

ЛИТЕРАТУРА

1. Eschenbach R. C. and Agnew J. T. Use of the constant-volume bomb technique for measuring burning velocity. *Combustion and Flame*, 1958, vol. 2, No. 3.
2. O'Donovan K. H. and Rallis C. J. A modified analysis for the determination of the burning velocity of a gas mixture in a spherical constant volume combustion vessel. *Combustion and Flame*, 1959, vol. 3, No. 2.
3. Grumer J., Cook E. B. and Kubala T. A. Considerations pertaining to spherical-vessel combustion. *Combustion and Flame*, 1959, vol. 3, No. 4.
4. Raizer S. D. The relationship between burning velocity and space velocity of a spherical combustion wave in a closed spherical chamber. *Combustion and Flame*, 1961, vol. 5, No. 1.
5. Rallis C. J. and Tremmer G. E. B. Equations for the determination of burning velocity in a spherical constant volume vessel. *Combustion and Flame*, 1963, vol. 7, No. 1.
6. Lewis B. and von Elbe G. *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, Academic Press INC, New York and London, 1961.
7. Lewis B. and von Elbe G. Determination of the speed of flames and the temperature distribution in a spherical bomb from time-pressure records. *J. Chem. Phys.*, 1934, vol. 2, No. 5.
8. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. ИЛ, 1948.
9. Мэнтон Дж., Эльбе Г. и Льюис Б. Измерение нормальной скорости распространения пламени в сферическом сосуде с центральным зажиганием. 4-й симпозиум (Международный) по вопросам горения и детонационных волн. Оборонгиз, 1958.
10. Lewis B. and von Elbe G. On the question of «afterburning» in gas explosions. *J. Chem. Phys.*, 1934, vol. 2, No. 10.
11. Lewis B. and von Elbe G. Anomalous pressures and vibrations in gas explosions. *J. Chem. Phys.*, 1935, vol. 3, No. 2.
12. Гурвич А. М. и Шаулов Ю. X. Термодинамические исследования методом взрыва и расчеты процессов горения. Изд. МГУ, 1955.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В ЛИТОМ ТРОТИЛЕ

А. Н. Дремин, С. А. Колдунов, К. К. Шведов

(Москва)

Приводятся некоторые экспериментальные данные по возбуждению детонации в литом тротиле (ТНТ) плотности $\rho_0 = 1.62$ под действием ударной волны с давлением на фронте 100 тыс. атм. Во всей области от места входа ударной волны и до установления нормальной детонации измерялись два параметра D и u . Показано, что химическая реакция под действием ударной волны в 100 тыс. атм в литом тротиле начинается сразу. Возникший процесс (ударная волна с химической реакцией) рассматривается как детонация в неидеальном режиме. Развитие возникшего процесса до нормальной детонации осуществляется аналогично переходу от неидеального к идеальному режиму детонации.

Иницирующая ударная волна с плоским фронтом в исследуемом образце создавалась детонацией заряда взрывчатого вещества (ВВ) диаметром 80 мм и длиной 130 мм. Между этим зарядом и исследуемым образцом помещалась пластинка из плексигласа толщиной 20 мм. При этом в ВВ входила ударная волна треугольного профиля длительностью 4.6 мкс с амплитудой на фронте 100000 атм. Исследовались заряды литого ТНТ диаметром 60 мм с начальной плотностью $\rho_0 = 1.62$ г/см³.

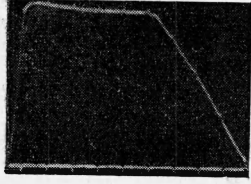
Законы сохранения массы и импульса при переходе вещества через ударный фронт

$$\rho_0 D = \rho (D - u), \quad p = \rho_0 u D \quad (1)$$

связывают между собой четыре неизвестных параметра D , u , p , ρ , где D — скорость ударной волны; u , p , ρ — скорость вещества, давление и плотность за ударным фронтом. Чтобы рассчитать все эти параметры, необходимо два из них определить экспериментально.

Во всех известных работах по исследованию инициирования детонации ударными волнами в конденсированных ВВ определялось только D , как величина наиболее легко поддающаяся измерению [1-8]. Очевидно, что знание одного параметра недостаточно для создания свободного от различных допущений представления о механизме инициирования детонации ударной волной.

В настоящей работе во всей области от места входа ударной волны в исследуемое ВВ до установления нормальной детонации измерялись D и u .



Фиг. 1

Для измерения D использовался осциллографический метод непрерывной записи скорости фронта установившихся и неустойчивых процессов [9]. В этом методе по оси исследуемого заряда располагается реостатный датчик сопротивления, который замыкается фронтом исследуемого процесса. На фиг. 1 приведена осциллограмма записи скорости фронта. Максимальная ошибка определения D в переходной области не превышает 5%. Массовая скорость измерялась электромагнитным методом [10,11]. В исследуемое ВВ помещался П-образный датчик из тонкой алюминиевой фольги. Заряд с датчиком вносится в постоянное магнитное поле. При распространении ударной или детонационной волны по исследуемому образцу перекладывающийся датчик движется со скоростью вещества u за фронтом волны. При этом на концах датчика наводится э. д. с. индукции, которая записывается на осциллограф.

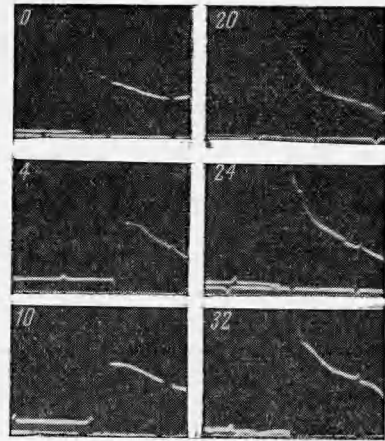
Предварительными опытами было установлено, что помещаемые в исследуемый заряд датчики не влияют на развитие процесса.

Массовая скорость за фронтом инициирующей ударной волны измерялась на различных расстояниях b от границы раздела плексиглас—ТНТ. Осциллограммы таких опытов приведены на фиг. 2, где даны записи массовой скорости в переходной области; на кадрах указаны соответствующие значения $b = 0, 4, 10, 20, 24$ и 32 мм.

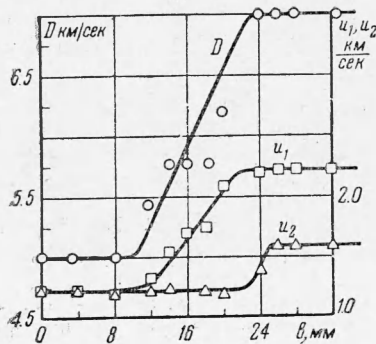
При обработке осциллограмм были приняты следующие обозначения: u_1 — значение массовой скорости, полученное линейной экстраполяцией записи ко времени $t = 0$, т. е. значение массовой скорости на ударном фронте волны; τ — время, при котором имеет место первый перегиб на записи массовой скорости от времени; u_2 — значение массовой скорости при $t = \tau$.

На фиг. 3 показаны зависимости D , u_1 и u_2 от b . На графике видно, что зависимости D и u_1 подобны. Так, до 12 мм они постоянны (в пределах точности эксперимента), затем плавно меняются и на расстоянии ~ 22 мм достигают значений, соответствующих нормальной детонации литого ТНТ. В соответствии с изменением D и u_1 изменяется и p_1 рассчитанное как $p_1 = \rho_0 u_1 D$ (фиг. 4).

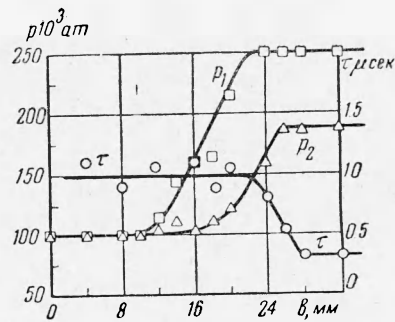
Иницирование ТНТ в настоящих экспериментах производилось ударной волной прямоугольного профиля. Поэтому постоянство D и u_1 означает, что литой ТНТ при распространении ударной волны с амплитудой в 100 тыс. атм не будет инертным:



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

в нем возникает частичная химическая реакция, энергия которой поддерживает фронт. В противном случае волна в ТНТ должна была затухать как в инертном материале.

Приводим результаты измерения затухания фронта ударной волны в инертном материале, парафине, в зависимости от глубины b

$b = 0$	4	10	20	30	мм
$u = 1.0$	0.89	0.85	0.72	0.40	км/сек
$D = 4.57$	4.42	4.37	4.21	3.8	км/сек
$p = 42$	35.8	33.8	27.5	13.8	тыс. атм

Эта реакция возникает на границе раздела за время, меньшее завала переднего фронта осциллограммы записи массовой скорости, который равен в наших экспериментах ~ 0.1 мсек. Если бы задержка в возникновении реакции была бы больше, то она была бы отмечена на осциллограмме фиг. 2 при $b = 0$.

По определению гидродинамической теории [12] ударная волна с химической реакцией на фронте будет детонационной волной. Так как скорость и давление в ней в начале меньше соответствующих значений нормальной детонации, возникший процесс следует рассматривать как детонацию в неидеальном режиме.

Из анализа осциллограмм массовой скорости следует, что точка, определяющая u_2 для $b > 28$ мм, определяет плоскость Чепмена — Жуге идеальной детонации [13]. Поэтому разумно считать эту точку определяющей параметры детонации в плоскости Чепмена — Жуге в неидеальном режиме. На фиг. 4 представлен график зависимости p_1, p_2 и τ от b . Значение p_2 рассчитано по формуле $p_2 = \rho_0 u_2 D$. В переходной области значение p_2 приближенное (расчет его не строгий из-за нестационарности процесса).

На основании полученных данных можно сделать следующий вывод о механизме возбуждения детонации ударной волной в литом ТНТ. Под действием ударной волны практически мгновенно на границе раздела возникает детонация в неидеальном режиме. Амплитуда инициирующей ударной волны недостаточна, чтобы вызвать химическую реакцию, подобную химической реакции в идеальной детонации. Поэтому реакция в этом случае, по-видимому, возникает вначале на дефектах, таких, как трещины, поры и т. п., где образуются «горячие точки». В зависимости от амплитуды и профиля инициирующей ударной волны возникший процесс может развиваться до идеальной детонации или затухнуть. Возможность развития возникшего процесса до детонации будет определяться соотношением между количеством выделившейся энергии и величиной потерь энергии, связанными с затуханием ударной волны, если бы она распространялась по ТНТ, как по инертному веществу. При этом скорость фронта волны, а следовательно и все параметры за фронтом, с одной стороны, и количество выделяющейся до плоскости Чепмена — Жуге энергии, с другой, действуют друг на друга так, что увеличение количества выделяющейся энергии приводит к увеличению скорости фронта и давления, увеличение давления на фронте волны приводит к увеличению количества выделяющейся энергии, идущей на поддержание волны.

Для выбранной амплитуды и профиля инициирующей ударной волны вначале до 12 мм реакция развивается так, что выделяющейся энергии хватает только на поддержание скорости волны постоянной. Затем с 12 мм количество выделяющейся энергии превышает эти затраты. С этого момента реакция развивается бурно. Указанный механизм взаимного влияния параметров волны и химической реакции работает до тех пор, пока не будет выделяться вся возможная энергия, идущая на поддержание волны, т. е. пока не установится режим идеальной детонации.

Следует обратить внимание, что τ в области развития до $b \sim 22$ мм постоянно. Казалось бы, что с развитием химической реакции на фронте волны положение плоскости Чепмена — Жуге должно было бы изменяться. Вопрос о том, как развивается химическая реакция, не является предметом настоящей статьи. Важно лишь то, что химическая реакция возникает почти мгновенно у границы раздела и развивается на фронте волны самостоятельно в том смысле, что на нее не влияет граница раздела, а также состояние вещества за плоскостью Чепмена — Жуге в волне разрежения, как и в идеальной детонации. Так как D и p_1 при $b = 22$ мм равны соответствующим параметрам идеальной детонации, это означает, что в обоих случаях выделяется одинаковое количество энергии. В дальнейшем, так как процесс нестационарный, требуется некоторое время для перехода к стационарному режиму. В этот период и происходит сокращение τ и увеличение параметров в плоскости Чепмена — Жуге до значений, соответствующих идеальной детонации литого ТНТ.

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные и развитие на их основе соображения не соответствуют существующим представлениям о механизме инициирования детонации ударной волной в конденсированных ВВ [1-3].

Основное противоречие состоит в следующем. В противоположность эксперименту эти представления предполагают, что химическая реакция возникает на границе раздела спустя некоторое время после входа ударной волны.

Следует отметить, что качественные соображения о том, что реакция в твердом ВВ развивается на фронте инициирующей ударной волны, высказаны в работе [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Cook M. A. The Science of High Explosives, chapter initiation of Explosive Deflagration and Detonation, Peinhold Publishing Corporation, 1958.
2. By Griffiths N. and Groosock I. M. The Burning to Detonation of Solid Explosives. J. Chem. Soc., 1960, II, 4154.
3. Chaiken R. F. Comments on Hypervelocity wave in Condensed Explosives J. Chem. Phys., 1960, 33, 3, 760.
4. Holland T. E., Campbell A. W. and Malin M. E. Phenomena Associated with Detonation in Large Single Crystals. J. Appl. Phys. 1957, 28, 1212.
5. Campbell A. W., Davis W. C., Ramsay I. B. and Travis I. R. Shock Initiation of Solid Explosives. J. Phys. Fluids, 1961, 4, 511.
6. Campbell A. W., Davis N. C. and Travis J. R. Shock Initiation of Detonation in Liquid Explosives. J. Phys. Fluids, 1961, 4, 498.
7. Seay G. E. and Seely L. B. Initiation of a Low-Density PETN Pressing by a Plane Shock Wave. J. Appl. Phys., 1961, 32, 61.
8. By Iohansson C. H., Lundborg N. and Sjolun I. The Initiation of Solid Explosives by shock waves. Erghth Simposium (International) on Combustion, Baltimore, 1962.
9. Гальперин Л. Н., Шведов К. К. Метод и установка для исследования переходных детонационных процессов. Физ. химия, 1963, т. XXXVII, № 5.
10. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман З. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных ВВ. Ж. эксперим. и теор. физ., 1959, 37, № 6 (19), 1543.
11. Зайцев В. М., Похил П. Ф., Шведов К. К. Электромагнитный метод измерения скорости продуктов взрыва. Докл. АН СССР, 1960, т. 132, № 6.
12. Зельдович Я. В., Компанец А. С. Теория детонации, 1955.
13. Дремин А. Н., Шведов К. К., Веретенников В. А. Исследование детонации предохранительного аммонита «ПЖВ-20». Сб. Взрывное дело, ГОНТИ.

К ДИФFUЗИОННОЙ ТЕОРИИ ПОДВИЖНЫХ СТРАТОВ

И. В. Каменев, В. А. Погосян

(Москва)

При изучении положительного столба как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения большой интерес представляет определение глубины модуляции концентрации электронов, т. е. изменение концентрации по длине страты. Сравнительно мало теоретических работ посвящено этой проблеме. Так, например, в работе [1] задается функция ионизации $s = nz$ в виде тригонометрического ряда и определяется отношение функции ионизации s к электронной концентрации n , там же приведены следующие кривые: концентрация электронов, электронной температуры, а также кривая скорости ионизации z . Ниже рассматривается задача об определении глубины модуляции концентрации электронов и в отличие от работы [1] задается не s , а z . Доказывается существование решения этой задачи, а также сравнивается приближение с экспериментальными данными для He.

Обозначения

n — концентрация электронов,	k — постоянная Больцмана,
z — скорость ионизации,	U_i — потенциал ионизации,
S — функция ионизации,	α — постоянная для данного газа,
R — радиус трубки,	D — коэффициент амбиполярной диффузии,
λ — длина свободного пробега ионов,	ω — циклическая частота,
T_e — электронная температура,	l — длина страты,
U_e — электронная температура в электрон-вольтах,	A_0 — средняя концентрация электронов.
e — заряд электрона,	

1. Имеется цилиндрическая трубка с непроводящими стенками радиусом R , которая заполнена каким-нибудь инертным газом, например He, при давлении 1 мм Hg. Будем считать, что имеет место диффузионный режим, т. е. длина свободного пробега ионов λ значительно меньше радиуса трубки, а также предположим, что распределение электронов по скоростям максвелловское. Так как электронная температура $T_e = e U_e / k$ в бегущих стратах периодически меняется, то будем считать ее периодической функцией по x и по t (x — ось трубки, t — время).