

На рис. 5 штриховой линией показана установившаяся (или максимальная) скорость свободной поверхности метаемой фольги в зависимости от $\rho_{10}^0 l$, что позволяет объединить результаты вычислений для фольги из разных материалов (металась фольга из никеля и вольфрама) при взрыве одинаковых зарядов ВВ (гексоген $m = 1,00$, $l = 4,5$ мм). В расчетах фольга в процессе нагружения не разрушалась. С уменьшением $\rho_{10}^0 l$ скорость, которую приобретает фольга за счет воздействия химика, увеличивается, приближаясь в пределе к скорости детонационной волны.

В заключение автор выражает благодарность Р. И. Нигматулину за постоянное внимание к настоящей работе и полезные обсуждения.

*Поступила в редакцию
26/XII 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Недра, 1970.
2. Н. К. Голубева, В. Ф. Куропатенко. Тез. докл. 3-й Сиб. конф. по математике и механике. Томск, 1964.
3. Л. Н. Бусурина, В. Я. Гольдин и др. ЖВММФ, 1970, 10, 1.
4. В. Я. Гольдин, Н. Н. Калиткин и др. ЖВММФ, 1972, 12, 6.
5. Н. Х. Ахмадеев, Р. И. Нигматулин. ПМТФ, 1976, 5.
6. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М., Наука, 1978.
7. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., Наука, 1968.
8. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1966, 2, 4.
9. В. С. Илюхин, П. Ф. Иохил и др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4.
10. А. Н. Дремин, К. К. Шведов, О. С. Авдониц. ФГВ, 1970, 6, 4.
11. Е. Ю. Орлова. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ. Л., Химия, 1973.
12. А. Я. Аппи, Н. Ф. Велина, Ю. А. Лебедев. ПМТФ, 1962, 5.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛОПИРУЮЩЕГО РЕЖИМА ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

*В. Ю. Ульяницкий
(Новосибирск)*

В работе [1] при изучении пределов детонации водородно-воздушных смесей в трубе вблизи предельных концентраций обнаружен режим с пониженной скоростью распространения и большими пульсациями давления во фронте. Протяженность пульсаций была намного больше диаметра трубы и не могла объясняться многофронтной структурой детонационного фронта, размеры которой практически не превышают диаметра. Подобный режим обнаружен в ацетилене [2], в пропане с кислородом [3], в смеси $C_2H_2 + 5O_2 + zN_2$ [4] и назван галопирующим.

В [4] при разбавлении стехиометрической смеси азотом установлено, что после того, как размер многофронтной структуры становится порядка поперечного размера трубы, дальнейшее разбавление приводит к возникновению галопирующего режима. Полученные в [4] теплерограммы и фоторазвертки самосвечения показали, что на отдельных участках скорость волны значительно выше расчетной скорости стационарного режи-

ма D_0 , хотя средняя скорость такой волны заметно ниже D_0 . Причем на участках с повышенной скоростью движения регистрируется многофронтная структура. По мере спада скорости она исчезает и фронт волны распадается на гладкий ударный и отходящий от него фронт горения. Через некоторое время в районе фронта горения происходит вспышка, которая приводит к скачкообразному изменению скорости фронта, и весь процесс повторяется.

Детальное исследование участка движения с разделенными ударным фронтом и фронтом горения проведено в [5]. Однако до сих пор не предложено какой-либо модели, хотя бы качественно объясняющей такое поведение детонационной волны. Настоящее исследование проведено с целью построения модели галопирующего режима детонации.

Эксперимент

Возбуждение галопирующего режима в круглой трубе диаметром 12,8 мм и длиной до 7 м осуществлялось в результате перехода детонации из короткой ($L = 50$ мм) секции инициирования, которая отделялась от основной трубы тонкой мембраной и заполнялась стехиометрической ацетилено-кислородной смесью. В ходе экспериментов с помощью датчиков давления и частотомера ЧЗ-34 измерялась средняя скорость распространения волны по всей трубе и на участках длиной от 3 до 40 мм; регистрировались следовые отпечатки на закопченной фольге на участках длиной до 4 м; проводилась съемка самосвечения с помощью фоторегистратора на отрезке трубы длиной 3 м. Исследовались водородно-, ацетилено- и метано-кислородные смеси, разбавлявшиеся как азотом, так и аргоном.

В смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2\text{O}_2$ при начальном давлении $p_0 > 0,1$ атм регистрировался стационарный многофронтный режим, при $p_0 \approx 0,1$ атм — спиновый. Дальнейшее понижение давления приводило к формированию галопирующего режима. При этом фоторегистрограммы самосвечения имели вид, показанный на рис. 1 ($p_0 = 0,07$ атм). В точке A (рис. 1, a), в результате скачка, скорость волны принимает максимальное значение $D_{\text{max}} = 3700$ м/с. На участке AB скорость монотонно уменьшается до величины $D \approx D_0$, в окрестности точки B на фоторазвертке наблюдается излом траектории, что соответствует резкому спаду скорости. Согласно экспериментам [4, 5], в этой точке фронт горения отделяется от ударного. На начальном участке (AB) при одном и том же начальном давлении траектория движения волны практически не отличается от эксперимента к эксперименту, а также для разных, повторяющихся участков в одном эксперименте. На участке BC повторяемость значительно хуже. Например, на фоторегистрограмме (см. рис. 1, a) скорость фронта горения, резко уменьшившись в окрестности точки B , продолжает еще некоторое время падать, затем фронт горения несколько ускоряется, а потом вновь замедляется. В окрестности C скорость фронта горения вновь резко возрастает до величины, большей D_0 , и остается практически постоянной на участке CA ($D \approx 2500$ м/с). Начиная с A , весь процесс (пульсация) повторяется. Во втором случае (рис. 1, b) скорость фронта горения после точки B сначала уменьшается, а затем возрастает к точке C . В окрестности C немного впереди фронта горения происходит вспышка, после которой на участке CA фронт горения распространяется также практически с постоянной скоростью. Минимальное значение скорости фронта горения для различных регистрограмм лежит в интервале 1100—1400 м/с.

Чередующиеся темные и светлые вертикальные полосы на фоторегистрограммах на участках AB и CA , характерные для многофронтной детонации, указывают на наличие на этих участках многофронтной структуры во фронте волны, что полностью подтверждается следовыми

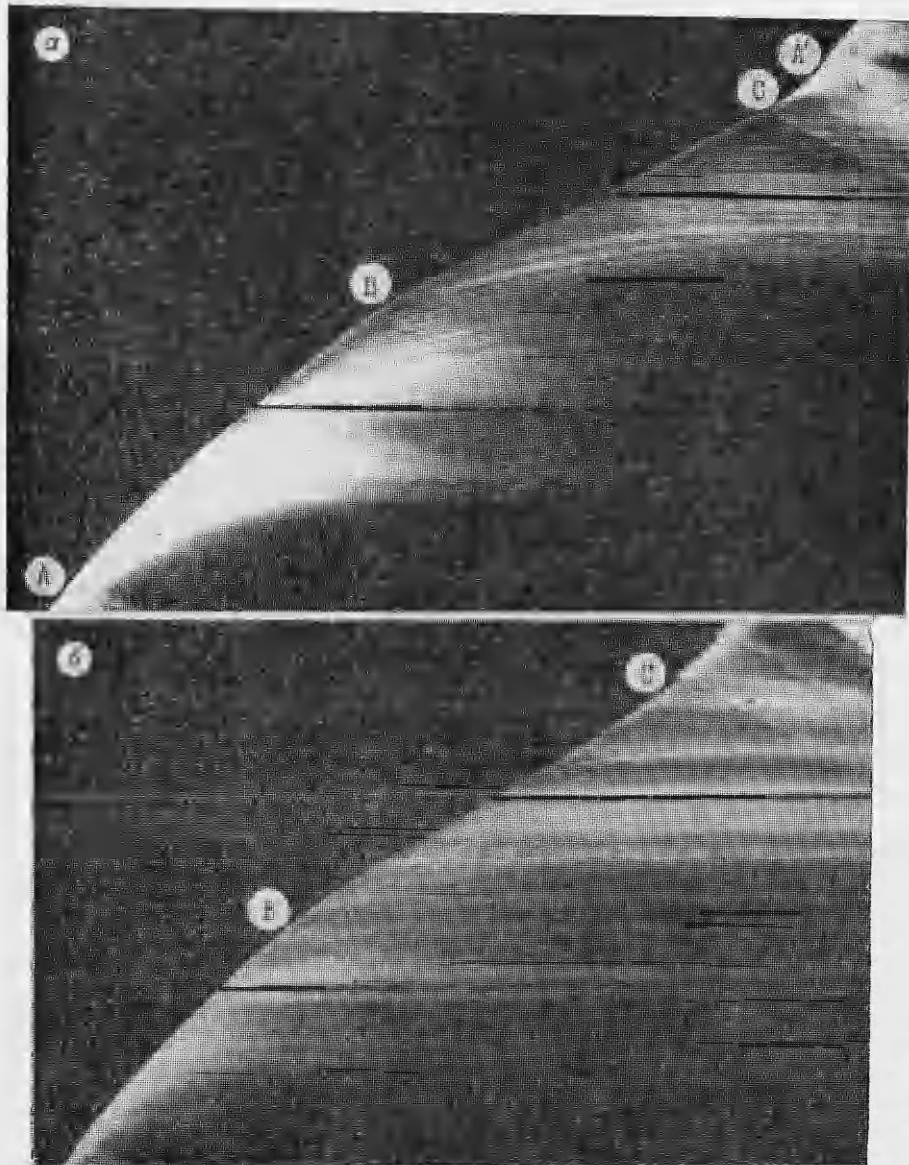


Рис. 1.

отпечатками. Схема типичного отпечатка, полученного при тех же начальных условиях, что и фотографии рис. 1, приведена на рис. 2. Ячейка, имеющая вблизи точки A размер порядка 1,0 мм, на участке AB постепенно увеличивается до 30 мм и затем отпечатки принимают характерный для спиновоего режима вид. На участке BC отпечатки не фиксируют какой-либо структуры во фронте волны, а теплерограммы [4, 5] показывают, что волна имеет практически плоский ударный фронт с оттошедшим от него фронтом горения. На участке CA многие отпечатки фиксируют ячейку, размер которой почти не меняется и всегда больше, чем размер ячейки сразу же после $A(A')$. В точке $A(A')$ регистрируется четкая поперечная линия разделения.

Минимальная протяженность пульсации в смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ достигалась при $p_0 = 0,07$ атм и составляла 2,2 м. При этом на длине всей трубы

можно было наблюдать три практически полных периода (пульсации) галолирующего режима, протяженность которых отличалась не более чем на 20%. Уменьшение начального давления приво-

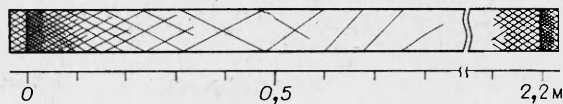


Рис. 2.

дидо к увеличению протяженности пульсаций. При разбавлении стехиометрической смеси кислородом или азотом начальное давление, соответствующее возникновению галолирующего режима, увеличивалось. Так, в смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 + 2\text{N}_2$ «галоп» возникал уже при $p_0 = 1$ атм.

Галолирующий режим не удалось возбудить в смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, когда добавка аргона превысила 50%; если в тех случаях, где галолирующий режим осуществлялся, для его возбуждения было достаточно двукратного превышения начального давления в секции инициирования по отношению к секции измерения, то при добавках более 50% Ar, даже при двадцатикратном превышении начального давления в секции инициирования, волна (иногда после одной пульсации) полностью затухала. В смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ галолирующий режим был нестабилен, разбавление азотом стабилизировало возбуждение «галоп», а уже малые добавки аргона приводили к полному срыву. В смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ галолирующий режим наблюдался только при добавлении азота.

Теоретическая модель

Полученные экспериментальные данные позволяют сформулировать физическую модель галолирующего режима детонации.

Возникающая в трубе в результате инициирования пересжатая детонационная волна по мере распространения постепенно ослабевает. При этом ячейка возрастает, и если ее размер, соответствующий стационарному режиму распространения, оказывается меньше или порядка поперечного размера трубы, то волна выходит на стационарный режим. Если же размер ячейки, соответствующий стационарной волне, становится заметно больше поперечного размера трубы (начальное давление ниже давления, соответствующего спиновому режиму), то после того, как размер ячейки в ослабевающей детонационной волне становится порядка диаметра трубы, поперечная структура фронта вырождается и происходит разделение ударного фронта и фронта горения, расстояние между которыми (зона индукции) постепенно увеличивается. В некоторый момент времени в результате вспышки в зоне индукции формируется детонационная волна (плотность и температура в зоне индукции существенно выше, чем в начальном состоянии, следовательно, значительно меньше размер ячейки). Такая внутренняя детонационная волна, при выходе на ведущий ударный фронт приведет к резкому увеличению скорости и к формированию пересжатой детонационной волны в исходной смеси, которая затем вновь распадается. В дальнейшем весь процесс повторится, если будет выполнено условие возбуждения следующей внутренней детонационной волны.

Таким образом, детонационная волна в галолирующем режиме может быть описана совокупностью затухающих волн, порождаемых локальными взрывами ударно-сжатой смеси, заключенной в зоне индукции между ударным фронтом и фронтом горения в конце каждой пульсации. Схема такого процесса на протяжении одной пульсации приведена на рис. 3. При описании движения волны, возбужденной взрывом, будем считать, что на участке от r_0 до r_* химическая реакция мгновенна, а в точке разделения (r_*) происходит срыв реакции. Тогда зависимость скорости волны от расстояния можно описать формулами, предложенными в [6, 7]

$$\frac{ar}{dt} = D \begin{cases} D_0 [(\varepsilon_* r_*/r)^l + 1]^{1/2l}, & r_0 \leq r \leq r_*, \\ D_0 [(\varepsilon_*^l + 1)^{1/2l} (r_*/r)]^{1/2}, & r_* \leq r \leq r_2, \end{cases} \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_* = \frac{[E_u^l - (2,25\alpha\rho_0 D_0^2 r_0^2)^l]^{1/l}}{2,25\alpha\rho_0 D_0^2 r_*}, \quad (2)$$

E_u — энергия взрыва на единицу площади; α — параметр сильного точечного взрыва; ρ_0 — начальная плотность смеси; D_0 — стационарная скорость детонационного режима; l — параметр, учитывающий зависимость тепловыделения в ходе реакции от скорости пересжатой детонационной волны. Энергия взрыва E_u складывается из тепловой, кинетической и химической энергий ударно-сжатого газа, а ее плотность однозначно определяется физико-химическими свойствами исходной смеси и числом Маха ударной волны M_2 в точке r_2 снизу. Обозначая безразмерную на $1,125\alpha\rho_0 D_0^2$ среднюю плотность энергии $h = h(M_2)$, из (2) получим

$$r_0/r_* = \varepsilon_*/(h^l + 1)^{1/l}. \quad (3)$$

Начальный радиус взрыва r_0 , порождающего очередную пульсацию, равен половине длины зоны индукции в конце предыдущей пульсации λ . Тогда при регулярном процессе (периодические пульсации) закон сохранения массы ударно-сжатого газа, пренебрегая малыми градиентами плотности, можно записать в виде

$$r_2 - r_* = 2\sigma r_0, \quad (4)$$

где $\sigma = \sigma(M_2)$ — степень сжатия на ударном фронте. Потребуем, чтобы средняя скорость распространения волны на протяжении одной пульсации, а следовательно, и скорость всего процесса в целом равнялась D_0 . Тогда вводя безразмерные переменные $x_1 = r_0/r_*$ и $x_2 = r_2/r_*$, из (1), (3), (4) получим замкнутую систему уравнений

$$\int_{x_1}^1 \frac{dx}{[(\varepsilon_*/x)^l + 1]^{1/2l}} + \frac{2(x_2^{3/2} - 1)}{3(\varepsilon_*^l + 1)^{1/2l}} = (x_2 - x_1),$$

$$x_1 = \varepsilon_*/(h^l + 1)^{1/l}, \quad (5)$$

$$x_2 - 1 = 2\sigma x_1.$$

Здесь h и σ — функции M_2 , а согласно (1), $M_2 = M_0 (\varepsilon_*^l + 1)^{1/2l} / x_2^{1/2}$,

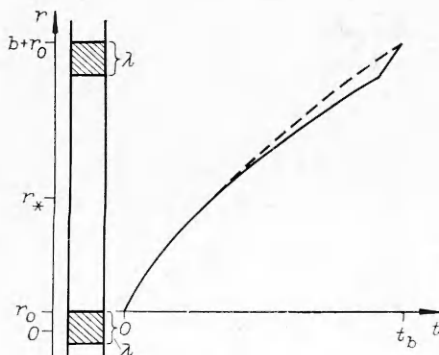


Рис. 3.

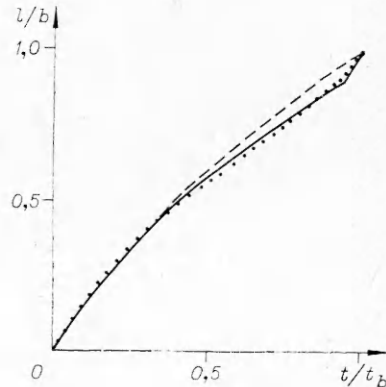


Рис. 4.

т. е. h и σ — однозначные функции ε_* и x_2 , имеющие при постоянном γ аналитическое выражение.

Система (5) позволяет рассчитать все параметры галопирующего режима для относительной координаты $x = r/r_*$. Легко видеть, что предложенная модель имеет прямое сходство с моделью ячейки многофронтной детонации [8]. И пульсация галопирующего режима по своему физическому смыслу представляет вырожденную «одномерную ячейку» детонационной волны в условиях, когда поперечный размер фронта оказывается меньше поперечного размера ячейки стационарной волны. Основное отличие состоит в том, что в ячейке роль взрыва, порождающего пульсацию, играет столкновение поперечных волн. Такая аналогия позволяет не останавливаться на выводе формулы для расчета r_* и абсолютной величины пульсаций $b = (x_2 - x_1) r_*$, а воспользоваться результатами [8]. Либо r_* , определяющийся условием истечения периода индукции к концу пульсации, может быть рассчитан по формулам [6], в которые нужно подставить ε_* из (5).

Полный расчет галопирующего режима в смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ при $p_0 = 0,07$ атм проведен на ЭВМ. Как показывают эксперименты, потери на стенках оказывают существенное влияние на распространение волны в галопирующем режиме (средняя скорость на 15–20% ниже рассчитанной без учета потерь стационарной скорости Чепмена — Жуге); для учета этого влияния в расчет в качестве D_0 закладывалось экспериментальное значение средней скорости 1850 м/с.

На рис. 4 приведены расчетные траектории (сплошная линия — фронт горения, штриховая — ударный фронт после точки разделения), точки соответствуют экспериментальной траектории рис. 1, а. Изменение скорости фронтов вдоль пульсации показано на рис. 5 (сплошная линия — расчетная скорость фронта горения, штриховая — ударного фронта), светлыми точками показано изменение скорости для фоторазвертки рис. 1, а, темными — для рис. 1, б. Видно, что траектория и скорость волны на участке до точки разделения мало отличаются от экспериментальных (отклонения порядка ошибки измерения). Во второй части различие уже более существенно, в особенности в величине скорости фронта горения. Это, по-видимому, связано с влиянием диффузионного горения после «срыва» реакции, которое в модели не учитывается. Протяженность пульсации, рассчитанная с кинетикой [9], $b = 1,7$ м, экспериментальное значение — 2,2 м. Как и размер ячейки, протяженность пульсации должна увеличиваться с уменьшением начального давления и при разбавлении смеси азотом, что находится в полном соответствии с экспериментом. Для смесей, разбавленных аргоном ($2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$, $2\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2 + 21\text{Ar}$), решение системы (5) существует лишь при средней скорости распространения волны большей D_0 , однако для стационарности такого процесса необходима поддержка (например, толкающий поршень). Как уже отмечалось, в эксперименте в таких смесях пульсации регистрировались только на начальном участке при поддержке сильного инициирования.

Сформулируем основные результаты.

Проведены эксперименты, на основе которых предложена модель галопирующего режима детонации. Согласно модели, «галоп»

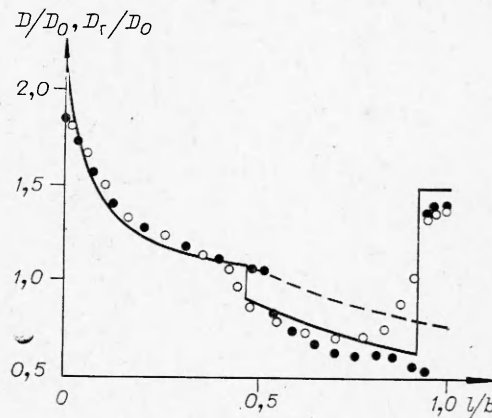


Рис. 5.

является стационарным пульсирующим режимом, при котором из-за ограниченных размеров фронта основные пульсации носят вырожденный одномерный характер. Получено хорошее соответствие расчетных параметров процесса с экспериментом. Особо следует отметить, что при одних и тех же начальных условиях давление во фронте галопирующей детонации на отдельных участках движения оказывается в несколько раз больше, чем давление во фронте обычной волны Чепмена — Жуге.

Поступила в редакцию
19/III 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. A. J. Mooradian, W. E. Gordon. J. Chem. Phys., 1951, 19, 3.
2. R. E. Duff, H. T. Knight, H. R. Wright. J. Chem. Phys., 1954, 22, 9.
3. H. J. Michels, G. Munday, R. W. Ubbelohde. Proc. Roy. Soc., 1970, A319, 1539.
4. N. Manson, C. Brochet et al. 9-th Symp. (Intern.) on Combustion. New York, 1963.
5. J. P. Saint-Cloud, Cl. Guerraud et al. Acta Astr., 1972, 17.
6. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3.
7. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 4.
8. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
9. Р. И. Солоухин. Методы измерений и основные результаты исследований на ударных трубах. Новосибирск, Наука, 1969.

ОПЛАВЛЕНИЕ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОНТАКТА ПРИ КОСОМ СОУДАРЕНИИ ПЛАСТИН

М. С. Качан
(Новосибирск)

При высокоскоростном косом соударении пластин происходят сложные механические и тепловые явления, механизм которых пока нельзя считать выясненным до конца. Некоторые существенные его детали анализируются в [1, 2], где, в частности, предложены модели описания явления волнообразования и обсуждаются связанные с ним особенности тепловыделения. Специально тепловому режиму шва посвящены экспериментальные исследования [3, 4] и теоретические оценки [5—8]. Соответствующая задача Стефана для модели плоского соударения и динамика межфазной границы рассчитаны в [9]. Настоящая работа, претендуя на полное описание, имеет целью дать расчет более близкой к реальности модели тепловых процессов вблизи контактной поверхности

с учетом косоуго (под углом γ) характера соударения, когда точка контакта перемещается с конечной скоростью v (рис. 1). Хотя явление волнообразования остается вне рамок этой модели, она является следующим по сложности этапом по сравнению с рассматривавшимся ранее.

Полагается, что наличие зазора существенно не сказывается на тепловом

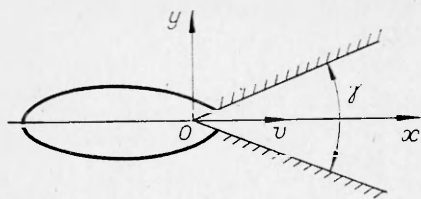


Рис. 1.