

3. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
4. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1969, 4.
5. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.

О ВОЗМОЖНОМ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПРЕДЕЛЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ

К. М. Михайлюк, В. С. Трофимов

Наименьший диаметр заряда, при котором возможно распространение незатухающей детонации, называется критическим $d_{кр}$. Следует отличать критический диаметр от наименьшего диаметра стационарного распространения детонации $d_{ст}$.

В [1] показано, что детонация может не затухать даже, если ее фронт нестационарный. Например, в жидких ВВ поверхность детонационного фронта может пульсировать, попеременно отрываясь от границ заряда и снова возвращаясь к ним. Это обстоятельство послужило основой для развития новых представлений о природе критического диаметра в жидких ВВ [1]. Согласно этим представлениям, в жидких ВВ $d_{кр}$ определяется временем индукции химической реакции позади ударного фронта, остающегося у границы заряда при очередном сокращении поверхности фронта детонации. Известный принцип Харитона [2] остается в силе, если отказаться от его традиционной трактовки [3—6], а именно: детонация в жидких ВВ прекращается не из-за разбрасывания вещества из зоны реакции, а потому, что ударно-сжатое на краю заряда вещество разбрасывается до теплового взрыва.

Таким образом, в общем случае имеет место неравенство

$$d_{ст} \geq d_{кр}. \quad (1)$$

Однако имеются основания [1] предположить, что у твердых прессованных и литых ВВ оба диаметра столь близки, что в первом приближении справедливо

$$d_{ст} \approx d_{кр}. \quad (1a)$$

Отсюда на основании известной формулы Харитона имеем

$$d_{ст} \approx C\tau, \quad (2)$$

где C — коэффициент, который в работах [3—6] считается равным по порядку скорости звука в зоне реакции детонационной волны; τ — время реакции, которое относится обычно к оси заряда.

Такое толкование величин C и τ выводится из анализа чрезмерно упрощенной схемы течений реагирующей среды (рис. 1, а), в которой область потока, влияющую на ударный фронт детонации, ограничивают характеристики, отходящие от края плоского ударного фронта. Принципиальный недостаток этой схемы: указанные характеристики помещаются там, где им нельзя находиться — в дозвуковом потоке, который имеет место позади плоского ударного фронта. Если же учесть, что на самом деле ударный фронт искривлен, то, как показано в работах [1, 7], данные характеристики не имеют отношения к критическому диаметру, так как оказываются за пределами зоны, откуда возмущения могут попадать на ударный фронт (рис. 1, б). Таким образом, указанная интер-

претация величин C и τ основана на неверной предпосылке. К тому же она противоречит опыту: реальный критический диаметр твердых ВВ может более чем на порядок превосходить произведение экспериментально измеренных скорости звука и времени реакции в детонационной волне [1, 7]. Кроме того, практически при одной и той же ширине зоны реакции $d_{кр}$ может сильно меняться в зависимости от кристаллической структуры ВВ (например, у литого ТНТ [1, 8]). Следовательно, вопрос о природе величин C и τ в формуле Харитона в случае твердых ВВ остается открытым.

В настоящей работе рассматривается один из возможных подходов к выяснению природы $d_{кр}$, основанный на предположении, что стационарность или нестационарность распространения детонации определяется ее ударным фронтом на краю заряда. Точный смысл этого предположения станет ясен из дальнейшего, когда будет выведено и проанализировано дифференциальное уравнение, связывающее форму стационарного ударного фронта со скоростью химической реакции.

При получении этого уравнения будем исходить из дифференциального соотношения между параметрами течения на линии тока, вывод которого можно найти в работе [1]

$$(j_3^2 - j^2) \frac{dp}{dt} = -\rho j \left(\dot{P} + c^2 \frac{dj}{dt} \right), \quad (3)$$

где j — плотность потока; j_3 — плотность потока при той же плотности среды ρ , но при звуковой скорости течения; c — скорость звука; p — давление, dj/dl — производная по направлению линии тока; \dot{P} — величина, характеризующая действие процесса химического превращения на течение среды. Величина \dot{P} равна скорости нарастания со временем давления при условии постоянства объема и внутренней энергии. Если через k обозначить концентрацию продуктов, то в случае неразветвляющейся реакции, которая будет предполагаться в дальнейшем, имеем

$$\dot{P} = (dp/dk)_{E, V} \cdot dk/dt = \rho \Gamma Q_{p, V} \cdot dk/dt, \quad (4)$$

где E — удельная внутренняя энергия; V — удельный объем; Γ — коэффициент Грюнайзена; $Q_{p, V}$ — тепловой эффект реакции при постоянных давлении и объеме.

Будем рассматривать соотношение (3) в бесконечно малой окрестности ударного фронта стационарной детонации, с которым свяжем цилиндрическую систему координат (рис. 2). Будем считать, что превращения ВВ непосредственно в ударном фронте не происходит. Если предположить, что уравнение состояния непрореагировавшего ВВ известно, то параметры течения среды (j , j_3 , ρ , c , p) в указанной области можно представить в виде функции от скорости детонации D и угла Ψ между набегающим

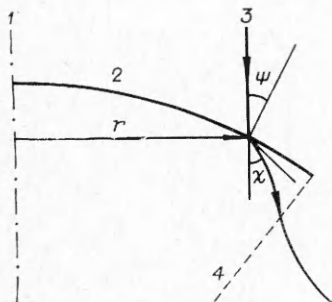


Рис. 2. Схема течения в окрестности ударного фронта детонации.

1 — ось заряда; 2 — ударный фронт; 3 — линия тока; 4 — линия Маха.

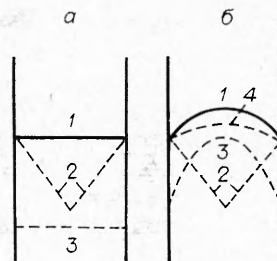


Рис. 1. Схема детонационной волны по [3—6] (а), и по [1, 7] (б).

1 — ударный фронт; 2 — линия Маха; 3 — задняя граница зоны реакции; 4 — звуковая поверхность.

потоком и нормалью к ударному фронту. Такой же функцией является угол χ поворота линии тока при пересечении его ударного фронта. Далее замечаем, что по современным представлениям скорость химического превращения dk/dt зависит только от состояния среды, т. е. от параметров p, ρ, k . Поскольку за ударным фронтом состав всюду считается исходным ($k=0$), а плотность однозначно связана с давлением, то величина P (см. (4)) есть однозначная (причем быстро возрастающая) функция давления. Будем считать ее известной. В таком случае величина P тоже может быть представлена как функция от D и Ψ . В дальнейшем скорость детонации D рассматривается как параметр, который можно менять независимо от диаметра заряда. В реальном эксперименте это можно было бы сделать путем внесения в ВВ экзотермически или эндотермически реагирующих добавок. Однако они меняют свойства ВВ. Поэтому в нашем мысленном эксперименте будем предполагать, что такие добавки составляют по массе ничтожную долю ВВ, а реагировать начинают лишь спустя конечное время после ударного сжатия. Поэтому условия непосредственно за ударным фронтом будут определяться только свойствами чистого ВВ и скоростью детонации D .

Производная dj/dl определяется расходимостью линий тока позади ударного фронта. На основании простых геометрических соображений нетрудно найти

$$-1/j \cdot dj/dl = \sin \chi / r + \cos \Psi / \cos (\Psi + \chi) \cdot d\chi/d\Psi \cdot d\Psi/dr, \quad (5)$$

где r — расстояние данной точки ударного фронта от оси заряда.

Воспользуемся связью между производной от давления по направлению главной нормали n к линии тока и ее радиусом кривизны R [9]

$$dp/dn = \rho u^2 / R = j^2 / \rho R. \quad (6)$$

Считая радиус кривизны положительным, когда линия тока заворачивается в сторону от заряда (как показано на рис. 2 сразу после ударного фронта), и отрицательным в противоположном случае, на основании (6) находим

$$dp/dl = dp/d\Psi \cdot d\Psi/dr \cdot \cos \Psi / \sin (\Psi + \chi) - j^2 / \rho R \operatorname{tg} (\Psi + \chi). \quad (7)$$

Таким образом, в отличие от других параметров потока производная dj/dl зависит дополнительно от r , а dp/dl — от r и R .

Подставляя (5) и (7) в (3), после некоторых преобразований приходим к искомому уравнению

$$dr/d\Psi \cdot [r\Phi(D, \Psi, r) - \sin \chi] = rF(D, \Psi), \quad (8)$$

где введены обозначения

$$F(D, \Psi) = \frac{\cos \Psi}{\cos (\Psi + \chi)} \frac{d\chi}{d\Psi} - \frac{(j_3^2 - j^2) \rho}{j_3^2 j^2} \frac{dp}{d\Psi} \frac{\cos \Psi}{\sin (\Psi + \chi)}; \quad (9)$$

$$\Phi(D, \Psi, r) = \frac{\dot{P} \rho^2}{j_3^2 j} - \frac{j_3^2 - j^2}{j_3^2 R \operatorname{tg} (\Psi + \chi)}. \quad (10)$$

Чтобы иметь явные выражения для функций, входящих в уравнение (8), зададимся ударной адиабатой непрореагировавшего ВВ в виде линейного уравнения

$$D_{\text{н}} = a + bv_{\text{н}}, \quad (11)$$

где D_n — нормальная скорость ударного фронта; v_n — массовая скорость ударно-сжатого ВВ; a и b — эмпирические постоянные. Например, у литого ТНТ с начальной плотностью $\rho_0 = 1,62$ г/см³ $a = 2,16$ км/с, $b = 2,24$ [10]. Поскольку в нашем случае $D_n = D \cos \Psi$, из уравнения (11) следует явное выражение для зависимости массовой скорости v от угла Ψ . Поэтому все остальные величины достаточно выразить через скорость v .

Давление и плотность находятся на основании законов сохранения

$$p = \rho_0(a + bv)v, \quad (12)$$

$$\rho = \rho_0 \cdot (a + bv) / [a + (b-1)v]. \quad (13)$$

Например, в случае литого тротила на оси заряда при $D = 6,9$ км/с имеем $p = 236$ кбар, $\rho = 2,33$ г/см³. Легко видеть, что обе эти величины — монотонно убывающие функции Ψ . Из рассмотрения графика ударной поляры [9] (рис. 3) находим выражения для скорости течения и угла поворота потока при его переходе через ударный фронт

$$u = \sqrt{D^2 - 2av - (2b-1)v^2}, \quad (14)$$

$$D \cos \Psi = [D^2 - (a + bv)v] / \sqrt{D^2 - 2av - (2b-1)v^2}. \quad (15)$$

Первая из этих величин монотонно растет с увеличением Ψ , вторая имеет максимум в точке $\Psi = \Psi_{\max}$.

Для определения скорости звука воспользуемся формулой, предложенной в работе [11]

$$c = \rho_0 / \rho \cdot dp/dv = \{[a + (b-1)v](a + 2bv)\} / (a + bv), \quad (16)$$

где производная dp/dv определяется из (12). Скорость звука за ударным фронтом — монотонно убывающая функция Ψ . При выводе этой формулы предполагается, что в $p-v$ -координатах кривая разгрузки и ударная адиабата описываются одним и тем же уравнением. Такое предположение имеет теоретическое обоснование [12], и в случае конденсированных веществ выполняется с большой точностью вплоть до очень высоких давлений. Например, по формулам, предложенным в [12], легко рассчитать, что при разгрузке ударно-сжатого литого ТНТ из состояния с давлением 250 кбар дополнительно приобретаемая массовая скорость отличается от рассчитанной по уравнению (12) не более чем на 6,5%.

Остальные величины в уравнении (8) — j , j_n , \dot{P} — известным образом определяются через только что рассмотренные. Поэтому их явная зависимость от D и Ψ тоже может быть получена. В частности, величина \dot{P} оказывается быстро убывающей функцией Ψ . Что касается радиуса кривизны линий тока R , то эта величина определяется не только ударным фронтом, но и распределением давления во всей зоне реакции. Поэтому, если не решать задачу о структуре детонационной волны в полном объеме относительно зависимости R от Ψ , возможны лишь более или менее обоснованные предположения. Обычно предполагают [13, 14], что линии тока можно считать прямыми, т. е. $R = \infty$ при всех Ψ . В настоящей работе принято менее жесткое предположение. Будем считать, что

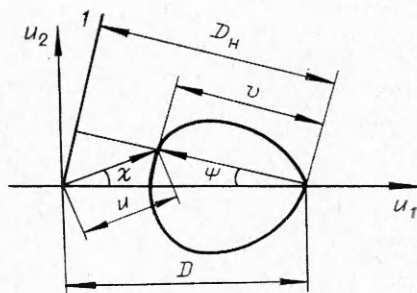


Рис. 3. Ударная поляра.

1 — ударный фронт; u_1 — продольная составляющая скорости потока; u_2 — поперечная составляющая скорости потока; u — скорость потока; v — массовая скорость относительно исходного ВВ.

радиус кривизны линий тока — медленно меняющаяся по сравнению с \dot{P} функция Ψ , которая обращается в бесконечность лишь на краю заряда при уменьшении его диаметра до $d=d_{\text{ст}}$.

Для дальнейшего важно установить положение звуковой точки (положим при $u=c$ $\Psi=\Psi_3$) на ударной поляре (рис. 3) относительно точки $\Psi=\Psi_{\text{max}}$, соответствующей максимальному углу поворота потока. Из (11), (14)—(15) можно установить, что при $b \geq 3/2$ всегда $\Psi_3 > \Psi_{\text{max}}$. При $b < 3/2$ это имеет место лишь до такой амплитуды ударного фронта, пока выполняется условие

$$v/a \leq (\sqrt{b^2+4}-3b+2)/2b(2b-3). \quad (17)$$

Подстановка в это неравенство конкретных данных для различных конденсированных сред показывает, что оно нарушается лишь при очень больших амплитудах ударного фронта (порядка нескольких или даже десятков мегабар). Поэтому неравенство $\Psi_3 > \Psi_{\text{max}}$ оказывается выполненным во всех практически важных случаях. Например, в случае литого ТНТ при $D=6,9$ км/с $\Psi_{\text{max}}=0,591$, $\Psi_3=0,736$.

Из сказанного следует, что линии тока за ударным фронтом стационарной детонации в интервале $0 < \Psi < \Psi_{\text{max}}$ расходятся, а при $\Psi_{\text{max}} < \Psi \leq \Psi_3$ сходятся. Область $\Psi > \Psi_3$ не рассматривается, так как ей соответствует сверхзвуковое течение ($u > c$), и возмущения отсюда на ударный фронт не поступают. Более того, на основании аргументов, выдвинутых в работах [1, 7], считаем, что такая область в однородных зарядах ВВ фактически отсутствует, т. е. звуковая точка ударного фронта в процессе установления детонации автоматически оказывается в физически бесконечно малой окрестности границы заряда. Иначе говоря, имеет место равенство

$$r_3 = d/2, \quad (18)$$

где r_3 — значение r при $u=c$.

В свете изложенного нетрудно найти, что уравнение (8) имеет две особые точки с координатами $\Psi=0$, $r=0$ (седло) и $\Psi=\Psi_0$, $r=r_0$ (узел), где Ψ_0 , r_0 — корни системы уравнений

$$F(d, \Psi_0) = 0, \quad (19)$$

$$r_0 \Phi(D, \Psi_0, R_0) - \sin \chi_0 = 0. \quad (20)$$

Здесь и далее индексом 0 отмечены значения величин при $\Psi=\Psi_0$. Ψ_0 находится в интервале $(\Psi_{\text{max}}, \Psi_3)$, так как при $\Psi=\Psi_{\text{max}}$ $d\chi/d\Psi=0$, $j_3 > j$, $d\rho/d\Psi < 0$ и, согласно (9), $F(D, \Psi) > 0$, а при $\Psi=\Psi_3$ $d\chi/d\Psi < 0$, $j_3 = j$, $F(D, \Psi) < 0$. Например, в случае литого ТНТ при $D=6,9$ км/с $\Psi_0=0,657$.

На ударном фронте детонации величина $dr/d\Psi$ всюду положительна. Поэтому соответствующая интегральная кривая уравнения (8) должна пройти через вторую особую точку, поскольку, согласно (8)—(9), при $\Psi=\Psi_0$ и $r \neq r_0$ эта производная равна нулю. На основании (8)—(9), (19), (20) нетрудно найти, что в данной особой точке указанная производная может принимать два положительных значения:

$$(dr/d\Psi)_0 = A \pm \sqrt{A^2 - B}, \quad (21)$$

где

$$A = -r_0/2\Phi_0 \cdot (d\Phi/d\Psi)_0; \quad B = -[\cos \chi_0 (d\chi/d\Psi)_0 + (dF/d\Psi)_0]/\Phi_0 \quad (22)$$

(величины A и B — положительны). Большому из значений соответствует бесконечное множество сходящихся к особой точке интегральных кривых, меньшему — только одна. Ясно, что устойчивой детонации должна соответствовать именно эта интегральная кривая. Поэтому в дальнейшем при ссылке на формулу (21) подразумеваем только знак минус.

Из (19)—(21) следует, что для определения радиуса r_3 достаточно проинтегрировать уравнение (8) в небольшом интервале узлов $[\Psi_0, \Psi_3]$. Например, в случае литого ТНТ при $D=6,9$ км/с он составляет всего 0,079. Дальнейшее исследование уравнения (8) будет проведено лишь для этого интервала.

Если радиусы r_0, r_3 неограниченно увеличивать, то производная $dr/d\Psi$ должна стремиться снизу к своему предельному значению, отвечающему случаю детонации полубесконечного плоского заряда. Отсюда на основании (8)—(10) можно сделать вывод, что при достаточно большом диаметре заряда радиус кривизны линий тока положителен. Физически это можно интерпретировать тем, что детонация наружных слоев заряда поддерживает детонацию внутренних слоев путем сжатия потока реагирующей среды в дозвуковой области (см. рис. 2). Этот вывод не противоречит тому экспериментальному факту, что с боковой границы заряда продукты расходятся по линиям тока с отрицательным радиусом кривизны, поскольку в соответствующем эксперименте поток продуктов наблюдается уже после того, как прошел через слабый разрыв линии Маха.

С уменьшением r_3 радиус кривизны линий тока, согласно выражениям (8), (9), должен увеличиваться. Его переход через бесконечность к отрицательным значениям можно физически интерпретировать как начало интенсивного разброса реагирующей среды в стороны. Отсюда на основании известного принципа Харитона [2] естественно предположить, что значение $R=\infty$ на краю заряда соответствует предельному диаметру стационарного распространения детонации. Это и есть то уточненное предположение, которое положим в основу интерпретации величин c и τ в формуле Харитона (2).

В рассматриваемом узком интервале углов Ψ величину R можно считать всюду бесконечной. Отбросив второй член в выражении (10) и проинтегрировав уравнение (8) при начальных условиях $\Psi=\Psi_0, r=r_0, dr/d\Psi=(dr/d\Psi)_0$, определенных из (19)—(21), найдем наименьший диаметр заряда $d_{ст}=2r_3$, при котором детонация еще может распространяться стационарно. Согласно изложенному, эта величина будет убывающей функцией скорости детонации D . Известно [1,3—6,15], что скорость детонации реального заряда связана определенной зависимостью с его диаметром, которая обрывается в критической точке $d=d_{кр}, D=D_{кр}$. Если сделанное выше предположение справедливо, то рассчитанная зависимость $d_{ст}$ от D тоже должна пройти через эту точку.

Для проверки был проведен машинный расчет данной зависимости для литого ТНТ (рис. 4). Необходимые данные взяты из работ [1, 5, 6, 16—18]. Согласно работам [16, 19], есть основания считать, что за ударным фронтом детонации литой ТНТ реагирует гомогенно. Поэтому в расчете была принята зависимость Аррениуса

$$dk/dt = A(1-k)e^{-E/RT}. \quad (23)$$

Значения предэкспонента $A=10^{13}$ 1/с и энергии активации $E=194\,000$ Дж/моль взяты из [17]. Подставляя (23) в (4), при $k=0$ находим зависимость \dot{P} от T за ударным фронтом. Для расчета температуры ударного сжатия в зависимости от давления применен метод, предложенный в работе [20]. Необходимые для этого значения коэффициента объемного термического расширения $\alpha=1/V(dV/dT)_p=$

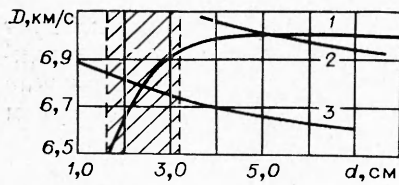


Рис. 4. К определению d_{cr} (литой ТНТ).

менялось термодинамическое тождество [21]

$$Q_{p,v} - Q_{p,T} = T(\partial p / \partial T)_{s,k} \Delta V = \rho c^2 / \Gamma \cdot \Delta V, \quad (24)$$

где $Q_{p,T}$ — изобарно-изотермический тепловой эффект, обычно измеряемый в эксперименте; ΔV — приращение удельного объема в результате разложения ТНТ при постоянных давлении и температуре. Значение первой величины ($Q_{p,T} = 4,19 \cdot 10^6$ Дж/(кг·К) [5]) считалось постоянным. Величина ΔV рассчитывалась с помощью уравнения состояния Ландау — Станюковича для продуктов разложения ТНТ

$$p = A\rho^n + B\rho T, \quad (25)$$

где $A = 1,84$ (кг/м³)^{-3,6}, $B = 4,55 \cdot 10^5$ (кг·К/м³) [5], $n = 3,6$. В результате найдено, что искомым тепловой эффект $Q_{p,v} = 11,3 \cdot 10^6$ Дж/(кг·К) тоже может считаться практически постоянным.

Представленная на рис. 4 зависимость 1 построена по экспериментальным данным работ [1, 6, 15]. Эти данные практически ложатся на общую кривую независимо от размера кристаллов. Последний определяет лишь положение критической точки. Так, у мелкокристаллических отливок $d_{кр} = 15$ мм, а у крупнокристаллических $d_{кр} = 32$ мм [1, 8]. Кривые 2 и 3 на рис. 4 — зависимости d_{cr} от D , рассчитанные для двух значений энергии активации 194 000 [17] и 167 000 Дж/кг соответственно. Второе значение энергии активации выбрано так, чтобы рассчитанное значение d_{cr} оказалось в середине интервала экспериментально наблюдаемых значений критического диаметра (заштрихованная область на рис. 4). Уменьшение энергии активации на 14% приводит к уменьшению вычисленного значения d_{cr} в два раза.

Из рассмотрения приведенных на рис. 4 данных следует, что отличие $d_{cr} = 52$ мм, определенного по пересечению кривых 1 и 2, от реально измеренных значений для литого ТНТ ($d_{кр} = 15 \div 32$ мм) можно считать незначительным. Это различие легко объяснить неточностью исходных данных по параметрам (особенно кинетическим) литого ТНТ, а также погрешностью расчета температуры ударного сжатия. Кроме того, возможно, что энергия активации ударно-сжатого ТНТ действительно меньше приведенной в работе [17], так как последняя относится к совершенно другим условиям эксперимента. В частности, можно ожидать, что энергия активации ВВ непосредственно за ударным фронтом зависит от кристаллической структуры исходного ВВ. По-видимому, именно этим обстоятельством объясняется зависимость критического диаметра литого ТНТ от исходной кристаллической структуры зарядов [1, 8]. В то же время по мере удаления реагирующего вещества от ударного фронта влияние специфики ударного сжатия должно уменьшаться. Поэтому полное время реакции слабо зависит от указанной кристаллической структуры.

Таким образом, предположение о том, что детонация прекращается при выпрямлении линий тока за ударным фронтом на краю заряда, положенное в основу расчета критического диаметра твердых ВВ, позволяет с удовлетворительной точностью рассчитать этот диаметр и дать

$= 2,23 \cdot 10^{-4}$ 1/К и теплоемкости $c_p = 1270$ Дж/(кг·К) при нормальных условиях взяты из [18]. В частности, на фронте детонации литого ТНТ при скорости $D = 6,9$ км/с температура изменяется от 2430 на оси заряда до 1000 К на его границе.

Для расчета изобарно-изохорного теплового эффекта реакции $Q_{p,v}$ применялось термодинамическое тождество [21]

качественное объяснение ранее непонятному экспериментальному факту — отсутствию прямой связи между критическим диаметром и шириной зоны реакции в детонационной волне. Оказалось, что $d_{кр}$ определяется лишь начальной скоростью реакции за ударным фронтом на краю заряда. А начальная скорость реакции не имеет прямой связи со временем полного химического превращения.

Из сказанного следует, что в формуле Харитона (2) под τ следует понимать величину, обратную начальной скорости реакции за ударным фронтом на краю заряда

$$\tau = 1/(dk/dt)_н. \quad (26)$$

Чтобы выяснить физический смысл параметра C , примем в первом приближении, что $r_з = r_0$ (в случае литого ТНТ эти радиусы различаются всего на несколько процентов) и $u = c$. Тогда на основании формул (2) ((10) при $R = \infty$), (18), (20) и (26) имеем

$$C \approx 2 \sin \chi_0 / \Gamma \cdot c^3 / Q_{p, v}. \quad (27)$$

Отсюда видно, что коэффициент C в формуле Харитона нельзя связывать лишь со скоростью звука, поскольку он определяется в равной степени сразу несколькими характеристиками ВВ. Однако численное значение этого коэффициента по порядку оказывается близким к значению скорости звука за ударным фронтом на краю заряда.

В заключение авторы выражают благодарность В. А. Веретенникову и А. Н. Дремину за ценные советы и плодотворное обсуждение затронутых в данной статье вопросов.

Отделение ИХФ
АН СССР, Черноголовка

Поступила в редакцию
27/II 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
2. Д. Б. Харитон. Вопросы теории взрывчатых веществ. Т. I. М., Изд-во АН СССР, 1947.
3. Л. В. Дубнов. ЖФХ, 1960, 34, 10, 2367.
4. Г. Г. Ремпель.— В сб.: Взрывное дело, № 52/9, М., Гостехиздат, 1963.
5. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер.— В сб.: Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
6. М. А. Соок. The science of high Explosives. New York, Rienhold Publishing Corporation, 1958.
7. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1971, 7, 3, 427.
8. Джафф, Прайс. РТК, 1962, 7, 72.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
10. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: Взрывное дело, № 63/20. М., «Недра», 1967.
11. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1970, 3, 140.
12. J. M. Walsh, R. H. Christian. Phys. Rev. 1955, 97, 6, 1544.
13. M. W. Evans, C. M. Ablow. Chem. Rev. 1961, 61, Sect. V, 129.
14. Н. М. Кузнецов. ПМТФ, 1968, 1, 45.
15. Л. Н. Стесик, Л. Н. Акимова. ЖФХ, 1959, 33, 8, 1762.
16. К. К. Шведов, С. А. Колдунов.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
17. А. И. Сербинок. Докл. АН СССР, 1959, 129, 3, 627.
18. Г. В. Беляков, Г. Г. Виленская. Докл. АН СССР, 1967, 117, 5, 1050.
19. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников и др. ФГВ, 1968, 4, 3, 400.
20. В. С. Трофимов. ФГВ, 1973, 9, 4, 530.
21. М. Х. Карпетьянц. Химическая термодинамика. М.—Л., Гостехиздат, 1949.