

Таким образом, несмотря на то, что относительные потери на излучение с повышением давления уменьшаются, экранирующее действие более холодной сажи во фронте пламени не зависит от давления и составляет примерно 25% от излучения черного тела при  $T_f$ . Относительные потери на излучение, как видно из рис. 3, весьма значительны. При 3 атм потери составляют около 50, а при 7 атм  $\sim 20\%$ . Отметим, что при более высоких скоростях распространения пламени (в случае турбулентного горения) потери на излучение значительно меньше. Оценка по (2) показывает, например, что при  $p=7$  атм и скорости пламени 10—15 м/с потери будут меньше 1%.

Поступила в редакцию  
8/Х 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Cummings, A. R. Hall, R. A. M. Straker. 8-th Symposium (International) on Combustion, Williams and Wilkins Co, 1962, p. 503.
2. М. А. Гликин. Канд. дисс., ГИАП. М., 1967 г.
3. Б. А. Иванов, С. М. Когарко. Докл. АН СССР, 1963, 150, 1300.
4. Нестационарное распространение пламени. М., «Мир», 1968, стр. 177.
5. Я. Б. Зельдович, В. В. Воеводский. Тепловой взрыв и распространение пламени в газах. М., Изд. Московского мех. ин-та, 1947.
6. Z. F. Full, D. J. Parks, R. A. Fletcher. Comb. and Flame, 1969, 13, 455.
7. Г. Б. Лапп, Д. И. Попова. Измерительная техника, 1967, 2.
8. П. А. Теснер, Б. И. Шраер и др. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, стр. 725.

УДК 541.126+534.222.2

### ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЯДРЕ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Ю. Н. Денисов

(Москва)

В волне спиновой детонации, возникающей при условиях, предельных для распространения детонации, первоначальное и наиболее интенсивное воспламенение горючей смеси происходит в небольшом участке — ядре спиновой детонации [1]. Впервые правильная гипотеза о наличии в ядре спиновой детонации возмущения волны в виде косоугольного фронта воспламенения была предложена в работах [2, 3]. Дальнейшими исследованиями [4, 5] был обнаружен существенный элемент ядра спиновой детонации — поперечный фронт воспламенения, распространяющийся по ударно-сжатой смеси. Схема «тонкой» структуры ядра спиновой детонации, включающая косоугольный и поперечный фронты воспламенения, во всех этих работах предполагалась стационарной в системе координат, связанной с поперечным фронтом. Однако, как было показано в [6, 7], в косоугольном фронте периодически возникают и движутся очаги химической реакции с более высокими частотами, чем частота вращательного движения ядра в детонационной трубе, т. е. тонкая структура спиновой детонации оказалась квазистационарной. Это затем нашло подтверждение в работе [8], в которой изучалась спиновая детонация ацетилено-кислородных смесей, разбавленных аргоном.

Цель данной работы — исследование периодических изменений и ряда особенностей тонкой структуры детонационного спина в стехиометрической водородно-кислородной смеси.

Детонация смеси возбуждалась в латунной трубе длиной 4 м с внутренним диаметром  $d=16$  мм, в которую в серии опытов со слабым иницированием детонации вставлялась проволочная спираль для сокращения преддетонационной длины. Тонкая структура ядра детонационного спина регистрировалась следовым методом по всей длине пристыкованной к латунной трубе сменной стеклянной трубки с той же величиной внутреннего диаметра и длиной около 1,5 м. Величина скорости распространения детонационной волны вдоль оси  $x$  стеклянной трубки определялась по результатам скоростной фоторазвертки процесса детонации во времени.

Требуемые начальные условия для распространения режима спиновой детонации достигались путем изменения начального давления  $p_0$  смеси при постоянном ее составе и при одних и тех же диаметрах детонационных трубок. Спиновая детонация получалась в результате либо слабого, либо сильного иницирования. При слабом иницировании смесь воспламенялась у закрытого конца латунной трубы пережогом медной проволоки  $\varnothing 0,1$  мм, замыкающей контакты с напряжением электрического тока 220 В, после чего пламя ускорялось и горение переходило в детонацию. Сильное иницирование, возникающее при подрыве навески азиды свинца у того же конца детонационной трубы, позволяло наблюдать детонацию в большем диапазоне начальных давлений. При этом отпадала необходимость сокращения преддетонационной длины с помощью спирали.

Измерения шага следа ядра спиновой детонации производились непосредственным обмером полученных на стеклянной трубе следов, схема негативных изображений которых показана на рис. 1, а. С целью выявления отклонений от стационарности процесса определялась величина отношения шага спина к диаметру трубы  $\lambda = \Delta x/d = \pi/\text{tg } \alpha$  для каждого из полных оборотов  $i$  витка следа. Каждый из таких полных оборотов нумеровался  $i=1, 2, 3, \dots$ , начиная с совместной границы стеклянной и металлической труб. Измерялось также расстояние каждого из таких витков от этой же границы, принятой за начало оси  $x$ . По фоторазвертке определялась средняя скорость распространения фронта волны спиновой детонации как

$$D_m = (1/\beta) v_p \text{tg } \varphi, \quad (1)$$

где  $v_p$  — скорость развертки;  $\beta$  — масштаб съемки;  $\varphi$  — угол наклона фоторегистрограммы  $x=f(t)$ . По средней скорости  $D_m$  и величине шага

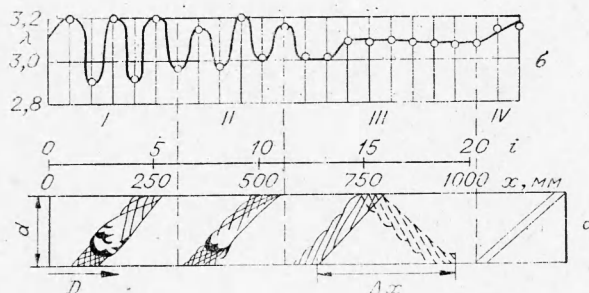


Рис. 1. Изменение тонкой структуры ядра спиновой детонации (а) и соответствующее изменение отношения шага спина к диаметру трубы (б).

$\Delta x$  спина определялась частота

$$\nu = D_m / \Delta x. \quad (2)$$

Так, основная частота спиновой детонации для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  в трубе с  $d = 16$  мм, как известно, равна  $\nu = D_m / \lambda d = \frac{2300}{0,05} = 46$  кГц.

Зная основную «несущую» частоту  $\nu$ , по результатам следового метода можно судить о существовании и характере распространения периодических неоднородностей в ядре спиновой детонации. Частота  $\nu_s$  таких периодических неоднородностей вычислялась, исходя из числа неоднородностей  $n_s$  в течение одного периода спиновой детонации на длине витка спина и частоты вращательного движения всего ядра спиновой детонации  $\nu$ , т. е. «несущей» частоты спина:

$$\nu_s = \nu \cdot n_s. \quad (3)$$

Назовем «нижним» пределом спиновой детонации условия, соответствующие пределу распространения детонационного процесса, а «верхним» пределом условия, соответствующие возникновению пульсирующей детонации с встречными направлениями вращательного движения двух ядер в волне и их столкновением друг с другом [9]. Опыты, выполненные у нижнего предела спиновой детонации по давлению, позволили наблюдать характер изменения следов тонкой структуры при распространении спиновой детонационной волны по всей длине стеклянной детонационной трубы при затухании этой волны после выхода ее из металлической трубы, снабженной турбулизирующей спиралью из медной проволоки диаметром 1,5 мм с шагом 7 мм.

В подобных опытах затухание спиновой детонации объясняется следующим образом. Наличие в металлической трубе турбулизирующей спирали приводит к возможности возникновения и распространения внутри такой спирали детонации в условиях ниже предельных для спиновой детонации, причем скорость такой детонационной волны оказывается ниже наблюдаемой на пределе детонации [10]. При начальных условиях, которые лишь немного ниже нижнего предела спиновой детонации, в условиях распространения ускоряющегося горения внутри турбулизирующей спирали имеют место условия пересжатия за счет отражения ударного фронта от витков спирали, которые и поддерживают процесс распространения спиновой детонации. По выходе волны спиновой детонации из спирали условия пересжатия исчезают и волна оказывается в условиях ниже нижнего предела, в которых вполне естественно ее постепенное затухание.

Результаты регистрации следовым методом распространения спиновой детонации в одном из таких опытов, выполненном при  $p_0 = 50$  мм рт. ст., приведены на графике зависимости отношения шага к диаметру трубы  $\lambda = \Delta x / d$  от номера витка  $i$  и соответствующего данному номеру расстояния  $x$  по оси трубы (рис. 1, б). Из графика видно, что при распространении волны на отрезках трубы *I* и *II* шаг ядра спиновой детонации периодически изменяется. На отрезке *III* этот шаг принимает постоянное значение с  $\lambda = 3,08$ , т. е. именно на этом участке трубы имело место регулярное распространение спиновой детонации. Затем на отрезке *IV* шаг увеличивается с последующим исчезновением следа, в то время как результаты фоторазвертки процесса во времени свидетельствуют о затухании детонации. Результаты, аналогичные представленным на рис. 1, получались во многих подобных опытах, которые отличались друг от друга лишь длиной отрезков *I—IV*.

Отпечатки на рис. 1, а, соответствующие отрезкам *I*, *II* на рис. 1, б, свидетельствуют о периодическом появлении внутри ядра спиновой дето-

нации серповидных возмущений вспышечного характера, вызывающих в одном случае (I) периодические утолщения шнура, в другом (II) — охватывающих только его ширину. Такие «узелковые шнуры» и «шнуры со вспышками» имели место также и в опытах по распространению детонации без затухания по смеси с начальными условиями, близкими к верхнему пределу спиновой детонации. В областях I и II тонкая структура поперечной волны включает два семейства пересекающихся полос, наклоненных к образующей трубы под углами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  (рис. 2). Тонкими линиями здесь дано негативное изображение картины следов ядра спиновой детонации, жирными обозначено предполагаемое расположение возмущений волновых фронтов  $AO$  и  $BC$  в один из моментов времени  $t$ . Стрелками показаны направления тангенциальных движений этих возмущений и тройной точки  $A$ . В нашем случае измерения показали, что  $\alpha_1 \approx 75^\circ$ ,  $\alpha_2 \approx 30^\circ$  при  $\alpha$ , изменяющемся между  $44$  и  $48^\circ$ . Под углом  $\psi' \approx \psi = \alpha_1 - \alpha$  в окрестности тройной точки  $A$  генерируются возмущения, которые движутся по косому фронту  $AO$ . Симметричные этим следам являются следы возмущений внутри поперечного фронта  $BC$ , наклоненные под углом  $\psi$  к следу зоны  $AB$  вместе с тройной точкой  $A$ .

Серповидные вспышки разрушают упорядоченную тонкую структуру поперечного фронта  $BC$  и увеличивают  $\alpha$ , обычно равную примерно  $45^\circ$  для спиновой детонации. Характерно и то, что эти вспышки в поперечном фронте происходят почти с одинаковым шагом. Измерение шага серповидных вспышек в спиновом шнуре, как бы выпрямленном в одну линию, были произведены для области II на рис. 1. Было получено, что вспышки в поперечном фронте следовали с интервалами  $52, 47, 47, 56, 45, 48, 53, 55$  мм, т. е. почти равными шагу  $\Delta x$  спиновой детонации. Так как длина полного оборота спирали при  $\alpha = 45^\circ$  равна  $\Delta x \sqrt{2}$ , а шаг появления вспышек в поперечном фронте примерно равен  $\Delta x$ , то флюктуации тонкой структуры в нашем случае спиновой детонации в стехиометрической водородно-кислородной смеси происходят примерно через  $\Delta x / \Delta x \sqrt{2} = 0,71$  оборота ядра спиновой детонации.

Воспламенение в ядре спиновой детонации происходит как в обнаруженном Б. В. Войцеховским поперечном фронте  $BC$  [4], так и в косом фронте  $AO$  [8, 11]. Из следового отпечатка столкновения поперечного и косого фронтов с плоской ударной волной (рис. 3, а), полученного по методике, описанной в [9], видно, что возмущения, оставляющие следы с наклоном  $\psi'$  к траектории тройной точки, распространяются именно по косому фронту  $AO$ . Схема позитивного изображения следа для случая регулярного распространения спиновой детонации показана на рис. 3, б. Здесь штрихами оттенены те стороны светлых полос, у которых наблюдается наиболее плотное сгущение частиц сажи. По расположению этих сгущений относительно светлых полос можно определить направление тангенциального движения газодинамических возмущений, пользуясь следующей закономерностью. Возмущения в ядре по поверхности фронтов движутся в направлении от темных сгущений к светлым полосам по нормали к ним. В этом можно убедиться, если проанализировать результаты следовой регистрации пульсирующей детонации, где направление тангенциального движения возмущений в волне более очевидно и там выполняется именно такая закономерность. Таким образом, и эти

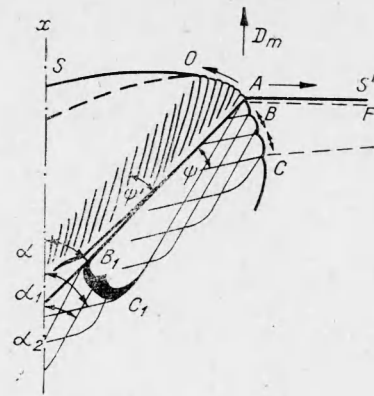


Рис. 2. Схема негативного изображения следа ядра нерегулярного спина с соответствующей этому следу системой волн и возмущений.



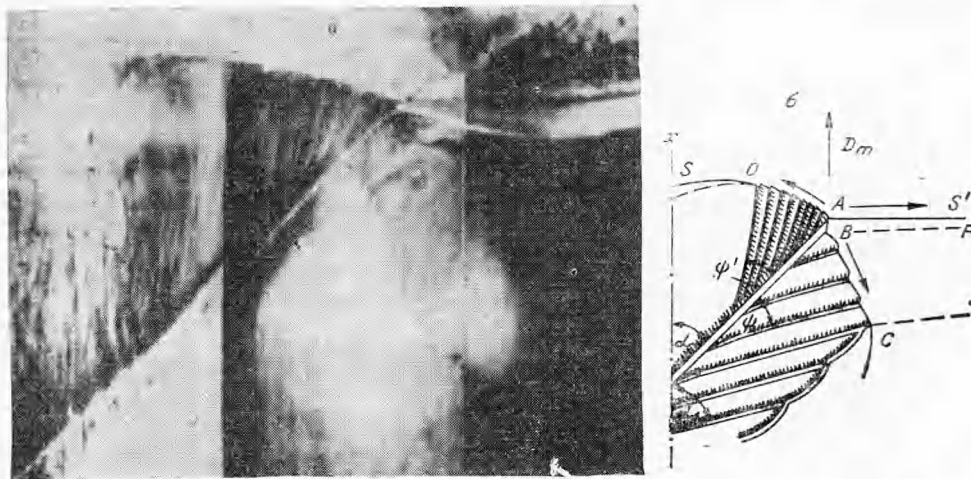


Рис. 3. Следовой отпечаток косо и поперечного фронтов при их столкновении с волной затухающей спиновой детонации (а) и схема позитивного изображения следа ядра регулярного спина (б).

дополнительные признаки, подтверждающие направление движения возмущений от точки  $A$  к точкам  $O$  и  $C$ , свидетельствуют о ведущей роли окрестности тройной точки  $A$  в генерировании возмущений в косо и поперечном фронтах  $AO$  и  $BC$ .

Пользуясь соотношением (3), определим по результатам следовых регистраций частоты распространения возмущений в поперечном и косо фронтах регулярной спиновой детонации. В смеси  $2H_2+O_2$  при  $p_0=50$  мм рт. ст.,  $d=16$  мм число возмущений на одном витке следа поперечной волны  $BC$   $n_s \approx 12$ , откуда  $v_{ss} = 46 \cdot 10^3 \cdot 12 \approx 550$  кГц, а число возмущений на одном витке косо волны  $AO$   $n_s \approx 130$ , откуда  $v_{ss} = v \cdot n_{ss} = 46 \cdot 10^3 \cdot 130 \approx 6$  мгГц.

Некоторые характерные элементы тонкой структуры спиновой детонации существуют и в детонационном процессе с периодическим механизмом, при котором на следовых отпечатках фиксируются возмуще-

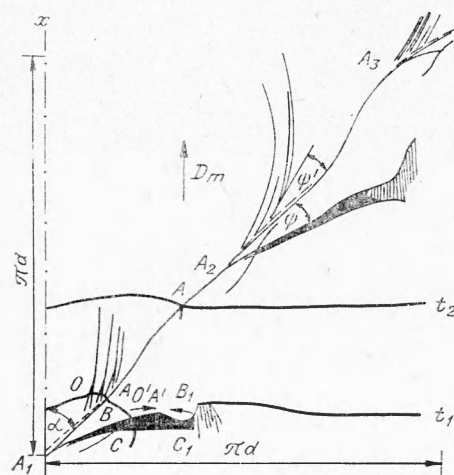


Рис. 4. Схема негативного изображения следа высокочастотных процессов в ядре спиновой детонационной волны с механизмом периодических охватывающих вспышек.

ния — вспышки в виде языков, показанные на схеме негативного изображения (рис. 4, смесь  $2H_2+O_2$ ,  $d=16$  мм,  $p_0=70$  мм рт. ст., слабое инициирование). Эти возмущения выходят из следа шнура, а сам шнур тонкий и не обладает внутренней структурой за исключением утолщенных участков с наибольшими  $\alpha$ . Предположительно такого типа следовые отпечатки описывают следующие процессы в волне. При таком механизме ядро попеременно представляет собой то косо скачок уплотнения (момент времени  $t_2$ ), то два косо фронта воспламенения  $AO$  и  $A'O'$  (момент времени  $t_1$ ), аналогично наблюдавшимся в работе [12], а поперечный фронт воспламенения  $BC$  при этом периодически возникает и исчезает. (На рис. 4 предполагаемые положения передних и

поперечных фронтов детонационной волны в моменты  $t_1$  и  $t_2$  показаны жирными линиями.)

Воспламенения вспышечного характера периодически охватывают поперечный фронт  $BC$  и область ударно-сжатого газа перед ним вплоть до слабого излома волны  $B_1C_1$ , который, судя по направлению линий тока в его следе, движется навстречу косому фронту  $A'O'$  и поперечному фронту  $BC$ . Однако еще до их столкновения происходит вспышечное охватывающее воспламенение, как бы «проявляющее» зону оттеснения продуктов реакции непрореагировавшей смесью  $A_1BB_1C_1CA$  [13] и само слабое возмущение  $B_1C_1$ . Характерно, что именно из утолщенных участков спинового шнура выходят наиболее интенсивные семейства линий, наклоненных под углом  $\psi'$  к траектории тройной точки  $A$ . Здесь также имеет место приближенное равенство углов  $\psi$  и  $\psi'$ . Нужно отметить, что следы возмущений с частотой  $\nu_{ss}$  в виде линий, наклоненных под углом  $\psi'$ , отчетливо регистрируются в областях вниз по потоку за сильными возмущениями в волне типа, например, показанной на рис. 2, серповидной вспышки  $B_1C_1$  или сильных периодических возмущений в точках  $A_1, A_2, A_3$  (рис. 4) и менее четко регистрируются при распространении регулярной спиновой детонации.

Можно полагать, что причина возмущений, распространяющихся с частотами  $\nu_s$  и  $\nu_{ss}$ , заключена в высокочастотных процессах протекания химической реакции в узком слое переднего фронта волны в окрестности точки  $A$ , включающей фронт  $AB$ . При этом в лабораторной системе координат следовой метод регистрирует треки движения возмущений в сверхзвуковом потоке. А в системе координат, связанной с поперечной волной, как это, например, происходит при регистрации ядра компенсационным методом, фиксируется «полет» точки поджига. Различные условия по обе стороны вверх и вниз по потоку от этой точки, очевидно, и служат причиной того, что при спиновой детонации по ударно-сжатому веществу распространяется поперечный, а по исходному веществу — косой фронты воспламенения.

В работе [14] впервые сделана попытка теоретического объяснения высокочастотных процессов в косом и поперечном фронтах. Это объяснение основано на выполнении критерия неустойчивости плоского фронта воспламенения в  $AO$ , возникновении связанных с этим возмущений во фронте  $AO$  и в сносе получающейся таким образом системы последовательно чередующихся зон непрореагировавшей ударно-сжатой смеси и продуктов реакции вниз по потоку в поперечный фронт  $BC$ . Однако в таком случае частоты  $\nu_s$  и  $\nu_{ss}$  должны бы быть близкими по величине друг к другу, а не различаться на порядок, как это следует из эксперимента. Некоторое несоответствие этой теории эксперименту следует и из того, что для ее выполнения возмущения из косого фронта воспламенения  $AO$  должны периодически распространяться на значительную часть ударного фронта  $OSS'A$ , в то время как эксперименты показывают, что возмущения охватывают не более  $1/4$  от периферийной части  $AOSS'A$  переднего фронта волны. И все же достоинство данного подхода [14] в показе одной из возможных связей процессов в поперечном фронте  $BC$  с процессами в окрестности тройной точки  $A$ . Действительно, дальнейшие рассмотрения тонкой структуры спиновой детонации должны учитывать взаимосвязь высокочастотных процессов в переходном слое  $ABFS'$  и поперечном фронте  $BC$ .

По результатам экспериментального исследования характерных форм тонкой структуры спиновой детонации можно судить о том, что в механизме распространения такой детонации существенную роль играют высокочастотные процессы в ядре спина. Структуры поперечного и косого фронтов при спиновой детонации являются неоднородными — как в поперечном, так и в косом фронтах или в окрестности тройной точки существуют высокочастотные возмущения. Можно сделать также вывод

о том, что одной из особенностей тонкой структуры волны спиновой детонации является периодическое появление и движение внутри ядра этой волны очагов химической реакции с более высокими частотами, чем частота вращательного движения ядра в детонационной трубе.

Поступила в редакцию  
18/ХІІ 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Campbell, D. W. Woodhead. J. Chem. Soc., 1926, **129**, 3010.
2. К. И. Щелкин. Докл. АН СССР, 1945, **47**, 7, 501.
3. Я. Б. Зельдович. Докл. АН СССР, 1946, **52**, 2, 147.
4. Б. В. Войцеховский. Докл. АН СССР, 1957, **114**, 4, 717.
5. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. ПМТФ, 1962, 3.
6. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Изв. АН СССР, ОТН, «Энергетика и автоматика», 1959, 6, 79.
7. Ju. N. Denisov, Ja. K. Troshin. Comb. and Flame, 1971, **16**, 141.
8. G. L. Schott. Phys. Fluids, 1965, **8**, 850.
9. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ЖТФ, 1960, **30**, 4, 450.
10. К. И. Щелкин. Быстрое горение и спиновая детонация газов. М., Воениздат, 1949.
11. М. Е. Топчиян. ПМТФ, 1962, **4**, 94.
12. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
13. Ю. Н. Денисов, П. И. Копейка. 11-я Всесоюзная конф. по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Матер. конф. Одесса, 1972, стр. 70.
14. С. К. Асланов, П. И. Копейка. 11-я Всесоюзная конф. по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Матер. конф. Одесса, 1972, стр. 67.

УДК 532.593 : 536.715

### ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРА ПРЕВРАЩЕНИЯ ЖИДКИХ ВЕЩЕСТВ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

*А. Н. Афанасенков, И. М. Воскобойников,  
М. Ф. Гогуля, А. И. Катков  
(Москва)*

В последнее время все больший интерес привлекают процессы, происходящие в веществе при высоких давлениях. Экспериментальные исследования сжимаемости веществ ведутся статическим и динамическим методами. Данные, полученные из экспериментов, указывают на то, что многие вещества под действием высоких давлений претерпевают различные изменения. К их числу можно отнести фазовый переход, полимеризацию, разложение и др.

О происшедшем превращении вещества судят по появлению изломов на кривой сжимаемости (изотерма — в статическом методе, ударная адиабата — в динамическом). Если при статическом методе характер превращения устанавливается надежно после извлечения вещества из камеры высокого давления, то в динамическом методе (однократное сжатие ударной волной) вещество разбрасывается в волне разгрузки.

Путем сравнения изотермы и ударной адиабаты для ряда твердых веществ (металлы, соли) было установлено, что фазовый переход при ударном сжатии происходит практически при тех же давлениях  $p$  и удельных объемах  $V$ , что и при статическом сжатии. Однако для твер-