

539.1  
B85



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А. Н. Дремин

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ  
ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ



ВСЕСОЮЗНАЯ  
ШКОЛА ПО  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ  
им. В. М. ГАЛИЦКОГО

Москва 1992

539.1

В85

Министерство науки, высшей школы  
и технической политики РСФСР

Московский ордена Трудового Красного Знамени  
инженерно-физический институт

А.Н.Дремин

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРИИ ДЕТОПАЦИИ

Текст лекции

Утверждено  
рассоветом института

Москва 1992

Библиотечный  
фонд  
НИЯУ МИФИ  
г. Москва

УДК : 534.222.2

Дремин А.Н. Современное состояние теории детонации.  
М.: МИФИ, 1992.- 44 с.

Представлен обзор теоретических и экспериментальных достижений в исследовании детонационных процессов за последние 50 лет. Объясняются физические механизмы явлений "срыва" химической реакции и "скакунка" поступательной температуры сложных молекул на фронте ударной волны. Обсуждаются современные результаты моделирования процесса детонации.

©Московский  
инженерно-физический  
институт, 1992 г.

Редактор Е.Г.Станкевич

Тем.план 1992 г.

Подписано в печать 24.02.92

Формат 60Х84 1/16

Печ.л. 2,75

Уч.-изд.л. 2,75

Тираж 200 экз.

Заказ 412

Цена 85 коп.

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.  
115409, Москва, Каширское шоссе, 31

## **Введение**

Явление детонации известно с прошлого века. Наиболее развитой теорией детонации считается теория Зельдовича-фон Ноймана-Деринга (ЗНД), согласно которой взрывчатое вещество (ВВ) при детонации вначале без химических изменений сжимается в ударном фронте и только потом за фронтом в термодинамически равновесном состоянии начинается реакция превращения ВВ в продукты взрыва. В данной локации рассказывается о новых моментах, открытых в исследовании явления детонации за прошедшие после создания теории ЗНД 50 лет.

Всего новых моментов в исследовании явления детонации пока было открыто четыре. Два из них экспериментальные. Первый – это открытие волны с неустойчивым фронтом. Реакция в таких волнах возникает во фронте неодновременно по времени и пространству; физическая модель такой волны принципиально отличается от модели детонационной волны ЗНД.

Второй - это выяснение причин отсутствия зависимости скорости детонации жидких ВВ от диаметра заряда  $D(d)$  при значительной величине критического диаметра  $d_{kp}$ . Этот экспериментальный факт не находил объяснения с позиции теории ЗНД.

Исследование природы неустойчивости детонационного фронта и причин отсутствия зависимости  $D(d)$  при значительной величине  $d_{kp}$  привели к открытию и введению в теорию детонационных процессов двух новых теоретических аспектов, которые были названы "срывом" и "скачком". Таким образом, третий новый момент в исследовании явления детонации - "срыв" химической реакции. "Срыв" может проявляться при распространении ударных волн в любом ВВ, если его адиабатическое охлаждение в волне разрежения превысит его же саморазогрев за счет реакции. Отсюда следует, что вероятность срыва химической реакции определяется соотношением двух скоростей: с одной стороны - это скорость тепловыделения за счет химической реакции, которая ведет к росту температуры и, тем самым, к увеличению скорости реакции, а с другой стороны - это скорость адиабатического охлаждения ВВ, которое снижает скорость химической реакции.

Закономерность тепловыделения за счет химической реакции в ударных волнах, очевидно, определяется механизмом возбуждения и протекания этой реакции, т.е. механизмом ударно-волнового превращения ВВ. Выяснение природы этого механизма и привело к открытию "скачка". Таким образом, четвертый новый момент в исследовании явления детонации - "скакок". Этим одним словом определен весь процесс неравновесной, атермической деструкции

сложных многоатомных молекул ВВ в ударном фронте детонационной волны. Главным в этом процессе является перегрев поступательной температуры сложных молекул в ударной скачке. Перегрев возникает потому, что вся кинетическая часть энергии ударной волны, которая за фронтом равномерно распределяется между всеми поступательными, колебательными и вращательными степенями свободы многоатомной молекулы, в ударной скачке из-за огромных скоростей нагружения вещества в нем (ширина ударного скачка  $\sim 10^{-13}$  с) поглощается только поступательными степенями свободы:  $T_{\text{пер}} = 2(N-I)(T-T_0)$ , где  $N$  - число атомов в молекуле,  $T_0$  и  $T$  - равновесные температуры ВВ в исходном и ударно-сжатом состояниях. В течение времени, необходимого для возбуждения наиболее медленно возбуждающихся связей сложной молекулы (это время  $\sim 10^{-10}$  с определяет ширину фронта ударной волны), поступательная температура релаксирует до равновесной.  $T_{\text{пер}}$  в десятки раз превосходит равновесную температуру ударно-сжатого ВВ, и это является причиной неравновесной деструкции его молекул. В результате в ударном фронте возникают активные частицы (радикалы, ионы и т.д.); реакция этих частиц с молекулами ВВ характеризуется малым значением энергии активации, и поэтому ее время слабо зависит от параметров волны. Так естественно получило объяснение обнаруженная ранее экспериментально слабая зависимость времени реакции при детонации от давления.

"Скачок" и "срыв" внутренне связаны; чем больше проявление "скачка", тем больше начальная скорость тепловыделения за ударным фронтом и тем менее вероятен "срыв" и, наоборот, чем меньше проявление "скачка", тем меньше начальная скорость

тепловыделения за ударным фронтом и тем "срыв" более вероятен. Такое представление о поведении ВВ в ударных волнах позволяет лать качественное объяснение всем пределам детонации: пределу возбуждения детонации ударными волнами, пределу кинетической устойчивости детонационных волн, а также пределу распространения детонации, т.е. критическому диаметру. В основе всех этих пределов лежит явление "срыва"; в условиях же выше предельных "срыва" химической реакции нет.

---

В настоящей лекции рассматриваются вопросы теории детонации конденсированных идеальных взрывчатых веществ (ВВ), т.е. ВВ, содержащих в своих молекулах окислитель и горючее, в отличие от неидеальных, смесевых ВВ, энергия взрыва которых существенно зависит от реакции компонентов смеси между собой.

Теория детонации предлагает механизм детонационного превращения ВВ, на основе этого механизма обосновывает правило отбора скорости волны, а также дает объяснение критическому диаметру детонации. Рассмотрим, как это делали гидродинамические теории детонации Челмена-Жуге (ЧЖ) [1,2] и Зельдовича-фон Неймана-Деринга (ЗНД) [3-5] и что появилось нового в представлениях о механизме детонационного превращения идеальных ВВ за прошедшие после создания теории ЗНД 50 лет.

Созданная в начале века теория ЧЖ основывалась на представлениях о детонационной волне как ударной волне с экзотермической химической реакцией во фронте, но она рассматривала только энергетические характеристики волны; кинетика химических реакций в этой теории не рассматривалась совсем. На самом деле, в теории предполагалось, хотя это явно

нигде не отмечалось, зато ее последователями исповедывалось, что ВВ при детонации превращается в продукты взрыва (ПВ) мгновенно, вероятно еще во время его сжатия в ударном скачке детонационной волны. Поэтому иногда модель детонационной волны ЧЖ называется "моделью нулевой зоны реакции" [6].

На рис. I в координатах "давление - удельный объем" приведена детонационная адиабата продуктов взрыва ДА и прямые Михельсона-Релея (МР) О1 и О23, наклон которых определяет скорость волны: О1 - в нормальном режиме, О23 - в недосжатом (2) и пересжатом (3) режимах.

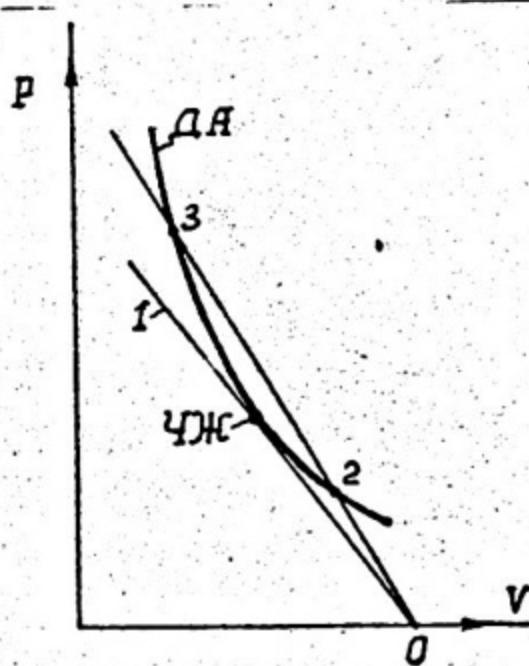


Рис. I. Детонационная адиабата ДА и прямые МР О1 и О23. Наклон прямой О1 определяет скорость детонации в нормальном режиме Чепмена-Жуге; точка ЧЖ касания этой прямой с ДА определяет параметры волны в нормальном режиме. Наклон прямой О23 определяет скорость волны в недосжатом (2) и пересжатом (3) режимах

По-существу, согласно теории ЧЖ превращение ВВ в ПВ осуществляется при его сжатии вдоль прямых МР. Челмен [1] и Жуте [2] показали, что самораспространяющиеся пересжатые режимы невозможны в силу чисто газодинамических причин. В этих режимах скорость волны разрежения с тыла больше скорости потока. Поэтому они проникают на фронт и ослабляют его; волна затухает до скорости, соответствующей нормальному режиму, в котором скорость возмущений с тыла (скорость звука) и скорость потока выравниваются; возмущения с тыла не могут более проникать на фронт, и поэтому волна в нормальном самораспространяющемся режиме имеет постоянную скорость.

Недосжатые режимы (см. т.2 на рис. I) теория ЧЖ не рассматривала и объяснение природы критического диаметра детонации она не могла дать, т.к. подразумевала, что превращение ВВ во фронте детонационных волн осуществляется мгновенно. Действительно, в этом случае возмущения разрежения с тыла не могут проникать на фронт и ослаблять его ниже нормального режима детонации.

Розинг и Харитон [7] были первыми, кто ввел в 1940 г. временной параметр в теорию детонационного превращения ВВ. Согласно физической модели детонационной волны, предложенной Розингом и Харитоном, ВВ при детонации вначале только сжимается в ударном фронте волны; при этом оно не испытывает никаких химических изменений, а реакция возникает позже за ударным фронтом в термодинамически равновесном состоянии под действием высоких температур ударного сжатия. В том же 1940 г. Зельдович [3] обосновал эту модель теоретически. Новая теория получила название теории ЗНД, т.к. фон Нейман [4] и Деринг [5] получили аналогичные результаты хотя и несколько позже.

Согласно теории ЗНД (рис. 2) ВВ вначале сжимается ударной волной до состояний, соответствующих пересечению прямых МР с УА; затем за фронтом в ударносжатом состоянии имеет место превращение ВВ в ПВ, ( $\rho$ - $v$ )-состояния среди при этом изменяются опять вдоль прямых МР, но на этот раз вниз до пересечений с ДА, которая соответствует конечному состоянию ПВ (полному выделению химической энергии ВВ).

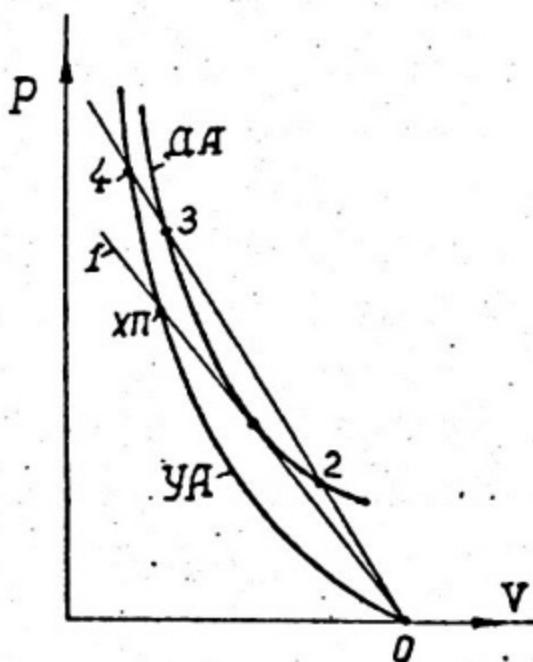


Рис. 2. Ударная (УА) и детонационная (ДА) адиабаты и прямые МР О1 и О234. Наклон прямой О1 определяет скорость волны в нормальном режиме ЧЖ; наклон прямой О234 – в недосжатом (2) и пересжатом (3) режимах. Точка Хп определяет параметры ударного фронта детонационной волны, т.н. химический пик

Из теории следует, что скорость потока за ударным фронтом волны по мере реакции возрастает, оставаясь все время дозвуковой, т.е.

возмущения, связанные с выделением химической энергии ВВ, могут проникать на ударный фронт детонационной волны и поддерживать его. Однако, как это было показано еще в теории ЧЖ, скорость потока в пересжатых режимах (т.3, рис. 2), даже в состояниях, соответствующих полному выделению энергии (на ДА), всегда меньше скорости звука. Поэтому волны разрежения с тыла в этих режимах могут проникать на детонационный фронт и ослаблять его. Таким образом, самораспространяющиеся пересжатые режимы не могут существовать : они затухают до нормального режима. В нормальном режиме скорость потока в конце зоны реакции оказывается равной скорости звука, так что возмущения разрежения с тыла не могут проникать на фронт волны.

Что касается недосжатых самораспространяющихся режимов детонации (т. 2 на ДА, рис. 2), то по теории ЗНД [8] они невозможны по двум причинам : с одной стороны, плавный переход из состояния 3 в состояние 2 невозможен из-за энергетического барьера (для движения вправо от ДА необходимо дальнейшее выделение энергии, которой уже нет, т.к. реакция закончена), а с другой стороны, скачкообразный переход между этими состояниями невозможен в силу невозможности ударных волн разрежения для сред, у которых скимаемость с ростом давления уменьшается. (В этом рассуждении, естественно, предполагается монотонное, без максимумов, выделение энергии ВВ. В противном случае, недосжатые самораспространяющиеся режимы становятся возможными. Они были обнаружены экспериментально в некоторых ВВ [9-19], но этот частный случай не является предметом обсуждения в настоящем докладе.)

Теория ЗНД была предложена 50 лет назад. С тех пор было развито много методов экспериментального исследования взрывных

процессов, связанных с возбуждением и распространением детонации. Эти методы позволили провести тщательное исследование структуры детонационных волн. При этом было установлено, что химический пик, существование которого было предсказано теорией ЗНД, обнаруживается в нормальных режимах детонации практически для всех исследованных индивидуальных и смесевых ВВ различного состава и начальной плотности [20-22]. Таким образом, существование химической зоны конечных размеров при детонации конденсированных ВВ было доказано убедительно. Однако результаты, подтверждающие теорию ЗНД, в этом отношении показали также, что структуры реальных детонационных волн часто значительно сложнее. Это означает, что теория ЗНД не является универсальной.

Естественно, возникает вопрос - какие экспериментальные находки, открытия не согласуются с теорией ЗНД? Таких известно несколько. Первое. Были обнаружены детонационные волны с неустойчивыми фронтами. Благодаря исследованиям Щелкина [23], а также последующим работам других ученых [24-27] известно, что эта неустойчивость имеет кинетическую природу. Она наблюдается главным образом при детонации слабых жидких ВВ (ЖВВ) с "медленной" кинетикой реакций, когда начальная скорость тепловыделения мала, а зависимость полного времени от начальных условий сильна. Для кинетики Аррениуса это означает большую величину энергии активации реакции и относительно низкую начальную температуру ВВ. В неустойчивой детонации реакция возникает не одновременно по поверхности детонационного фронта. На рис. 3 для примера приведена фоторазвертка свечения детонационного фронта в смеси нитрометана с ацетоном НМ/А 75/25.

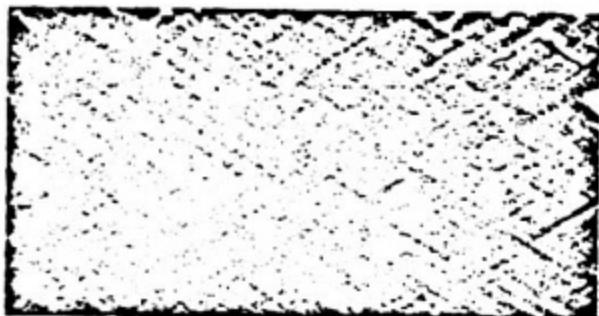


Рис. 3. Фоторазвертка свечения детонационного фронта в смеси НМ/А 75/25

Если уменьшить концентрацию ацетона в смеси, то и масштаб неоднородности свечения также уменьшится [21]. В чистом НМ свечение детонационного фронта выглядит однородным. Однако с помощью наблюдения отражения пучка видимого света от этого детонационного фронта было показано, что он неустойчивый [21]. Этим же методом установлено, что детонационный фронт в мощных ЖВВ устойчивый (например, в нитроглицерине); он отражает видимый свет, как зеркало, в отличие от неустойчивого фронта, когда наблюдается диффузное рассеяние света. Вывод об устойчивости зеркального фронта основан на принципиальной невозможности допущения о существовании кинетически неустойчивых фронтов с масштабом неоднородности существенно меньше длины волны видимого света.

Второе наблюдение, не согласующееся с теорией ЗНД, связано с критическим диаметром детонации ЖВВ. По Харитону [28] критический диаметр  $d_{kp}$  определяется соотношением времени реакции  $t_p$  и времени разброса вещества, которое пропорционально диаметру заряда деленному на скорость звука С в продуктах взрыва. Отсюда следует, что  $d_{kp} \sim ct_p$ . Так как скорость потока в зоне реакции

дозвуковая, волны разрежения сбоку проникают на все участки ударного фронта дотоационной волны вплоть до оси заряда. Это естественно, приводит к ослаблению волны и скорость ее падает. Очевидно, чем больше размер зоны реакции, тем при большом диаметре заряда волны разрежения сбоку будут достигать его оси и, следовательно, тем при большем диаметре будет регистрироваться зависимость скорости детонации от диаметра заряда. И, наоборот, чем меньше размер зоны реакции, тем при меньшем диаметре заряда будет проявляться зависимость скорости детонации от диаметра заряда, при времени реакции, стремящемся к нулю, зависимость скорости детонации от диаметра заряда должна исчезать совсем.. При этом, по Харитону, критический диаметр детонации, естественно, тоже должен стремиться к нулю. Однако оказалось, что у ЖВВ, у которых, как правило, зависимость скорости детонации от диаметра заряда практически отсутствует, критический диаметр, тем не менее, составляет конечную величину. Так, например, в случае нитрометана, у которого при нормальной температуре скорость детонации равняется  $\sim 6,3$  км/с и изменяется вблизи критического диаметра всего на несколько процентов, критический диаметр довольно велик ( $\sim 15$  мм). Таким образом, отсутствие зависимости скорости детонации от диаметра заряда и одновременно значительная величина критического диаметра детонации с позиции принципа детоационной способности Харитона [28] представлялись противоречивыми. Однако следует отметить, что объяснений этому вообще не было никаких.

Выяснение причин, почему детонация резко, без изменения скорости волны затухает при значительном диаметре заряда, привело к открытию третьего нового момента в деле изучения природы

детонационных процессов. Это новое было названо явлением срыва химической реакции. В теории ЗНД это понятие отсутствует.

Явление срыва было обнаружено при исследовании детонационных процессов в ЖВВ. НМ и его смеси с ацетоном (НМ/А), с которыми была проведена основная часть этих исследований, имеют неустойчивый детонационный фронт. Поэтому естественно было предположить, что объяснение вышеуказанного противоречия должно быть основано на представлениях о механизме превращения ВВ при детонации с неустойчивым фронтом. По существу, это означало необходимость разработки теории критического диаметра детонации с неустойчивым фронтом.

Представления о механизме превращения ВВ, детонирующих с неустойчивым фронтом были разработаны Щелкиным и Трошиным [29] на примере детонации газов еще в начале 60-х годов. Их отличие от представлений Харитона-Зельдовича состояло в следующем. У Харитона-Зельдовича фронт устойчивый: реакция возникает за ударным фронтом одновременно по всему фронту детонационной волны в ударно-скжатом ВВ. У Щелкина-Трошина фронт неустойчивый: реакция возникает не одновременно по поверхности детонационного фронта и возбуждается она на ударном фронте детонационной волны преимущественно в местах двойных соударений трёхударных конфигураций [29].

Указанные представления Щелкина-Трошина были использованы при разработке теории  $d_{kr}$  детонации ВВ с неустойчивым фронтом [30]. Напомним, как это было сделано. По Щелкину-Трошину, очагов реакции на ударном фронте не возникает, если нет двойных столкновений трёхударных конфигураций. Но как раз у боковой поверхности заряда таких соударений и не может быть. Дело в том, что по Щелкину-Трошину трёхударные конфигурации, раз возникнув

по причине кинетической неустойчивости одномерного детонационного комплекса (ударная волна + химическая реакция), существуют на ударном фронте детонационной волны постоянно благодаря непрерывным столкновениям. Каждая из них в отдельности должна была бы затухнуть. И только взаимные столкновения спасают их от исчезновения; столкновения возбуждают очаговые взрывы, которые порождают новые трёхударные конфигурации. Но этот процесс, естественно, должен прерываться у свободной поверхности заряда, т.к. у самой крайней от свободной поверхности трёхударной конфигурации, движущейся по ударному фронту детонационной волны к этой поверхности, нет партнера для столкновения — встречной трёхударной конфигурации. По этой причине вблизи свободной поверхности (I, рис.4) не могут возникать очаговые взрывы и, как следствие, не должны образовываться и новые трех-ударные конфигурации, что, в свою очередь, должно приводить к невозможности появления соседних, более далеких от поверхности очагов взрывов.

Таким образом, наличие свободной поверхности должно приводить к последовательному по направлению от свободной поверхности вглубь заряда невозникновению очагов реакции на ударном фронте детонационной волны, т.е. появление волны отсутствия реакции 2, распространяющейся от боковой поверхности вглубь заряда к его оси со скоростью  $v$ . Следует отметить, что эти волны отсутствия реакции были обнаружены в специально для этого подготовленных экспериментах по перепусканию детонации ЖВВ из одной трубы в другую, но большего диаметра. Первая труба была металлической; детонационный фронт в таких трубах занимает постоянно все ее сечение. В соответствии с вышеприведенными рассуждениями это означает, что столкновение трёхударных конфигураций со стенкой

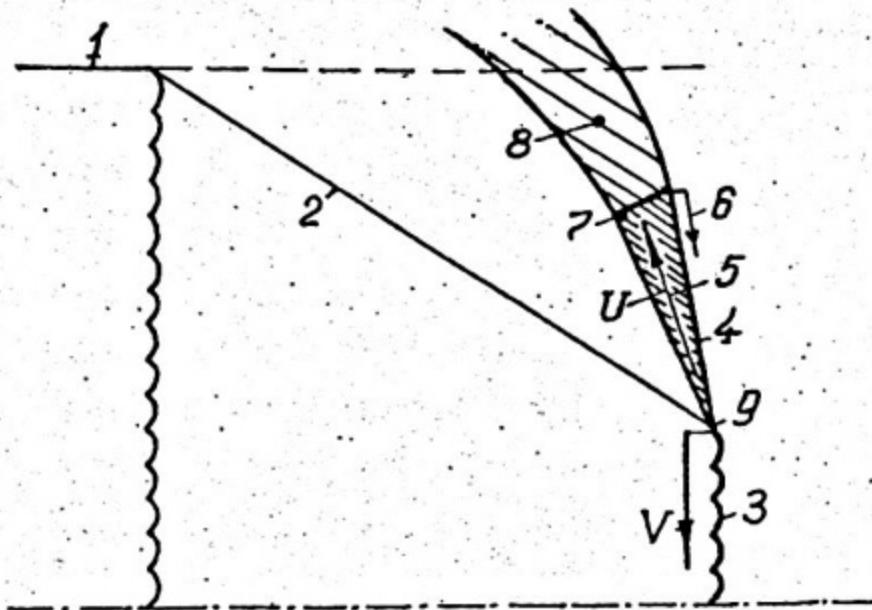


Рис. 4. Схема, поясняющая природу критического диаметра детонации ЖВВ, детонирующих с неустойчивым фронтом:

- 1—свободная боковая поверхность цилиндрического заряда;
- 2—волна отсутствия реакции;
- 3—уменьшающийся по диаметру фронт детонационной волны;
- 4—глажкий фронт ударной волны, возникающий после гибели трехударных конфигураций на фронте детонационной волны 3;
- 5—ударно-сжатое ВВ;
- 6—волна разрежения, движущаяся по ударно-сжатому веществу;
- 7—место возникновения реакции в ударно-сжатом веществе 5 перед фронтом волны разрежения 6;
- 8—ударно-сжатое вещество, охваченное волной разрежения;
- 9—фронт волны отсутствия реакции;
- V—скорость волны отсутствия реакции;
- U—скорость движения ударно-сжатого ВВ относительно фронта 9

трубы приводит к возникновению очагов реакции так же, как и при их соударении между собой и поэтому волны отсутствия реакции при распространении детонации в металлических трубах не возникают.

Также в соответствии с вышеприведенными рассуждениями о причине возникновения волн отсутствия реакции предполагалось, что на срезе трубы меньшего диаметра, при выходе детонационной волны в большую трубу крайним по диаметру меньшей трубы трёхударным конфигурациям не с чем будет взаимодействовать и это приведет к появлению волны отсутствия реакции и затуханию детонации. В экспериментах было установлено, что волны отсутствия реакции действительно возникают на срезе меньшей трубы. Однако оказалось, что проникают они к оси заряда только на определенную глубину  $\ell$ ; при этом, если радиус трубы  $R > \ell$ , то детонация распространяется вдоль оси, не меняя скорости, если же волны отсутствия реакции перекрывают все сечение заряда ( $R < \ell$ ) детонация, как правило, затухает. Отсюда следует, что глубина, на которую проникает волна отсутствия реакции, является критическим радиусом детонации ЖВВ  $R_{kp}$ , детонирующего с неустойчивым фронтом. Эта экспериментальная находка является объяснением отсутствия зависимости скорости детонации от диаметра заряда у ЖВВ; при диаметре заряда больше критического детонация движется вдоль оси и "не знает", что происходит в соседних, отстоящих от оси частях заряда, а при диаметре заряда меньше критического - затухает.

Рассмотрим, на какую глубину может проникать волна отсутствия реакции от свободной поверхности цилиндрического заряда. После гибели трёхударных конфигураций на краях уменьшающегося по диаметру фронта детонационной волны 3 в ВВ под действием продуктов взрыва движется ударная волна 4 с гладким ударным фронтом. Эта волна сжимает вещество 5 и инициирует в нем реакцию по прошествии времени  $\tau$  - задержки воспламенения, соответствующей состоянию ВВ за этой волной. Так

как от края заряда I по сжатию веществу 5 идет волна разрежения 6, реакция возникает в той точке 7, куда еще не дошла эта волна и в которой сжатое вещество уже находилось в течение времени  $\tau$ . Возникшая реакция в виде детонации ударно-сжатого вещества распространяется к боковой поверхности по разреженному веществу 8, а вглубь заряда - по ударно-сжатому веществу 5. Эта волна догоняет фронт волны отсутствия реакции 9 на глубине  $d_{kp}/2$  и прекращает гибель трёхударных конфигураций (выступает как встречный партнер в процессе двойного соударения трёхударных конфигураций).

При диаметре заряда больше критического детонация, возникающая в ударно-сжатом ВВ (5 и 8 на рис. 4), восстанавливает изначальный детонационный фронт на всем диаметре заряда. Далее события повторяются, и размер поверхности детонационного фронта, по мере движения детонации вдоль заряда, периодически, в соответствии с вышеизложенным механизмом, уменьшается и восстанавливается.

На основании вышеизложенных представлений была получена формула для величины критического диаметра ВВ, детонирующих с неустойчивым фронтом [31]:

$$d_{kp} = 2 \tau v_u \left( \frac{1}{v-u} + \frac{1}{D-u} \right),$$

здесь  $U$  - скорость движения ударно-сжатого ВВ относительно т. 9,  $C$  и  $D$  - скорость звука и скорость детонации в ударно-сжатом веществе 5.

Важным моментом вышеизложенной теории  $d_{kp}$  ВВ, детонирующих с неустойчивым фронтом, является волна отсутствия реакции. Она была предсказана на основе разработанного Щелкиным-Трошиным механизма очагового возникновения реакции на ударном фронте

неустойчивой детонационной волны. Однако оказалось, что волны отсутствия реакции существуют также и у ХВВ, детонирующих с устойчивым фронтом. Этот факт привел к осознанию того, что волны отсутствия реакции образуются на самом деле не из-за последовательной от свободной поверхности вглубь заряда гибели очагов реакции в неустойчивом детонационном фронте, а вследствие некого общего явления, присущего всем взрывным процессам во всех ВВ и при любых их начальных состояниях (жидкое, твердое - литое, прессованное и т.д.). Так, по-существу, было открыто явление срыва химической реакции, которое лежит в основе всех пределов детонации: инициирования, устойчивости и распространения.

В чем суть явления срыва химической реакции? Когда оно проявляется? В большинстве взрывных процессов за фронтом ударных волн следует волна разрежения. Из-за адиабатического расширения вещество в волне разрежения охлаждается. Если это охлаждение преодолит саморазогрев среды за счет реакции, она прекратится. Это и есть явление срыва [21, 32]. Условие срыва [33] записывается в виде

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q_{t,v}}{c_v} \cdot \frac{dk}{dt} + \left( \frac{dv}{dt} \right)_{s,k} \cdot \frac{dv}{dt},$$

где  $Q_{t,v}$  - тепловой эффект реакции при постоянных температуре и объеме,  $k$  - доля прореагированного вещества; обозначения остальных величин общеприняты. Из приведенного выражения видно, что расширение влияет на характер изменения температуры реагирующей среды во времени: оно как бы уменьшает теплоту реакции на

$$Q_1 = c_v \left( \frac{dv}{dt} \right)_{s,k} \cdot \frac{dv}{dt} / \frac{dk}{dt}$$

Чем меньше скорость реакции ( $\frac{dk}{dt}$ ) и больше скорость расширения ( $\frac{dv}{dt}$ ), тем больше  $Q_1$ . Очевидно, что если  $Q_1$  окажется больше  $Q_{t,v}$ , то температура будет уменьшаться и реакция прекратится.

Таким образом, кинетика тепловыделения оказывает непосредственное влияние на проявление срывных процессов. Если кинетика "медленная", то сорвать такую реакцию легче; для этого может оказаться достаточной незначительная скорость разрежения. Если же кинетика тепловыделения "быстрая", т.е. начальная скорость разложения ВВ велика, а зависимость времени полного разложения от начальных условий мала (для кинетики Аррениуса это означает малую величину энергии активации и сравнительно высокую начальную температуру), то сорвать такую реакцию не легко; чтобы это сделать, необходима большая скорость разрежения.

В исследовании кинетики тепловыделения ВВ в ударных и детонационных волнах было сделано четвертое (пока последнее) нововведение в теорию детонационных процессов. Оно касается физической модели устойчивых детонационных волн и явилось результатом анализа экспериментальных данных по изучению структуры детонационных волн Харитона-Зельдовича, а также данных по действию ударных волн на органические материалы (взрывчатые и невзрывчатые), состоящие из сложных многоатомных молекул. Этот анализ привел к выводу, что начальная эндотермическая стадия возбуждения молекул и образования активных частиц имеет место еще в процессе сжатия вещества в ударном фронте. Тем самым отвергается положение теории ЗНД, согласно которому вещество в ударном фронте детонационной волны сжимается без каких-либо химических изменений, а реакция начинается за ударным фронтом в термодинамически равновесном состоянии.

Механизм детонационного превращения конденсированных ВВ, определяющий кинетику тепловыделения в ударных и детонационных волнах, все еще является наименее изученным в теории детонации конденсированных ВВ. Теория ЗНД ничего не говорит о механизме взаимодействия ударной волны с молекулами ВВ, который приводит их к диссоциации. В последние годы на эту тему появилось много работ [34-50]. Авторы большинства из них, вслед за создателями теории ЗНД, рассматривают события за ударным фронтом детонационной волны. Так, Коффей и Тотон [39] показали, что в процессе передачи энергии фононов на внутренние колебательные связи многоатомных молекул твердого ВВ возможна их сверхравновесная нетепловая диссоциация. Зерилли и Тотон [40], а также Бардо [41] подтвердили этот вывод; в своих исследованиях они учитывали также влияние давления на процесс химического превращения ВВ. В отличие от указанных работ, Длотт и Файер [47], а также Ким и Длотт [50], наоборот, доказывают, что деструкция сложных молекул ВВ за ударным фронтом детонационной волны имеет скорее равновесный тепловой характер. Гилман [46] считает, что тепловое возбуждение молекул в ударном фронте детонационной волны в твердых ВВ, вообще невозможно из-за его чрезвычайной малости (согласно [51-54] ширина ударного скачка составляет несколько десятков ангстрем). По его мнению процесс разложения ВВ начинается с электронного возбуждения молекул; переход электронов из связанного в несвязанное состояние осуществляется при этом за счет зенер-туннелирования [55] или металлизации Герцфельда-Мотта [56, 57].

Следует отметить, что в приведенных работах кинетика тепловыделения не рассматривается; по существу их авторы заняты рассмотрением только самого начала процесса детонационного

превращения ВВ, а именно, диссоциации молекул. В последние годы появился ряд интересных работ, посвященных применению методов молекулярной динамики в теоретическом исследовании химии ударных волн [58-70]. В принципе этот подход позволяет изучить путь химического изменения молекул ВВ и тем самым проследить закономерности связанные с этим процессом тепловыделения. Однако по ряду объективных причин и, в частности, из-за ограниченных возможностей компьютерной техники твердое тело пока что представляется в указанных работах в виде одно- или двумерной решётки, состоящей из двухатомных молекул. В некоторых работах [59, 62, 65, 66, 70] моделируется поведение и сложных молекул, но и в этом случае молекулы ВВ представляются в виде двухатомных соединений, состоящих как бы из сложных атомов. Такое ограничение, естественно, приводит к довольно искусственным представлениям о процессе выделения химической энергии ВВ за фронтом ударной волны. Например, согласно концепции преддиссоциативного потенциала [62, 65, 66, 70] материал может диссоциировать экзотермически при достижении некого барьера по длине связи в двухатомной молекуле, в то время как на самом деле диссоциация должна быть эндотермической, а выделение энергии должно происходить следом.

в процессе рекомбинации частиц, возникающих при диссоциации. Очевидно, что представление преддиссоциативного потенциала о выделении энергии ВВ при действии на него ударной волны не может правильно отражать предельные явления детонации (инициирование, устойчивость, распространение). Более реалистичное моделирование детонационного процесса осуществлено Бреннером и др. [71]; в этой работе учитываются реакции не только разрыва, но и формирования связей.

Уолкер предложил принципиально новую физическую модель детонационной волны [72]. В основе новой модели заложена концепция "физической кинетики". Согласно этой концепции скорость детонационной волны в конденсированном ВВ не может быть больше средней колебательной скорости  $v$  составляющих его атомов ( $v = \nu u$ , где  $\nu$  - частота конкретной связи, например, C - H, N - H O - H;  $u$  - среднее расстояние, на которое смещается конкретный атом за время полного цикла колебания). В модели детонационной волны Уолкера энергия волны в самом начале, в ударном скачке, сосредоточена в виде энергии оптических фононов; химические изменения молекул в волне являются пороговым процессом, скорость которого ограничивается скоростью передачи энергии фононов на внутренние колебательные степени свободы молекулы. В детонации эта передача совершается со средней колебательной скоростью. Разрушение молекул ВВ имеет место либо прямо в ударном фронте, либо в непосредственной близости от него. Таким образом, реакция здесь осуществляется по принципу от одного молекулярного слоя к другому, а не в объеме ударно-сжатого ВВ. Естественно, что хим. пик здесь отсутствует, и в этом отношении модель Уолкера напоминает модель "нулевой зоны реакции" [6]. Использовать такие модели для интерпретации предельных явлений детонации (иницирование, устойчивость и критический диаметр) затруднительно. Очевидно для этого требуется их дальнейшее развитие.

Фундаментально новая концепция проблемы механизма детонационного превращения КВВ развита в наших исследованиях [73-81] структуры фронта детонационной волны, предпринятых изначально с целью экспериментального обоснования физической модели детонационной волны Харитона-Зельдовича. Были проведены

эксперименты с КВВ разного состава и разной начальной плотности [73]. В результате было обнаружено, что время реакции КВВ при детонации, т.е. ширина хим. пика во времени  $t_{\text{ХП}}$ , практически не зависит от структуры заряда. Под структурой заряда подразумевается следующее: размер частиц ВВ, их структура (это могут быть частицы монокристаллические, литые или прессованные), состояние ВВ (жидкое или твердое), природа наполнителя в порах и т.п. Оказалось, что время реакции от всего этого не зависит; оно является характеристикой ВВ и зависит от давления детонации очень слабо. Например,  $t_{\text{ХП}}$  при детонации тротила изменяется от  $\sim 1,5$  до  $\sim 0,2$  мкс при изменении давления Р детонации от 5 до  $\sim 20$  ГПа. Очевидно, что температура ВВ изменяется при этом значительно, и если бы механизм превращения ВВ был бы таким же, как и при нормальных условиях, то  $t_{\text{ХП}}$  изменилось бы намного больше.

В поисках причин, которые могли бы объяснить слабую зависимость  $t_{\text{ХП}}(\rho)$ , возникла догадка (подозрение) о возможности деструкции молекул ВВ во время его сжатия в ударном фронте детонационной волны [74]. Оно появилось в результате размышлений. Предполагалось (в соответствии с теорией ЗНД), что реакция при детонации протекает по законам теплового взрыва. Известно, что во время периода индукции (время активационной стадии), которое составляет основную часть полного времени взрыва, разлагается только малая доля ВВ, но зато реакция после этого приобретает взрывной характер. Из теории известно также, что время активационной стадии является сильной функцией начального состояния вещества и, наоборот, время конечной стадии от начального состояния вещества зависит слабо [82]. Подозрение, а не регистрируется ли при детонации только "хвост" реакции,

возникло именно от осознания того, что во время активационной стадии разлагается только малая доля ВВ и что конечная стадия взрыва слабо зависит от начального состояния. Если это так, т.е. если при детонации действительно регистрируется только "хвост" реакции, то это означает, что процесс активации осуществляется во время сжатия ВВ в ударном фронте волны. Другими словами, это означает, что события, которые происходят с ВВ во время периода индукции теплового взрыва, который составляет основную часть полного времени взрыва, при детонации осуществляются на много порядков быстрее внутри чрезвычайно узкой зоны ударного фронта. При этом заключительные стадии обоих процессов протекают "быстро", и их время слабо зависит от начального состояния вещества.

Подозрение на то, что в ударном фронте происходят какие-то эндотермические процессы химического изменения молекул ВВ, имеет, как это было осознано позднее, экспериментальное основание. Дело в том, что период индукции в хим. пике не наблюдался при детонации всех исследованных до настоящего времени КВВ. Обычно в хим. пике регистрируется очень резкий спад давления (или массовой скорости) [2], 45, 49], что соответствует максимальной скорости тепловыделения непосредственно за ударным фронтом детонационной волны. Поэтому можно было подозревать, что такая закономерность развития реакции обусловлена неким подготовительным процессом внутри ударного фронта, который, к сожалению, все еще не доступен наблюдению современными методами.

Наблюдать изменение молекул ВВ непосредственно в ударном фронте пока не удается. Однако возможность деструкции сложных органических молекул под действием ударного фронта была подтверждена специальными экспериментами, в которых изучались образцы ароматических соединений (бензол, нафталин, антрацен)

после действия на них ударных волн интенсивностью I,I – I,5 ГПа ( $100\text{--}200^\circ\text{C}$ ) [83]. Следует отметить, что при тех же давлениях и температурах в статике исследованные соединения не разлагаются [84]. При нормальном давлении и повышенных температурах они разлагаются без разрушения бензольного кольца; происходит отщепление водорода и соединение бензольных колец, и при температуре  $\sim 2000^\circ\text{C}$  имеет место полная графитизация. В противоположность этому было обнаружено, что после действия ударных волн указанные соединения частично (~1%) разлагались, причем их деструкция соответствовала разрушению бензольного кольца. Учитывая информацию о их поведении в статике, можно считать, что результаты динамического воздействия были обусловлены специфическим действием ударного фронта.

Специфическим действием ударного фронта определяется также и процесс ударноволновой безкатализаторной полимеризации некоторых мономеров [83, 85]. Так, было доказано, что триоксан полимеризуется под действием ударных волн за время действия высоких давлений; при этом количество полимерных цепей зависит от интенсивности фронта (чем выше давление, тем больше количество центров), а длина цепей – от времени действия высоких давлений, т.е. от длины волны. Таким образом, было установлено, что центры полимеризации (зародыши будущих цепей) возникают в ударном фронте волны. Очевидно, как и в случае ароматических соединений, они возникают за счет разрыва определенных связей в молекуле триоксана.

Многие ВВ являются сложными органическими соединениями. Поэтому деструкция молекул ВВ внутри ударного фронта кажется очень вероятным процессом, хотя доля разложения пока не известна. Очевидно она является функцией интенсивности волны и

может быть значительной при детонации молекул ВВ, у которых давление в хим. пике достигает величины нескольких десятков ГПа.

Естественно возникает вопрос - каков механизм деструкции сложных органических молекул внутри фронта ударных волн (внутрифронтовой механизм)? Возможно существует несколько механизмов, но, по-видимому, все они обусловлены повышенными сверхзвуковыми скоростями соударных молекул в ударном фронте, на что было обращено внимание еще в 1973 г. [74]. Тогда качественно это представлялось следующим образом. Известно, что существует максвелловское распределение молекул по относительным скоростям до и после фронта ударной волны. Однако во фронте волны к этому добавляется еще и относительная скорость молекул, обусловленная сжатием вещества, что и приводит к появлению соударений с повышенными сверхзвуковыми скоростями.

Позднее, в 1980 г. [76], представление о повышенных сверхзвуковых скоростях соударения сложных многоатомных молекул в ударном фронте получило количественное выражение. Его суть состоит в следующем. Из-за огромных скоростей нагружения вещества в ударном скачке (ширина ударного скачка во времени  $\sim 10^{-13}$  с [51-54]) кинетическая часть энергии ударного сжатия, которая за фронтом ударной волны равномерно распределяется между всеми поступательными, вращательными и колебательными степенями свободы многоатомной молекулы, поглощается в скачке только поступательными степенями свободы. Максимальная температура возникающего при этом "перегрева" поступательных степеней свободы  $T_{\text{пер}} = 2(N-1)(T-T_0)$ , где  $N$  - это число атомов в молекуле, а  $T_0$  и  $T$  - равновесные температуры до и после ударного фронта волны. Для ТНТ, молекулы которого ( $C_7H_5N_3O_6$ ) содержат 21 атом,  $T_{\text{пер}} = 40(T-T_0)$ , т.к. в волне с равновесной температурой

за фронтом ( $T=1000$  K) и начальной температурой ( $T_0=300$  K)  $T_{\text{пер}}$  во фронте достигает  $\sim 30000$  K [76].

Приведенное представление о перегреве поступательных степеней свободы является феноменологическим. Однако оно было подтверждено прямым моделированием процесса возбуждения многоатомных молекул в ударном фронте [86]. Моделирование проведено методом молекулярной динамики для одномерной системы, состоящей из 150 четырехатомных молекул, взаимодействие молекул при этом описывалось потенциалом (exp-6), а атомов внутри молекул – потенциалом Морзе, параметры которого варьировались. Было показано, что для всех частот внутримолекулярных связей во фронте ударной волны действительно существует область повышенных неравновесных поступательных температур.

В настоящее время многие исследователи считают, что при детонации твердых ВВ их превращение в ПВ осуществляются по механизму "горячих точек" (ГТ) [87-92], введенному в науку о ВВ Боденом около сорока лет назад в результате его исследований возбуждения взрыва при механическом ударе [93]. Высказывалось даже мнение, что все ВВ (жидкие и твердые) претерпевают превращение в ПВ при детонации по механизму ГТ [94]. Предполагается, что ГТ при сжатии твердых ВВ возникают либо в местах несовершенства структуры заряда, либо за счет сдвиговых напряжений в ударном фронте волны [95-100]. Труднее было объяснить как возникают ГТ, обнаруженные экспериментально в ЖВВ при возбуждении в них детонации ударными волнами [101,102]. Однако позднее с помощью метода неравновесной молекулярной динамики, развитой в [51], было показано, что взаимодействие ударной волны с местами отрицательной флуктуации плотности очень малого размера и поэтому, весьма вероятно,

приводит к появлению перегретых областей значительно большего размера, такого, что самопроизвольное, за счет флюктуации появление их невозможно [103]. Таким образом, по-существу, было показано, что ударная волна в жидкости сама является генератором ГТ и, следовательно, при детонации жидких ВВ также может работать механизм ГТ.

Не отрицая экспериментальных фактов возникновения ГТ при возбуждении детонации ударными волнами в жидких ВВ [101,102], следует, тем не менее, сделать вывод о том, что при детонации ВВ, состоящих из многоатомных молекул, механизм ГТ, по-видимому, вообще не работает. Он не может объяснить слабую экспериментальную зависимость  $t_{\text{ХII}}(P)$ , так как известно, что очаговый механизм всегда приводит к увеличению скорости полного превращения ВВ [94]. Кроме того, как уже отмечалось выше, было установлено, что структура заряда не влияет на  $t_{\text{ХII}}$ . Это означает, что ГТ при детонации, даже если они возникают вследствие гетерогенности заряда, "не работают";  $t_{\text{ХII}}$  определяется процессами в самом ВВ. А в ВВ ударная волна может генерировать ГТ, но они уже "не нужны", так как ударный скачок приводит все молекулы в ускоренное неравновесное поступательное движение (перегрев поступательных степеней свободы молекул не в отдельных точках, а во всей массе втекающего во фронт ВВ).

Таким образом, возникновение значительных поступательных температур является, по-видимому, единственной причиной неравновесной, атермической деструкции многоатомных молекул ВВ в ударном фронте детонационных волн, причем механизмы деструкции, очевидно, могут быть разными. Еще в 1980 г. [76] был предложен "аккумуляционный" механизм, суть которого состоит в следующем. Вследствие поступательно-колебательного релаксационного процесса

энергия поступательных степеней свободы перераспределяется на колебательные степени свободы, при этом, естественно, вначале поток энергии направляется к тем связям в молекуле, которые возбуждаются наиболее быстро. Если поток энергии к этим связям превысит потерю ими энергии, обусловленную процессом колебательно-колебательной релаксации, то они будут накапливать (аккумулировать) избыточную энергию и разлагаться быстрее во фронте, чем за фронтом в равновесном состоянии.

Перегрев поступательной температуры молекул, состоящих из десятков атомов, может достигать десятков тысяч градусов в ударном фронте детонационных волн мощных ВВ. При таких температурах становятся возможными процессы электронного возбуждения (энергия активации 2-5 эВ [I04]) и даже тепловой ионизации (энергия активации 6-10 эВ [I05]).

Как следует из вышеизложенного, перегрев поступательных степеней свободы существует в течение времени, необходимого для возбуждения наиболее медленно возбуждающихся колебательных связей в многоатомной молекуле ( $\sim 10^{-10}$ ). В течение этого времени многоатомные молекулы могут испытывать неравновесное разложение тремя способами: по "аккумуляционному" механизму (если времена возбуждения разных связей значительно различаются), через электронное возбуждение или тепловую ионизацию. Об аккумуляционном механизме говорилось выше. Механизм деструкции ВВ посредством тепловой ионизации пока не исследован. В отношении механизма разложения через электронное возбуждение имеется ряд экспериментальных данных свидетельствующих о его достоверности. Так, Оуэнс и Шарма [I06] методами фотоэлектронной спектроскопии и парамагнитного резонанса исследовали образцы гексогена, подвергнутого действию ударных волн интенсивностью

2,0-4,0 ГПа и обнаружили, что продукты разложения отличаются от продуктов теплового разложения, но идентичны продуктам фотохимического разложения. Эти данные означают, что под действием ударных волн молекулы гексогена разлагаются через электронное возбуждение, т.к. фотохимическое разложение осуществляется именно по этому механизму. Интересно отметить, что связи, деструкция которых привела к образованию обнаруженных Оуенсом и Шармой продуктов разложения гексогена оказались теми самыми возбужденными связями, которые наблюдали с помощью скоростной раман-спектроскопии непосредственно в ударно-сжатом гексогене Дельпуш с сотрудниками [107-109].

В пользу достоверности электронного возбуждения молекул ВВ во фронте ударных волн свидетельствует также экспериментально наблюдаемая корреляция между их электронным строением и детонационной способностью. Чтобы объяснить существование такой корреляции, Одье и др. [64] выдвинули важное предположение о неком предварительном электронном возбуждении молекул ВВ. Однако никаких надежных и убедительных причин электронного возбуждения при этом приведено не было. Из наших результатов естественно следует, что именно высокоскоростные соударения в зоне перегрева поступательной температуры ответственны за это возбуждение.

Неравновесная деструкция многоатомных молекул ВВ в ударном фронте детонационных волн обуславливает появление активных частиц (радикалов, ионов и др.). Эти частицы оказываются как бы впрынутыми в сжатое и нагретое ВВ и, естественно, влияют на последующий процесс его превращения в ПВ. Это превращение осуществляется за ударным фронтом в термодинамически равновесном состоянии, когда перегрев поступательной температуры молекул и перевозбуждение отдельных связей в молекулах ВВ исчезают.

Основным процессом при этом является взаимодействие молекул ВВ с активными частицами, возникшими в ударном фронте. Как правило, энергия активации такого взаимодействия мала (5-15 ккал/моль [II0]), и поэтому скорость превращения ВВ на этой стадии почти не зависит от изменений температуры.

Таким образом, согласно нашей концепции, механизм детонационного превращения конденсированных идеальных ВВ, в противоположность механизму ГТ, является гомогенным. Характеристики молекул ВВ являются его определяющими факторами. Процесс превращения не зависит от исходного физического состояния заряда ВВ (порошкообразный, прессованный, литой или жидкий). Он состоит из двух стадий. Основной стадией является первая, внутрифронтовая стадия. Она начинается с ударного скачка шириной  $\sim 10^{-13}$  с. Полная продолжительность этой стадии равняется времени, необходимому для возбуждения наиболее медленно возбуждающихся связей сложных многоатомных молекул ВВ ( $\sim 10^{-10}$  с). Это эндотермическая стадия активации и неравновесной деструкции части молекул ВВ, и поэтому на этой стадии давления должно возрастать [80]. Вторая стадия-зарывочная. Эта стадия экзотермическая; здесь давления, как ему и положено по теории [8], падает. Взаимодействие активных частиц, возникших на первой стадии, с молекулами ВВ делает экзотермический процесс превращения ВВ во время второй, зарывочной стадии слабо зависящим от параметров волны.

Из вышеприведенного следует, что первая, внутрифронтовая стадия определяет в основном закономерности детонационного превращения КВВ. К сожалению она пока не изучена. Несколько методов раман-спектроскопии было развито французскими (см. [I09] и ссылки там) и американскими (см. [III] и ссылки там) учеными

для изучения ударноволновых процессов. Однако спектрального временного разрешения этих методов недостаточно . Пока достигнуто 10–20% спектрального разрешения и около наносекунды временного. Для изучения обсуждаемых проблем это слишком низкое разрешение, здесь требуется разрешение не хуже пикосекунды. В этом случае появится возможность изучать внутрифронтовую стадию в деталях. Очевидно, пока этого не будет сделано, не будет известен и процесс химического изменения молекул ВВ, контролирующего выделение энергии взрыва. В связи с этим следует отметить, что несколько лет назад появились первые результаты исследований промежуточных состояний в химических реакциях с помощью фемтосекундной спектроскопии (см. [112] и ссылки там). Не исключено, что фемтосекундная спектроскопия будет применена в ближайшее время для изучения механизма детонационного превращения конденсированных ВВ; на возможность использования фемтосекундной спектроскопии для этих целей уже указывалось в печати [46].

### Заключение

Таким образом, за прошедшие 50 лет со времени создания теории ЗНД в исследовании явления детонации было привнесено четыре новых момента. Два из них экспериментальные. Первый – это открытие кинетически неустойчивой детонации. Второй – выяснение причин отсутствия зависимости скорости кинетически неустойчивой детонации от диаметра заряда при значительной величине критического диаметра. Эти экспериментальные находки привели к открытию и введению в теорию детонационных процессов двух новых теоретических аспектов. Один из них назван "срывом"

химической реакции. Другой, в соответствии с вышеизложенным, следует назвать "скачком", имея целью определить одним словом весь процесс неравновесной, атермической деструкции сложных многоатомных молекул в ударном фронте детонационной волны. Этот процесс начинается собственно с ударного скачка ( $\sim 10^{-13}$  с) и заканчивается с возбуждением наиболее медленно возбуждающихся связей в многоатомных молекулах ВВ (ширина ударного фронта детонационной волны  $\sim 10^{-10}$  с).

"Скачок" и "срыв" в детонационных явлениях взаимосвязаны. Они как бы продолжают друг друга; "скачок" характеризуется эндотермическими процессами возбуждения и деструкции сложных многоатомных молекул ВВ в ударном фронте детонационных волн, а "срыв" проявляется за ударным фронтом, где идут экзотермические процессы тепловыделения, обусловленные реакцией молекул ВВ с активными частицами, возникающими в ударном фронте. При этом, чем больше интенсивность волны, тем больше доля деструктированных в "скачке" молекул ВВ и одновременно тем больше равновесная температура ударного сжатия и, следовательно, тем больше начальная скорость тепловыделения от реакции за ударным фронтом и поэтому тем меньше вероятность срыва этой реакции. И, наоборот, чем слабее интенсивность волны, тем меньше равновесная температура ударного сжатия и доля деструктированных в "скачке" молекул ВВ и, следовательно, тем меньше начальная скорость тепловыделения от реакции за ударным фронтом и поэтому тем больше вероятность срыва такой реакции. Таким образом, чем больше проявляет себя "скачок", тем меньше вероятность срыва и, наоборот, чем меньше действие "скачка", тем больше вероятность срыва.

Развитое нами представление о физической модели ударной

волны в конденсированных ВВ [80, 81] позволяет дать качественное объяснение предельным явлениям детонации: ударно-волновому инициированию, устойчивости и критическому диаметру всех конденсированных ВВ. Однако это уже не является предметом настоящей лекции.

### Список литературы

1. Chapman D.L. // Philos. Mag. 1900. V.47. P.90.
2. Jouguet E., J.Mathem. //1904. V.6. P.5.
3. Зельдович Я.Б. // ЖЭТФ.1940. Т.10. С.542.
4. Neuman J. // OSRD Report. 1942. P.549.
5. Doring W. // Ann.Phys.1943. V.43 (5). P.421.
6. Соколик А.С., Самовоспламенение, пламя и детонация в газах.  
М.: Изд. АН СССР. 1960. С.428.
7. Розинг В.О., Харитон Ю.Б. // ДАН СССР.1940. Т.26. С.360.
8. Зельдович Я.Б., Компанеец А.С. Теория детонации. М.:  
Гостехиздат. 1955.
9. Дремин А.Н., Агадуров Г.А. Изв.АН СССР. Отд.хим.наук.1961.  
N°I. С.157.
10. Соловьев В.С., Крамаренко В.Н., Чернов А.И., Андреев С.Г.,  
Бойко М.М. // ФГВ. 1981. Т.17 (6). С.140.
11. Альтшулер Л.В., Рязанов В.Т., Сперанская М.П. // ПМТФ.1972.  
N°I. С.122.
12. Альтшулер Л.В., Балалаев В.В., Доронин Г.С. и др.  
Детонация , вып.2.Черноголовка. 1981. С.45.
13. Альтшулер Л.В., Балалаев В.В., Доронин Г.С. и др. // ПМТФ.  
1982. С.128.

14. Альтшулер Л.В., Доронин Г.С., Жученко В.С. // ФГВ.1988.  
T.25. №2. С.84.
15. Пятернев С.В., Першин С.В., Дремин А.Н., Ананьин А.В. //  
ФГВ. 1986. Т.22. №3. С.136.
16. Дремин А.Н., Першин С.В., Пятернев С.В. и др. 7-й  
Международный симпозиум "Использование энергии  
взрыва для производства металлических материалов с  
новыми свойствами". Пардубице, ЧССР.1988. Т.2.  
С.350.
17. Wlodarczyk E., Maranda A., Trebinski R., там же, С.344.
18. Wlodarczyk E., Trebinski R., Trzcinski W., and W.Witkowski.  
9th Symp (Int) on Detonation. Portland, Oregon,  
USA. 1989. P.766.
19. Dremin A.H., Pershin S.V., Tsaplin D.N., 3d Intern.Symp.  
"Hautes Pressions Dynamiques" La Grande-Motte,  
France. 1989. P.127.
20. Duff R.E. and Houston E. // J.Chem.Phys.1955. V.23. P.1268.
21. Дремин А.Н., Савров С.А., Трофимов В.С. и Шведов К.К.  
Детонационные волны в конденсированных ВВ . М.:  
Наука. 1970. С.172.
22. Tarver C., and Calef D., Energy and Technology Review. High  
explosivesed. R.D.Jear I.R.McGuire, LLNL,  
Livermore, USA. 1988. P.1.
23. Щелкин К.И. // ЖЭТФ.1959. Т.36. С.600.
24. Зайдель Р.М. // ДАН СССР.1961. Т.I36. С.II42.
25. Асланов С.К. // ДАН СССР.1967. Т.I63. С.667.
26. Пухначев В.В. // ДАН СССР.1963. Т.I49. С.798.
27. Erpenbeck J.J. // Phys.Fluids.1962. V.5. P.604.

28. Харитон Ю.Б. Вопросы теории взрывчатых веществ. М.-Л.: Изд. АН СССР. 1947. №1. С.7.
29. Шелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. М.: АН СССР. 1963. С.256.
30. Дремин А.Н. // ДАН СССР. 1962. Т.147. С.870.
31. Дремин А.Н., Трофимов В.С. // ПМТФ. 1964. №1. С.126.
32. Dremin A.N., Preprints of the 12th Symposium (Int) on Combustion. Pittsburg, Combustion Institute, USA. 1969. P.8-1.
33. Трофимов В.С., Веретенников В.А. Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка: ОИХФ АН СССР. 1977. С.
34. Eyring H., and Leu, An-Lu.// Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 1975. V.72. №5. P.1717.
35. Eyring H.// Chem. Eng. News. 1975. V.53. P.27.
36. Dremin A.N., Shvedov K.K.// Proc. of the 6th Symp. (Int) on Detonation. 1976. P.29.
37. Owen F.J., and Sharma J.J. // J. Appl. Phys. 1979. V.51. №3. P.1494.
38. Delpuech A., Cherville J. and Michaud C.// Proc. of the 7th Symp. (Int) on Detonation. 1981. P.65.
39. Coffey C.S., and Toton E.T. // J. Chem. Phys. 1982. V.76. №2. P.449.
40. Zerilli F.J., Toton E.T. // Phys. Rev. 1983. V. B29. №10. P. 1591.
41. Bardo R.D. // Int. J. Quantum. Chem. 1986. V. S20. P.455.
42. Dufort S., and Delpuech A. // Proc. of the Symp. (Int) on Detonation. 1985. P. 847.

43. Renlund A.N., and Trott W.M.// in Shock Waves in Condensed Matter ed. S.C.Schmidt and N.C.Holmes. 1988.  
P.547.
44. Eloy J.F., and Delpuech A. (предыд.) P.557.
45. Seitz W.L., Stacy H.L., Engelke R., Tang P.K., Wakerle J.// Proc. of the 9th Symp.(Int) on Detonation. 1989.  
P.657.
46. Gilman J.J.,// in Shock Waves in Condensed Matter ed. S.C.Schmidt, J.N.Johnson, and L.M.Davison 1989.  
P.267.
47. Dlott D.D., and Fayer M.D. // J.Chem.Phys.1989. V.92. №6.  
P.3798.
48. Delpuech A.E.// Proc. of the 9th Symp.(Int) on Detonation. 1989. P.172.
49. Green L.G., Tarver C.M., and Erskine D.J. (предыд.) P.670.
50. Kim H., and Dlott D.D. // J.Chem.Phys.1990. V.93. №3.P. 1695.
51. Клименко В.Ю., Дремин А.Н. // Детонация, критические явления, физико-химические превращения в ударных волнах. Под ред. О.Н.Бреусова. Черноголовка: Наука.1978. С.79.
52. Gilman J.J. // J.Appl.Phys.1979. V.50. P.4059.
53. Клименко В.Ю., Дремин А.Н. // ДАН СССР.1980. Т.251. №6.С. 1379.
54. Holian B.L. // Physical Review A 37. 1988. P.2562.
55. Zener C. // Proc.Roy.Soc.London 1934. V.145. P.523.
56. Herzfeld K.F. // Phys.Rev.1927. V.29. P.701.
57. Mott N.F. // Proc.Phys.Soc.1949. V.62A. P.416.

58. Karo A.M., Hardy J.R., and Walker F.E. // Acta Astronautica. 1977. V.5. P.1041.
59. Hardy J.R., Karo A.M., and Walker F.E. Gasdynamics of Detonations and Explosions ed. J.R.Bowen, N.Manson, A.K.Oppenheim, and R.I.Soloukhin. V. 75. Progress in Astronautics and Aeronautics. 1981. P.209.
60. Tsai D.H., and Trevino S.F. // J.Chem.Phys. 1983.V.79. P.1684.
61. Tsai D.H., and Trevino S.F. // J.Chem.Phys.1984. V.81. N<sup>o</sup>12. P.5636.
62. Peyrard M., Odioit S., Lavenir E., and Schnur J.M. // J.Appl.Phys.1985. V.57. N<sup>o</sup>7. P.2626.
63. Trevino S.F. and Tsai D.H. // Proc. of the 8th Symp.(Int) on Detonation. 1985. P.870.
64. Odioit S., Peyrard M., Schnur J. and Oran E. // Int.Journ. of Quantum Chem.1986. V.29. N<sup>o</sup>5. P.1625.
65. Peyrard M., Odioit S., Oran E., Boris J. and Schnur J. // Phys.Rev.1986. V.B33. N<sup>o</sup>4. P.2350.
66. Lambrakos S.Q., Oran E.S., Boris J.P. and Guirguis R.H.// in Shock Waves in Condensed Matter ed. C.S.Schmidt and N.C.Holmes. 1988. P.499.
67. Walker F.E. // Propellant, Explosives, Pyrotechnics. 1990. V.15. P.157.
68. Walker F.E. (предыд.) P.190.
69. Odioit S.// in Chemistry and Physics of Energetic Materials ed. S.N.Bulusu. 1990. P.79.
70. Peyrard M., Odioit S., and Blain M. // J.Chem.Phys.1988. V.85. P.759.

71. Brenner A.W., White S.T., Elert M.L., and Walker P.E. // Int J.Quant.Chem.: Quant. Chem.Symp.1989. V.23.
72. Walker F.E. // J.Appl.Phys.1988. V.63. №11. P.5548.
73. Шведов К.К., Колдунов С.А.// Горение и взрывы. Под ред. Л.Н.Смесик.М.: Наука. 1972. С.439.
74. Дремин А.Н.// Труды Института механики Московского государственного университета.1973. Т.2I. №2. С.150.
75. Dremin A.N., Shvedov K.K.// Proc of the 6th Symp.(Int) on Detonation. 1976. P.29.
76. Клименко В.Ю., Дремин А.Н. // Детонация, Химическая физика процессов горения и взрыва. Под ред. А.Г.Мержанова. 1980. С.69.
77. Dremin A.N., Klimenko V.Yu. Progres in Astronautics and Aeronautics. 1981. V.75. P.253.
78. Dremin A.N., Klimenko V.Yu., Mikhailyuk K.M., and Trofimov V.S.// Proc. of. the 7th Symp.(Int) on Detonation. 1981. P.789.
79. Dremin A.N., Klimenko V.Yu., and Kosireva J.Yu.// Proc. of the 8th Symp.(Int) on Detonation. 1985. P.678.
80. Dremin A.N.// Proc. of the Int. Symp. on Pyrotechnics and Explosives, Beijing, China. 1987. P.497.
81. Dremin A.N., Klimenko V.Yu., Davidova O.N., and Zoludeva T.A. // Proc. of the 9th Symp. (Int) on Detonation. 1989. P.724.
82. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука. 1987.

83. Dremin A.N., Babare L.V.// in Shock Waves in Condensed Matter ed. W.J.Nellis, L.Seaman and R.A.Graham. 1982. P.363.
84. Block S., Weir C.E. and Piermarini P.J. Science (3945). 1970. V.169. P.586.
85. Dremin A.N., Babare L.V., J. de Physique.1984. V.45. P.8-177.
- 86.Dremin A.N., Klimenko V.Yu., Davidova O.N. and Zoludeva T.A. // Proc of the 9th Symp.(Int) on Detonation. 1989. P.724.
87. Mader C.L. // Phys.Fluids.1965. V.8. P.1811.
88. Boyer M.H. // J.Appl.Phys.1969. V.40. P.654.
89. Nunziato Y.W., Walsh E.K., Kennedy J.E. // Proc. of the Symp. on High.Dynamic Pressure. Paris. 1978. P.139.
90. Lee E.L., Tarver C.M. // Phys.Fluids.1980. V.23. P.2362.
91. Лобанов В.Ф. // ФГВ. 1980. Т.І6. №6. С.ІІ3.
92. Tang P.K., Johnson J.N., Forest C.A. 8th Symp.(Int) on Detonation. 1985. P.52.
93. Bowden F.P., and Yoffe A.D. Initiation and Growth of Explosion in Liquidsand Solids. Cambridge. At the Univ.Press. 1952. (русский перевод, изд. ИЛ., Москва. 1955).
94. Dremin A.N.// Proc. of the Symp. on High Dynamic Pressure. Paris. 1978. P.175.
95. Owens F.J.// in Shock Waves in Cohdensed Matter ed. J.R.Asay, R.A.Graham, G.K.Straub. 1983. P.547.
96. Armstrong R.W., Coffey C.S., and Alban W.L. // Acta Metall. 1982. V.30. P.2111.

97. Dick J.J.// in Shock Waves in Condensed Matter ed.  
Y.M.Gupta. 1985. P.903.
98. Dick J.J. // Appl.Phys.Lett.1984. V.44. P.859.
99. Coffey C.S., DeVost V.F., and Woody D.L. // Proc. of the 9th  
Symp.(Int) on Detonation. 1989.P.1243.
100. Dick J.J., Mulford R.N., Spencer W.J., Pettit D.R., Garcia  
E., and Shaw D.C. // J.Appl.Phys.1991.V.70. N<sup>o</sup>7.  
P.3572.
101. Walker F.E. and Wasley R.S. // Combustion and Flame.1974.  
V.22. P.53.
102. Воробьев А.А., Трофимов В.С. // ФГВ.1982. N<sup>o</sup>6. С.74.
103. Dremin A.N., Klimenko V.Yu., Kosireva I.Yu. // 8th Symp.  
(Int) on Detonatio. 1985. P.407.
104. Barltrop J.A and Coyle J.D. Excited States in Organic  
Chemistry. London. John Wiley.1975.
105. Кондратьев В.Н. Энергия диссоциации химических связей,  
потенциалы ионизации и сродство электрона.М.:  
Наука.1974.
106. Owens F.J. and Sharma J. // J.Appl.Phys.1979. V.51. N<sup>o</sup>3. P.  
1494.
107. Delpuech A.E., Cherville J. and Michaud C. // Proc. of the  
7th Symp.(Int) on Detonation. 1981. P.65.
108. Dufort S. and Delpuech A.E. // Proc. of the 8th Symp. (Int)  
on Detonation. 1985. P.847.
109. Delpuech A.E. // Proc. of the 9th Symp. (Int) on  
Detonation. 1989. P.172.
110. Кондратьев В.Н. Константы скорости газофазных реакций. М.:  
Наука.1971.

III. Schmidt S.C., Moore D.S., Schiferl D., Chatelet M., Turner  
T.P., Shaner J.M., Shampine D.L., and Holt W.T.//  
in Advanced in Chemical Reaction Dynamics. New  
York. D.Ridel Publishing. 1986. P.425.

III2. Lewin R. // Science. 1989. V.238. P.1512.