа при наполнении емкости никак не связан с эффектом Джоуля — Томсона, имеющим место лишь для реального газа при стационарном изоэнтальпическом перетекании.

2. Неизоэнтропическое сжатие газа в поршневой газодинамической установке. Рассмотрим практическую реализацию метода многокаскадного сжатия в поршневой газодинамической установке. Основные узлы и механизмы ПГУ показаны на рис. 2.

Первоначально ствол 1 заполняется рабочим газом. Поршень 2 при этом отходит в крайнее левое положение и стопорится. Управляемые клапаны 4, 5 закрыты и настраиваются на требуемые давления открытия. Емкости форкамеры 6, 7 и следующий за соплом 8 выхлопной тракт вакуумируются. В баллон 3 накачивается толкающий газ до нужного давления. Процесс начинается с освобождения «тяжелого» поршня 2, который разгоняется толкающим газом до скорости, ненамного меньшей скорости звука в обоих газах. При этом поршень сжимает рабочий газ в стволе 1 почти изоэнтропически (рис. 3, участок ab), так как теплообмен со стенками ствола за время выстрела невелик, а волновыми явлениями можно пренебречь (известно [7], что в слабых возмущениях в газе скачок энтропии есть величина третьего порядка малости по сравнению со скачком давления). При достижении рабочим газом в

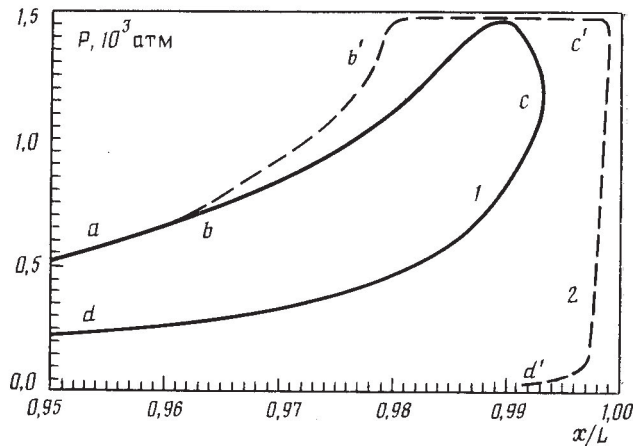


Рис. 3. Зависимость давления азота, сжимаемого в стволе ПГУ, от координаты поршня в эксперименте (1) и при оптимальном сжатии (2)

стволе заданного давления открывается управляемый клапан 4 (точка b на рис. 3) и газ начинает перетекать в камеру 6 (поршень при этом, замедляясь, движется вправо, дожигая газ). При определенном давлении в первой емкости форкамеры открывается управляемый клапан 5 и газ перетекает во вторую емкость 7. Давление газа в форкамере увеличивается, в стволе проходит через максимум (участок bc кривой). Когда они сближаются, управляемый клапан 4 закрывается, отсекая газ в форкамере (точка c). Остаток газа в стволе отбрасывает поршень влево, к баллону толкающего газа 3 (участок cd кривой). Рабочий газ, сжатый изоэнтропически в стволе и неизоэнтропически в емкостях форкамеры, истекает через сопло 8 и используется для различных применений.

Таким образом осуществляется неизоэнтропическое сжатие газа в ПГУ. Очевидно, если в форкамере будет больше емкостей последовательно соединенных клапанами, температура газа в последней из них будет еще выше.

Сравним изоэнтропическое сжатие газа в стволе с неизоэнтропическим в ПГУ. Заметим, что изоэнтропическое сжатие газа в ПГУ можно осуществить, если управляемый клапан 4 в течение эксперимента будет открыт и закроется лишь при отлете поршня от форкамеры, отсекая в ней сжатый газ (отверстие клапана обычно достаточно велико, чтобы давления газа в стволе и форкамере при сжатии были практически одинаковы). Работа, совершенная над газом таким образом, обычно много больше его исходной внутренней энергии и, следовательно, равна внутренней энергии газа в форкамере

$$A_s = P_{\max} V_F / (\kappa - 1),$$

где P_{\max} — давление в форкамере; V_F — объем форкамеры.

Указанная работа равна площади криволинейной трапеции, ограниченной адиабатой Пуассона ab' на рис. 3 и осью абсцисс. При неизоэнтропическом сжатии, очевидно, работа, совершенная над газом, будет определяться площадью фигуры, ограниченной кривой $abcd$. С целью увеличения температуры газа в форкамере выгодно увеличивать площадь внутри кривой $abcd$, т. е. вести переток газа в форкамеру при возможно большем давлении, а следовательно, и температуре в стволе. Этому режиму соответствует кривая $ab'c'd'$. Легко показать, что энергия, сообщенная газу в таком процессе, равна

$$A = \frac{\kappa}{\kappa - 1} P_{\max} V_F = \kappa A_s$$

и в κ раз превышает работу изоэнтропического сжатия. Чтобы осу-

ществовать такое оптимальное многокаскадное сжатие, необходимо увеличить исходное давление толкающего газа в $\sim \kappa$ раз. При этом температура газа в форкамере будет в κ раз больше, чем максимальная в стволе (см. рис. 1, $V_2 \ll V_1$). Потому, чтобы давление газа в форкамере достигло значения P_{\max} , ее объем должен быть в κ раз больше, чем при изоэнтропическом сжатии. Тогда степень роста энтропии газа $\chi = \kappa^\kappa$. Увеличивая форкамеру, можно существенно варьировать давление в ней, практически не изменяя температуру газа.

3. Сравнительный анализ различных методов механического сжатия газа. Общепринято считать, что в поршневых установках невозможно получить в заметных количествах высокотемпературный газ [1]. Действительно, из-за ограниченной прочности реальных установок давление газа в них не превышает нескольких тысяч атмосфер, что при изоэнтропическом сжатии соответствует температуре порядка 1000–2000 К ($\kappa = 1,4$). Покажем, как решается эта проблема методом неизоэнтропического сжатия в ПГУ.

Увеличение температуры газа удобно связывать с увеличением плотности и энтропии, для идеального газа

$$T/T_0 = \chi (\rho/\rho_0)^{\kappa-1},$$

где ρ_0 , ρ — плотность газа до и после сжатия; χ — степень увеличения энтропии (см. п. 1).

При изоэнтропическом сжатии «тяжелым» поршнем $\chi = 1$, а увеличение плотности газа определяется конструкцией установки и обычно велико: $\rho/\rho_0 \gg 1$. Так как волновыми процессами 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.

В другом предельном случае, при сжатии сильной ударной волной (число Маха $M \gg 1$) плотность идеального газа изменяется на конечную величину $\rho/\rho_0 = (\kappa + 1)/(\kappa - 1) > 1$, а степень роста энтропии $\chi \approx [2\kappa/(\kappa + 1) \cdot ((\kappa - 1)/(\kappa + 1))^{\kappa} M^2] \gg 1$ [2]. Так как процесс в ударной трубе неквазистатический (сжатие поршнем нулевой массы), коэффициент полезного действия невысокий.

Поиски компромисса между ударноволновым 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 [8], основное увеличение энтропии газа происходит в первых падающей и отраженной волнах и невелико: $\chi = 2-4$, так как ударные волны несильные. Основное увеличение плотности газа происходит в конце сжатия почти изоэнтропически, но так как поршень «легкий», то сверхвысоких плотностей достичь нельзя (при том же давлении толкающего газа, что и в установке с «тяжелым» поршнем): $\rho/\rho_0 > 1$. Коэффициент полезного действия такой установки невысок, так как скорость поршня достигает двух — трех скоростей звука в газе.

В полной мере соединить преимущества равновесного сжатия газа до высоких плотностей $\rho/\rho_0 \gg 1$ «тяжелым» поршнем с неизоэнтропическим увеличением температуры (как в ударной трубе) удалось лишь путем многокаскадного сжатия газа в ПГУ. Действительно, если в одном каскаде неизоэнтропического сжатия степень роста удельной энтропии составляет $\sim \kappa^{\kappa} \approx 1,6-2,4$ ($\kappa = 1,4-1,67$), то в n последовательных каскадах сжатия ее можно оценить величиной $\kappa^{n\kappa} \gg 1$ (при условии, что газ в камерах дожимается до того же давления, что и в стволе). Практически не изменяя конечную температуру сжатого газа, можно существенно варьировать его плотность — этим свойством не обладают другие установки.

4. Оптимизация неизоэнтропического многокаскадного сжатия по вкладываемой энергии. Рассмотрим способ реализации оптимального неизоэнтропического сжатия газа (кривая $ab'c'd'$ на рис. 3). Для его осуществления необходимо открывать управляемый клапан форкамеры при достижении максимального давления в стволе, а затем регулирова-

нием площади его отверстия поддерживать это давление постоянным. Условием существования «плато» давления (участок $b'c'$ кривой на рис. 3) в пренебрежении трением и тепловыми потерями является равенство расхода газа через клапан скорости дожатия газа поршнем

$$\rho \cdot u \cdot S_v(t) = \rho_{\max} u(t) S_p,$$

где ρ_{\max} — плотность изоэнтروпически сжатого газа; $u_* = \sqrt{(2\kappa/(\kappa-1))P_{\max}/\rho_{\max}}$ — критическая скорость; $\rho_* = (2/(\kappa-1))^{1/(\kappa-1)}\rho_{\max}$ — критическая плотность; S_p — площадь сечения поршня; $S_v(t)$ — площадь отверстия клапана; $u(t)$ — скорость поршня, а перепад давления на клапане предполагается сверхкритическим. Очевидно, что при постоянном давлении газа в стволе скорость поршня $u(t)$ уменьшается линейно во времени, так же должно изменяться и проходное сечение клапана

$$\frac{S_v(t)}{S_p} = \frac{\rho_{\max} u(t)}{\rho \cdot u_*}.$$

Если потребовать, чтобы поршень вытеснил из ствола весь газ и остановился у клапана, то можно показать, что начальное отверстие клапана должно быть следующим:

$$\frac{S_v(0)}{S_p} = \sqrt{\frac{2}{\kappa} \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{(1+\kappa)/(1-\kappa)} \frac{M_g}{M_p}} \approx 2 \sqrt{\frac{M_g}{M_p}}, \quad (8)$$

где M_g — начальная масса газа в стволе; M_p — масса поршня; $\kappa = 1,2-1,7$.

Таким образом, в начале перетекания газа (в точке b' на рис. 3) клапан надо открыть на величину, определяемую лишь соотношением масс газа и поршня и не зависящую от термодинамических параметров газа, а затем закрывать линейно во времени со скоростью, определяемой максимальным давлением газа

$$S_v(t) = S_v(0) \left(1 - \frac{P_{\max} S_p}{M_p u(0)} t \right).$$

Заметим здесь, что формула (8) является критерием оптимальности многокаскадного неизоэнтропического сжатия. Если максимальное отверстие клапана меньше оптимального, то, чтобы не превысить предельно допустимое давление P_{\max} , придется уменьшить начальное давление толкающего газа. 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 изоэнтропическим сжатием будет меньше, чем в κ раз.

Расчет режима оптимального неизоэнтропического сжатия на участке перетекания газа в форкамеру должен проводиться с учетом реальных свойств газа, тепловых потерь, трения поршня в стволе, а также возможности докритического перепада давления на клапане. Из системы (2) можно вывести

$$\frac{dP}{P} = k \frac{d\rho}{\rho} - e_T \frac{\delta Q}{\rho V c_v T}, \quad (9)$$

где $k = (\partial h / \partial u)_s = e_p \kappa$ — показатель изоэнтропии реального газа; $\kappa = c_p / c_v = 1 + (ZR/c_v) e_T^2 / e_p$ — показатель адиабаты реального газа; $e_p = 1 + (\rho/Z) \cdot (\partial Z / \partial \rho)_T$ — приведенная производная коэффициента сжимаемости по плотности. Если положить $\partial P = 0$, то закон изменения площади проходного сечения клапана можно найти из совместного решения уравнения (9) и системы (2).

Если форкамеру ПГУ (рис. 2) разделить на две емкости 6 и 7 управляемыми клапанами 4 и 5, то процесс сжатия можно вести следующим образом. Когда давление оптимально сжатого газа в первой камере 6 приблизится к давлению в стволе, открывается управляемый клапан 5 и находящийся в ней газ (с температурой в κ раз больше, чем в стволе) перетечет во вторую емкость 7 с увеличением температуры еще в κ раз. При этом оставшийся в стволе газ заполнит первую форкамеру 6

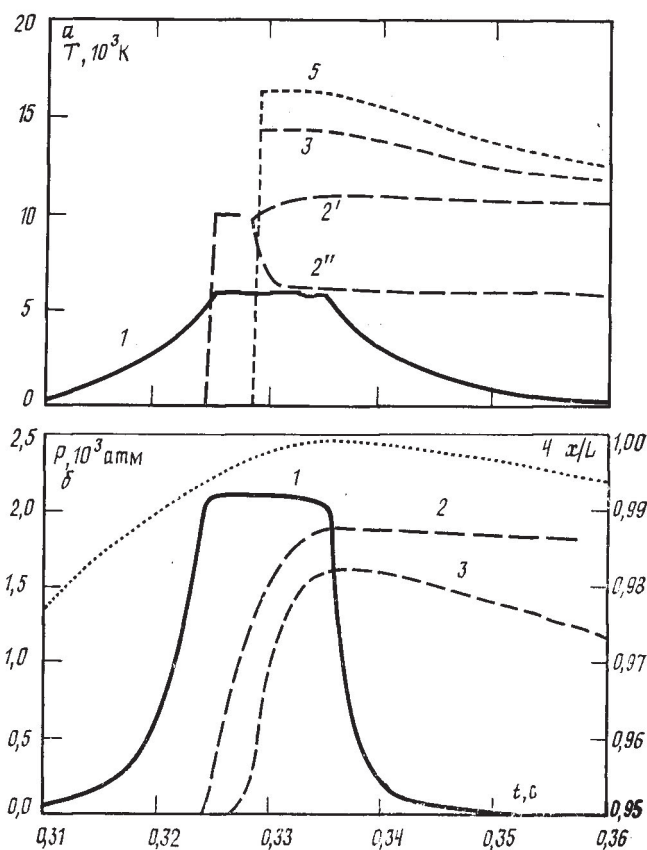


Рис. 4. Результаты расчета температур (а) и давлений (б) гелия при оптимальном неизэнтропическом сжатии в стволе (1), первой (2' и 2'') и второй (3) емкостях форкамеры с учетом тепловых потерь; 4 — координата поршня, 5 — температура гелия во второй емкости без учета тепловых потерь

почти изэнтропически. Перемешиванием «холодного» и «горячего» газов в первой емкости 6 в процессе вытеснения последнего во вторую 7 можно пренебречь в силу малого перепада давления на клапане 4 и быстротечности процесса. Чтобы дожать газ во второй камере до максимально возможного давления, объем второй емкости, первой и изэнтропически сжатого газа в стволе, как легко показать, должны относиться как $1 : 1/\kappa : (\kappa+1)/\kappa^2 \approx 1$ соответственно. Для увеличения температуры газа в κ^2 раз путем традиционного изэнтропического сжатия в стволе необходимо увеличить его начальный объем в $(\kappa^2)^{1/(\kappa-1)} \approx 5$ раз.

В ударной трубе для получения давления высокотемпературного газа ≈ 1000 атм необходимо возбуждать сильную ударную волну, что требует начального перепада давлений толкающего и сжимаемого газов более 10^6 [2] (без предварительного подогрева). При ограничении давления толкающего газа до ~ 200 атм (как в ПГУ) начальное давление сжимаемого должно составлять доли мм рт. ст., в то время как в поршневой установке ~ 10 атм. Очевидно, что если количества сжимаемого газа в этих двух установках одного порядка, то его объемы (а следовательно, и габариты установок) различаются на несколько порядков.

5. Расчетные и экспериментальные результаты. По методике, изложенной в п. 1, был проведен расчет сжатия гелия в ПГУ, оптимизированной согласно п. 4. На рис. 4 представлены зависимости давлений и температур гелия от времени с учетом тепловых потерь (включая излучение) и без него. При максимальном давлении газа в установке 2000 атм благодаря неизэнтропическим каскадам можно повысить температуру гелия с 6000 до $\sim 14\ 000$ К.

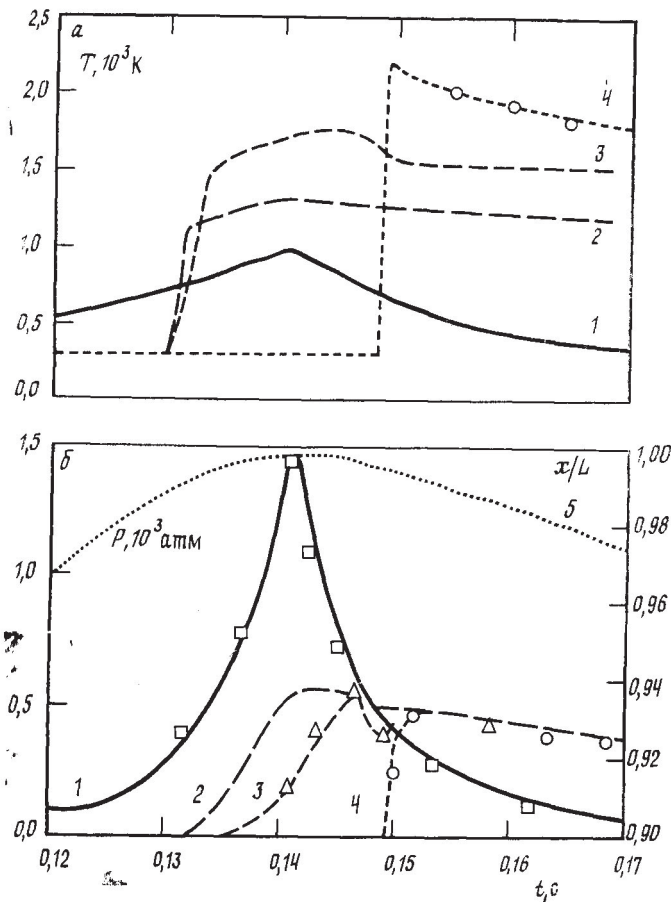


Рис. 5. Расчетные и экспериментальные зависимости температур (а) и давлений (б) азота от времени при сжатии в стволе (1), первой (2), второй (3) и третьей (4) емкостях форкамеры; 5 — координата поршня

Аналогичный расчёт сжатия азота показывает, что при том же максимальном давлении можно достичь температуры $>4000 \text{ K}$.

С целью доказательства принципиальной возможности повышения температуры газа путем неизэнтропического сжатия в ПГУ, а также проверки разработанных методов их расчета были проведены экспериментальные исследования на модернизированной установке адиабатического сжатия [9]. Практически реализованная ПГУ существенно отличается от оптимальной. Ее форкамера разделена на три емкости с отношением объемов 12:3:1, первый управляемый клапан открывается при давлении в стволе 200 атм, отверстие между первой и второй емкостью не регулируется, а между второй и третьей — открывается при достижении максимального давления во второй емкости. На рис. 5 представлены расчетные зависимости от времени координаты поршня, давлений и температур азота с учетом тепловых потерь и без него. Здесь же показаны экспериментальные данные по давлению в камерах установки и температуре торможения газового потока в сопле.

Отличие расчетных параметров от экспериментальных порядка 10%. Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод, что даже в далеко не оптимальной конструкции ПГУ удалось вдвое (до 2000 K) увеличить температуру азота в неизэнтропических каскадах сжатия.

В заключение отметим, что помимо ПГУ метод неизэнтропического многокаскадного сжатия может применяться в других импульсных устройствах нагрева газа, например в электроразрядных камерах [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Затолока В. В.* Импульсные аэродинамические трубы. Новосибирск: Наука, 1986.
2. *Размагулин Х. А., Семенов С. С.* Ударные трубы. М.: Наука, 1962.
3. *Кислых В. В., Петрова О. В., Пучков В. В.* Способ адиабатического сжатия в аэродинамической установке: А. с. 972931 СССР // Б. И. 1989. № 29.
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
5. *Черный Г. Г.* Газовая динамика. М.: Наука, 1988.
6. *Соснин Е. И.* Изменение параметров газа в процессах наполнения и опорожнения емкостей. М.: ЦАГИ, 1976.
7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
8. *Злагин Н. А., Мишин Г. И.* Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974.
9. *Кислых В. В., Размагулин Х. А.* // ТВТ. 1972. Т. 10. № 2.

Москва

Поступила в редакцию
30.05.89