

О ПРИМЕНИМОСТИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ  
К ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

В. А. Веретенников,  
А. Н. Дремин, О. К. Розанов, К. К. Шведов

(Москва)

По современной гидродинамической теории [1—4] детонационная волна состоит из следующей за ударным фронтом зоны химической реакции с повышенными давлениями (химпика) и зоны сравнительно медленного изменения давления в изэнтропической волне расширения, разделенных поверхностью Чепмена — Жуге, где скорость потока продуктов взрыва (ПВ) относительно фронта волны равна местной скорости звука. В стационарно распространяющейся детонационной волне профиль давления  $p=p(t)$  или  $u=u(t)$  в зоне реакции определяется кинетикой разложения взрывчатого вещества (ВВ), а профиль волны расширения определяется геометрией заряда.

Существование химпика за фронтом детонационной волны в газовых смесях впервые было показано экспериментально в работе [5]. Экспериментальное подтверждение наличия химпика в детонационной волне в конденсированных ВВ впервые было получено в работе [6] для сплава тротила с гексогеном (36/63+1% воска) посредством метода откола. Зависимость скорости свободной поверхности ( $W$ )  $Al$ -пластин, приставляемых к торцу детонирующего заряда, от их толщины ( $l$ ) имела излом при  $l \approx 1$  мм. Точка излома была поставлена в соответствие точке Чепмена — Жуге в детонационной волне на основе лишь качественного совпадения профиля  $W=W(l)$  с предсказанным гидродинамической теорией профилем давлений.

Во всех последующих работах, где метод откола был использован для измерения параметров детонации конденсированных ВВ, отчетливо видны две крайности в постановке эксперимента.

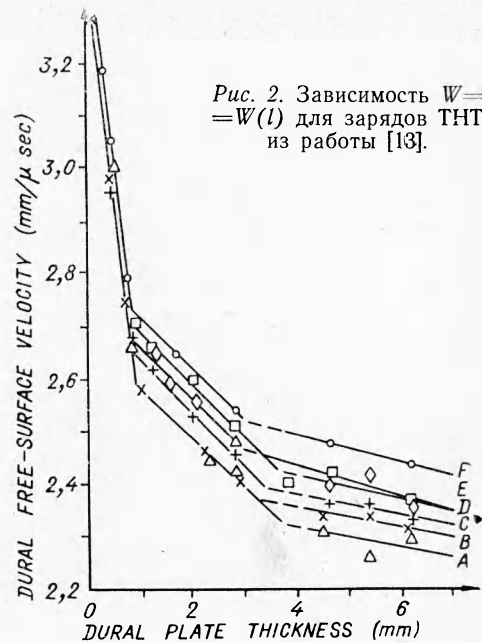
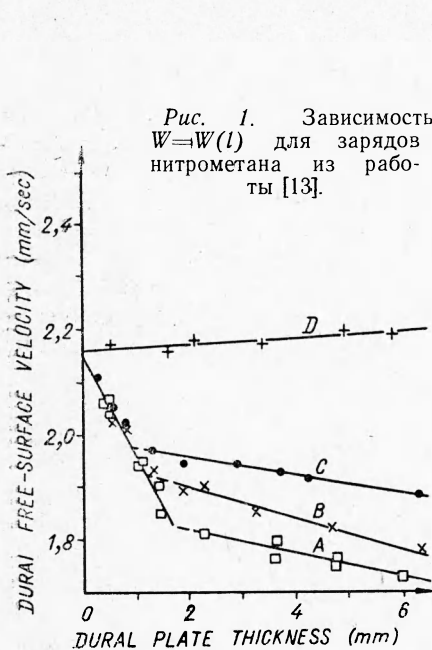
Для измерения только давления в точке Чепмена — Жуге обычно выявлялась отвечающая волне расширения зависимость  $W=W(l)$ , которая линейно экстраполировалась затем либо к  $l=1$  мм [7], в соответствии с результатом работы [6], либо к  $l=0$ , в предположении, что ширина зоны химической реакции ( $a$ ) пренебрежимо мала [8]. Для определения же ширины зоны химической реакции выявлялась зависимость  $W=W(l)$ , отвечающая сравнительно небольшой части профиля давлений непосредственно за фронтом детонационной волны [9, 10].

Созданный по идее Е. К. Завойского электромагнитный метод измерения массовых скоростей за фронтом ударных и детонационных волн с достаточно высоким разрешением во времени позволил впервые измерить ширину зоны реакции в ряде твердых ВВ, не нарушая структуру волны [11, 12]. Величина  $a$  оказалась больше полученной методом откола в 5 и более раз. Причины столь значительного количественного несовпадения полученных разными методами данных подробно будут

рассмотрены ниже. Общий же качественный результат, состоящий в экспериментальном обнаружении химпика, рассматривался как доказательство справедливости гидродинамической теории.

В недавнее время были опубликованы работы [13, 14], в которых сообщаются результаты исследования с помощью метода откола структуры детонационной волны в прессованном тротиле и нитрометане (НМ). В этих работах сделан вывод о неприменимости гидродинамической теории к детонации конденсированных ВВ.

Поскольку подобный вывод имеет принципиальное значение для теории детонации, авторы настоящей работы сочли необходимым подробно рассмотреть ряд вопросов, касающихся детонации конденсированных ВВ и методов экспериментального исследования этого явления.



Полученные в работе [13] зависимости  $W=W(l)$  для зарядов НМ различного диаметра ( $d$ ) и различной длины ( $L$ ) в латунной оболочке показаны на рис. 1, а отвечающие каждому случаю параметры приведены в табл. 1. Аналогичные данные для ТНТ  $\rho_0=1,63 \text{ г/см}^3$  показаны на рис. 2 и в табл. 2. Все представленные на рис. 2 зависимости  $W=W(l)$  имеют два излома при  $l \approx 1 \text{ мм}$  и  $l \approx 4 \text{ мм}$ . В каждом случае, отличающемся лишь геометрией заряда, давлением, отвечающие этим точкам ( $p_1$  и  $p_2$ ), оказываются различными, несмотря на постоянство скорости фронта ( $D$ ). В соответствии с полученной зависимостью  $W=W(l)$  профиль давлений в детонационной волне был разделен на: 1) зону реакции (от ударного фронта до первого излома), 2) зону распада (decay zone) и 3) зону медленного спада давления, следующую за вторым изломом. Точке Чепмена — Жуге в ТНТ поставлен в соответствие первый излом, а в случае НМ — точка пересечения  $W=W(l)$  с осью ординат. Непостоянство определяемых в опыте давлений  $p_1$  и  $p_2$  при изменении геометрии заряда (см. табл. 1 и 2) послужило основанием для вывода о нестационарности детонационной волны даже после распространения по заряду, длина которого в 16 раз превосходит его диаметр.

В последующей работе [14] было проведено сравнение давлений, отвечающих первому излому  $W=W(l)$  ( $p_1$  в табл. 1 и 2), с давлениями Чепмена — Жуге, рассчитанными по методу, предложенному в работе [15], в котором существенно используется условие Чепмена—Жуге. В эксперименте по методу откола давление в точке Чепмена — Жуге определяется независимо от этого условия. Сравнение показало, что экспериментально определенные величины превосходят результаты расчетов приблизительно на 20%, на основании чего был сделан вывод о невыполнении условия касания при детонации конденсированных ВВ.

Таблица 1

Кривая	$d, мм$	$L/d$	$p_1, тыс. атм.$	$p_2, тыс. атм.$
A	38,1	16	141	115
B	38,1	10	141	122
C	76,2	16	141	127
D	203,2	0,5	141	—

Таблица 2

Кривая	$d, мм$	$L/d$	$p_1, тыс. атм.$	$p_2, тыс. атм.$
A	41,66	8,0	200	174
B	41,66	8,0	200	181
C	50,80	7,5	206	183
D	50,80	15,5	211	186
E	76,45	5,5	208	190
F	76,45	8,0	213	193

В основе всех рассуждений авторов работ [13, 14] лежит экспериментальный результат, состоящий в выявлении сложной структуры профиля  $W=W(l)$  и отождествление его с профилем давлений в детонационной волне. Однако, как указывалось в работах [11, 12, 16], профиль давлений имеет лишь один, предсказанный гидродинамической теорией излом.

Рассмотрим некоторые экспериментальные данные.

На конечной базе (от 1 до 2 мм) измеряется скорость движения свободной поверхности ( $W$ ) 8 мм Al-узла. Ударная волна генерируется детонацией заряда ТНТ  $\rho_0=1,44 г/см^3$ ,  $d=60 мм$ . Между зарядом и Al-узлом помещена пластина (10 мм) из парафина. Пик давлений, отвечающий зоне химической реакции, как установлено с помощью электромагнитного метода, затухает в парафине, и по Al распространяется ударная волна треугольного профиля. Естественно, что в разных опытах будет зарегистрировано одно и то же значение  $W$ , отражающее факт постоянства параметров во фронте, достигающем свободную поверхность ударной волны. Однако, если Al-узел искусственно расчленил на две части, так что  $l'+\delta l=l=8 мм$ , и измерять скорость движения свободной поверхности пластины  $\delta l$ , оказывается, что величина

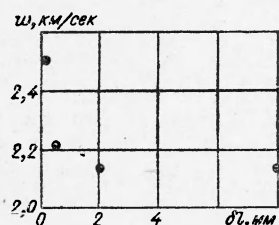


Рис. 3. Значения  $W$  в опытах с искусственно расчлененной пластиной постоянной толщины.

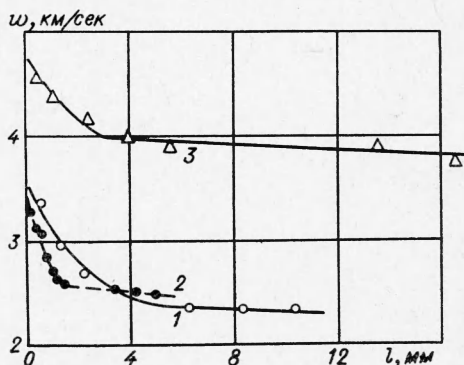


Рис. 4. Зависимость  $W=W(l)$  для зарядов ТНТ и литового сплава ТГ 50/50.

$W$  зависит от  $\delta l$ , несмотря на постоянство полной толщины узла  $l = 8$  мм. Результаты эксперимента показаны на рис. 3. Видно, что при увеличении толщины  $\delta l$  вплоть до некоторого значения  $\delta l_0 \approx 1$  мм  $W$  изменяется и лишь при  $\delta l > \delta l_0$  остается постоянной. Единственно возможное объяснение обнаруженной зависимости состоит в том, что при выходе ударной волны на свободную поверхность  $Al$ -узла в волне разрежения откалывается пластина толщиной  $\delta l_0 \approx 1$  мм. Эта толщина зависит от профиля давлений в ударной волне и динамической прочности материала пластины на разрыв. В рассматриваемых опытах пластины толщиной  $\delta l < \delta l_0$  увлекаются волной разрежения целиком, и зависимость  $W = W(\delta l)$  является следствием усреднения импульса на конечной толщине. Были проведены аналогичные опыты с улавливанием откалывающихся от сплошного 8-миллиметрового  $Al$ -узла пластин. Толщина их оказалась близкой к указанной величине  $\delta l_0 \approx 1$  мм.

Есть все основания считать, что подобное явление имеет место и при выявлении профиля давлений за фронтом детонационной волны. При этом профиль  $W = W(l)$  претерпевает излом, не связанный с изломом профиля детонационной волны.

Эти предположения могут быть подтверждены, если эксперимент модифицировать таким образом, что к заряду будет прикладываться пластина, заранее расчлененная на две части  $l = l' + \delta l$ , где  $\delta l$  заведомо меньше предполагаемой толщины откалывающейся пластины. Эксперимент в такой постановке был проведен с ТНТ  $\rho_0 = 1,59$  г/см<sup>3</sup>,  $d = 40$  мм, где в  $Al$ -узле  $\delta l = 0,3$  мм. Результаты показаны на рис. 4 (кривая 1); для сравнения показаны результаты эксперимента со сплошными  $Al$ -пластинами (кривая 2), заимствованные из работы [9]. Как и ожидалось, результаты оказались существенно различными. Кривая 3 отвечает профилю давлений в детонационной волне сплава ТНТ с тексогеном 50/50  $\rho_0 = 1,68$  г/см<sup>3</sup>,  $d = 60$  мм. Зависимость  $W = W(l)$  получена в этом случае с расчлененными  $Mg$ -пластинами ( $\delta l = 0,5$  мм), она также не обнаруживает никаких аномалий профиля давлений в зоне химической реакции; и определенные по этой зависимости параметры в точке Чепмена — Жуге и ширина зоны реакции совпадают с данными электромагнитного метода в пределах точности эксперимента.

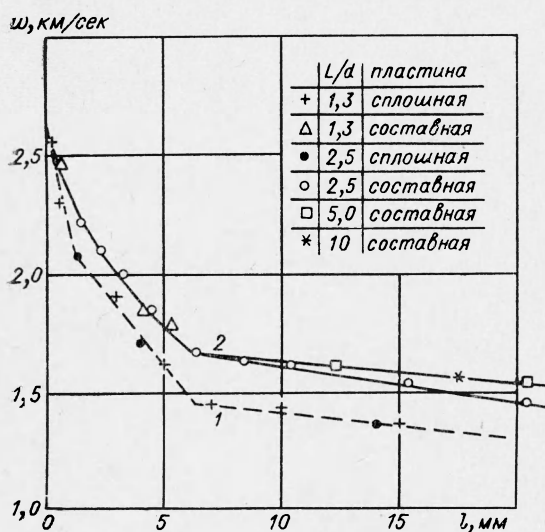


Рис. 5. Зависимость  $W = W(l)$  для зарядов смеси НМ/АЦ 75/25.

Подобные измерения были проведены и для жидкого ВВ — смеси НМ с ацетоном 75/25 (по объему). В работе [17] было показано, что электромагнитный метод не позволяет зарегистрировать профиль давлений в зоне реакции для чистого НМ. Разбавление его ацетоном увеличивает ширину зоны реакции и делает смеси удобным объектом для исследования структуры зоны как электромагнитным методом, так и методом откола. Очевидно, что результаты исследования смеси в качественном отношении будут применимы к чистому НМ. На рис. 5 представлены резуль-

таты, полученные со сплошными (кривая 1) и расчлененными ( $\delta l = 0,3$  мм) (кривая 2) Al-пластинами для зарядов  $d = 55$  мм в стальной оболочке. Эксперимент с расчлененной пластиной выявляет лишь один излом в профиле давлений, кривая же 1 имеет два излома. Причем второй излом имеет место при  $l = 6$  мм, как и на кривой 2. Параметры в этой точке, отвечающие одному и тому же состоянию в детонационной волне, различаются опять же вследствие влияния размеров откальзывающейся пластины. Структуру профиля давления в детонационной волне можно считать установленной однозначно. Необходимо выяснить вопрос о его стационарности.

Таблица 3

ВВ	$d$ , мм	$L/d$	$D$ , км/сек	$u$ , км/сек	$p$ , тыс. атм	$a$ , мм	Метод определения
ТНТ $\rho_0 = 1,59$ г/см <sup>3</sup>	40	2,50	6,91	1,61	177	0,70	Электромагнит
	60	2,25	6,91	1,62	177	0,70	»
	60	2,50	6,91	1,62	177	0,70	»
	60	5,75	6,90	1,63	178	0,70	»
	60	9,75	6,92	1,62	178	0,70	»
	60	2,50	6,91	1,61	178	0,97	Откол*
	100	2,50	6,93	1,63	179	0,70	Электромагнит
НМ/АЦ (75/25) $\rho_0 = 1,05$ г/см <sup>3</sup>	80	1,5	5,75	1,51	91	1,60	Электромагнит
	80	3,0	5,75	1,51	91	1,60	»
	55	2,5	5,75	1,62	98	0,80	Откол*
	55	5,0	5,75	1,62	98	0,80	»
	55	10,0	5,75	1,62	98	0,80	»

\* Откол с расчлененной пластиной.

Как было установлено в работах [18—20], не только скорость детонации, но и импульс детонационной волны и форма ее фронта не зависят от способа инициирования и геометрии заряда после распространения по заряду, длина которого в 3—4 раза превосходит его диаметр. Приведенные в табл. 3 данные показывают, что параметры, отвечающие точкам излома зависимостей  $u = u(t)$  и  $W = W(l)$ , отождествляемым с точкой Чепмена — Жуге, не зависят от геометрии заряда ( $L/d$ ). Количественное несовпадение значений  $a$ , полученных для смеси НМ/АЦ посредством электромагнитного метода и метода откола, связано с искажением зоны реакции в последнем случае отраженной от границы раздела ВВ — металл ударной волной [16].

Участок кривой 2 (см. рис. 5) от  $l = 0$  до точки излома иллюстрирует независимость профиля давлений в зоне реакции от геометрии заряда, в то время как отвечающий волне расширения участок профиля  $W = W(l)$  существенным образом зависит от  $L/d$ . Однако все ветви сходятся в одну точку, указывая тем самым на стационарность зоны от фронта детонационной волны до точки излома профиля давлений. К тому же выводу приводит анализ представленных на рис. 6 кривых, описывающих профиль волны расширения  $u = u(t)$ , полученный электромагнитным методом для тетрила  $\rho_0 = 1,68$  г/см<sup>3</sup>,  $d = 40$  мм. После того, как  $L/d$  достигнет 3, профиль остается неизменным. На рис. 7 приведены профили  $u = u(t)$  для ТНТ  $\rho_0 = 1,59$  г/см<sup>3</sup>, которые показывают, что в установившейся идеальной детонационной волне профиль волны расширения определяется только диаметром заряда. Все кривые также сходятся в одну точку, т. е. зона реакции стационарна и в этом случае.



Вывод о существовании стационарной зоны за фронтом детонационной волны в сплаве ТНТ с гексогеном был сделан также в работе [21], где исследовалась автомоделная волна расширения ( $L/d$  не превосходило  $2/3$ ).

Определенные в работе [13] давления, отвечающие точкам второго излома зависимости  $W=W(l)$  (которые и следует ставить в соответствие точке Чепмена — Жуге в детонационной волне), зависят от гео-

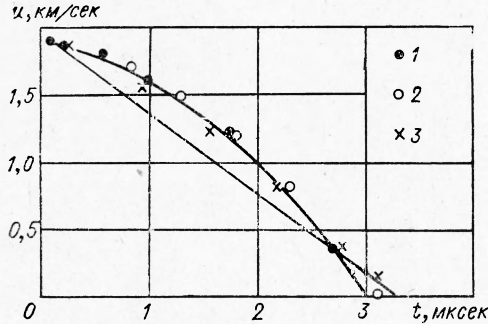


Рис. 6. Зависимость  $u=u(t)$  в тетриле при различных значениях  $L/d$  (прямая  $L/d=2$ ).  
1 — 3; 2 — 4; 3 — 6.

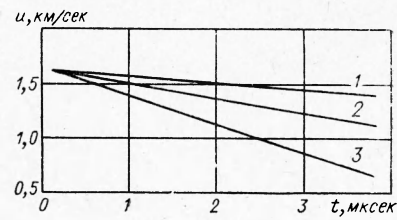


Рис. 7. Профиль  $u=u(t)$  в ТНТ при различных значениях  $L/d$ .  
1 — 2,5 ( $d=100$ ); 2 — 2,25; 5,75; 9,75 ( $d=60$ ); 3 — 2,5 ( $d=40$ ).

метрии заряда. Это может быть следствием изменения толщины откалывающейся пластины при изменении диаметра заряда и следствием ненадежного выявления участка  $W=W(l)$ , отвечающего волне расширения. Приведенные на рис. 1 и 2 кривые не обнаруживают сколь угодно значительного различия в наклонах соответствующих участков  $W=W(l)$  при изменении диаметра заряда, хотя, как было показано выше, оно должно иметь место.

Рассмотренный эксперимент однозначно указывает на существование в детонационной волне в конденсированных ВВ стационарной зоны с повышенными давлениями и на стационарность волны расширения, профиль давлений в которой при  $L/d \geq 3$  определяется только диаметром заряда. Однако стационарности детонационной волны недостаточно для подтверждения соблюдения условия касания. Гидродинамическая теория дает достаточное обоснование неосуществимости самоподдерживающейся пересжатой детонации, основанное на рассмотрении гидродинамики течения за фронтом волны. Невозможность же осуществления недосжатого режима связывается с определенными условиями (гладкий ударный фронт, экзотермический характер реакции от начала до конца), которые не всегда могут быть выполнены. При наличии в зоне реакции затухающей турбулентности, стационарная детонационная волна в газах является недосжатой [22].

Наличие турбулентности в детонационной волне в конденсированных ВВ (не только физически неоднородных — твердых, но и жидких) не дает, тем не менее, оснований переносить вывод о невыполнении условия касания на этот случай. В работе [23] показано, что турбулентность может привести к недосжатому режиму при коэффициенте Грюнайзена  $\Gamma < \frac{2}{3}$ . Имеющиеся экспериментальные данные дают основания считать, что при детонации конденсированных ВВ  $\Gamma > \frac{2}{3}$ .

В случае осуществления недосжатой одномерной детонации, за поверхностью окончания реакции должна существовать область постоянных параметров, так как поток ПВ за зоной реакции сверхзвуковой. Однако эксперимент с достижимым разрешением не обнаруживает такой области. Возможно, что из-за влияния боковых волн разрежения (поскольку реальный эксперимент проводится в зарядах не слишком большого диаметра) трудно только по профилю давлений отличить нормальную детонацию от недосжатой. В настоящей работе было проведено экспериментальное наблюдение за переходом пересжатой детонации в стационарный режим. В случае, если в стационарном режиме выполнено условие касания, определяемое точкой  $A$  (рис. 8), постепенно упадет до точки  $A_2$ . Состояние в точке Чепмена — Жуге будет определено точкой касания прямой Михельсона и равновесной диабаты ПВ (точка  $C$ ). При осуществлении в стационарном режиме недосжатой детонации со скоростью, определяемой, например, наклоном луча  $OA_1$ , конечное состояние ПВ определяется точкой  $D_1$ . В этом случае после постепенного уменьшения давления в равновесных ПВ от значения, отвечающего точке  $B$ , до значения, отвечающего точке  $B_1$ , давление в ПВ должно при неизменной скорости фронта скачком уменьшиться до величины, определяемой точкой  $D_1$ .

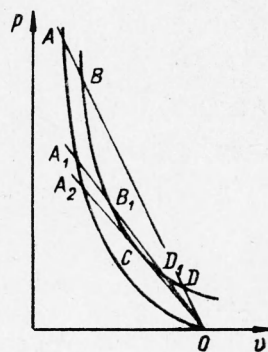


Рис. 8.  $p-v$ -диаграмма.

В эксперименте наблюдалось затухание пересжатой детонации в ТНТ  $\rho_0 = 0,75 \text{ г/см}^3$ ,  $d = 60 \text{ мм}$ . Пересжатие создавалось детонацией находящегося в контакте заряда ТНТ  $\rho_0 = 1,59 \text{ г/см}^3$  того же диаметра. Скорость фронта пересжатой детонационной волны измерялась на конечной базе ( $S = 10 \text{ мм}$ ) на различных расстояниях от границы контакта двух зарядов. Одновременно измерялась массовая скорость в точке излома профиля  $u = u(t)$ . Детонация считалась квазистационарной за время измерения. На рис. 9 показана зависимость давления  $p$  в точке излома профиля  $u = u(t)$  от скорости фронта волны. Вблизи установления минимальной скорости кривая определена с точностью  $\sim 5\%$ . В этих пределах переход к стационарному режиму

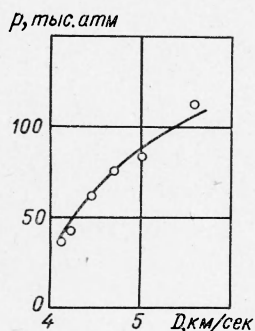


Рис. 9. Зависимость давления в равновесных ПВ от скорости фронта при переходе пересжатой детонации в нормальную.

происходит плавно, без заметных скачков давления, что возможно при реализации режима с минимальной скоростью и состоянием ПВ, определяемым точкой  $C$  (см. рис. 8).

Последнее замечание будет касаться выводов, сделанных авторами работ [13, 14] в результате сравнения экспериментально определенных и рассчитанных давлений в точке Чепмена — Жуге. Приведенный в работе [14] результат расчета для ТНТ  $\rho_0 = 1,445 \text{ г/см}^3$   $p = 145,0 \pm \pm 2,9 \text{ тыс. атм}$  полностью совпадает с полученным электромагнитным методом  $p = 142,0 \text{ тыс. атм}$  [12]. Излом зависимости  $W = W(l)$  для нитрометана при  $l \approx 2 \text{ мм}$  (см. рис. 1) можно считать отвечающим точке Чепмена — Жуге. Толщина откалывающейся пластины, очевидно, не

будет превосходить  $l=1$  мм (как имеет место для смеси НМ/АЦ 75/25), а определенный в работе [24] профиль  $W=W(l)$  при изменении  $l$  от 3 до 16 мм не имеет никаких изломов, давление в точке Чепмена — Жуге в этой работе равно 129,0 тыс. атм. Изломам  $W=W(l)$  при  $l \approx 2$  мм отвечают давления  $p=115-127$  тыс. атм (см. табл. 1). Приведенная в работе [14] рассчитанная величина  $p$  равна  $126,5 \pm 5,4$  тыс. атм. Совпадение с экспериментальными данными вполне удовлетворительное и в этом случае.

Все рассмотренные экспериментальные данные являются, таким образом, подтверждением выполнения фундаментальных положений гидродинамической теории при детонации конденсированных ВВ. Условие касания, выполненное в рассмотренных в настоящей работе ВВ, соблюдается, по-видимому, в большинстве обычных режимов самоподдерживающейся стационарной детонации в конденсированных ВВ.

Поступила в редакцию  
6/VI 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1940, 10, 542.
2. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеец. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
3. Von Neuman. J. OSRD Report, 1942, 549.
4. W. Döring. Ann. Physik, 1943, 43, 421.
5. С. М. Когарко, Я. Б. Зельдович. Докл. АН СССР, 1948, 63, 553.
6. R. E. Duff, E. Houston. J. Chem. Phys., 1955, 23, 7, 1263.
7. W. E. Deal. J. Chem. Phys., 1957, 17, 3.
8. W. V. Gagn. J. Chem. Phys., 1960, 32, 3, 653.
9. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1959, 127, 6, 1245.
10. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. ЖФХ, 1960, 34, 11, 2561.
11. А. Н. Дремин, К. К. Шведов, В. А. Веретенников. Сб. «Взрывное дело», № 52/9, Госгортехиздат, 1963.
12. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2.
13. V. G. Craig. Tenth Symp. (Intern.) on Comb., 1965, 863.
14. W. C. Davis, V. G. Craig, J. B. Ramsay. Phys. Fluids, 1965, 8, 12.
15. W. W. Wood and Wildon Fickett. Phys. Fluids, 1963, 6, 5.
16. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ФГВ, 1965, 3.
17. А. Н. Дремин, О. К. Розанов, И. Г. Коба. ФГВ, 1965, 3.
18. А. Ф. Беляев, М. А. Садовский. Сб. «Физика взрыва», № 1, Изд-во АН СССР, 1952.
19. А. Я. Апин, Е. П. Бардин, Н. Ф. Велина. Сб. «Взрывное дело», № 52/9, Госгортехиздат, 1963.
20. M. A. Cook. J. of Appl. Phys., 1956, 27, 3.
21. В. Н. Зубарев. ПМТФ, 1965, 2.
22. D. White. Phys. Fluids, 1961, 4, 4.
23. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. ФГВ, 1966, 3.
24. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1959, 128, 5, 989.