

Задача № 1. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

Цель работы – знакомство студентов с одной из современных газодинамических установок – ударной трубой.

I. Теоретическое введение

Ударная волна

Ударная волна – это движущаяся по веществу со сверхзвуковой скоростью поверхность разрыва непрерывности скорости течения, плотности, давления, температуры и других величин.

Ударные волны – часто встречающиеся явления как в естественных, так и в искусственных, созданных человеком, условиях. Например, при вспышках молнии, при входе метеоритов в плотные слои атмосферы, при сильных взрывах, при преодолении самолетами звукового барьера и т. д.

С математической точки зрения возникновение ударных волн является следствием нелинейности основных уравнений гидродинамики. В линейном приближении возможно существование только звуковых волн. В лабораторных условиях для изучения ударных волн чаще всего используются ударные трубы.

Ударная труба

Ударные трубы применяются для получения и исследования ударных волн. Сильная ударная волна может нагреть газ до температур в десятки тысяч градусов, что позволяет использовать ударную трубу для изучения различных физико-химических процессов при высоких температурах.

Ударная труба представляет собой в простейшем варианте цилиндрическую трубу, закрытую с торцов и разделенную диафрагмой на две части: камеру высокого и камеру низкого давления (см. рис.1.1). Камера высокого давления заполняется газом (он называется толкающим) под давлением значительно превышающим давление в камере низкого давления, которая заполняется исследуемым или рабочим газом. Давление в толкающем газе составляет несколько или десятки атмосфер, в рабочем газе – доли или единицы мм рт.ст. ($1 \text{ ат} = 9.81 \times 10^4 \text{ Па}$, $1 \text{ мм рт.ст.} = 1 \text{ Тор} = 133.3 \text{ Па}$). В некоторый момент времени диафрагма разрушается, и толкающий газ начинает расширяться в камеру низкого давления, сжимая перед собой рабочий газ. По рабочему газу бежит ударная волна, а по толкающему в противоположную сторону бежит волна разрежения, точнее – веер волн разрежения, который называют центрированной волной разрежения.

Более точно картину образования ударных волн и волн разрежения можно представить следующим образом. Если мгновенно убрать диафрагму, то поверхность разрыва можно рассматривать как ускоренно движущийся поршень, толкающий газ. Перед таким поршнем образуется ряд слабых импуль-

сов сжатия, каждый из которых нагревает газ. Последующие импульсы сжатия, распространяющиеся со всей увеличивающейся скоростью звука по уже нагретому газу, будут догонять предыдущие (скорость звука растет с температурой). Сливаясь, они образуют фронт ударной волны. Наоборот, волны разрежения распространяются в охлаждающемся газе с непрерывно уменьшающейся скоростью звука. Они уже не будут догонять друг друга и за поршнем образуется веер волн разрежения.

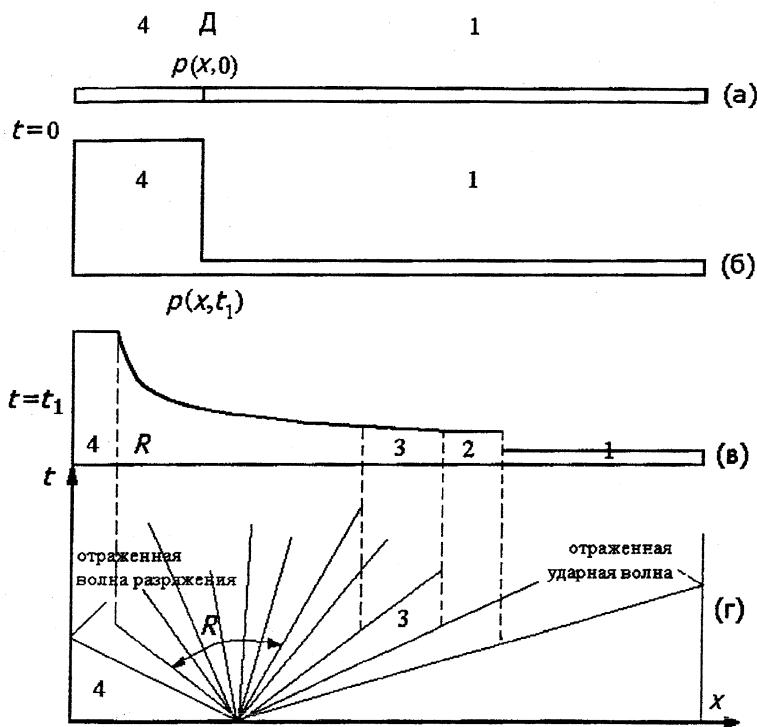


Рис.1.1. а) 1 – камера низкого давления, Д – диафрагма, 4 – камера высокого давления;
 б) распределение давлений до разрыва диафрагмы $p(x, 0)$;
 в) распределение давлений через время t_1 после разрыва диафрагмы $p(x, t_1)$;
 г) графики движения ударной волны, контактной поверхности и волны разрежения в системе координат (x, t) .

Всюду 1 – область невозмущенного исследуемого газа, 2 – пробка, 3 – область разреженного толкающего газа, R – волна разрежения, 4 – область невозмущенного толкающего газа.

Приближенно мгновенная картина течения в ударной трубе до отражения волны разрежения и ударной волны от торцов может быть представлена следующим образом. Перед ударной волной находится покоящийся газ низкого давления. В дальнейшем все величины, характеризующие состояние газа в этой области течения будем отмечать индексом 1. За ударной волной имеется область течения сжатого и разогретого рабочего газа с постоянными параметрами, так называемая «пробка», которая замыкается поверхностью контакта толкающего и исследуемого газов или просто контактной поверхностью. Величины в этой области будем отмечать индексом 2.

Между контактной поверхностью и хвостом волны разрежения расположена область разреженного толкающего газа с постоянными параметрами, которые будем отмечать индексом 3. Наконец, между головой волны разрежения и торцом трубы располагается область невозмущенного толкающего газа. Величинам в этой области припишем индекс 4.

Ударная волна, пробка и контактная поверхность движутся в одну сторону (на рис.1.1 направо). Голова волны разрежения распространяется по покоящемуся газу в камере высокого давления в направлении, противоположном движению ударной волны. Хвост волны разрежения перемещается со скоростью звука по движущемуся газу, уже охлажденному волной разрежения, и увлекается спутным потоком. Скорость спутного потока (в области 3 за контактной поверхностью) обычно сверхзвуковая, исключая случай очень слабых ударных волн. Поэтому хвост волны разрежения движется в направлении, противоположном движению её головы, т.е. в сторону ударной волны. Подчеркнём, что ударная волна нагревает первоначальный газ, а волна разрежения его охлаждает.

Так как камера высокого давления обычно значительно короче камеры низкого давления, волна разрежения первой достигает торца трубы и, отразившись от него, начинает догонять ударную волну.

При изучении физико-химических процессов в газе за ударной волной все измерения проводятся до того, как волна разрежения догонит падающую или встретит отраженную от торца ударную волну.

Схематическое изображение ударной трубы, распределение давления по длине трубы до и после разрыва диафрагмы и графики движения ударной волны, контактной поверхности и волны разрежения даны на рисунке 1.1.

Элементы упрощенной теории ударной трубы

При описании развития течения в ударной трубе, мы неявно пользовались некоторыми упрощающими предположениями, которые, переходя к теории ударной трубы, сформулируем явно:

- газы, заполняющие ударную трубу, совершенные (идеальные) с постоянным отношением удельных теплоемкостей;
- диафрагма разрушается мгновенно и сразу же образуется ударная волна, которая движется с постоянной скоростью;

- течение газа одномерно;
- теплопроводность и вязкость отсутствуют (их влияние считается пренебрежимо малым);
- перемешиванием газов на контактной поверхности пренебрегают.

В работе будут использоваться следующие обозначения:

- p - давление,
- ρ - плотность,
- T - абсолютная температура,
- u - скорость газа относительно трубы (рис.1.2),
- V - скорость ударной волны относительно трубы (рис.1.2),
- v - скорость газа относительно фронта ударной волны ($v = u_2 - V$)
- a - скорость звука,
- γ - отношение удельных теплоемкостей,
- μ - масса моля газа,
- M - отношение скорости ударной волны V , к скорости звука перед ударной волной a_1 (число Маха).

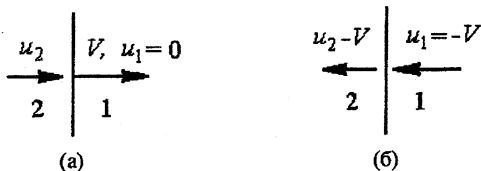


Рис.1.2. Движение газа в окрестностях ударной волны:
 а) в системе координат, связанной с ударной трубой;
 б) в системе координат, связанной с ударной волной.

Выведем некоторые соотношения, которые могут понадобиться в задаче. Параметры газа в области 2 можно выразить через число Маха и параметры газа в области 1 с помощью соотношений, выражающих законы сохранения потоков массы, импульса и энергии при переходе газа через ударную волну. В системе координат, связанной с ударной волной (см. рис.1.2), эти соотношения имеют вид

$$\rho_1 V = \rho_2 (V - u_2) \quad \text{— закон сохранения потока массы} \quad (1.1)$$

$$\rho_1 V^2 + p_1 = \rho_2 (V - u_2)^2 + p_2 \quad \text{— закон сохранения потока импульса} \quad (1.2)$$

$$\frac{V^2}{2} + \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{(V - u_2)^2}{2} + \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{p_2}{\rho_2} \quad \text{— закон сохранения потока энергии} \quad (1.3)$$

Запишем закон сохранения потока массы, поделив обе части (1.1) на $\rho_1 a_1$ и вводя $M = V/a_1$,

$$M = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(M - \frac{u_2}{a_1} \right) \quad (1.4)$$

Равенство (1.2) преобразуем сначала к виду

$$\rho_1 V^2 - \rho_2 (V - u_2)^2 = p_2 - p_1,$$

а затем, учитывая (1.1), к виду

$$\rho_1 V u_2 = p_2 - p_1.$$

Поделив последнее равенство почленно на равенство

$$\rho_1 a_1^2 = \gamma_1 p_1,$$

получим окончательно

$$M \frac{u_2}{a_1} = \frac{1}{\gamma_1} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right). \quad (1.5)$$

Закон сохранения потока энергии (1.3) перепишем в форме

$$\frac{V^2}{2} - \frac{(V - u_2)^2}{2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \cdot \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right),$$

а затем поделим это выражение почленно на равенство

$$a_1^2 = \frac{\gamma_1 p_1}{\rho_1}.$$

В итоге получим

$$\frac{M^2}{2} - \frac{\left(M - \frac{u_2}{a_1} \right)^2}{2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1} - 1 \right). \quad (1.6)$$

Равенства (1.4), (1.5) и (1.6) позволяют выразить отношения p_2/p_1 , ρ_2/ρ_1 и u_2/a_1 через число Маха M .

После простых преобразований получаем три формулы:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} M^2 - \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1}, \quad (1.7)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma_1 + 1)M^2}{(\gamma_1 - 1)M^2 + 2}, \quad (1.8)$$

$$\frac{u_2}{a_1} = \frac{2}{\gamma_1 + 1} \left(M - \frac{1}{M} \right), \quad (1.9)$$

а поделив почленно равенство (1.7) на равенство (1.8) и пользуясь уравнением состояния в виде

$$p = \rho \frac{R}{\mu} T,$$

получаем еще одно важное соотношение:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{2\gamma_1}{\gamma_1+1} M^2 - \frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1} \right) \cdot \left(\frac{2}{(\gamma_1+1)M^2} + \frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1} \right) \quad (1.10)$$

Из равенств (1.7) и (1.8) следует формула адиабаты Гюгонио

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\rho_2(\gamma_1+1) - \rho_1(\gamma_1-1)}{\rho_1(\gamma_1+1) - \rho_2(\gamma_1-1)}. \quad (1.11)$$

Как видно из рис.1.3 адиабата Гюгонио расположена выше адиабаты Пуассона т.к. им соответствуют разные физические процессы. Адиабата Пуассона $p_2/p_1 = (\rho_2/\rho_1)^\gamma$ описывает изэнтропический процесс изменения объема (плотности), происходящий при постоянной энтропии. Адиабате Гюгонио соответствует необратимый процесс ударного сжатия, сопровождающийся ростом энтропии.

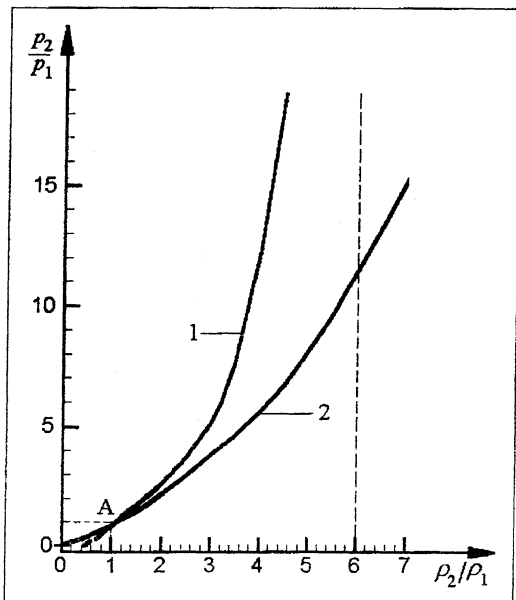


Рис.1.3. 1 – адиабата Гюгонио; 2 – адиабата Пуассона

Из формулы (1.11), а также из рис.1.3 видно, что при $p_2/p_1 \rightarrow \infty$ отношение $\rho_2/\rho_1 \rightarrow (\gamma_1 + 1)/(\gamma_1 - 1)$.

Для одноатомного газа $\gamma_1 = 5/3$, поэтому предельное сжатие соответствует $\rho_2/\rho_1 = 4$. Для двухатомного газа (без учета колебательных степеней молекул) $\gamma_1 = 1.4$ и предельному сжатию соответствует $\rho_2/\rho_1 = 6$.

Рассмотрим теперь поверхность контакта толкающего и рабочего газов. Скорость движения и давление газа с разных сторон контактной поверхности должны быть одинаковы, т.е.

$$u_2 = u_3, \quad (1.12)$$

$$p_2 = p_3. \quad (1.13)$$

Заметим, что другие параметры могут быть разными. Например, плотность и температура на контакте могут испытывать разрыв.

Найдем связь между параметрами газа в области 4, которые совпадают с начальными параметрами в камере высокого давления, и параметрами газа в области 3, которые совпадают с параметрами в хвосте волны разрежения.

Расширение газа в области 3 носит изоэнтропический характер, поэтому

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{\rho_4}{\rho_3} \right)^{\gamma_4}. \quad (1.14)$$

Поскольку квадрат скорости звука $a^2 = \frac{\gamma P}{\rho}$, то $\frac{\rho_4}{p_3} = \frac{p_4}{p_3} \cdot \frac{a_3^2}{a_4^2}$ или

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{a_4}{a_3} \right)^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (1.15)$$

причем для идеального газа $\gamma_3 = \gamma_4$.

При изоэнтропическом расширении газа величина $\frac{2a}{\gamma - 1} + u$, называемая инвариантом Римана, остается постоянной. Приравнявая значение инварианта Римана в хвосте и в голове волны разрежения, получим соотношение

$$\frac{2}{\gamma_4 - 1} a_4 = \frac{2}{\gamma_3 - 1} a_3 + u_3 \quad (1.16)$$

(в нерасширившемся газе 4 скорость $u_4 = 0$).

Из соотношений (1.15) и (1.16) можно найти скорость газа за волной разрежения

$$u_3 = \frac{2a_4}{\gamma_4 - 1} \left[1 - \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{\gamma_4 - 1}{2\gamma_4}} \right].$$

Из условия $u_2 = u_3$ с учетом тождеств $\frac{p_3}{p_4} \equiv \frac{p_1}{p_4} \cdot \frac{p_3}{p_1} \equiv \frac{p_1}{p_4} \cdot \frac{p_2}{p_1}$, ($p_3 = p_2$) получаем основное уравнение упрощенной теории ударной трубы.

$$\frac{p_4}{p_1} = \left(\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} M^2 - \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right) \cdot \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} \cdot \frac{a_1}{a_4} \left(M - \frac{1}{M} \right) \right]^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}}. \quad (1.17)$$

Более полно одномерная теория ударной трубы изложена в Приложении 1.1.

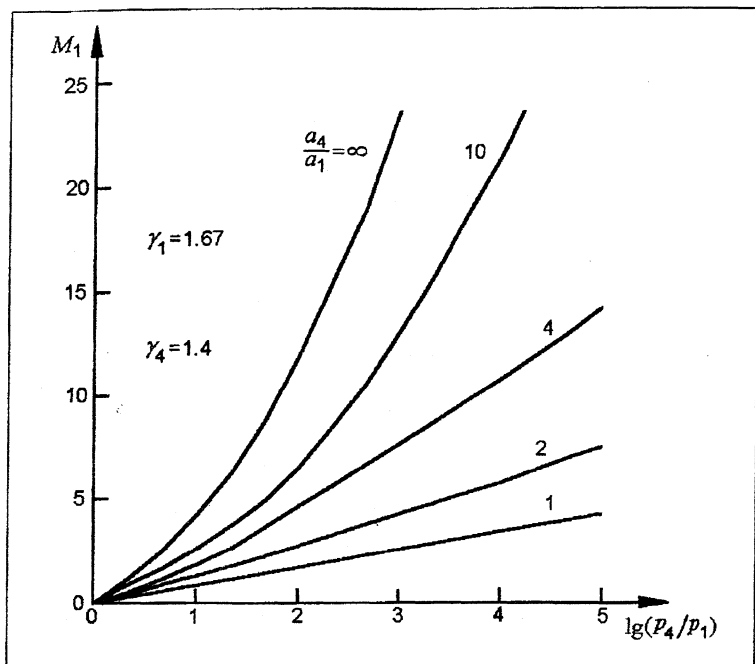


Рис.1.4. Число Маха ударной волны в зависимости от перепада давления на диафрагме

На рис.1.4 зависимость (1.17) представлена в виде графиков зависимости M от $\ln(p_4/p_1)$ для различных значений отношения a_4/a_1 , при $\gamma_1 = 5/3$ и $\gamma_4 = 7/5$. Формула (1.17) показывает, что при $p_4/p_1 \rightarrow \infty$ существует предельное число M_∞ , которое (если пренебречь величиной $1/M$ по сравнению с M) равно

$$M_\infty = \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_4 - 1} \cdot \frac{a_4}{a_1} = \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_4 - 1} \sqrt{\frac{\gamma_4 \mu_4 T_4}{\gamma_1 \mu_1 T_1}} \quad (1.18)$$

Отсюда следует, что увеличить число M ударной волны при заданном отношении p_4/p_1 можно, уменьшая молекулярный вес толкающего газа и повышая его температуру. Именно поэтому чаще всего для создания сильных ударных волн применяются толкающие легкие газы – водород и гелий. Например, для пары газов водород-аргон предельное значение $M_\infty \approx 27$, что соответствует скорости ударной волны $V = 8$ км/с.

II. Описание ударной трубы и методики измерений

Описание ударной трубы

Эксперименты по измерению скорости и давления за фронтом падающей ударной волны проводятся на ударной трубе УТС. Труба изготовлена из нержавеющей стали с внутренним диаметром 50 мм.

Труба состоит из двух камер: камеры низкого давления (КНД), в которой находится исследуемый газ, и камеры высокого давления (КВД), в которой находится толкающий газ (см. рис.1.5). Камера низкого давления отделяется от камеры высокого давления диафрагмой, сделанной из меди, алюминия или лавсана различной толщины. При проведении практикума используются медные диафрагмы толщиной 0.15 мм.

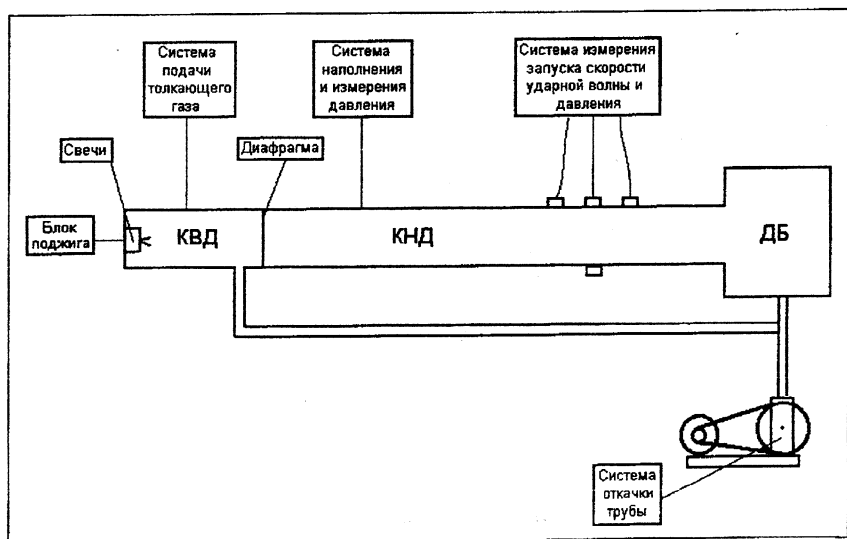


Рис.1.5. Блок-схема ударной трубы

Камера высокого давления имеет длину, равную 0.75 м. В торец камеры высокого давления вмонтирована автомобильная свеча, которая применяется для поджига «гремучей» смеси, используемой в качестве толкающего газа.

Состав «гремучей» смеси следующий: стехиометрическое соотношение кислорода и водорода, т.е. одна часть кислорода и две части водорода плюс разбавитель – гелий или азот, либо гелий и азот одновременно. Поджиг, т.е. получение искры в КВД, осуществляется высокочастотным импульсным трансформатором, собранным на базе автомобильной «бобины» (трансформатора).

Температура толкающего газа при взрыве «гремучей» смеси повышается до 1500°K , а давление – в 6 раз.

Смешение газов производится прямо в камере высокого давления. Газы подаются по трем (четырем) независимым трубопроводам, изготовленным из меди, с внутренним диаметром ~ 3 мм.

Камера низкого давления составляется из секций, соединенных фланцами со специальными уплотнениями из вакуумной резины. Измерительная секция, в которой проводятся измерения скорости ударной волны, давления за ударной волной и поглощения в исследуемом газе-кислороде, располагается на расстоянии 2.9 м от диафрагмы. Далее, в конце камеры низкого давления, располагается демпферный бак объемом 110л, предназначенный для устранения отраженных ударных волн и уменьшения остаточного статического давления.

Перед наполнением КНД исследуемым газом (или смесью газов), а КВД толкающим газом (или «гремучей» смесью) камеры откачиваются до остаточного давления, равного $1 \div 10^{-2}$ Тор.

Контроль степени откачки и натекания вследствие негерметичности и десорбции газа со стенок трубы осуществляется с помощью двух термопарных ламп, вмонтированных около блока диафрагмы и в демпферный бак, и вакуумметров ВТ-2 и ВИТ-1.

Измерение скорости и давления производится пьезоэлектрическими датчиками, вмонтированными «заподлицо» в измерительную секцию камеры низкого давления. Расстояние между датчиками составляло 100 мм. Оптические окна в измерительной секции располагаются посередине между двумя датчиками. В том же сечении, т.е. посередине между пьезодатчиками, располагается датчик «метки фронта», регистрирующий приход ударной волны в это сечение.

Измерение начального давления в КВД в диапазоне от 0.5 мм рт.ст. до 44 мм рт.ст. производится с помощью комплекса МАС-ЭЗ с точностью не хуже 1% (см. Приложение 1.2).

Измерение скорости ударной волны.

Скорость распространения ударной волны в ударной трубе регистрируется двумя пьезоэлектрическими датчиками, установленными в боковой стенке измерительной секции ударной трубы на расстоянии 100 мм. Под действием давления в ударной волне на пьезоэлектрических датчиках, вследствие пьезоэффекта, возникает электрический заряд, который преобразуется в

сигнал напряжения и регистрируется на два независимых входа цифровым осциллографом С9-8. Память цифрового осциллографа состоит из 4000 ячеек памяти, которые поровну распределяются между двумя каналами (входами) осциллографа. Длительность развертки, т.е. время регистрации 2000 ячеек памяти на каждом из каналов, устанавливается на осциллографе перед экспериментом и обычно составляет 100 микросекунд. Цифровой осциллограф позволяет непосредственно подсчитать количество ячеек памяти между приходом сигналов от первого и второго датчиков и, таким образом, сразу получить время между этими сигналами. В осциллографе С9-8 возможен и другой способ измерения времени прохождения ударной волны между датчиками: воспользовавшись заложенной в него функцией Δ (интервал), можно непосредственно на экране осциллографа получить это время. Для этого, используя функцию Δ , нужно установить точки курсоров на начало первого и второго сигналов, полученных от пьезодатчиков, и непосредственно считать время с экрана.

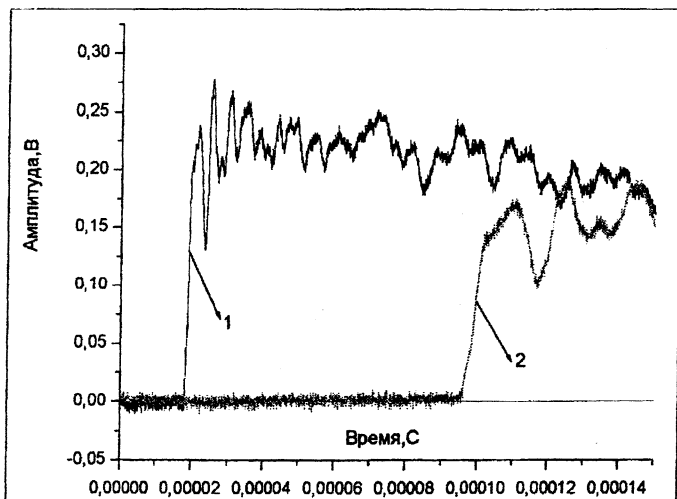


Рис.1.6. Скорость падающей ударной волны, измеренная пьезодатчиками
 1 – Первый датчик (по ходу ударной волны)
 2 – Второй датчик (по ходу ударной волны)

Значение скорости ударной волны из измеренного времени прохождения волны между датчиками осуществляется по обычной формуле $V = L/\tau$, где L – расстояние между датчиками, а τ – измеренное время.

Точность измерения скорости ударной волны оценивается не хуже 2%. Образец зарегистрированных сигналов пьезоэлектрических датчиков представлен на рис.1.6.

Измерение давления

Один из датчиков скорости, установленный в боковой стенке ударной трубы, используется одновременно и для измерения давления за падающей ударной волной. Образец сигнала пьезодатчика представлен на рис.1.7.

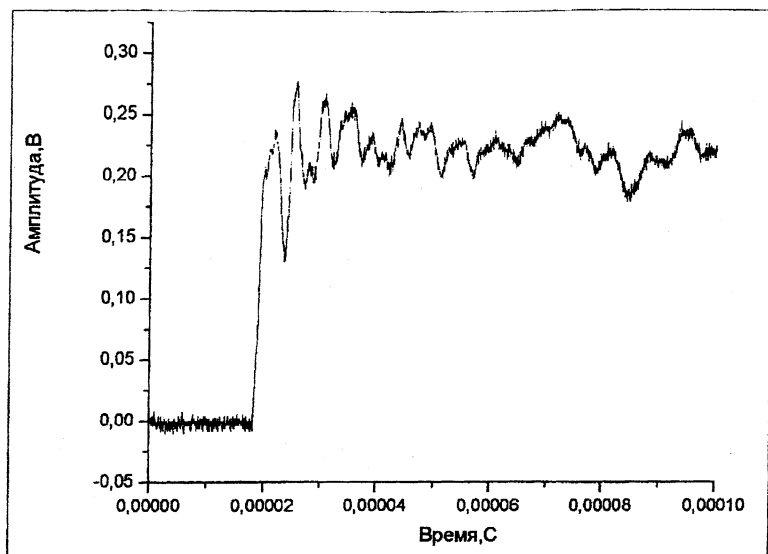


Рис.1.7. Образец оциллограммы измерения давления за фронтом падающей ударной волны

Знание начального давления газа p_1 , скорости ударной волны V и использование законов сохранения потока массы, импульса, энергии и уравнения состояния позволяет по формулам (1.8 – 1.11) рассчитать параметры газа за фронтом ударной волны и, в частности, давление p_2 , что даёт возможность выполнить тарировку (градуировку чувствительности) пьезодатчика регистрирующего давление. Информацию о равновесных параметрах газа за фронтом ударной волны в газах (кислороде, аргоне и т.д.) можно получить и из соответствующих газодинамических таблиц.

В измеряемом в данной задаче диапазоне V и p_1 равновесное давление газа за фронтом падающей ударной волны изменяется обычно от 0.3 до 1.5 атм. В процессе тарировки измеренным с помощью осциллографа амплитудам сигналов датчика ставится в соответствие рассчитанная или взятая из таблиц величина давления газа. Образец тарировки представлен на рис.1.8. Точность определения чувствительности пьезодатчика $\pm 3\%$. После тарировки датчик используется для измерения давления за падающей ударной волной.

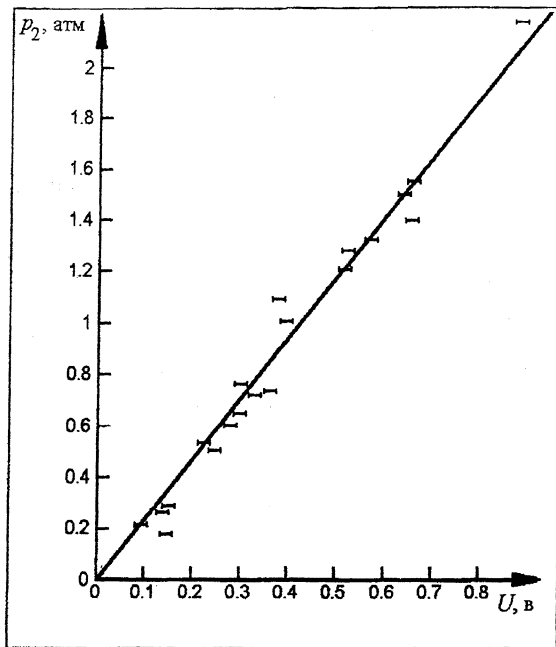


Рис.1.8. Образец тарировочной кривой пьезодатчика.
Чувствительность датчика 0.39 ± 0.02 в/атм

Система регистрации, обработки и хранения данных; процедура проведения эксперимента

Система регистрации, обработки и хранения данных состоит из следующих частей:

1. Непосредственно регистрирующая аппаратура – цифровые осциллографы «Тектроникс» и С9-8;
2. Обрабатывающая – вычислительная машина типа IBM PC (Pentium 3); лазерный принтер;
3. Блок хранения данных – жесткий диск компьютера IBM PC (Pentium 3).

Осциллографы «Тектроникс» и С9-8 являются цифровыми приборами, предназначенными для приема и регистрации одиночных сигналов с малой частотой повторения, с последующим их представлением на экране осциллографа или на принтере.

При регистрации сигнала информация о нем представляется в виде некоторого количества равноотстоящих точек, определяющих амплитуду сигнала в дискретные моменты времени. Информация о записанных осциллографами сигналах хранится в их памяти в цифровом виде.

Описание процедуры опыта

Перед началом эксперимента между камерами высокого и низкого давления устанавливается медная диафрагма с насечками (толщиной 0.15 мм). Затем производится откачка камер низкого и высокого давления форвакуумными насосами до остаточного давления $1 \div 10^{-2}$ мм рт.ст. Натекание воздуха в камеру низкого давления из-за её недостаточной герметичности не превышает 5×10^{-4} мм рт.ст. в минуту.

Параллельно с этим проводится подготовка регистрирующей аппаратуры к работе: проверяется величина амплитуды опорного сигнала – сигнала излучения от дейтериевой лампы на осциллографе «Тектроникс», устанавливается необходимая длительность развертки (времени, за которое будет производиться регистрация измеряемых в эксперименте параметров). Перед началом эксперимента производится «промывка» камеры низкого давления исследуемым газом, после чего она откачивается и наполняется этим газом до необходимого начального давления p_1 . (Многokратная предварительная промывка исследуемым газом уменьшает долю остаточного давления воздуха в камере низкого давления). Затем КВД наполняется «гремучей» смесью до давления в несколько технических атмосфер ($4 \div 10$ ат), при этом непрерывно осуществляется контроль за возможным перетеканием «гремучей» смеси в КНД из-за недостаточного уплотнения диафрагмы. После этих процедур производится «поджиг» гремучей смеси.

Время, в течение которого исследуемый газ находится в КНД с момента наполнения до разрыва диафрагмы, не превышает $3 \div 5$ минут.

После разрыва диафрагмы по камере низкого давления распространяется ударная волна.

В момент прохождения ударной волны мимо первого датчика скорости осуществляется запуск обоих осциллографов и регистрируется скорость ударной волны и показания датчика отметки прихода фронта ударной волны в измерительное сечение. Если один из датчиков тарирован, его показания позволяют одновременно измерять и давление газа за фронтом ударной волны.

В одном сечении с датчиком отметки фронта располагаются и оптические окна, и в случае, если в работе измеряются абсорбционные характеристики газа, излучение дейтериевой лампы, прошедшее сквозь эти окна (и частично поглощенное ударной волной) регистрируется фотоумножителем. Сигнал с фотоумножителя поступает на вход двухканального цифрового осциллографа «Тектроникс». Опорный сигнал (излучение дейтериевой лампы до прихода ударной волны) фиксируется в первой половине памяти (на первом входе осциллографа), а непосредственно поглощение в ударной волне – во второй половине памяти (на втором входе осциллографа). Сигнал с датчика, находящегося в одном сечении с оптическими окнами и фиксирующего приход фронта волны в это сечение, регистрируется также на первом канале

«Тектроникса». Разбиение памяти в осциллографе на две равные части происходит автоматически.

Сигналы с пьезодатчиков, измеряющих скорость ударной волны, регистрируются осциллографом С9-8.

Зарегистрированные сигналы хранятся в ячейках памяти осциллографов в цифровом виде и одновременно выводятся на экраны в аналоговом виде.

III. Вычисление числа Маха ударной волны, параметров газа за фронтом волны и сравнение с результатами эксперимента

Для теоретического определения числа Маха ударной волны строится график зависимости (1.17) для заданных значений a_1/a_4 , γ_1 и γ_4 . Зная p_4 и p_1 , по построенному графику находится M . Проводится анализ отличия числа Маха, определённого теоретически (M_T), от числа Маха, найденного в эксперименте (M_3).

Величины p_2 , ρ_2 , T_2 и u_2 вычисляются с помощью формул (1.7 – 1.11).

Параметры газов, исходные, полученные в опыте, вычисленные и другие данные задачи удобно представить в изображенной ниже таблице.

l	τ	V	M_3	КВД					КНД									
				газ	P_4	T_4	μ_4	γ_4	газ	P_1	T_1	μ_1	γ_1	M_T	P_2	$P_{2\Phi}$	ρ_2	T_2
мм	мкс	м/с	—	атм	К	г/моль	—	мм Hg	К	г/моль	—	—	кг/м ²		кг-с ² /м ⁴	К	м/с	

Литература

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. «Наука», 1978, § 35. Элементарная теория ударной трубы.
2. Седов Л.И. Механика сплошной среды, в 2-х тт. М.: «Наука», 1994.
3. Черный Г.Г. Газовая динамика. М. «Наука», 1988.
4. Ударные трубы. «Иностранная литература», 1962. Сборник статей под ред. Х.А. Рахматулина и С.С. Семёнова.

IV. ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1.1. Одномерная теория ударной трубы

Одномерное течение газа, возникающее в ударной трубе после разрыва диафрагмы в областях 2, 3 и R описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 && \text{— уравнение импульсов} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 && \text{— уравнение неразрывности} \\ \frac{p}{\rho^\gamma} &= A = \text{const} && \text{— уравнение изэнтропичности,} \end{aligned} \quad (1)$$

где x — координата вдоль трубы (начало координат $x=0$ свяжем с диафрагмой), t — время, отсчитываемое с момента разрыва диафрагмы.

Начальные условия. При $t=0$ для $-l_4 \leq x < 0$ $p = p_4$, $\rho = \rho_4$, $T = T_4$, $u = 0$; для $0 < x \leq l_1$ $p = p_1$, $\rho = \rho_1$, $T = T_1$, $u = 0$; $p_4 > p_1$, $T_4 = T_1$, l_1 и l_4 — длины камер низкого и высокого давления, соответственно.

Граничные условия для $t > 0$. При $x = l_1$ и $x = -l_4$, $u = 0$.

На контактной поверхности выполняются равенства давлений и скоростей $p_2 = p_3$, $u_2 = u_3$.

Параметры газа за ударной волной выражаются через параметры газа перед волной с помощью соотношений (1.7–1.10).

Записав начальные и граничные условия, можно решать систему (1).

Пусть t_4 — время, за которое волна разрежения достигнет торца камеры высокого давления, а t_1 — время, за которое ударная волна достигнет торца камеры низкого давления. Тогда для $t < \min(t_1, t_4)$ течение будет развиваться, как в бесконечной трубе. Решения системы (1) будут зависеть от x , t , начальных значений искомым функций и констант, входящих в уравнения и граничные условия, и от определяющих свойства газов в камерах. Система определяющих параметров не содержит линейного размера. Анализ размерностей показывает, что решения уравнений будут в этом случае функциями только одной переменной $\eta = x/t$.

Учитывая, что

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{x}{t^2} \frac{d}{d\eta} \quad \text{и} \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{t} \frac{d}{d\eta},$$

и, исключая из уравнений импульсов давление с помощью уравнения изэнтропичности, легко получить следующую линейную, однородную систему уравнений для производных $\frac{du}{d\eta}$ и $\frac{d\rho}{d\eta}$:

$$\begin{aligned} (u - \eta) \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{a^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \eta} &= 0 \\ \rho \frac{\partial u}{\partial \eta} + (u - \eta) \frac{\partial \rho}{\partial \eta} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

где $a^2 = \gamma A \rho^{\gamma-1}$.

Кроме тривиального решения $\frac{\partial u}{\partial \eta} = 0$, $\frac{\partial \rho}{\partial \eta} = 0$ ($u = \text{const}$, $\rho = \text{const}$), система (2) имеет нетривиальное решение, если ее определитель равен нулю, то есть если $(u - \eta)^2 = a^2$.

Возможны два случая:

1) $u - \eta = a$ или $u - a = \eta$.

Тогда из уравнений (2) следует, что функции u и ρ связаны соотношением

$$\frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{a}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \eta} = 0$$

или $u + \int \frac{a d\rho}{\rho} = \text{const}$, которое после вычисления интеграла принимает вид

$$u + \frac{2a}{\gamma - 1} = \text{const}.$$

Решая систему уравнений

$$u + \frac{2a}{\gamma - 1} = \text{const}$$

$$u - a = \eta,$$

находим

$$\begin{cases} u = \frac{2a}{\gamma + 1} \eta + \text{const}_1, \\ a = -\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \eta + \text{const}_1 \end{cases} \quad (3)$$

Полученное решение показывает, что постоянные значения параметров распространяются с постоянной для данного состояния скоростью $\eta = x/t = u - a$, а относительно движущегося газа со скоростью звука в сторо-

ну, противоположную направлению скорости газа (в нашей задаче направление оси x выбрано так, что всюду $u \geq 0$). Так как

$$\frac{\partial \rho}{\partial \eta} = -\frac{\rho}{a} \frac{\partial u}{\partial \eta} = -\frac{2\rho}{\gamma+1} < 0,$$

состояния с большей плотностью распространяются с меньшей скоростью. Если в некоторый момент времени график плотности имеет вид, показанный на рис.1.9, то с течением времени область, в которой $\frac{\partial \rho}{\partial x} < 0$, будет увеличиваться (стрелками на рисунке указаны скорости распространения состояний для некоторых значений плотности). Именно этот случай мы имеем в волне разрежения, распространяющейся по толкающему газу.

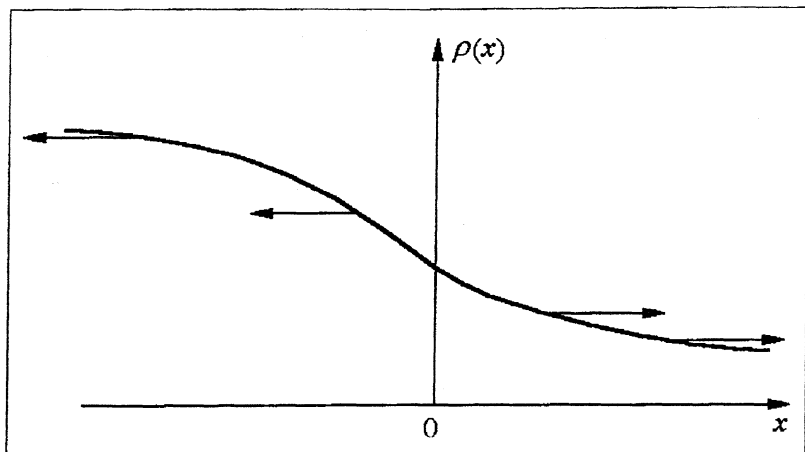


Рис.1.9

2) $u - \eta = -a$ или $u + a = \eta$.

Произведя операции, аналогичные проделанным в первом случае, можно получить решение, которое описывает волну, распространяющуюся в противоположную сторону.

Для вывода основного уравнения ударной трубы удобно представить течение в трубе состоящим из двух частей: течения толкающего газа и течения газа низкого давления. При этом течение толкающего газа будет таким, какое возникает в покоящемся газе, заполняющем область $x < 0$ бесконечной в обе стороны трубы, из которой, начиная с $t = 0$, с некоторой скоростью $U > 0$ выдвигается поршень, находившийся в начальный момент в сечении $x = 0$. А в газе низкого давления возникает движение, как в газе, покоившемся при $t = 0$ в области $x > 0$ трубы, в которую с той же скоростью U из положения $x = 0$

вдвигается поршень. Роль поршня играет контактная поверхность. Скорость U не произвольна. Она должна быть такой, чтобы давления по обе стороны контактной поверхности были равны.

Итак, рассмотрим течение толкающего газа. В найденном ранее решении (3) нельзя распорядиться одной константой так, чтобы удовлетворялись условия в «голове» и в «хвосте» волны разрежения. Поэтому решение будет склеено из трех частей: области невозмущенного толкающего газа, волны разрежения и области течения с постоянными параметрами.

1. Область невозмущенного толкающего газа.

В этой области ($\eta < \eta_4$, см. рис.1.10) газ покоится и имеет начальные параметры.

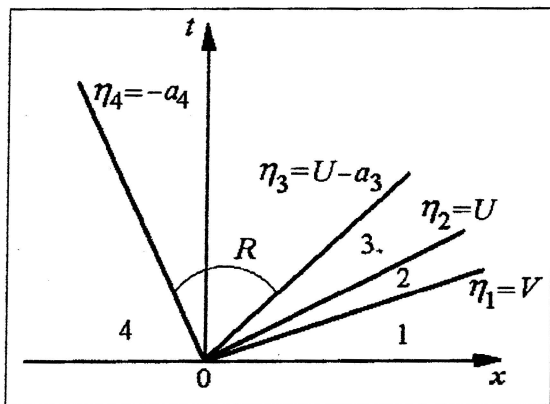


Рис.1.10

2. Волна разрежения.

В голове волны разрежения $u = 0$ и $\eta_4 = -a_4$. Подставив эти значения в первое уравнение системы (3) и определив const , находим распределения $u(\eta)$ и $a(\eta)$ в волне разрежения

$$u = \frac{2}{\gamma+1}\eta + \frac{2}{\gamma+1}a_4, \quad a = -\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\eta + \frac{2}{\gamma+1}a_4.$$

При некотором $\eta = \eta_3$ («хвост» волны разрежения) скорость u станет равной U (предположим, что $U < 2a_4/(\gamma-1)$)

$$U = \frac{2}{\gamma+1}\eta_3 + \frac{2}{\gamma+1}a_4, \quad \eta_3 = \frac{\gamma+1}{2}U - a_4 = U - a_3.$$

3. Область течения с постоянными параметрами.

Для $\eta_3 \leq \eta \leq U$

$$u = U, \quad a = a_3 = -\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(\frac{\gamma+1}{2} U - a_4 \right) + \frac{2}{\gamma+1} a_4 \quad \text{или} \quad a_3 = a_4 - \frac{\gamma-1}{2} U.$$

Область течения с постоянными параметрами стянется в точку, и волна разрежения будет оканчиваться на поршне, если $\eta_3 = U$, то есть если

$$\frac{\gamma+1}{2} U - a_4 = U \quad \text{или} \quad U = \frac{2}{\gamma-1} a_4. \quad \text{При этом} \quad a_3 = a_4 - \frac{\gamma-1}{2} U = 0 \quad \text{и}$$

$$\rho_3 = \left(\frac{a_3^2}{\gamma A} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = 0.$$

Если скорость поршня будет больше $\frac{2}{\gamma-1} a_4$, между волной разрежения и поршнем образуется пустота. Очевидно, $\frac{2}{\gamma-1} a_4$ — максимальная скорость газа — скорость истечения в пустоту. В нашей задаче в силу граничного условия на контактной поверхности $p_3 = p_2 > 0$ плотность толкающего газа на контактной поверхности больше нуля и, следовательно, за волной разрежения всегда имеется область течения с постоянными параметрами.

Теперь рассмотрим газ низкого давления. В нем можно выделить две области. Первую образует газ перед ударной волной ($V < \frac{2}{\gamma-1} a_4 < \infty$), который покоится, имея начальные параметры $u_1 = 0, \rho_1, p_1$. Вторую область, между ударной волной и контактной поверхностью ($U < \eta < V$, «пробка»), образует сжатый в ударной волне газ низкого давления с параметрами u_2, ρ_2, p_2 , которые связаны с параметрами невозмущенного газа законами сохранения (1.7–1.10).

Для получения основного уравнения элементарной теории ударной трубы найдем связь давлений в голове и в хвосте волны разрежения.

Запишем для этого условие изэнтропичности

$$\frac{p}{\rho^{\gamma_4}} = A_4$$

и выражение для скорости звука

$$a^2 = \frac{\gamma_4 p}{\rho}.$$

Исключив из этих соотношений ρ , получим

$$\frac{a^{2\gamma_4}}{p^{\gamma_4-1}} = A_4 \gamma_4^{\gamma_4}.$$

Откуда

$$\frac{a_4^{2\gamma_4}}{p_4^{\gamma_4-1}} = \frac{a_3^{2\gamma_4}}{p_3^{\gamma_4-1}}$$

или

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{a_4}{a_3} \right)^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4-1}}. \quad (4)$$

Скорости звука a_3 и a_4 , как мы помним, связаны условием

$$a_3 = a_4 - \frac{\gamma_4 - 1}{2} U,$$

где U – скорость контактной поверхности, которая равна скорости газа в «пробке» – u_2 .

Заменяя u_2 в формуле (1.9) на U , найдем

$$U = \frac{2}{\gamma_1 + 1} a_1 \left(M - \frac{1}{M} \right).$$

Подставив это выражение для U в связь между a_3 и a_4 , получим

$$a_3 = a_4 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} a_1 \left(M - \frac{1}{M} \right).$$

Поделив теперь обе части последнего равенства на a_4

$$\frac{a_3}{a_4} = 1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} \frac{a_1}{a_4} \left(M - \frac{1}{M} \right)$$

и подставив отношение a_3/a_4 в формулу (4), окончательно будем иметь

$$\frac{p_4}{p_3} = \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} \frac{a_1}{a_4} \left(M - \frac{1}{M} \right) \right]^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4-1}}. \quad (5)$$

Учитывая, что на контактной поверхности $p_3 = p_2$ и что на ударной волне

$$p_2 = p_1 \left(\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} M^2 - \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right)$$

и, следовательно

$$p_3 = p_1 \left(\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} M^2 - \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right),$$

и подставляя полученное выражение для p_3 в равенство (5), запишем основное уравнение элементарной теории ударной трубы

$$\frac{p_4}{p_1} = \left(\frac{2\gamma_1}{\gamma_1+1} M^2 - \frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1} \right) \left[1 - \frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1} \frac{a_1}{a_4} \left(M - \frac{1}{M} \right) \right]^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4-1}} \quad (6)$$

На рис. 1.4 зависимость (6) представлена в виде графиков зависимости M от $\lg(p_4/p_1)$ для различных значений отношения a_4/a_1 при $\gamma_1 = 5/3$ и $\gamma_4 = 7/5$. Формула (6) показывает, что при $p_4/p_1 \rightarrow \infty$ существует предельное число M_∞ , которое, если пренебречь величиной $1/M$ по сравнению с M , равно

$$M_\infty = \frac{\gamma_1-1}{\gamma_4-1} \frac{a_4}{a_1} = \frac{\gamma_1-1}{\gamma_4-1} \sqrt{\frac{\gamma_4 \mu_1 T_4}{\gamma_1 \mu_4 T_1}}$$

Отсюда следует, что увеличить число M ударной волны при заданном отношении p_4/p_1 можно, уменьшая молекулярный вес толкающего газа и повышая его температуру.

Приложение 1.2. Комплекс МАС-ЭЗ

Комплекс МАС-ЭЗ включает в себя манометр абсолютного давления МАС-ЭЗ, полупроводниковый усилитель УП-20, вакуумный насос, систему откачки и вольтметр В7-23.

Манометр абсолютного давления МАС-ЭЗ является промышленным прибором (выпуск завода «Манометр»), который имеет верхний предел измерения, равный 0.06 кгс/см^2 (44 мм рт.ст.). Принцип его работы состоит в следующем: регистрируется изменение высоты сильфона – упругого элемента, который под действием приложенного давления газа изменяет свои геометрические размеры и свой объем. Чувствительный элемент этого прибора выполняется в виде «мостика» с двумя одинаковыми сильфонами, один из которых вакуумирован и запаян, а в другой подается измеряемое давление. Перемещение рычажной системы вызывает рассогласование в специальном индикаторе, в котором вырабатывается управляющий сигнал переменного тока, поступающий на вход электронного усилителя. Затем выходной сигнал с усилителя поступает к регистрируемому электронному устройству. В схеме таким устройством является вольтметр универсальный цифровой В7-23.

Для преобразования токового сигнала в напряжение параллельно выходу прибора включается проволочное сопротивление 2.2 кОм и регистрируется падение напряжения на этом сопротивлении.

Манометр МАС-ЭЗ тарируется по U-образному масляному манометру.