

22. Леметр Ж. Континуальная модель повреждения, используемая для расчета разрушения пластичных материалов // ТОИР.— 1985.— 107, № 4.— С. 90—98.
23. Гольденблат И. И., Копнов В. А. Критерии прочности и пластичности конструкционных материалов.— М.: Машиностроение, 1968.
24. Коротких Ю. Г. Описание процессов накопления повреждений материала при неизотермическом вязкопластическом деформировании // Проблемы прочности.— 1985.— № 1.— С. 18—23.

г. Нижний Новгород

Поступила в редакцию 30/V 1990,
после доработки — 27/XI 1990

УДК 534.222.2

В. Н. Гамезо, Б. Н. Кондриков

О ДЕТОНАЦИИ КРИОГЕННЫХ СМЕСЕЙ H_2+O_2

Предложено объяснение полученной в работе [1] аномально высокой скорости детонации смесей жидкого водорода и твердого кислорода. Показано, что детонация с аномально высокой скоростью не является детонацией Жуге. Отличие скорости от полученной термодинамическим расчетом не может быть объяснено возможными погрешностями уравнений состояния воды и водорода. Предложена простая приближенная модель распространения в гетерогенной системе формально недосжатого режима детонации, параметры которого определяются точками пересечения детонационной адиабаты смеси и ударной адиабаты инертного компонента в координатах $p - D$. Рассмотрена связь этой модели с реальной схемой течений, описываемой теорией двухслойной детонации.

Детонация смесей жидкого водорода с твердым кислородом изучалась главным образом в связи с необходимостью обеспечения безопасности их промышленного применения [1]. Оказалось, что детонационная способность этих смесей весьма высока: получена детонация в слоях толщиной порядка нескольких десятков микрометров. Низкоскоростная детонация идет в данной системе в зависимости от толщины слоя со скоростью от 500 до 1000 м/с. Для высокоскоростной детонации в работе [1] приведены два значения скорости для смеси с коэффициентом избытка горючего $\alpha = 1$: при $\rho_0 = 0,4 \text{ г/см}^3$ $D = 4500 \text{ м/с}$, при $\rho_0 = 0,5 \text{ г/см}^3$ (в тексте [1] $0,05 \text{ г/см}^3$, по-видимому опечатка) $D = 6600 \text{ м/с}$. Разница между полученными величинами выходит далеко за пределы и ошибки опыта, и возможного влияния начальной плотности. Есть основания полагать, что она не случайна. В данной работе предпринята попытка дать этому экспериментальному факту разумное объяснение.

На рис. 1 представлены результаты расчета скорости детонации смесей водорода с кислородом с использованием различных уравнений состояния продуктов детонации. Кривые 1 и 2 взяты из [2] и соответствуют уравнениям состояния с вириальными коэффициентами УВК и ВКВ. Вблизи стехиометрии при $\alpha = 0,5 - 1,5$ кривая 3, рассчитанная по методу [3], располагается вблизи кривых 1 и 2. При увеличении содержания водорода разница между кривыми увеличивается и при $\alpha = 10$ достигает $1,3 - 1,6 \text{ км/с}$. По-видимому, дело в том, что уравнения состояния водорода в [2] и [3] в рассматриваемой области (p, v, T) существенно отличаются друг от друга. Уравнение состояния [3] имеет вид

$$p = p_n + kRT/v, \quad (1)$$

где p_n — потенциальная, «холодная» составляющая давления, определяемая с помощью потенциала $\exp -6$, а величина k задается:

$$k = a_1 - a_2 [\exp(a_3\tau) + a_4]^{-1},$$

где $\tau = (v_0/v) (T_0/T)^{0.3}$ — параметр Кузнецова ($v_0 = 1 \text{ см}^3/\text{г}$, $T_0 = 1000 \text{ К}$), а коэффициенты a_{1-4} приняты равными соответственно 6,449, 30,309, 5,492 и 4,562.

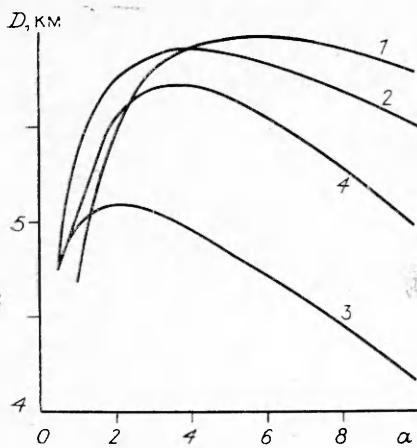


Рис. 1.

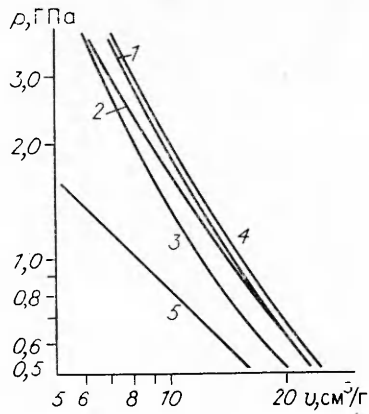


Рис. 2.

На рис. 2 представлены изотермы водорода при $T = 2000$ К в представляющем интерес интервале изменения давления. Изотерма УВК (кривая 1) нанесена по данным [4]:

$$p = (RT/v) (1 + b_2/v + b_3/v^2 + b_4/v^3 + b_5/v^4),$$

где $b_2 = 14$ см³/моль, $b_3 = 0,625b_2^2$, $b_4 = 0,287b_2^3$, $b_5 = 0,193b_2^4$. Кривая 2 соответствует уравнению состояния ВКВ:

$$p = (RT/v) (1 + Xe^{\beta x}),$$

$X = \kappa K [v(T + \Theta)]^\alpha$. В расчете использован набор параметров для гексогена [5]: $\beta = 0,181$, $\kappa = 14$, 15 , $\alpha = 0,54$, $\Theta = 400$ и коэфф. $K = 80$. Отличие от параметров, использованных в [6] (и вероятно, в [2]), невелико: соответственно 0,192576, 12,5961, 0,517126, 1187,39 и 98. На положении рассматриваемой изотермы это отличие практически не сказывается. При $p = 1 \div 2$ ГПа кривая 3, отвечающая уравнению состояния [3], располагается заметно ниже кривых 1 и 2, соответствующих УВК и ВКВ. Для расчетов, проведенных в [3], это отличие несущественно, так как они проводились в основном при $p > 3$ ГПа, где различия между уравнениями состояния [3] и ВКВ меньше, и к тому же — для систем с малым содержанием водорода в продуктах взрыва.

Изменим уравнение состояния [3], приблизив изотерму, проведенную по формуле (1), к кривым 1 и 2 (см. рис. 2). Примем $a_2 = 10$, $a_4 = 0,835$. На рис. 1 и 2 получим кривые 4, которые значительно ближе к кривым 1 и 2. К сожалению вблизи $T = 2000$ К и $p = 1 \div 3$ ГПа отсутствуют надежные экспериментальные данные, которые позволили бы установить, какая из рассмотренных изотерм отвечает реальному p, v, T -состоянию водорода: на ударной адиабате низка температура (300—900 К), безупречных данных по идеальной скорости детонации нет. Однако крайне маловероятно, что реальная кривая $p(v, T)$ в этой области лежит значительно выше кривых 1, 2 или 4. По-видимому значение 6,6 км/с, полученное в [1], соответствует особому детонационному режиму, характерному для данной гетерогенной системы. Ниже подробно рассматривается возможность возникновения такого режима. При расчетах используется уравнение состояния [3].

Из [1] следует, что в ходе подготовки опыта получается полидисперсная смесь с частицами кислорода размером от 100 до 2 и даже до 0,5 мкм. Имея в виду высокую детонационную способность криогенной смеси, можно представить заряд в виде совокупности детонационных цепей, каждое звено которых представляет собой двух- или трехфазную систему, включающую крупные кристаллы кислорода, слой жидкого водорода и смесь жидкого водорода с мелкодисперсным кислородом. По этой смеси, в сущности, и распространяется детонационное превращение. Вполне вероятно, что слои мелкодисперсной смеси или

тонкие пленки водорода на поверхности кристаллов кислорода, которые с учетом впадин, неровностей, шероховатостей поверхности кристаллов могут рассматриваться как своеобразные мелкодисперсные, хорошо перемешанные системы, способные к детонации при относительно малых размерах каждого отдельного слоя и легко инициируются ударной волной (УВ).

В такой системе продукты детонации реакционноспособного слоя $\text{H}_2 + \text{O}_2$, находящиеся под давлением p_D , расширяясь, сжимают инертные слои H_2 и O_2 , создавая в них УВ определенной интенсивности. Если последние распространяются со скоростью большей, чем скорость детонации Жуге, и давление в них достаточно для инициирования реакционноспособного слоя, то вблизи межфазной границы возникает косая детонационная волна (ДВ).

Рассматриваемая ситуация в некоторой мере воспроизводит известную задачу о распространении детонации в зарядах с внутренними полостями, заполненными инертным веществом [7—9]. При мгновенном инициировании и пренебрежимо малой ширине реакционной зоны течение вблизи точки пересечения ударной и детонационной волн содержит тангенциальный разрыв, совпадающий с межфазной границей, и область разрежения Прандтля — Майера в сверхзвуковом потоке продуктов детонации. Поскольку поток за прямой УВ дозвуковой, такая конфигурация может существовать только при дальнейшем ускорении этого потока до звуковой скорости за счет уменьшения его сечения при обжатии продуктами детонации. Однако скорость прямой УВ вполне определена условиями параллельности потоков и равенства давлений на тангенциальном разрыве.

При небольшом перепаде давлений между продуктами детонации и ударно-сжатым инертным слоем можно считать, что снижение давления при повороте потока на угол χ в веере разрежения близко к тому снижению давления, которое произошло бы при превращении косой ДВ в прямую недосжатую волну. Другими словами, поляра разгрузки продуктов детонации в координатах $p(\chi)$ совпадает с детонационной полярной при малых χ . В этом случае формально можно рассматривать ударную и детонационную волны лежащими в одной плоскости, давление в УВ равным давлению в детонирующем слое. Скорость стационарного процесса в такой системе определяется как скорость недосжатой детонации из условия пересечения ударной адиабаты инертного вещества и детонационной адиабаты в координатах $p - D$. Расчеты показали, что эта скорость немного завышена по сравнению с величиной, полученной по схеме с косой ДВ.

На рис. 3 представлены ударные адиабаты жидкого водорода ($\rho_0 = 0,0709 \text{ г/см}^3$) и твердого кислорода ($\rho_0 = 1,55 \text{ г/см}^3$), а также адиабаты Гюгонио продуктов детонации смесей $\text{H}_2 + \text{O}_2$ при различных α . Каждая детонационная адиабата отвечает области слабых детонаций и начинается в точке Жуге. Участки, отвечающие сильной детонации, на графике не приведены. Из рис. 3 ясно, что высокоскоростная недосжатая детонация может быть реализована только с помощью слоя водорода. Ударная адиабата кислорода с детонационными адиабатами при $0,5 \leq \alpha \leq 8$ не пересекается.

Зависимость скорости детонации Жуге D_{cJ} от плотности для непористых смесей разного состава показана кривой A на рис. 4. Отходящие от нее линии отражают изменение D_{cJ} для пористых смесей при $\alpha = \text{const}$. Точки пересечения ударной адиабаты водорода и детонационных адиабат криогенных смесей, дающие наибольшую возможную скорость стационарного процесса, при пористости, равной нулю, даны на рис. 4, B , линии B_1 и B_2 — зависимости $D(\rho_0)$ при $\alpha = 1 = \text{const}$, полученные для двух случаев:

B_1 — инертный слой водорода не содержит пузырьков газа. При этом изменение ρ_0 влияет на расчет детонационной адиабаты реагирующей смеси, но не затрагивает ударной адиабаты водорода;

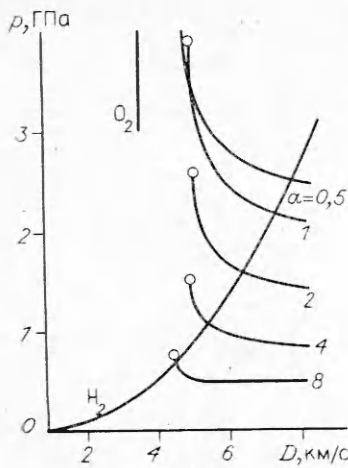


Рис. 3.

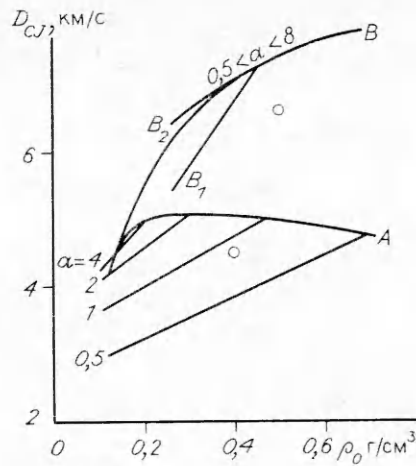


Рис. 4.

B_2 — газ равномерно распределен в жидком водороде, т. е. снижение плотности учитывается при расчете как детонационной адиабаты смеси, так и параметров ударного сжатия водорода.

Полученная в опыте [1] скорость детонации при $\rho_0 = 0,5$ г/см³, $\alpha = 1$ на 1,6 км/с выше идеальной расчетной скорости и на 0,7 км/с ниже кривой B . Расчет по схеме с косой ДВ дает $D = 6,5$ км/с, что практически совпадает с данными [1]. Вторая экспериментальная точка при $\rho_0 = 0,4$ г/см³ $\alpha = 1$ лежит вблизи расчетной кривой $D_{с.г.}(\rho_0)$ для $\alpha = 1$. По-видимому, в этом опыте структура гетерогенной смеси не способствовала возникновению «недожатого» режима. Такое влияние структуры вполне естественно и может быть связано, например, с отсутствием достаточно протяженных слоев жидкого водорода при наличии пузырьков газа. В результате наблюдается значительный разброс результатов измерений скорости детонации в таких системах, полученный в работе [1].

Разумеется, реальная схема течения в криогенной смеси гораздо сложнее и той модели, которая рассмотрена в работах [7—9], и тем более упрощенной схемы, предложенной в данной статье. Реакционноспособные участки не образуют гладких ровных слоев, их толщина, плотность, направление в пространстве, толщина и протяженность прослоек жидкого водорода, непрерывно меняются. Распространение процесса несомненно носит не стационарный, а пульсирующий характер. Взаимодействие ударных и детонационных волн сопровождается образованием маховских конфигураций. В слоях водорода возможно появление множества микрокумулятивных струй, поэтому, в частности, нам представлялось уместным использование рассмотренной простой схемы, описывающей предельный асимптотический случай распространения детонации в системе, состоящей из топких слоев легко реагирующего и инертного веществ с соответствующей ударной адиабатой.

Точки пересечения ударной адиабаты водорода и детонационных адиабат криогенных смесей могут быть получены и аналитическим путем. Так, при использовании адиабат в виде [10]

$$D^2 = p_0 v_0 \frac{(\pi - 1)(a\pi + 1)}{(a - 1)\pi - (b - 1)},$$

где $\pi = p/p_0$; $b = (2Q/p_0 v_0) + a_0$; $a = a(p, v)$ — коэффициент в уравнении состояния вида $E = (a - 1)pv/2$, давление π_* в точке пересечения получается в виде

$$b/\pi_* = a [1 - (1 - 1/a_1)v_0/v_{01}] - 1$$

(значения a и v_0 относятся к криогенной смеси, v_{01} и a_1 — к жидкому водороду). Если правая часть этого соотношения становится меньше

нуля (как это имеет место в случае кислорода), точка пересечения отсутствует, увеличение скорости сверх ее значения в точке Жуге в рамках этой модели невозможно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бохон Ю. А., Головачева И. Ф., Микац В. В. и др. Исследование взрывчатых свойств криогенных гетерогенных смесей на основе жидкого водорода в зарядах различной конфигурации // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация.— Черногоровка, 1977.— С. 111.
2. Гостинцев Ю. А., Ковтун И. В., Одинцов В. В. Расчет параметров идеальной детонации в криогенных смесях «водород — кислород» // Тез. докл. 4-го Всесоюз. совещ. по детонации.— Телави, 1988.— С. 231.— Т. 1.
3. Кондриков Б. Н., Сумин А. И. Уравнение состояния газов при высоком давлении // ФГВ.— 1987.— 23, № 1.— С. 114.
4. Taylor J. Detonation in condensed explosives.— Oxford: The Clarendon Press, 1952.— 196 p.
5. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации: Пер. с англ.— М.: Мир, 1985.— 384 с.
6. Губин С. А., Одинцов В. В., Пепекни В. И. Диаграмма фазовых состояний углерода и ее учет в расчетах параметров детонации // Хим. физика.— 1986.— 5, № 1.— С. 111.
7. Митрофанов В. В. О сверхскоростной детонации в зарядах с продольными капалами // ФГВ.— 1975.— 11, № 1.— С. 73.
8. Мардашев А. М., Митрофанов В. В., Бакиров И. Т. Расчетные модели двухслойной детонации // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.— Черногоровка, 1978.— С. 57.
9. Сильвестров В. В., Урушкин В. П. Детонация трубчатых зарядов ВВ в жидком водороде // ФГВ.— 1977.— 13, № 1.— С. 78.
10. Кондриков Б. Н. Детонация.— М.: МХТИ, 1980.— С. 21.

г. Москва

Поступила в редакцию 15/V 1990,
после доработки — 5/VI 1991

УДК 621.787.044

В. А. Симонов

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ОБЛАСТИ СВАРКИ ВЗРЫВОМ

Приведены экспериментальные данные, ограничивающие максимальные значения основных параметров верхней границы области сварки и кривой B . Существование этих ограничений связывается с величиной сдвиговой деформации на контактирующих поверхностях.

Ограничение максимальных значений скорости точки контакта скоростью звука c_0 можно рассматривать как один из первых критериев волнообразования при косых соударениях поверхностей металлических тел [1—3]. Согласно этому критерию, образование волн возможно при скорости точки контакта $v_k < c_0$, а так же в области $v_k > c_0$, если угол соударения γ больше критического $\gamma_{кр}$, определяемого сжимаемостью металлов [4]. По известным уравнениям состояния в [2, 5] рассчитаны кривые $\gamma_{кр} = f(v_k)$ (где $v_k > c_0$), определяющие границу дозвуковых соударений. Как показали расчеты, у большинства практически важных сочетаний металлов $\gamma_{кр} \leq 10^\circ$ при $v_k \leq 6000$ м/с. Эти результаты использованы в классификации течений на плоскости (v_k, γ) [6] для определения кривой B в качестве одной из границ области сварки.

Результаты экспериментального построения областей сварки сочетаний алюминий — алюминий [7], медь — медь [8], сталь — сталь [9] и сталь — медь [10] показывают, что условия образования волн и равнопрочности соединений не выполняются и в дозвуковых режимах соударений. Критические значения $v_k \approx 3300$ м/с достигаются при $\gamma = 5 \div 7^\circ$. Фактически прямолинейный участок нижней границы переходит в кривую B , положение которой на плоскости (v_k, γ) не связано с c_0 .