

должен быть выбран тот из его корней, для которого $p_3 > p_2$:

$$\frac{p_3}{p_2} = \frac{5\gamma_2 + 1 + \sqrt{17\gamma_2^2 + 2\gamma_2 + 1}}{4\gamma_2}$$

Отметим, что это отношение почти не зависит от значения γ_2 , меняясь всего в пределах от 2,6 до 2,3 при изменении γ_2 от 1 до ∞ .

§ 131. Соотношение между различными режимами горения

В § 129 было показано, что детонации соответствуют точки на верхней части детонационной адиабаты для данного процесса горения. Поскольку уравнение этой адиабаты есть следствие одних лишь необходимых законов сохранения массы, импульса и энергии (примененных к начальному и конечному состояниям горящего газа), то ясно, что на эту же кривую должны лечь точки, изображающие состояние продуктов реакции также и при всяком другом режиме горения, в котором зону горения можно рассматривать как некоторую «поверхность разрыва». Выясним теперь, каков именно физический смысл остальных участков этой кривой.

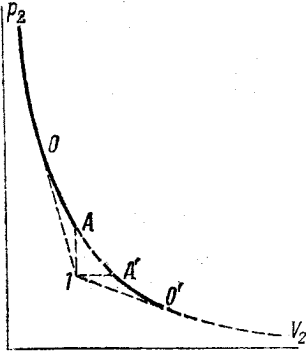


Рис. 136

Проведем через точку p_1, V_1 (точка I на рис. 136) вертикальную и горизонтальную прямые IA и IA' и две касательные IO и IO' к адиабате. Точки A, A', O, O' касания или пересечения этих прямых с кривой разделят адиабату на пять частей. Часть кривой, лежащая над точкой O , соответствует, как указано, детонации. Рассмотрим теперь другие участки кривой.

Прежде всего легко видеть, что участок AA' вовсе не имеет никакого физического смысла. Действительно, на этом участке имеем $p_2 > p_1, V_2 > V_1$, и поэтому поток вещества j оказался бы мнимым (ср. (129,2)).

В точках касания O и O' производная $d(j^2)/dp_2$ обращается в нуль; уже было указано в § 129 (со ссылкой на § 87), что в таких точках имеют одновременно место равенство $v_2 = c_2$ и неравенство $d(v_2/c_2)/dp_2 < 0$. Отсюда следует, что над точками касания $v_2 < c_2$, а под ними $v_2 > c_2$. Что касается взаимоотношения между скоростями v_1 и c_1 , то его всегда легко установить из рассмотрения наклона соответствующих хорд и касательных, подобно тому как это было сделано в § 129 для участка кривой над точкой O . В результате такого рассмотрения найдем, что на

отдельных участках адиабаты имеют место следующие неравенства:

$$\begin{aligned}
 &\text{над точкой } O: & v_1 > c_1, & v_2 < c_2; \\
 &\text{на отрезке } AO: & v_1 > c_1, & v_2 > c_2; \\
 &\text{на отрезке } A'O': & v_1 < c_1, & v_2 < c_2; \\
 &\text{под точкой } O': & v_1 < c_1, & v_2 > c_2.
 \end{aligned}
 \tag{131,1}$$

В точках O и O' имеем $v_2 = c_2$. При приближении к точке A поток j , а вместе с ним и скорости v_1, v_2 стремятся к бесконечности. При приближении же к точке A' поток j и скорости v_1, v_2 стремятся к нулю.

В § 88 было введено понятие об эволюционности ударных волн как о необходимом условии возможности их осуществления. Мы видели, что этот критерий устанавливается сравнением числа параметров, определяющих возмущение, и числом граничных условий, которым оно должно удовлетворять на самой поверхности разрыва.

Все эти соображения можно применить и к рассматриваемым здесь «поверхностям разрыва». В частности, остается в силе и произведенный в § 88 подсчет числа параметров возмущения для каждого из четырех случаев (131,1), представленный на рис. 57. Для детонационного режима (адиабата над точкой O) число граничных условий такое же, как и для обычной ударной волны, и условие эволюционности остается прежним. Для недетонационного же режима (адиабата под точкой O) ситуация меняется ввиду изменения числа граничных условий. Дело в том, что в таком режиме горения скорость его распространения целиком определяется свойствами самой химической реакции и условиями теплопередачи из зоны горения в находящуюся перед ней ненагретую газовую смесь. Это значит, что поток вещества j через зону горения равен определенной заданной величине (точнее, определенной функции состояния исходного газа I), между тем как в ударной или детонационной волне j может иметь произвольное значение. Отсюда следует, что на разрыве, представляющем зону недетонационного горения, число граничных условий на единицу больше; чем на ударной волне, — добавляется условие определенного значения j . Всего, таким образом, оказывается четыре условия, и тем же образом, как это было сделано в § 87, заключаем теперь, что абсолютная неустойчивость разрыва имеет место лишь в случае $v_1 < c_1, v_2 > c_2$, изображающемся точками на участке адиабаты под точкой O' . Мы приходим к выводу, что этот участок кривой не соответствует каким бы то ни было реально осуществляющимся режимам горения.

Участок $A'O'$ адиабаты, на котором обе скорости v_1 и v_2 — дозвуковые, соответствует обычному режиму медленного горения. Увеличению скорости горения j соответствует на участке

$A'O'$ адиабаты перемещение от точки A' (в которой $j=0$) к O' . Написанные в § 128 формулы (128,5) соответствуют точке A' (в которой $p_1=p_2$) и применимы постольку, поскольку j достаточно мало, т. е. поскольку скорость распространения горения мала по сравнению со скоростью звука. Точка же O' отвечает предельному «наиболее быстрому» режиму рассматриваемого типа. Выпишем здесь формулы, относящиеся к этому предельному случаю.

Точка O' , как и точка O , есть точка касания кривой с проведенной из точки I касательной. Поэтому формулы, относящиеся к точке O' , можно получить непосредственно из формул (129,8—11), относящихся к точке O , сделав в них лишь соответствующую перемену знака (см. сноску на стр. 675). Именно, в формулах (129,9) и (129,11) для v_1 и v_2 надо изменить знак перед вторым корнем, в связи с чем меняет знак также и выражение (129,12) для $v_1 - v_2$. Формулы (129,10) остаются неизменными, если понимать в них под v_1 новое значение. Все эти формулы сильно упрощаются в том случае, когда теплота реакции велика ($q \gg c_{v1}T_1$). Тогда получим:

$$v_1 = \frac{\gamma_2 p_1 V_1}{\sqrt{2(\gamma_2^2 - 1)q}}, \quad v_2 = \sqrt{\frac{2(\gamma_2 - 1)q}{\gamma_2 + 1}}, \quad (131,2)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{\gamma_2 + 1}, \quad c_{v2}T_2 = \frac{2q}{\gamma_2(\gamma_2 + 1)}.$$

Необходимо сделать здесь следующую оговорку. Мы видели, что при медленном горении в закрытой трубе впереди зоны горения непременно возникает ударная волна. При больших скоростях горения интенсивность этой волны велика и она существенным образом меняет состояние подходящей к зоне горения газовой смеси. Поэтому не имеет, собственно говоря, смысла следить за изменением режима горения при увеличении его скорости для заданного состояния p_1 , V_1 исходной горючей смеси. Для того чтобы достигнуть точки O' , необходимо создать такие условия горения, при которых бы не возникала ударная волна. Это можно, например, осуществить при горении в открытой с обеих сторон трубе, причем с заднего конца производится непрерывный отсос продуктов горения. Скорость отсоса должна быть подобрана так, чтобы зона горения оставалась неподвижной, и потому не возникала бы ударная волна¹⁾.

Участок AO адиабаты отвечает недетонационному режиму горения, распространяющемуся со сверхзвуковой скоростью. Оно

¹⁾ Обычное медленное горение в трубе может самопроизвольно перейти в детонацию. Этому предшествует самопроизвольное ускорение распространения пламени, а детонационная волна возникает впереди последнего. Обсуждение возможных механизмов этих процессов можно найти в указанных на стр. 666, 684 книгах.

может, в принципе, возникнуть при наличии очень хороших условий теплопередачи (например, путем лучистой теплопроводности), приводящих к скоростям горения j , превышающим значение, соответствующее точке O' .

В заключение обратим внимание на следующие общие отличия (помимо отличий, заключенных в неравенствах (131,1)) между режимами, изображающимися соответственно верхней и нижней частями адиабаты. Выше точки A имеем:

$$p_2 > p_1, \quad V_2 < V_1, \quad v_2 < v_1.$$

Другими словами, продукты реакции сжаты до более высоких давления и плотности, чем исходное вещество, и движутся вслед за фронтом горения (со скоростью $v_1 - v_2$). В области же ниже точки A имеем обратные неравенства:

$$p_2 < p_1, \quad V_2 > V_1, \quad v_2 > v_1;$$

продукты горения разрежены по сравнению с исходным веществом.

§ 132. Конденсационные скачки

Формальным сходством с детонационными волнами обладают *конденсационные скачки*, возникающие при движении газа, содержащего, например, пересыщенный водяной пар¹⁾. Эти скачки представляют собой результат внезапной конденсации паров, причем процесс конденсации происходит очень быстро в узкой зоне, которую можно рассматривать как некоторую поверхность разрыва, отделяющую исходный газ от «тумана» — газа, содержащего конденсированные пары. Подчеркнем, что конденсационные скачки представляют собой самостоятельное физическое явление, а не результат сжатия газа в обычной ударной волне; последнее вообще не может привести к конденсации паров, так как эффект увеличения давления в ударной волне перекрывается в смысле его влияния на степень пересыщения обратным эффектом повышения температуры.

Как и реакция горения, конденсация пара представляет собой экзотермический процесс. Роль теплоты реакции q играет при этом количество тепла, выделяющегося при конденсации пара, заключенного в единице массы газа²⁾. Конденсационная адиабата, определяющая зависимость p_2 от V_2 при заданном

¹⁾ Их теоретическое изучение начато *Осватичем* (K. Oswalitsch. 1942) и *С. З. Бельским* (1945).

²⁾ Теплота q не совпадает, строго говоря, с обычной скрытой теплотой конденсации, так как совершающийся в зоне конденсации процесс включает в себя не только изотермическую конденсацию пара, но и некоторое общее изменение температуры газа. Однако, если степень пересыщения пара не слишком мала (как это обычно и имеет место), то эта разница несущественна.