

§ 134. Ударные волны и скачки уплотнения. Адиабата Гюгонио

Адиабатные процессы в действительности всегда в той или иной мере неравновесны (необратимы). При внезапных, резких адиабатных сжатиях газа возникают *ударные волны*. Ударная волна представляет собой *поверхность разрыва непрерывности физических свойств среды*. Ударные волны возникают: при разрыве бомб, когда уплотнение окружающего воздуха вызывается выделением газообразных продуктов взрывной реакции; при взрывном горении (волны детонации), когда продукты горения вызывают уплотнение горючей смеси; при всех быстрых и сильных сжатиях газа. Ударные волны образуются также при полете снарядов и вообще при набегании газа со сверхзвуковой скоростью на какие-либо препятствия (в этом случае ударную волну называют скачком уплотнения).

Ударные волны распространяются со скоростью $\omega_{\text{волн}}$, которая всегда больше скорости звука c . Возникновение и распространение ударной волны связано с перемещением сжатого газа вслед за фронтом волны, причем газ перемещается в ту же сторону, куда распространяется волна; скорость перемещения сжатого газа ω всегда меньше скорости движения фронта ударной волны.

Начальная скорость распространения ударной волны тем более велика, чем большим изменением давления вызвана волна. Немецкий ученый Риман в 1860 г., основываясь на законах сохранения массы и количества движения, показал, что в любой момент скорость ударной волны определяется скачками давления и плотности в волне.

Пусть, как показано на рис. 270, AA' есть фронт ударной волны в момент времени t , BB' — положение фронта через промежуток времени dt , S — площадь сечения рассматриваемой части фронта волны. Давление и весовую плотность «невозмущенного» газа перед фронтом волны обозначим через p_0 и γ_0 , а те же параметры для «возмущенного» газа, т. е. для газа позади фронта волны, обозначим через p и γ . За время dt в слое толщиной dx между поверхностями

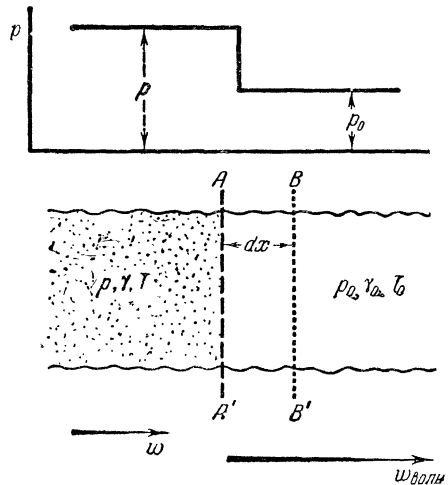


Рис. 270. К выводу уравнений Римана для ударной волны.

AA' и BB' произошло уплотнение газа; количество газа в этом слое увеличилось на величину $dG = (\gamma - \gamma_0) S dx$; это количество dG газа переместилось в рассматриваемый слой за время dt (слева направо через поверхность AA') со скоростью ω , следовательно, $dG = \gamma S \omega dt$. Таким образом, из закона сохранения массы получаем:

$$(\gamma - \gamma_0) S dx = \gamma S \omega dt.$$

Но $\frac{dx}{dt}$ есть скорость распространения ударной волны. Стало быть,

$$\omega_{\text{волн}} = \frac{\gamma}{\gamma - \gamma_0} \omega. \quad (a)$$

За время dt газ в слое dx , ранее покоившийся, приобрел количество движения $\omega \frac{\gamma_0}{g} S dx$, созданное импульсом силы $(p - p_0) S dt$:

$$\omega \frac{\gamma_0}{g} S dx = (p - p_0) S dt.$$

Отсюда получаем второе уравнение для скорости ударной волны:

$$\omega_{\text{волн}} = g \frac{p - p_0}{\gamma_0} \frac{1}{\omega}. \quad (b)$$

Перемножая выражения (a) и (b), а затем разделив одно из них на другое, получаем два уравнения Римана:

$$\omega_{\text{волн}} = \sqrt{g \frac{p - p_0}{\gamma - \gamma_0} \frac{\gamma}{\gamma_0}}, \quad (13)$$

$$\omega = \sqrt{g \frac{p - p_0}{\gamma_0} \frac{\gamma - \gamma_0}{\gamma}}. \quad (14)$$

Часто эти уравнения Римана записывают, вводя вместо плотности удельные объемы невозмущенного (v_0) и сжатого газа (v):

$$\omega_{\text{волн}} = v_0 \sqrt{g \frac{p - p_0}{v_0 - v}}, \quad (13')$$

$$\omega = (v_0 - v) \sqrt{g \frac{p - p_0}{v_0 - v}}. \quad (14')$$

Для весьма малых скачков давления формула (13') в пределе переходит в лапласово уравнение для скорости звука. Действительно, отношение элементарно малого повышения давления dp к относительному уменьшению объема (т. е. $k = -dv/v$) представляет собой не что иное, как модуль упругости K всестороннего сжатия, а величина $gv = \frac{g}{\gamma} = \frac{1}{\rho}$, где ρ — массовая плотность среды. Поэтому для звуковых волн формулу (13') можно представить в виде формулы (1) § 66: $c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$. Здесь K — адиабатный (а не изотермический) модуль упругости; он больше изотермического модуля упругости

во столько раз, во сколько раз теплоемкость при постоянном давлении больше теплоемкости при постоянном объеме ¹⁾: $K_S = \frac{c_p}{c_v} K_T$.

Для газов из уравнения Клапейрона $p = \frac{RT}{v}$ следует, что $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = -\frac{RT}{v^2}$ и, стало быть, $K_T = \frac{RT}{v} = p$. Поэтому

$$c = \sqrt{\frac{K_S}{\rho}} = \sqrt{g \frac{c_p}{c_v} v K_T} = \sqrt{g x v p} = \sqrt{g x R T}.$$

Это выражение для скорости звука в газах было рассмотрено в § 66.

Формулы Римана указывают на непостоянство скорости распространения ударной волны (а также и скорости перемещения газа вслед за фронтом волны): *скорость ударной волны тем более велика, чем больше скачок давления в волне*, поддерживающий распространение волны; по мере уменьшения этого скачка давления скорость ударной волны убывает (от нескольких тысяч метров в секунду при взрывах) до скорости звука.

Если совместить уравнения Римана с законом сохранения энергии (или с основным уравнением газодинамики), как это было сделано французским инженером Гюгионо в 1888 г., то получается соотношение, устанавливающее связь между термодинамическими параметрами газа при ударном адиабатическом сжатии газа. Опять обращаясь к рис. 270, представим себе, что ударная волна распро-

¹⁾ Чтобы убедиться в этом, представим элемент сообщаемой телу теплоты как сумму теплот, сообщаемых при изобарном и изохорном процессах:

$$\begin{aligned} \delta Q &= \left. \frac{\delta Q}{\delta v} \right|_p dv + \left. \frac{\delta Q}{\delta p} \right|_v dp = \left. \frac{\delta Q}{\delta T} \right|_p \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv + \left. \frac{\delta Q}{\delta T} \right|_v \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp = \\ &= c_p \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv + c_v \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp. \end{aligned}$$

Рассматривая это выражение для равновесного процесса при $\delta Q = 0$ (т. е. при неизменности энтропии), получаем:

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

С другой стороны, из уравнения полного дифференциала температуры

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv + \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp$$

при $T = \text{const}$ обнаруживается, что отношение частных производных, стоящее в правой части предыдущего уравнения, равно $-\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T$. Следовательно,

$$v \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_S = \frac{c_p}{c_v} v \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T, \text{ или, что то же, } K_S = x K_T, \text{ где } x = \frac{c_p}{c_v}.$$

страняется в газе, который в целом движется с той же скоростью $\omega_1 = \omega_{\text{волн}}$ в обратном направлении, т. е. для случая, показанного на рис. 270, справа налево. Тогда все явление представится нам как перемещение возмущенного газа от неподвижной поверхности волны AA' влево со скоростью $\omega_2 = \omega_{\text{волн}} - \omega$. Подставив эти значения скоростей ω_1 и ω_2 в уравнение (4) и обозначая теплосодержание невозмущенного газа через i_0 ($i_1 = i_0$), а возмущенного газа через i ($i_2 = i$), получаем:

$$i - i_0 = \frac{\omega_{\text{волн}}^2}{2g} - \frac{(\omega_{\text{волн}} - \omega)^2}{2g}.$$

Заменяя в этом уравнении $\omega_{\text{волн}}$ и ω выражениями указанных величин по формулам Римана (13') и (14') и учитывая, что появляющийся в правой части множитель, содержащий удельные объемы, можно представить в виде $v_0^2 - [v_0 - (v_0 - v)]^2 = v_0^2 - v^2 = (v_0 - v)(v_0 + v)$, приходим к уравнению Гюгонио для ударного адиабатного сжатия любой среды:

$$i - i_0 = \frac{1}{2}(p - p_0)(v + v_0). \quad (15)$$

Чтобы сопоставить применительно к газам изменение давления в зависимости от плотности при адиабатном ударном сжатии (по Гюгонио) и при равновесном сжатии (по Пуассону), заменим в уравнении (15) i через $\frac{p v}{\chi - 1}$ и i_0 через $\frac{p_0 v_0}{\chi - 1}$.

После несложных преобразований получаем уравнение адиабаты Гюгонио для газов:

$$\frac{v_0}{v} = \frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{\frac{\chi + 1}{\chi - 1} \frac{p}{p_0} + 1}{\frac{p}{p_0} + \frac{\chi + 1}{\chi - 1}}. \quad (16)$$

При ударном сжатии давление возрастает с увеличением плотности значительно быстрее, чем при равновесном сжатии. Это объясняется тем, что при ударном сжатии рассеивается в тепло избыточная затрата энергии и давление повышается более за счет роста температуры газа, чем вследствие уплотнения. Рис. 271 показывает, насколько крутизна адиабаты Гюгонио больше, чем крутизна адиабаты Пуассона.

Адиабата Гюгонио имеет вертикальную асимптоту для воздуха при $\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{макс}} = 6$. Это значит, что при любой мощности ударное сжатие может привести самое большее к шестикратному увеличению плотности.

При взрывном горении в определенных условиях возникает особый вид ударной волны, предложению Берто, открывшему указанное явление в 1881 г.) называют волной детонации. Распространяясь в горючей смеси, волна детонации вызывает такое повышение температуры, которого доста-

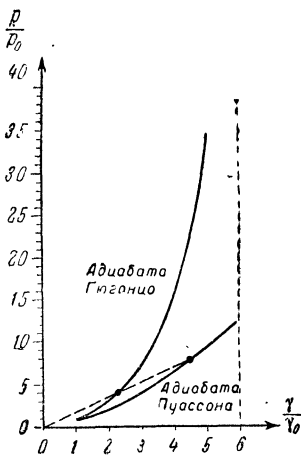


Рис. 271. Адиабата Пуассона и адиабата Гюгонио. Пунктирная прямая соответствует торможению газа при $M_0 = 2$ (стр. 539).

которую в этом случае (по явлению в 1881 г.) называют волной детонации. Распространяясь в горючей смеси, волна детонации вызывает такое повышение температуры, которого доста-

точно для воспламенения горючей смеси, или такое повышение давления во взрывающемся веществе, которого достаточно для возникновения взрывной реакции. Скорость распространения пламени при отсутствии детонации обычно невелика и измеряется метрами в секунду; при детонации фронт пламени распространяется со скоростью, в сотни и тысячи раз большей, а именно со скоростью волны детонации: в газообразных горючих смесях 2000—3000 м/сек, в конденсированных взрывчатых веществах 4000—6000 м/сек. В газообразных горючих смесях скачок температуры в волне детонации достигает 3000—4000°, а скачок давления составляет десятки атмосфер. В твердых взрывчатых веществах скачок давления при детонации огромен и измеряется десятками тысяч атмосфер.

Скачок термодинамических параметров в волне детонации определяется уравнением Гюгонно (15), но в данном случае правая часть этого уравнения должна быть дополнена слагаемым, равным теплоте реакции Q , выделяющейся на 1 кг взрывчатой среды.

Важная особенность волн детонации в сравнении с обычными ударными волнами заключается в том, что детонационное распространение фронта пламени происходит всегда с определенной скоростью $\omega_{\text{волн}} = \omega_{\text{дет}}$, характерной для газовой смеси или взрывчатого вещества. Среда перемещается вслед за фронтом волны детонации со скоростью ω . По отношению к этой перемещающейся возмущенной среде (содержащей продукты взрыва) волна детонации распространяется со скоростью звука в возмущенной среде:

$$\omega_{\text{дет}} = c + \omega. \quad (17)$$

Это соотношение было установлено Жуге в 1906 г. и носит название у р а в н е н и я Ж у г е; оно дополняет для волн детонации уравнения Римана.

Как уже упоминалось, ударные волны (*скачки уплотнения*) образуются всегда при набегаии сверхзвукового потока на какие-либо препятствия. Даже в правильно рассчитанных соплах обычно не удается осуществить равновесное торможение сверхзвукового потока, так как при набегаии потока на входное отверстие уже возникает скачок уплотнения.

При торможении потока, в частности сверхзвукового потока, повышение температуры вызывается преобразованием кинетической энергии потока во внутреннюю энергию газа, и поэтому относительное повышение температуры не зависит от того, происходит ли торможение равновесно или неравновесно. Как при равновесном, так и при ударном торможении потока повышение температуры в уплотненном газе может быть вычислено по формуле (12) и при полном затормаживании потока зависит только от начального значения числа Маха. Но изменения давления и плотности газа резко различаются для ударного и равновесного торможений потока. При равновесном торможении потока от скорости, выражаемой числом M_1 , до скорости, выражаемой числом M_2 , давление газа возрастает значительно сильнее, чем при ударном торможении потока в тех же пределах изменения числа Маха. Одно и то же относительное повышение температуры $\frac{T_2}{T_1}$ при ударном торможении в связи с ростом энтропии приводит к сравнительно небольшому уплотнению газа и поэтому к значительно меньшему повышению давления, чем при безударном, обратимом торможении потока.

Поскольку давление по уравнению Клапейрона для любого состояния газа пропорционально произведению абсолютной температуры на плотность газа, то нетрудно сообразить, что в диаграмме, представленной на рис. 271, состояния газа с одинаковым относительным повышением температуры лежат на прямой, проходящей через начало координат и наклоненной к оси абсцисс под углом, тангенс которого равен $\frac{T_2}{T_1}$. При полном затормаживании сверхзвукового потока, имевшего начальное значение числа $M_0 = 2$, относительное повышение температуры по формуле (12) получается равным 1,8; прямая, соответствующая этому случаю, показана на рис. 271 пунктиром. По точкам пересечения этой прямой с адиабатами Гюгонно и Пуассона мы видим, что ударное торможение приводит к повышению

давления в скачке уплотнения приблизительно в 3,8 раза и к уплотнению в 2,2 раза, тогда как равновесное торможение того же потока обеспечивает повышение давления в восемь раз при уплотнении в 4,4 раза.

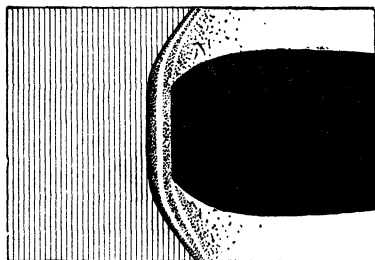


Рис. 272. Прямой скачок уплотнения, возникающий перед отверстием диффузора.

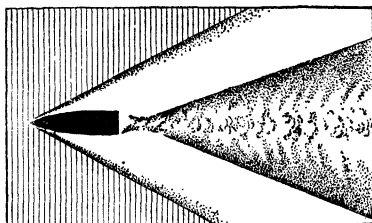
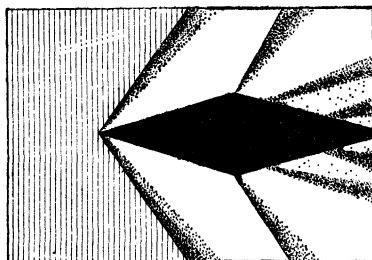


Рис. 273. Косые скачки уплотнения.

Угол между направлением движения и поверхностью, на которой происходит скачок уплотнения, для прямых скачков равен 90° , а для косых скачков он меньше чем 90° , но больше некоторого угла α , который определяется соотношением

$$\sin \alpha = \frac{c}{\omega_0} = \frac{1}{M_0}. \quad (18)$$

Для пояснения сказанного о величине угла наклона скачка обратимся к рис. 274. При движении тела в среде со сверхзвуковой скоростью ω_0 возмущение, производимое носком тела, распространяется во все стороны с тем большей скоростью, чем больше ударное повышение давления в среде перед носком тела. При малых повышениях давления возмущение распространяется со скоростью звука c , и эти слабые возмущения все время остаются внутри конуса, называемого ко-

На рис. 272 показан скачок уплотнения, возникающий перед отверстием диффузора. На рис. 273 изображены скачки уплотнения, возникающие при полете снаряда ($M=2,5$) и перед остроконечным телом (при $M=1,7$).

При полете снарядов, ракет и самолетов скачки уплотнения порождают дополнительное сопротивление — *волновое сопротивление*. В этих случаях скорость распространения ударной волны $\omega_{\text{волн}}$ совпадает со скоростью движения тела ω_0 .

Когда тело движется со скоростью, меньшей скорости звука, упругие деформации («возмущения») среды, вызываемые столкновением среды с передней поверхностью тела, распространяются во все стороны со скоростью звука и, следовательно, обгоняют тело. В отличие от этого при движении тела со сверхзвуковой скоростью упругие деформации среды не обгоняют тело, и ударное сжатие среды (скачок уплотнения) перемещается вместе с телом, вовлекая среду за фронтом волны в движение в том же направлении со скоростью ω , меньшей скорости звука.

Геометрическая форма поверхности, на которой происходит скачок уплотнения, определяется интенсивностью возникшей ударной волны и зависит от скорости движения и формы тела (рис. 272 и 273). Наибольшее рассеяние энергии происходит при *прямых скачках уплотнения*. В *косых скачках уплотнения* рассеяние энергии меньше и соответственно меньше волновое сопротивление тела. Поэтому снарядам, пулям, ракетам и самолетам, летящим со сверхзвуковой скоростью, придают остроконечную форму, а крылья делают стреловидными и с острой передней кромкой.

нумом Маха. За время τ тело проходит путь $\omega_0\tau$, а возмущение проходит путь ct . Все возмущения, складываясь друг с другом, образуют коническую поверхность, которая и является поверхностью раздела между возмущенной и невозмущенной

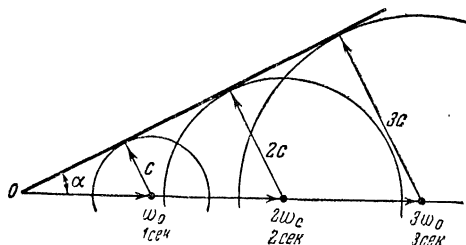


Рис. 274. Конус Маха.

средами, т. е. поверхностью ударной волны. Из рис. 274 ясно, что отношение ct к $\omega_0\tau$ представляет собой синус угла α при вершине конуса: $\sin \alpha = \frac{ct}{\omega_0\tau}$; отсюда и получается соотношение (18).

§ 135. Процессы в двигателях внутреннего сгорания

Двигатели внутреннего сгорания вошли в употребление в последние два десятилетия XIX в. Схема работы *четырёхтактного* двигателя внутреннего сгорания пояснена на рис. 275. Горючая смесь топлива с воздухом засасывается в цилиндр двигателя через карбюратор и в нужный момент воспламеняется электрической искрой или же жидкое топливо через форсунку впрыскивается под большим давлением в рабочий цилиндр в процессе сжатия воздуха и там самовоспламеняется от высокой температуры воздуха (чтобы обеспечить хорошее распыление, впрыскивание топлива производят под давлением в несколько сотен атмосфер).

Наряду с четырёхтактными двигателями с начала XX в. стали применять *двухтактные* двигатели, принцип устройства которых пояснен на рис. 276. В двухтактных двигателях полость, в которой происходит движение кривошипа, устраивается герметичной; эту полость называют кривошипной камерой. Во время рабочего хода поршень, толкаемый расширяющимися продуктами сгорания, часть производимой работы затрачивает на сжатие воздуха в кривошипной камере. В некоторый момент при движении поршня вправо (согласно рис. 276) левый край поршня подходит к имеющемуся в стенке цилиндра отверстию — «выхлопному окну». При дальнейшем движении поршня отработавшие газы вырываются через это выхлопное окно, и давление в цилиндре падает. Несколько позже, при

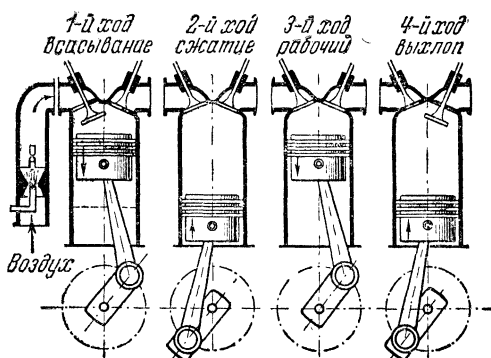


Рис. 275. Схема работы четырёхтактного двигателя.