

## ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО И ВРЕМЕННОГО ФАКТОРОВ ИНИЦИАТОРА НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН ГОРЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ В ГОРЮЧИХ СМЕСЯХ

А.А. Васильев

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия  
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

### АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследований по инициированию газовых горючих смесей с помощью внешних инициаторов, энерговыделение которых при передаче энергии инициатора к смеси характеризуется конечными (ненулевыми) временными и пространственными масштабами. Обсуждены основные результаты. Показано, что воздействуя на временные и пространственные характеристики вводимой от инициатора энергии можно заметно изменять величину критической энергии  $E_c$ , необходимой для возбуждения в смеси самоподдерживающихся волн горения и детонации и считающейся основным параметром, по которому оценивается пожаро- и взрывоопасность горючих смесей: чем меньше  $E_c$ , тем более опасна смесь.

Ключевые слова: инициирование, критическая энергия, воспламенение, детонация, пространственное распределение энергии, временной закон энерговыделения

### Предисловие

Алматинцы хорошо знают урочище Медео с его знаменитыми противоселевой плотинной и высокогорным катком. Создание каменной плотины в Медео стало возможным после разработки сотрудниками Института гидродинамики СО АН СССР (Новосибирск, Академгородок) теории направленного взрыва (В.М. Кузнецов, М.А. Лаврентьев, Е.Н. Шер «О направленном метании грунта при помощи взрывчатого вещества», ПМТФ, 1960, №4). А крупномасштабная практическая проверка этой теории была осуществлена в Медео с помощью двух направленных взрывов (21 октября 1966 г. и 14 апреля 1967 г.) с общей массой ВВ около 9500 тонн, которые метнули скальную породу с противоположных горных вершин ущелья и перегородили ущелье каменной дамбой (рис. 1). Одним из руководителей проекта был академик Михаил Алексеевич Лаврентьев – Председатель Сибирского отделения АН СССР и первый директор Института

гидродинамики в Новосибирском Академгородке. Насыпная плотина Медео выдержала проверку в 1973 г. (15 июля), остановив самый мощный из случившихся до этого селевой поток и не пропустив его дальше вниз вдоль реки к столице Казахской ССР.

Специалистам хорошо известен Алматинский Институт проблем горения, его исследования и ведущие научные сотрудники. Не прерываются научные контакты между нашими организациями и в 21-ом веке. Активным проводником этих контактов является нынешний научный руководитель Института проблем горения Зулхаир Аймухаметович Мансуров, к 75-летию Юбилею которого приурочен данный выпуск журнала «Горение и плазмохимия». Сотрудники Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева искренне поздравляют Зулхаира Аймухаметовича с этой замечательной датой! Уместно отметить, что Юбилеяр входит в состав редакционного совета одного из ведущих журналов Сибирского отделения – «Физика горения и взрыва» и активно

публикует в нем свои труды (например, [1–3]). Мы всегда рады приветствовать казахстанских коллег в знаменитом Новосибирском Академгородке.

## 1. Введение

Уже на начальном этапе возникновения химической термодинамики, как одной из областей науки, знаменитый шведский ученый Сванте Август Аррениус предположил, что реакция между топливом и окислителем для газовых компонент инициируется при соударениях хаотически движущихся частиц и только теми частицами, энергия которых превышает энергию активации исходной смеси (как меру высоты потенциального барьера). Именно наличием потенциального барьера с конечной величиной объясняется метастабильность горючей смеси (отсутствие химической реакции) при обычных условиях хранения. Результатом химической реакции является перестройка структуры исходных веществ в новые структуры промежуточных и конечных продуктов реакции.

В рамках представлений молекулярной физики в системе дискретных частиц (взаимодействующих лишь при соударениях между собой) в соответствии с распределением Больцмана всегда найдутся частицы, энергия которых превышает высоту потенциального барьера. Формально, такие частицы должны инициировать химическую реакцию даже при небольшом их количестве. Вероятностное описание систем с барьерами в рамках представлений квантовой механики допускает дополнительный источник частиц с энергией за счет квантового эффекта туннелирования «частицы–волны» сквозь барьер. Казалось бы,

реакция должна была бы начинаться с момента соприкосновения газообразных топлива и окислителя уже на стадии создания горючей смеси. В реальности, длительная метастабильность исходной смеси – реакция практически не идет – опровергает такое заключение. Выход из подобного противоречия связывается с дополнительным условием, что кроме минимальной энергии частиц для инициирования химической реакции необходимо и некоторое количество таких высокоэнергетических частиц. Если, отдельные частицы и способны запустить химическую реакцию в некоторой локальной области, но такая реакция оказывается неспособной к дальнейшему развитию и в результате затухает. Поэтому величина  $E^*$  является минимальной энергией, которую нужно ввести в горючую смесь от внешнего источника, чтобы возбудить в смеси незатухающую реакцию. Эта величина и представляет собой энергию инициирования смеси.

Естественно, что частицы занимают некоторый объем, потому одной из задач инициирования является задача об определении минимального пространственного размера области инициирования, способной возбудить самоподдерживающийся режим распространения химической реакции по горючей смеси.

В полной мере это относится и к другому важному аспекту инициирования – характерному времени выделения энергии инициатора, что не обязательно совпадает с характерным временем поглощения смесью выделяемой инициатором энергии (общая и полезная энергии).

На практике наиболее часто используются следующие инициаторы: воспламенители, электрический или лазерный разряд (пробой), взрывающаяся проволока, заряды конденсированного взрывчатого вещества (ВВ),



Рис. 1. Мгновенные кадры направленного взрыва при создании селезащитной плотины Медео. Фотосъемка Института физики Земли (в сторону Алматы), снимки подарены Институту гидродинамики (хранятся в Электронном Архиве ИГиЛ СО РАН).

высокоскоростные ударники, струи активных радикалов или горячих продуктов и т.д. Инициаторы и горючие смеси характеризуются своими индивидуальными характерными пространственными и временными масштабами.

Так энергетический подход к проблеме возбуждения волн горения и детонации в реагирующей смеси базируется на том, что каждой смеси при выбранных условиях эксперимента (давление, температура, состав) присущи некоторые характерные пространственный и временной масштабы (например, размер зоны индукции или зоны реакции и соответствующие времена индукции или реакции). Характерные пространственный и временной масштабы присущи и инициатору: при данных условиях взрывчатая смесь поглощает от инициатора в течение конечного промежутка времени в конечной области пространства некоторое количество энергии (часть от первоначально запасенной в инициаторе энергии):

$$E_v = \int_0^{t_0} \int_0^{V_0} \varepsilon(t, V) \cdot dt \cdot dV = \eta E_0$$

$\varepsilon(r, t)$  – функция, описывающая пространственно-временной закон вводимой энергии,  $v$  – размерность задачи ( $v=1,2,3$  для плоской, цилиндрической и сферической симметрии соответственно). Очевидно, что для различных инициаторов функция  $\varepsilon(r, t)$  имеет свой специфический вид, и в общем случае  $E_v$  является сложной функцией от характерных масштабов инициатора и смеси (точнее – от их соотношения). Следует отметить, что в модели сильного взрыва для инертной среды с идеализированными пространственно-временными характеристиками инициатора определяющим параметром, от которого зависит распространение взрывной волны, является энергия взрыва. Очевидно, что наличие нескольких масштабов с одинаковой размерностью сразу же делает задачу о возбуждении химической реакции неавтономной.

Проблема инициирования важна как междисциплинарная задача с точки зрения научных, прикладных и экологических аспектов безопасности. Главная цель – определение критической энергии инициирования и оптимизация инициирования с точки зрения временных характеристик и пространственного распределения вводимой в смесь энергии.

Следует отметить, что влияние пространственных и временных характеристик инициатора на возбуждение горючей смеси и формирование в ней самоподдерживающихся волн горения или детонации до сих пор является слабо изученным. В данной работе представлены отдельные результаты современных исследований, посвященных вышеуказанной проблеме.

циатора на возбуждение горючей смеси и формирование в ней самоподдерживающихся волн горения или детонации до сих пор является слабо изученным. В данной работе представлены отдельные результаты современных исследований, посвященных вышеуказанной проблеме.

## 2. Воспламенение смеси и иницирование детонации. Основные результаты

Слабая изученность влияния временных и пространственных аспектов на иницирование горючих смесей проявляется не только в теоретическом плане (отсутствие учета многих важнейших факторов при передаче энергии от инициатора к горючей смеси и последующего развития в смеси химической реакции), но и в практическом плане в силу необходимости корректного экспериментального измерения динамики многочисленных энергетических, газодинамических и кинетических параметров (как инициатора, так и горючей смеси). Это особенно актуально в связи с тем, что к настоящему времени многочисленными исследованиями достоверно установлена неустойчивость фронта горения и фронта детонации: их структуры существенно отличаются от своих классических идеализированных моделей с однородными свойствами.

Интегральный эффект возбуждения дозвукового горения обычно рассматривается с точки зрения не только воспламенения смеси в непосредственной близости от источника, но и с точки зрения последующего распространения пламени на весь объем горючей смеси. В этом заключается «пороговый» характер («да» – «нет») возбуждаемого процесса, а минимальную энергию инициатора, обеспечивающую 100-процентное возбуждение режима сгорания всей смеси общепринято называть критической энергией зажигания  $E_{\text{flame}}$ . Именно  $E_{\text{flame}}$  (во всяком случае, при искровом воспламенении) традиционно выступает как основной параметр пожароопасности смеси: при  $E < E_{\text{flame}}$  пламя гаснет вблизи электродов, а при  $E \geq E_{\text{flame}}$  распространяется от электродов в виде волны горения на остальную смесь. Как правило, типичные значения газовых смесей лежат в диапазоне от долей мДж до нескольких мДж.

Сверхзвуковая детонационная волна (ДВ) содержит в своей структуре новый элемент – ударную волну (УВ).

УВ должна генерироваться либо внешним мощным инициатором, либо возникать при



ускорении фронта горения и переходе горения в детонацию (ПГД). Как и при воспламенении смеси, возбуждение ДВ внешним инициатором носит «пороговый» характер («да» – «нет»), а минимальную энергию инициатора, обеспечивающую 100-процентное возбуждение режима детонации, общепринято называть критической энергией инициирования детонации  $E_*$ , которая служит мерой детонационной опасности смесей: чем меньше  $E_*$ , тем более опасна смесь. Особо следует отметить, что критическая энергия инициирования детонации  $E_*$  на много порядков больше аналогичной энергии воспламенения смеси  $E_{\text{flame}}$ . Например, при использовании водорода как наиболее перспективного топлива (с энергетической и экологической точек зрения) для воспламенения идеально перемешанной стехиометрической водородно-воздушной смеси при нормальных условиях требуется примерно 0.017 мДж, а для прямого инициирования детонационного режима – соответственно около 4000 Дж (около 1 г тротила). Для метан-воздушных смесей минимальная энергия зажигания порядка  $10^{-3}$  Дж, а энергии инициирования детонации порядка  $10^8$  Дж.

На рис. 2 представлены типичные следовые отпечатки неудачного (слева) и удачного (справа) возбуждения цилиндрической ДВ в стехиометрической смеси ацетилена с кислородом (инициатор – взрывающаяся проволочка). Индикатором детонационного характера волны является наличие ячеистой структуры. Четко видно, что на левом снимке ДВ возникает лишь вблизи инициатора (заметное пересжатие волны), затем по мере удаления ячеистая структура разваливается и детонационная волна трансформируется в волну нестационарного горения. На правом же снимке видно, что ДВ, первоначально ослабляясь при удалении от инициатора (укрупнение ячеистой структуры), на следующем этапе восстанавливает свой детонационный характер и распространяется вдоль смеси уже за счет энерговыделения горючей смеси, а не инициатора. Дополнительно к правому следовому отпечатку на рис. 3 представлена типичная шлирен – развертка инициирования ДВ в горючей смеси с помощью взрывающейся проволочки. Четко фиксируется плазменное облако паров металла, а также спонтанное возникновение очагов воспламенения смеси в различных

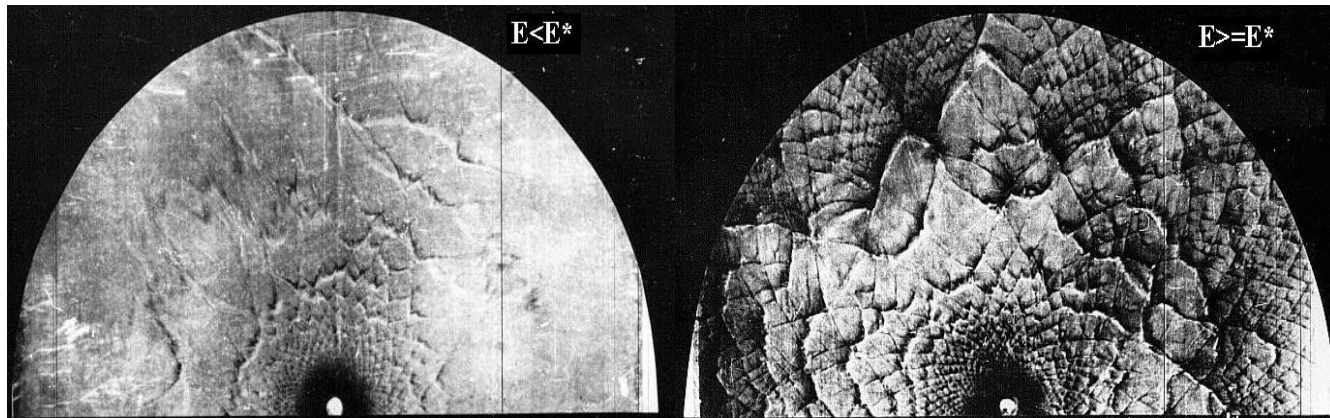


Рис. 2. Слева – неудачное возбуждение ДВ при  $E < E_*$ , справа – удачное при  $E \geq E_*$ .

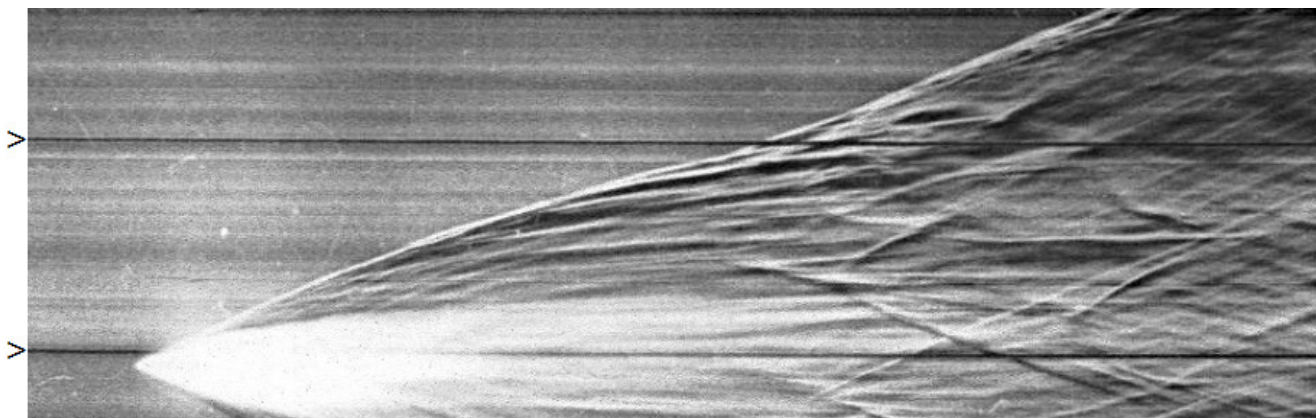


Рис. 3. Шлирен-развертка критического инициирования ДВ в смеси  $C_2H_2+2,5O_2$ .

точках пространства на последующих стадиях инициирования. Уточним, что воспламенение смеси относится к «слабому» инициированию, а возбуждение ДВ вблизи инициатора принято называть прямым (или «сильным») инициированием ДВ. Между «слабым» и «сильным» инициированием наблюдаются режимы нестационарного распространения волн горения, в том числе – режим перехода горения в детонацию («переходный»).

Типичные зависимости скорости иницирующей волны по мере удаления от инициатора представлены на рис. 4: 1 – критическое инициирование ДВ в горючей смеси при  $E \geq E_*$ ; 2 – затухание (вплоть до акустики) взрывной волны при  $E < E_*$ ; линия 3 будет ниже обсуждена дополнительно. По оси Y отложено отношение скорости взрывной волны к скорости звука –  $D/c_0$ , а по оси X – отношение радиуса волны к характерному размеру детонационной ячейки  $b$ . Особыми точками процесса возбуждения ДВ являются точка минимума скорости  $r_{min}$ , где наблюдается бифуркационное поведение волны (восстановление или разрушение иницирующей волны в зависимости от соотношения вложенной энергии и критической энергии инициирования ДВ), и  $r_{form}$  – радиус формирования самоподдерживающейся ДВ. Последний параметр характеризует минимальный размер газового заряда, необходимый для корректного определения  $E_*$ .

### 2.1. Влияние временных характеристик инициатора

Подобно решению автомодельной задачи о взрывной волне в инертном газе при сильном взрыве очень привлекательна формулировка условия инициирования на основе единственного параметра – критической энергии – и для горючей смеси. Однако многофронтная структура реальной детонационной волны (вместо ее идеализированной одномерной ДВ с гладким фронтом) и новые накопленные экспериментальные данные не позволяют считать решенной проблему инициирования волн горения и детонации.

Как отмечалось выше, поглощаемая смесью энергия  $E_V$  в общем случае является сложной функцией от характерных пространственных и временных масштабов инициатора и смеси (точнее – от их соотношения), а подинтегральная функция  $\mathcal{E}(t, V)$  имеет свой специфический вид для различных инициаторов. Экспериментально двухпараметрическую функцию  $\mathcal{E}(t, V)$  исследовать довольно сложно, потому естественным является поиск ее однопараметрического вида  $\mathcal{E}(t)$  или  $\mathcal{E}(V)$  при постоянстве другого параметра. Например, при инициировании смеси электрическим разрядом (геометрия разрядного промежутка, состав смеси и газодинамические параметры смеси сохраняются неизменными) временная компонента

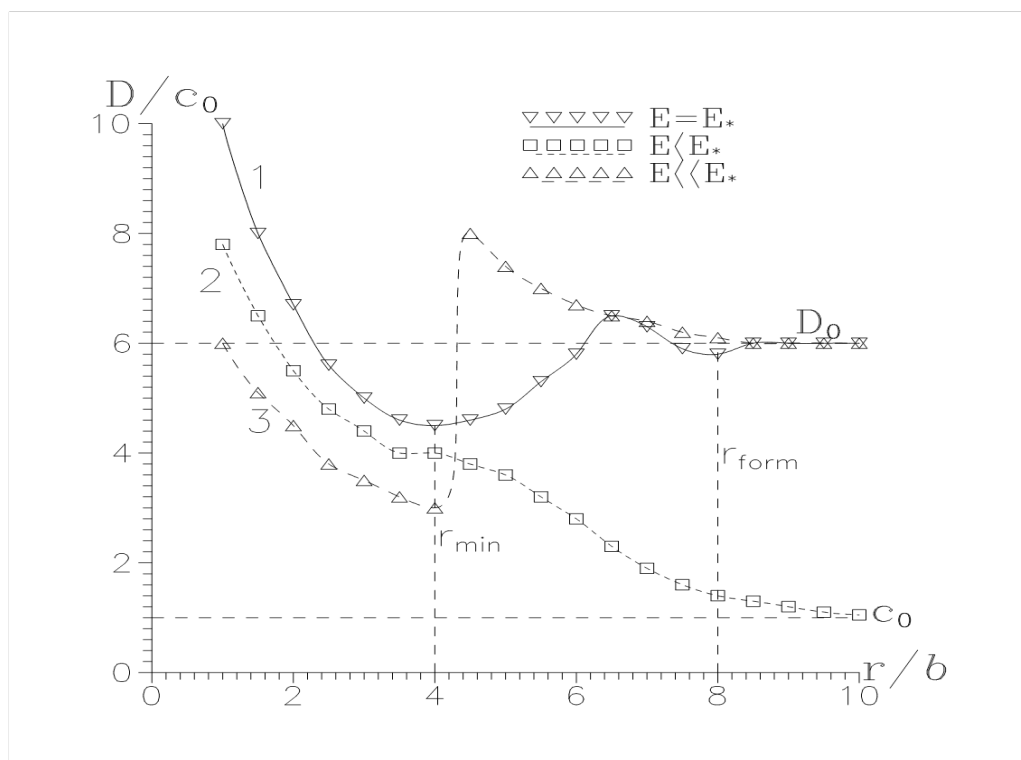


Рис. 4. Типичные зависимости скорости иницирующей волны от ее радиуса.

может быть выражена формулой  $\mathcal{E}(t) = U(t) * I(t)$ , где  $U(t)$  и  $I(t)$  – напряжение и ток на разрядном промежутке. Другой пример: при использовании лазерного иницирования химическая реакция смеси возбуждается при электрическом пробое смеси в области фокусировки луча импульсного лазера. При трактовке подобных экспериментов возникают новые сложности как при экспериментальном исследовании, так и при теоретическом объяснении. Например, необходимость размещения дополнительного экрана вблизи области фокусировки лазерного луча для увеличения коэффициента поглощения излучаемой энергии в этой области и облегчения условий пробоя. Более того, при пробое наблюдается нарушение симметрии разряда, поскольку даже при идеальной фокусировке «в точку» область поглощенной смесью энергии оказывается не сферической, а существенно вытянутой вдоль лазерного луча. Эти эффекты играют важную роль в процессе возбуждения смеси и пренебрегать ими нельзя. Поиск  $\mathcal{E}(t)$  является лишь частью общей задачи об иницировании смеси одиночным импульсом или серией импульсов с вариацией амплитуды и длительности индивидуального импульса, а также их скважности. Варьированием параметрами элементов RLC-разрядной цепи можно менять характерную длительность разряда (или частоту импульсов).

Экспериментальные исследования [4] иницирования детонации при изменении длительности разряда показали, что каждая смесь при фиксированном давлении характеризуется определенным временным параметром  $t^*$  таким, что если время разряда  $t_0 \leq t^*$ , то требуемая для иницирования энергия  $E_t \approx const \approx E_{min}$

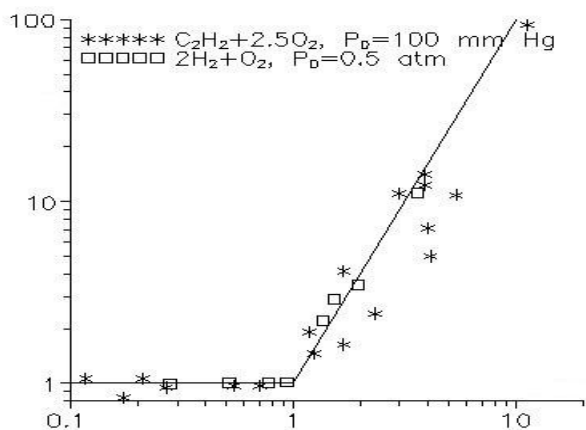


Рис. 5. Зависимость критической энергии иницирования цилиндрической ДВ от длительности иницирующего импульса (безразмерные величины).

и принимается за критическую энергию иницирования  $E_+$ , при  $t_0 > t^*$  («затянутый» разряд)  $E_t$  превышает  $E_{min}$  и растет с увеличением  $t_0$ .

Анализ этих данных показал новое свойства: если обезразмерить времена разряда на их критические значения для индивидуальных смесей  $t_0/(t^*)_i$ , а также обезразмерить энергии иницирования  $E_+/(E_{min})_i$ , то в таких безразмерных координатах различные смеси укладываются на единую зависимость. Такая зависимость представлена на рис. 5 для стехиометрических смесей водорода и ацетилена с кислородом (по оси X – обезразмеренные времена разряда, по оси Y – обезразмеренные энергии иницирования). Видно, что критическая энергия иницирования является единственным критериальным параметром смеси только для случая, когда длительность иницирующего разряда не превышает некоторую критическую величину; в противном случае для иницирования ДВ требуется тем большая энергия, чем более длителен разряд. Иными словами, при  $t_0 \leq t^*$  можно говорить о «квази-идеальном» инициаторе: только в этом случае иницирование определяется единственным параметром – критической энергией  $E_{+v}$ . При  $t_0 > t^*$  инициатор следует отнести к неидеальным. При любом  $t_0$  критическим считается иницирование порогового характера: затухание при  $E < E_+$  и возбуждение ДВ при  $E \geq E_+$ .

Уместно заметить, что совпадение безразмерных параметров при  $t_0 > t^*$  свидетельствует об определенном подобии процессов иницирования ДВ неидеальными источниками в различных смесях, а также о существовании новых безразмерных параметров, ответственных за данный процесс.

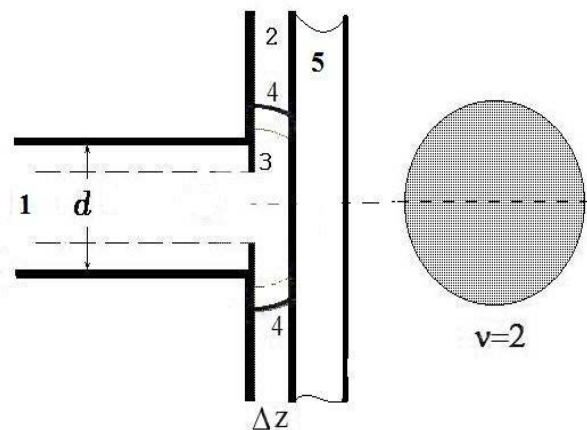


Рис. 6. Схема иницирования смеси одиночным источником с ненулевым пространственным масштабом.



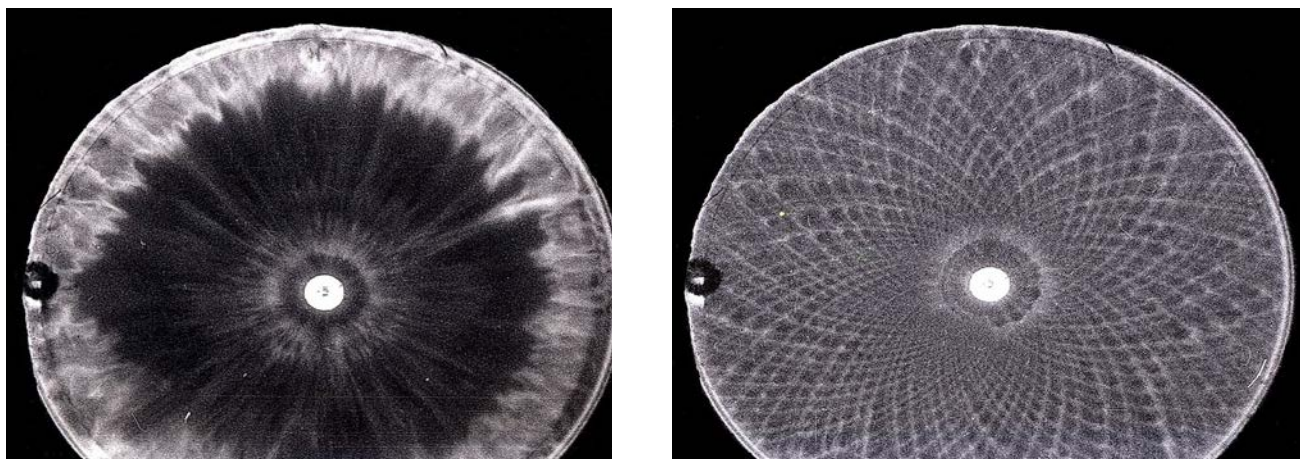


Рис. 7. Снимки самосвечения расходящихся цилиндрических волн горения (слева) и многофронтной детонации (справа).

## 2.2. Влияние пространственных характеристик инициатора

Для выявления пространственной компоненты  $\mathcal{E}(V)$  (сохранение длительности энерговода и варьирование размера и формы области энерговода) необходимо обеспечить одновременность возбуждения смеси в области инициирования. Для этого наиболее пригодно инициирование цилиндрической детонации в узком зазоре с помощью схемы, представленной на рис. 6. Иницирующая волна, первоначально сформированная в трубке 1 диаметром  $d$ , выходит в резко расширяющийся канал, в котором плоской стенкой канала и прозрачным стеклом 5 образуется узкий зазор 2 глубиной  $\Delta z$ , в котором будет иницироваться расходящаяся от оси цилиндрическая волна горения или детонационная волна 4 в зависимости от соотношения диаметра трубы  $d$  (как характерного пространственного масштаба инициатора) и характерного масштаба зоны

реакции горючей смеси (зависящей от давления смеси). Через стекло 5 осуществляется съемка самосвечения расходящейся волны горения (левый снимок на рис. 7 без особой структуры) или расходящейся многофронтной детонации (правый снимок) с характерной ячеистой структурой траекторий поперечных волн (траектории – логарифмические спирали).

В плоском диске 3 кроме круглого отверстия диаметром  $d$ , можно делать отверстия различной формы, которые и будут определять пространственную форму инициатора и его влияние на расходящиеся волны в зазоре. Отметим, что тематика пространственного инициирования включает многозарядные схемы с варьированием количества зарядов и их пространственного расположения друг относительно друга, а также при одновременном (однотактная схема) или сдвинутом по пространству и времени срабатывании зарядов (двухтактная схема);

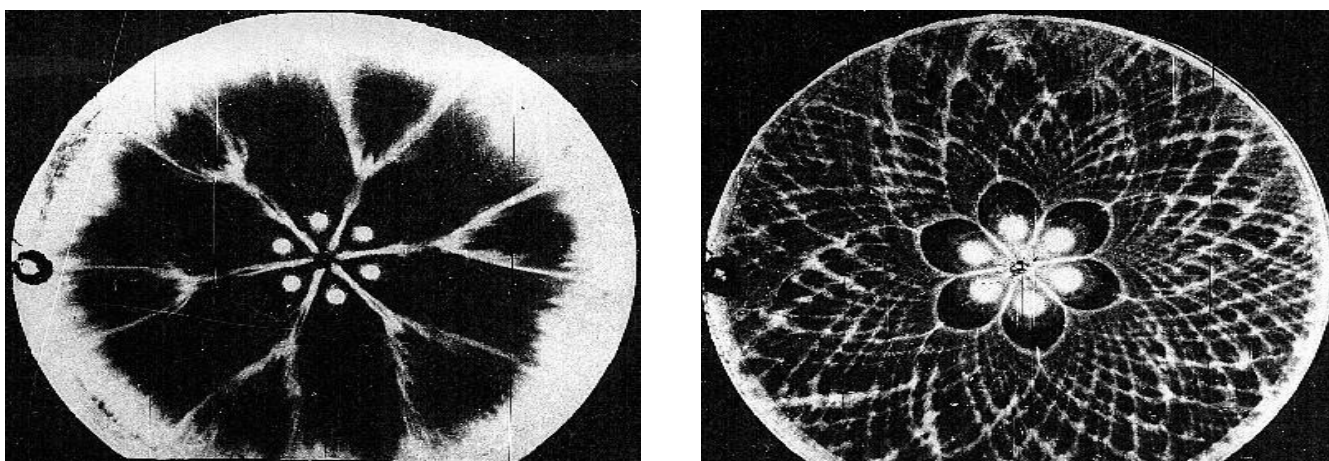


Рис. 8. Снимки самосвечения при возбуждении в смеси цилиндрических волн пространственно распределенными инициаторами.

Все одномерные модели постулируют, что в любой момент времени размер зоны индукции одинаков за любым элементом фронта. Но в реальной многофронтной ДВ в каждый фиксированный момент времени период (или протяженность) зоны индукции сильно различаются (до двух порядков) для различных участков фронта. В этих условиях использование единой задержки воспламенения для всего фронта может сильно исказить условие инициирования, поскольку факт зажигания определяется не средней, а локальной температурой в наиболее «горячей» точке. Такими точками в реальной волне являются области столкновения поперечных волн. За счет подобных неоднородных соударений ударно-волновых конфигураций реального детонационного фронта можно заметно понизить уровень критической энергии (по сравнению с одномерными моделями).

На рис. 8 представлены снимки самосвечения смеси при ее воспламенении шестью пространственно разнесенными «микрочарядами», расположенными на кольцевой линии некоторого радиуса (или в вершинах правильного шестиугольника). На левом снимке на начальной стадии воспламенения смеси свечение фиксируется лишь на линиях столкновения волн от индивидуальных зарядов. На более поздней стадии линии соударения раздваиваются (при переходе от регулярного соударения волн к нерегулярному с образованием «Маховской ножки»), образуя «рюмочную» структуру светящегося трека от каждой пары соседних «микрочиарядов». Сгорание горючей смеси наблюдается вблизи внешней границы плоского канала после отражения расходящихся волн сжатия (широкая светлая кольцевая полоса). На правом снимке представлена картина самосвечения при возбуждении многофронтной детонации. Основной особенностью этого снимка является то, что при данном давлении смеси одиночный сосредоточенный инициатор (типа представленного справа на рис. 6) не в состоянии обеспечить прямое инициирование детонации (подобно правому снимку на рис. 7), а в состоянии возбудить лишь расходящуюся волну горения (типа левого снимка на рис. 7). Однако при замене сосредоточенного «заряда» на распределенные «микрочаряды» с эквивалентной суммарной энергией (в данной постановке энергия пропорциональна суммарной площади) на правом снимке рис. 8 четко видно, что вблизи индивидуальных «микрочарядов» смесь,

как и положено, не инициируется (отсутствие ячеистой структуры), но затем на линиях соударения в областях образования Маховских конфигураций наблюдается очаговое инициирование расходящейся ДВ.

На рис. 9 представлен обобщенный график современного состояния знаний о роли временных и пространственных характеристик инициатора на возбуждение детонационных волн. Влияние временной компоненты на энергию инициирования уже обсуждалось выше и оно проявляется в следующем: при варьировании длительности инициирующего импульса  $E_t \approx \text{const}$  при  $t_0 \leq t^*$ , а при  $t_0 > t^*$  величина  $E_t$  возрастает. Пространственная компонента  $E_r$  характеризуется U-образной формой зависимости с оптимальной величиной, т.е. критическая энергия инициирования может быть уменьшена за счет пространственного распределения. Следует отметить, что влияние пространственного распределения энергии на ДВ-возбуждение до сих пор теоретически исследовано довольно скупо. Только экспериментальный эффект сокращения энергии возбуждения при замене заостренных электродов разрядного промежутка на фланцевые (диск) получил практическое применение в методике определения энергии искрового воспламенения смеси [5].

Подробности исследований влияния временных и пространственных характеристик инициаторов на возбуждение волн горения и детонации изложены в обзорах [6-7]. Очень важным является вопрос о выборе характерного масштаба смеси и вопрос о величине критической энергии при ультра-коротких длительностях инициирующего импульса (пунктирные линии вблизи вертикальной оси на рис. 9).

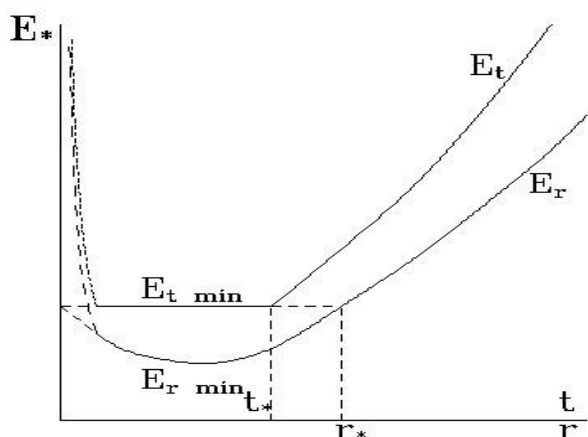


Рис. 9. Характерные зависимости временного и пространственного влияния инициатора на критическую энергию.



### 2.3. Многостадийное пространственно-временное инициирование

На приведенном выше правом фотоснимке (рис. 8) хорошо видно, что в затухающей волне реинициирование детонации наблюдается не только в первичной «горячей точке» образования Маховской конфигурации, но и во вторичных «горячих точках» при последующих соударениях встречных концевых трехударных изломов между соседними Маховскими конфигурациями. Одна из первичных и вторичные «горячие точки» от соседних «микроинициаторов» показаны стрелками на правом фотоснимке рис. 8. По-сути, при многоточечном инициировании ДВ наблюдается новый механизм – многостадийное пространственно-временное возбуждение горючей смеси. Его природу легко объяснить с помощью общих особенностей прямого (сильного) инициирования ДВ в газовой смеси и искрового (слабого) воспламенения смеси. Эти особенности таковы:

- на начальном этапе вблизи инициатора горючая смесь или воспламеняется, или даже формируется пересжатая ДВ;

- по мере удаления волн горения или детонации от инициатора они ослабевают;

- существует критическая стадия возбуждения смеси – смена энергии инициатора на энергию, выделяющуюся при химической реакции смеси, – после которой процесс горения или детонации либо успешно формируется, либо полностью затухает.

Используя эти закономерности поведения инициирующей взрывной волны, можно оптимизировать реинициирование расходящейся детонации, приводящего к появлению новых «горячих» точек, с помощью либо газодинамических неоднородностей и их столкновений при встречном движении, либо с помощью искусственного дополнительного воздействия на газодинамические процессы в затухающей волне. Таким воздействием может быть, например, соударение с преградой, когда при отражении искусственно возбуждается мощный очаг реакции и наблюдается последующее формирование детонационной волны.

При этом такой вторичный «инициатор» срабатывает с некоторой задержкой относительно первичного (2-тактная схема). На рис. 10 представлена одна из экспериментальных фотографий успешного применения схемы двухтактного реинициирования ДВ, когда в затухающей волне от первичного инициатора

возникает новая «горячая точка» при отражении этой затухающей волны от препятствия (темный прямоугольник, отмечен стрелкой). Фотография является экспериментальным подтверждением факта, что при подобном двухтактном возбуждении процесса можно осуществить инициирование детонации с суммарной энергией, меньшей энергии одиночного заряда.

Следует заметить, что возбуждение смеси серией импульсов – одна из возможных схем оптимизации инициирования (уменьшения критической энергии).

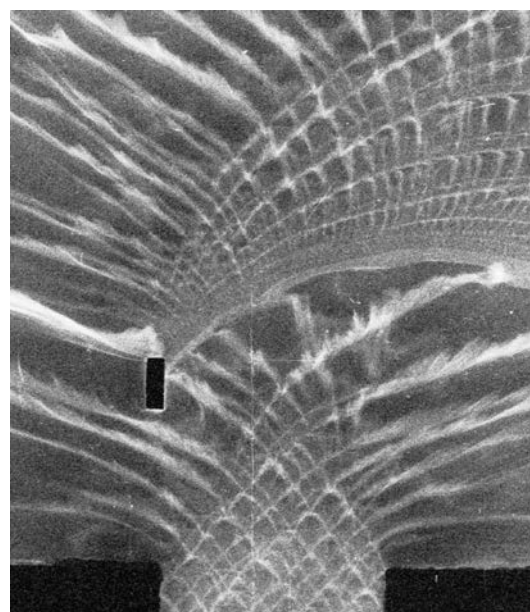


Рис. 10. Восстановление детонации в затухающей волне после соударения с препятствием.

### 3. Заключение

Представленные экспериментальные фотоснимки четко демонстрируют, что при пространственном распределении вводимой энергии минимальная критическая энергия может быть существенно (на порядок и более) снижена по сравнению с величиной, определяемой при варьировании только временной характеристики вводимой энергии. Основным механизмом при этом является искусственное создание «горячих точек» за счет газодинамических эффектов столкновений волн от индивидуальных пространственно разнесенных «микроинициаторов». Искусственное создание «горячих точек» можно трактовать также как инициирование смеси серией последовательных импульсов.

## Литература

- [1]. Мансуров З.А. Сажеобразование в процессах горения (обзор) // Физика горения и взрыва. – 2005. – Т.41, №6. – С.135-156.
- [2]. Атаманов М.К., Амроусе Р., Хори К., Колесников Б.Я., Мансуров З.А. Влияние активированного угля на термическое разложение нитрата гидроксиламмония // Физика горения и взрыва. – 2018. – №3. – С.72-81.
- [3]. Мансуров З.А., Атаманов М.К., Елемесова Ж., Лесбаев Б.Т., Чикрадзе М.Н. Новые нанокремниевые энергоёмкие материалы // Физика горения и взрыва. – 2019. – Т.55, №4. – С.34-41.
- [4]. Lee, J.H.: Initiation of gaseous detonation // Ann. Rev. Phys. Chem. – 1977. – Vol.28. – P.75–104.
- [5]. Matsui H., Lee J.H.: Influence of electrode geometry and spacing on the critical energy for direct initiation of spherical gaseous detonations // Combust. Flame. – 1976. – Vol.27. – P.217–220.
- [6]. Vasil'ev A.A. Dynamic parameters of detonation // in "Shock Waves Science and Technology Reference Library, Vol.6: Detonation Dynamics", F. Zhang (Editor), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012, P.213-279.
- [7]. Васильев А.А. Ячеистые структуры многофронтной ДВ и инициирование (обзор) // Физика горения и взрыва. – 2015. – Vol.51, №1. – P.9-30.

## References

- [1]. Mansurov ZA (2005) Combustion, Explosion, and Shock Waves 41(6):135-156. (In Russian)
- [2]. Atamanov MK, Amrousse R, Hori K, Kolesnikov BYa, Mansurov ZA (2018) Combustion, Explosion, and Shock Waves 3:72-81. (In Russian)
- [3]. Mansurov ZA, Atamanov MK, Elemesova Zh, Lesbaev BT, Chikradze MN (2019) Combustion, Explosion, and Shock Waves 55:34-41. (In Russian)
- [4]. Lee JH(1977) Ann. Rev. Phys. Chem. 28:75–104.
- [5]. Matsui H, Lee JH (1976) Combust. Flame 27:217–220.
- [6]. Vasil'ev AA (2012) Detonation Dynamics", F. Zhang (Editor), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, P.213-279.
- [7]. Vasil'ev AA (2015) Combustion, Explosion, and Shock Waves 51:9-30. (In Russian)

## Influence of the spatial and temporal factors of the initiator on the excitation of combustion and detonation waves in combustible mixtures

A.A. Vasiliev

Institute of Hydrodynamics. M. A. Lavrentieva SB RAS, Novosibirsk, Russia

Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

## Abstract

The paper presents the results of studies on the initiation of gas combustible mixtures with the help of external initiators, the energy release of which during the transfer of the initiator's energy to the mixture is characterized by finite (nonzero) temporal and spatial scales. The main results are discussed. It is shown that by acting on the temporal and spatial characteristics of the energy input from the initiator, one can noticeably change the value of the critical energy required to excite self-sustaining combustion and detonation waves in the mixture and is considered the main parameter by which the fire and explosion hazard of combustible mixtures is assessed:  $E_+$  the less, the more the mixture is dangerous.

*Key words:* initiation, critical energy, ignition, detonation, spatial distribution of energy, time law of energy release

## Жанғыш қоспалардағы жану толқындарының және детонацияның қозуына инициатордың кеңістіктік және уақыттық факторларының әсері

А.А. Васильев

М.А. Лаврентьев атындағы гидродинамика институты РГА СБ, Новосибирск, Ресей

Новосибирск мемлекеттік университеті, Новосибирск, Ресей

## Аңдатпа

Мақалада сыртқы бастамашыларды қолданатын газ жанғыш қоспалардың инициациясы туралы зерттеулердің нәтижелері келтірілген, олардың бастамашының энергиясын қоспаға беру кезінде энергияның шығуы ақырғы (нөлдік емес) уақытша және кеңістіктік масштабтармен сипатталады. Негізгі нәтижелер талқыланады. Бастамашыдан келетін энергияның уақыттық және кеңістіктік сипаттамаларына әсер ете отырып, қоспада өзін-өзі қамтамасыз ететін жану мен детонациялық толқындарды қоздыру үшін қажетті критикалық энергияның мәнін айтарлықтай өзгертуге болатындығы көрсетілген және негізгі параметр болып саналады жанғыш қоспалардың өрт және жарылыс қаупі қандай болып бағаланады:  $E_+$  неғұрлым аз болса, соғұрлым қоспасы қауіпті.

*Түйінді сөздер:* инициация, критикалық энергия, тұтану, детонация, энергияның кеңістікте таралуы, энергия бөлінуінің уақыттық заңы