

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

М. А. РИВИН

**О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕНОСА РЕАКЦИИ В ГАЗОВОЙ
ДЕТОНАЦИИ В ТРУБАХ**

(Представлено академиком Н. Н. Семеновым 10 VI 1949)

В течение последнего десятилетия подавляющим большинством исследователей газовой детонации (в том числе и автором этой заметки) безоговорочно принимался механизм распространения детонации, согласно которому сжатие и нагрев газа в детонационной волне вызывают быструю адиабатическую реакцию — воспламенение горючей смеси, распространяющееся вслед за фронтом «поджигающей» ударной волны с той же стационарной скоростью*. Между тем, такой механизм отнюдь не является единственно возможным или единственным реально осуществимым. Некоторые экспериментальные данные заставляют предполагать, что если механизм адиабатического поджигания сжатием и осуществляется в ряде случаев, он не является универсальным.

Современная газодинамическая теория детонации⁽²⁾, позволяющая вполне удовлетворительно отобразить и предвычислить скорость распространения детонационной волны, кроме законов сохранения материи, количества движения и энергии, основана только на утверждении, что время химической реакции в детонационной волне много больше времени сжатия газа во фронте ударной волны, или иначе, что реакция происходит после сжатия, за фронтом ударной волны. Никакие другие предположения о характере протекания химической реакции в волне не необходимы для построения газодинамической теории, и, в свою очередь, никакие выводы о механизме реакции из теории не следуют. То, что реакция происходит после сжатия, не означает, что она вызывается сжатием.

Применительно к нормальной детонации в гладких трубах сложная структура газового потока за фронтом ударной волны, обусловленная воздействием стенки, рассматривалась только в связи с учетом потерь на трение и теплоотдачу. Между тем, именно эта сложная структура делает принципиально возможным распространение реакции не через «бегущее» адиабатическое воспламенение сжатием, а через нормальное теплопроводное пламя.

Для того чтобы был возможен стационарный детонационный режим, построенный из плоской ударной волны и следующего за ним на некотором расстоянии плоского же пламени, нужно, чтобы скорость распространения пламени относительно сжатого газа (равная так называемой нормальной скорости пламени) была равна скорости движения фронта волны относительно этого газа. Обозначая через D скорость детонации, через W — скорость сжатого газа за фронтом волны (относительно сте-

* В некоторых курсах теоретической физики (см. напр. (1)) такое представление о механизме детонации используется для определения самого явления детонации.

нок), запишем: $U_{\text{плам}} = D - W$. Необходимая скорость пламени оказывается равной нескольким сотням метров в секунду. Относительно продуктов горения пламя должно распространяться при этом со скоростью, равной местной скорости звука, что невозможно для процесса, обусловленного молекулярными теплопроводностью и диффузией*. Достаточно, однако, предположить, что поверхность фронта пламени не является строго плоской и нормальной к направлению распространения, чтобы это ограничение перестало быть существенным**.

Рассмотрим схематически характер движения газа за фронтом детонации. В момент сжатия во фронте ударной волны AA газ (рис. 1, *a*), до сих пор покоившийся, сжимается и приобретает поступательную скорость W , одинаковую по всему сечению трубы. По мере движения вдоль трубы (и, соответственно, отставания от фронта волны) частицы газа, прилегающие к стенке, тормозятся, образуя пограничный слой возрастающей толщины. На некотором расстоянии от места начала течения происходит срыв ламинарного пограничного слоя. Образовавшийся турбулентный пограничный слой постепенно утолщается, пока не охватит все сечение трубы. Непосредственно за местом срыва поток состоит из прилегающего к стенке очень тонкого, так называемого «ламинарного подслоя», переходящего в турбулентный пограничный слой возрастающей толщины, и — в центре — основного потока с плоским распределением скорости. Скорость течения газа в пограничном слое меняется от нуля на стенке до скорости W на границе пограничного слоя и

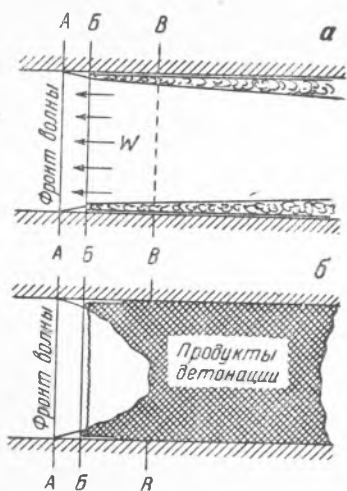


Рис. 1

центрального ядра потока. Вся картина вблизи начала течения воспроизводит картину обтекания тонкой пластинки с тем отличием, что в рассматриваемом случае, вследствие постоянства расхода, торможение газа вблизи стенки через изменение давления вызывает соответствующее увеличение его скорости W в ядре и, следовательно, уменьшение скорости волны относительно газа ($D - W$). Место срыва пограничного слоя в физической гидродинамике определяется условием, чтобы число Рейнольдса, составленное из расстояния от начала обтекания до места срыва, было равно $5 \cdot 10^5$. Для случая типичной нормальной детонации в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (при начальном давлении 1 ата) это расстояние оказывается равным $\sim 0,3$ см. Соответственно, расстояние от фронта волны до места срыва пограничного слоя (расстояние между сечениями BB и AA) равно $0,3(D - W)/W \cong 0,06$ см, а время от начала сжатия $\tau \approx 10^{-6}$ сек.

Представим себе, что самовоспламенение смеси τ задает фронт волны происходит где-либо справа от BB , например, в сечении BB' . Если бы оказалось, что скорость распространения пламени в условиях турбулентного слоя (по его внутренней стороне) $U_{\text{турб}}$, благодаря перераспреде-

* Для наиболее быстро горящих смесей нормальная скорость пламени относительно продуктов горения остается всегда в несколько (5—7) раз меньше скорости звука в продуктах.

** Линейная скорость распространения пламени в трубе относительно свежего газа равна, по определению, нормальной скорости, умноженной на отношение площади фактической поверхности пламени к площади нормального сечения. Следовательно, при достаточном развитии поверхности фронта, линейная скорость распространения пламени может во много раз превышать его нормальную скорость, являющуюся для данной смеси физико-химической константой.

лению скорости в потоке и большей величине пульсации*, больше скорости волны относительно сжатого газа, пламя, двигаясь вдоль внутренней стороны турбулентного слоя, приблизилось бы к месту срыва (сечению *ББ*) и установилась бы стационарная картина, показанная на рис. 1, б: на некотором расстоянии за фронтом волны, вблизи места срыва пограничного слоя, устанавливается кольцо пламени, распространяющееся по турбулизованному слою с той же скоростью, что и волна. От этого кольца турбулентное пламя распространяется по всему сечению трубы. В сечении *ВВ* состояние продуктов закончившегося горения отвечает точке *Жуге* на $P - V$ диаграмме. Среднее время от начала сжатия слоя газа (сечение *АА*) до окончания горения в нем будет в такой схеме представлять эффективное время реакции.

Внешне описанная картина напоминает так называемый «второй механизм детонации» в шероховатых трубах, описанный Я. Б. Зельдовичем⁽²⁾. Существенное отличие заключается в самом механизме первичного поджигания. В отличие от «третьего механизма»⁽²⁾, в котором основное значение имеет перестройка скорости под влиянием шероховатой стенки, в нашем случае главную роль играют мощные пульсации, возникающие в пограничном слое после его срыва, что и позволяет построить описанный стационарный режим нормальной детонации. Однако в обоих случаях отправным является влияние торможения о стенку на характер потока.

Таким образом, если $U_{\text{турб}} \geq D - W$, достаточно, чтобы время, потребное для адиабатического воспламенения в волне, оказалось больше $\sim 10^{-6}$ сек. для того, чтобы сжатый газ начал гореть, прежде чем произойдет воспламенение. Появление же очага горения в каком-либо месте сечения (это относится в полной мере и к спиновой детонации) автоматически затрудняет самовоспламенение: частичное местное выгорание смеси в данном сечении отвечает уменьшению средней по сечению плотности и давления (изображающая точка в $P - V$ диаграмме движется сверху вниз по прямой Ренкина — Михельсона⁽²⁾) и ведет к соответствующему изэнтропическому падению температуры еще не прореагировавшей части смеси. Уменьшение давления и температуры должно затягивать задержку воспламенения, отодвигая его от фронта волны, и в случае достаточно сильной зависимости скорости реакции от этих факторов привести даже к полному его срыву.

Каково же в действительности время адиабатического воспламенения в условиях детонации? Оказывается, что экспериментальные основания для сколько-нибудь надежной оценки отсутствуют, экстраполяция же данных, полученных в области низких температур, ненадежна и приводит к противоречиям. Оценка эффективного времени реакции, произведенная нами по измерениям падения скорости в узких трубах, для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ дает величину порядка 10^{-5} сек. Измерения Трошина и Щелкина, отождествляющих зону протекания реакции с зоной слабого свечения на полученных ими фотографиях, дают время того же порядка или несколько больше. В химической кинетике принято считать, что основная часть полного времени реакции в рассматриваемой смеси уходит на разгон скорости реакции (период индукции), поэтому время, необходимое для адиабатического воспламенения в условиях детонации, если оно там осуществилось бы, должно бы быть близко к 10^{-5} сек., т. е. заметно больше найденного нами критического значения $\sim 10^{-6}$ сек.

Из изложенного следует, что механизм передачи реакции в детона-

* Пульсационная скорость пропорциональна разности скоростей близлежащих струй газа. В рассматриваемом случае скорость газа меняется на протяжении тонкого пограничного слоя от нуля на стенке до $W = 0,8 - 0,85 D$ на внутренней его границе, чему отвечают пульсации порядка сотен м/сек. К этому надо прибавить, что нормальная скорость пламени при высокой температуре газа в ударной волне должна быть тоже велика. О влиянии обоих факторов на скорость горения см. (4).

ционной волне через адиабатическое воспламенение сжатием не является принципиально ни единственным или необходимым, ни даже наиболее вероятным. Какой именно механизм осуществится, зависит в каждом случае от конкретного соотношения величин ($U_{\text{турб}}$, время адиабатического воспламенения).

В заключение заметим, что и в случае сферической детонации (в котором стенка и вызываемое ею возмущение отсутствуют) также принципиально возможен режим с переносом реакции нормальным турбулентным пламенем. В этом случае, по достижении зоной горения некоторого критического размера, можно ожидать возникновения предсказанной Л. Д. Ландау⁽³⁾ автотурбулизации плоского фронта пламени и соответствующего очень резкого возрастания линейной скорости его распространения*. К сожалению, скудность экспериментальных данных по автотурбулизации не допускает каких-либо численных оценок.

Автор очень признателен Я. Б. Зельдовичу за плодотворное обсуждение затронутых здесь вопросов.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило
9 VI 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. Ландау и Е. Лифшиц, Механика сплошных сред, М., 1944. ² Я. Б. Зельдович, Теория горения и детонации газов, М., 1944. ³ Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 14, 280 (1944). ⁴ К. И. Щелкин, ЖТФ, 13, 520 (1943).

* Аналогичный режим, как легко видеть, можно построить и для детонации в трубах: за фронтом ударной волны по сжатому газу распространяется автотурбулизованное пламя с развитой поверхностью горения. Среднее расстояние между фронтом волны и фронтом горения должно быть связано с амплитудой возмущения фронта пламени.