

ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗАХ

А. А. Васильев, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчян

(Новосибирск)

Последнее десятилетие характеризуется повышенным интересом к явлению газовой детонации, связанным с технологическими и энергетическими задачами, а также с проблемами взрывобезопасности в горном деле, технологии и энергетике, в том числе ядерной. Хотя в целом поведение детонационных волн (ДВ) вполне удовлетворительно описывается одномерной теорией, детальные исследования во всех без исключения газовых смесях обнаруживают сложную ячеистую структуру фронта (см. библиографию в [1]).

На концепцию ячеистых структур и существование поперечных волн так или иначе опирается подавляющая часть современных исследований. Величина ячейки стала основным характерным размером, с которым идет сопоставление масштабов наблюдаемых явлений: размеров зон химических реакций, диаметров детонационных труб и свободных зарядов, геометрических размеров каналов, величин шероховатостей и препятствий, зон распределенного энерговыделения при иницировании, основного масштаба турбулентных пульсаций и т. п.

В пределах одной журнальной статьи было бы невозможно дать описание всего круга проблем и работ, связанных с детонацией и взрывом в газах. В то же время назрела необходимость обзора физических результатов, полученных в последние годы. Не претендуя на полноту, авторы поставили своей целью рассмотреть главным образом те направления исследований, которые развивались при участии сибирской школы газовой детонации, зарождение и первые работы которой самым непосредственным образом связаны с созданием 30 лет назад Сибирского отделения Академии наук СССР.

1. Усредненные параметры многофронтной детонации

С момента разработки одномерной модели ДВ, получившей свое завершение в [2], предпринимались исследования с целью ее проверки. Наиболее важны с практической точки зрения следующие параметры: скорость детонации D , протяженность и максимальное давление химпика $p_{х.п.}$, давление $p_{ж}$ и плотность $\rho_{ж}$ в точке Чепмена — Жуге. Исследования, проведенные различными методами [3—6], неизменно давали заниженные по сравнению с одномерной теорией значения давлений и плотностей как в химпике, так и в точке Жуге, положение которой определялось довольно произвольно. Экспериментальная скорость детонации D , как правило, оказывалась несколько ниже рассчитанной D_0 , хотя в некоторых экспериментах наблюдались и завышенные значения. Отклонения скорости $\Delta D = D_0 - D$ и характер зависимости от диаметра трубы d (линейная взаимосвязь $\Delta D \propto 1/d$) в первом приближении объяснялись влиянием потерь в стенке. Занижение давлений связывалось в основном с недостаточной пространственной и временной разрешающей способностью датчиков.

В связи с открытием сложной неоднородной структуры волны проблема приобрела новый смысл. Теперь речь шла уже о соответствии усредненных параметров волны одномерной теории, хотя вопрос об интерпретации результатов измерений далеко не всегда оказывается простым.

Давление. В работах [7, 8] давления измерялись пьезодатчиками с размером воспринимающей поверхности, составляющей значительную часть ожидаемого размера химпика. Максимальные амплитуды зафиксированных давлений в химпике оказались меньше предсказываемых

одномерной теорией, соответствие удавалось получить лишь экстраполяцией данных.

Повышение разрешающей способности датчиков позволяло надеяться на более точные результаты. В [9] осредненные профили p построены обработкой большого числа осциллограмм, полученных с помощью круглого пьезодатчика в условиях, когда размер его был примерно в 20 раз меньше размера ячейки. По осциллограммам устанавливалось соотношение $p_{х.п}$ и $p_{ж}$. Максимальная величина $p_{х.п}$ многофронтной детонации была на 10—20% ниже теоретического значения одномерной модели. В этой же работе установлен треугольный (в среднем) профиль химпика.

В [10] проведены систематические измерения давлений в проходящей и отраженной от стенки волне пьезодатчиками, разрешающая способность которых доведена до 0,1 мкс для измерений в проходящей волне и до 0,05 мкс в волне, отраженной от торца трубки. Оказалось, что при низких начальных давлениях p_0 результаты в проходящей и в отраженной волнах для исследованных смесей хорошо соответствуют одномерной теории; с повышением p_0 , начиная с некоторого значения, наблюдаются все большие отклонения в сторону занижения измеряемых величин, разрешающая способность датчиков становится недостаточной.

При интерпретации результатов измерений давления необходимо проявлять определенную осторожность, поскольку существование пульсаций может приводить к росту величины фиксируемого давления по сравнению со средним статическим [11]. Анализ [12] показывает, что осреднение давления вдоль фронта в разных фазах пульсаций должно приводить к некоторому занижению средней величины по сравнению с гладкой волной. Существованием пульсаций скорости может объясняться и различие результатов [9] и [10] по величине химпика, поскольку в [9] одна из пульсационных составляющих скорости отсутствовала, так как измерения проводились в канале, где один из размеров был меньше размера ячейки (течение было практически плоским).

Поверхность Чепмена — Жуге. Постоянство средней скорости детонации указывает на то, что и в многофронтной волне должен существовать физический аналог плоскости Чепмена — Жуге — поверхность или некоторая область течения, где осуществляется переход от дозвукового в системе фронта течения газа к сверхзвуковому. Целенаправленные экспериментальные исследования, позволившие получить данные о локализации этой поверхности, проведены в [13, 14]. Исследовалось распространение ДВ в трубке с целлофановой стенкой. Считалось, что поверхность Чепмена — Жуге располагается от фронта не далее, чем сечение, в котором расширение потока вследствие разрушения стенок трубки должно привести к понижению скорости волны, превышающему ошибку ее измерения. Фиксировался также момент отрыва скачка, возникающего при набегании волны на тонкое лезвие, что соответствует переходу скорости газа u в лабораторной системе отсчета через скорость звука c . В плоской волне сечение $u = c$ — граница, ближе которой к фронту поверхность Чепмена — Жуге располагаться не может. Установлено, что эта поверхность в многофронтной волне простирается до расстояний от фронта волны, соответствующих нескольким размерам ячейки.

Следует упомянуть о попытке количественной проверки выполнения условия Чепмена — Жуге (правила отбора) путем измерения скорости распространения возмущений $(c - u)$, движущихся вверх по потоку. В ряде работ (см., например, [15]) замечено отклонение величины $(c - u)$ от расчетной. Точные расчеты [16] показали, что отношение $\psi = (c - u)/D$ — самый чувствительный к отклонениям от режима Чепмена — Жуге параметр ДВ. Измерения (рис. 1) выявили существование единой для разных смесей и диаметров трубы зависимости ψ от d/a (a — размер ячейки). Как оказалось, в области малых d/a значения ψ

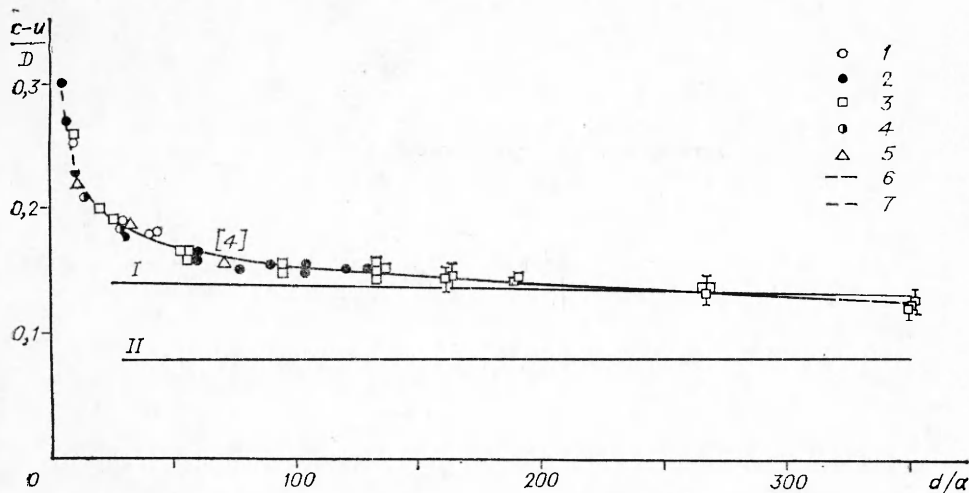


Рис. 1. Скорость слабого возмущения за фронтом детонации.

I, II — замороженное и равновесное значения $(c-u)/D$ соответственно. 1 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$; 2 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$; 3 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$; 4 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2 + 10,5\text{Ar}$; 5 — $\text{CH}_4 + \text{O}_2$; 6, 7 — $d = 80$ и 21 мм.

соответствуют состояниям на детонационной адиабате, лежащим ниже точки Жуге, с ростом d/a ψ приближается к величине, соответствующей выполнению условия Жуге по замороженной скорости звука [16].

Неоднократно предпринимались попытки сформулировать правило отбора с учетом неоднородностей и пульсаций фронта в рамках одномерной теории. Первые примеры построения такой теории с использованием модели однородной изотропной турбулентности даны в [17—19]. В [11] показано, что введением специальных формальных переменных можно свести задачу для турбулированного течения к задаче о гладкой волне.

В [20, 21] правило отбора удалось построить для произвольных уравнения состояния и зависимости квадрата пульсационной скорости ϵ от p и ρ . Для частного случая $\gamma = \text{const}$ и степенной зависимости ϵ от ρ получены формулы для вычисления отклонений скорости волны и параметров в точке Чепмена — Жуге от классической модели. Оценки, полученные по этим формулам, показывают, что наблюдаемые в эксперименте отклонения могут быть объяснены наличием турбулентных пульсаций.

2. Равновесные расчеты параметров детонации. Моделирование кинетики

Экспериментальные данные для установившихся ДВ обычно сопоставляются с результатами расчетов равновесных течений химически реагирующего газа. Первые публикации, содержащие подробные сведения по состояниям Чепмена — Жуге для ряда углеводородных смесей с кислородом и воздухом, появились, по-видимому, в начале 60-х годов [22]. Обширные расчеты для смесей, содержащих атомы С, Н, О, N в газообразном состоянии, для различного исходного состава, не слишком обогащенного атомами углерода, изложены в [20, 23]. Полученные данные относились не только к состояниям Чепмена — Жуге, рассчитаны также ударные и равновесные детонационные адиабаты (пересжатые и недосжатые ветви), параметры при сжигании в замкнутом объеме, прямом отражении. Установленное в широком диапазоне скоростей подобие равновесных адиабат позволило предложить простые приближенные формулы для расчета основных газодинамических параметров волн при различных начальных условиях. Приведены количественные данные об уменьшении теплового эффекта реакции с пересжатием. Показано, что во всех газовых смесях при увеличении скорости волны не

более чем в 2 раза тепловой эффект химической реакции обращается в нуль и затем меняет знак. Показано также эффективное демпфирование внешнего воздействия (отбора тепла) вследствие сдвига химического равновесия.

Результаты равновесных расчетов для других смесей, в том числе содержащих в продуктах реакции свободный углерод, изложены в [24]. В [25] методы, принятые в [23], использованы для анализа тройных конфигураций спиновой детонации. Пример расчета равновесных течений для криогенных начальных условий с применением для водородно-кислородных смесей уравнения состояния Ван-дер-Ваальса можно найти в [26].

Громоздкость системы уравнений химической кинетики сильно осложняет численный анализ газодинамических течений и делает практически невозможными аналитические подходы к рассмотрению явлений. Примерное равенство энергий диссоциации двух- и трехатомных молекул, содержащихся обычно в продуктах детонации, позволило предложить простую модель кинетики химического превращения, описывающую с помощью одного дифференциального уравнения энерговыделение и изменение молекулярной массы химически реагирующего газа [27]. Упоминание о возможности подобного описания встречается в [28], однако в [27] модель доведена до аналитических формул, удобных для применения.

3. Влияние стенок. Пределы детонации

Детонация в широких трубах. На основе модели кинетики [27] построена модель детонации для широких труб с учетом потерь [29]. Показано, что увеличение диаметра трубы не приводит к асимптотическому переходу в состояние, соответствующее детонации без потерь. С ростом d сохраняется относительный уровень потерь, а расстояние от фронта волны до поверхности Чепмена—Жуге увеличивается. Этот результат качественно подтверждается работами [13, 14] по измерению параметра ψ (см. рис. 1) и положения поверхности Чепмена—Жуге (см. выше), однако не согласуется с данными [30, 31], где установлено, что при $d/a \gg 1$ сверхзвуковая область, индикатором которой служат стационарные линии Маха, отстоит от фронта на расстоянии нескольких размеров ячейки. Очевидно, здесь необходим более тщательный анализ химических факторов, затухания турбулентности, потерь энергии и импульса в стенке, возникновения пограничного слоя.

Перечисленные факторы являются определяющими и для другой области детонационных явлений — пределов детонации.

Околопредельные режимы. Качественно механизм предела ясен и рассматривался в [2, 32]: увеличение зоны химического превращения приводит к росту потерь тепла и импульса из области между ударной волной (УВ) и поверхностью Чепмена—Жуге, что приводит к снижению скорости волны, дополнительному расширению зоны реакции и т. д. Наступает критическая ситуация, когда самоподдерживающееся распространение волны становится невозможным.

Хорошо изученным околопредельным режимом в круглых трубах является спиновая детонация с единственной поперечной волной (ПВ), движущейся по спирали вдоль стенки [18]. Такой режим возникает в трубах с $d \approx (0,5 \div 0,3)a$ [33, 34]. В каналах прямоугольного сечения ему соответствует ДВ с одной или несколькими поперечными волнами, движущимися вдоль стороны большего измерения. Известен также «квази-спин» в квадратной трубе [35]. В [36] показано, что в прямоугольных каналах режим с единственной поперечной волной можно реализовать только при отношении большей и меньшей сторон сечения $H/h \leq 2$. Если же $H/h > 2$, предельным оказывался режим с несколькими поперечными волнами.

Значительный интерес представляет определение «спинового» диаметра трубы для наиболее трудно детонирующей стехиометрической метановоздушной смеси. В [37] сообщалось о том, что детонация возбуждалась в трубе 60 мм, однако в дальнейшем этот результат не подтвердился [34]. По данным авторов настоящего обзора стационарная спиновая детонация с единственной поперечной волной реализуется при $p_0 = 1$ атм в трубе с $d = 100$ мм, при этом шаг спирали (аналог размера ячейки) ≈ 31 см.

Ниже предела спиновой детонации в круглой трубе может существовать нестационарный самоподдерживающийся, так называемый «галопирующий» режим детонации [38, 39]. Этот процесс наблюдается в трубе с $d < a/\pi$ и характеризуется периодическими продольными пульсациями с шагом порядка сотни калибров, повторяющимися срывами и реиницированием детонации. После реиницирования возбуждается пересжатая многофронтальная волна, по мере ее ослабления структура фронта укрупняется, проходит стадию спиновой детонации, которая затем затухает, и УВ отрывается от фронта пламени. Через некоторое время вблизи фронта пламени наблюдается вспышка и быстро формируется ДВ, догоняющая ударный фронт. Далее все повторяется. Этот режим расширяет пределы самоподдерживающегося распространения волны за область спиновой детонации в смесях с нерегулярной ячейстой структурой. В работе [39] предложена замкнутая физико-математическая модель галопирующей детонации, описывающая основные характеристики этого явления.

Детонация свободных зарядов. Ряд задач физики взрыва в частности проблемы взрывобезопасности, требует определения критического диаметра детонации свободного столба взрывчатой смеси. Прохождение детонации по свободному газовому столбу, полученному сдвиганием растянутой резиновой трубки, удалось осуществить в работах [40, 41]. Эти эксперименты показали, что все ранее полученные в опытах со «слабыми» стенками данные занижают величину критического диаметра. Дальнейшее усовершенствование методики [42] позволило реализовать детонацию струи взрывчатого газа, погруженной в спутный поток воздуха. При этом сильно уменьшилось размытие границы между взрывчатым газом и воздухом и длина свободного столба газа достигла 20—25 калибров. Для стехиометрической и эквимолярной смесей ацетилен с кислородом измерения показали, что отношение критического диаметра к размеру ячейки, измеренной для детонации в тех же условиях в прочной трубе, составляет ≈ 60 . В этой же работе показано, что распространение ДВ в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($a = 1,5$ мм) в слое толщиной 35 мм над твердой поверхностью невозможно, в отличие от результатов расчетов [43, 44]. В слое смеси пропан-бутана с кислородом толщиной до 20 мм ($a \approx 1$ мм) не удается получить стационарный режим детонации [42]. Соотношение $d_{\text{кр}}^2/a \approx 60$ может служить для оценок размеров свободных газовых зарядов и в других газовых смесях.

Каналы с препятствиями. Порпстые среды. В трубах с малой шероховатостью и $d \sim 1$ см и выше скорость волны на пределе распространения детонации уменьшается за счет потерь в стенки не более чем на 10—15% [2].

При наличии значительных шероховатостей диапазон детонационных скоростей существенно расширяется вниз вплоть до $\sim 0,5 D_0$ и меньше [45, 46]. Во многих случаях промышленных газовых и газопылевых взрывов, например взрывов метана в подземных выработках, процесс идет с сильно неидеальными скоростями (~ 1 км/с), при этом из-за удлинения пробки ударно-сжатого газа в голове волны разрушительное действие может быть не ниже, чем при идеальной детонации [47].

Эксперименты с искусственными периодическими препятствиями в виде сужений сечения плоского канала [48, 49] кольцевых вставок и спиралей Щелкина в трубах [47, 50—52] показали существование двух режимов сверхзвукового распространения взрывной волны: высокоско-

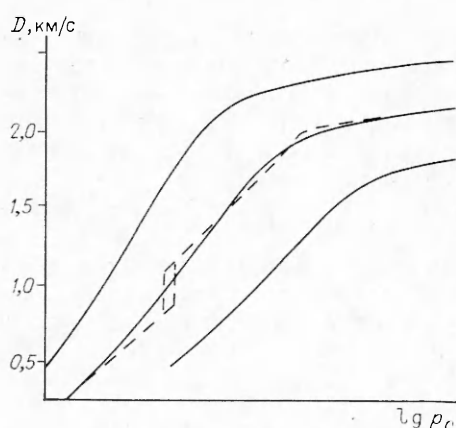


Рис. 2. Скорость газовой детонации в каналах периодически меняющегося сечения (штриховая линия) и в пористых средах.

ростного ($D \geq 1000$ м/с) и низкоскоростного ($D \approx 800 \div 500$ м/с, иногда еще ниже) со скачкообразным переходом между ними (рис. 2, штриховая линия).

В высокоскоростном режиме воспламенение обеспечивается прямой или отраженной от препятствий УВ, при этом могут происходить периодические срывы ударно-волнового воспламенения с заменой его кон-

вективным переносом пламени и последующим обратным переходом к ударно-волновому. В низкоскоростном режиме ударно-волновой механизм отпадает полностью и воспламенение переносится конвективными струями горячих продуктов. Реализация того или другого режима зависит от геометрических параметров канала, состава и давления смеси. Отмечалась узкая область начальных давлений, в которой выбор режима зависел от условий инициирования [49]. Результаты опытов [53] показывают, что низкоскоростной режим существует и в каналах достаточно малого сечения без искусственных препятствий, но механизм такого процесса требует дополнительных исследований. Низкоскоростной режим в [48, 49] назван низкоскоростной газовой детонацией, в [47, 52] — взрывным горением. Он действительно имеет признаки как детонации (сверхзвуковая скорость, рост давления и плотности на фронте), так и обычного конвективного горения (по механизму распространения), являясь промежуточным, не предусмотренным устоявшейся классификацией.

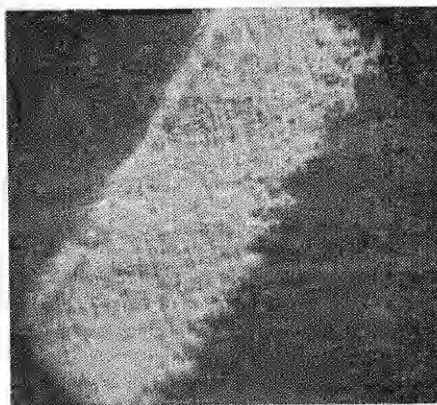
Высокоскоростной режим непрерывно переходит в низкоскоростной при детонации газовых смесей в порах инертных сыпучих сред (песок, гравий, металлические опилки, шары и т. п.), если снижать давление смеси, как показано на рис. 2 сплошными линиями (разные смеси и размеры пор). Такие исследования проведены в широком диапазоне размеров частиц среды ($30 \text{ мкм} \div 12 \text{ мм}$) и давлений газов ($10^4 \div 10^7 \text{ Па}$) [48, 54—57]. Отсутствие резкой границы между режимами объясняется наличием в среде пор разных форм и размеров, в которых смена механизмов воспламенения приходит неодновременно. Ниже нижнего предела низкоскоростной детонации (по давлению, концентрации или размерам частиц) стационарные волны дозвукового горения могут существовать только в не слишком активных смесях, например в топливно-воздушных. Медленное горение стехиометрических топливно-кислородных смесей в такой среде неустойчиво и быстро переходит в детонацию.

Отметим также интересный факт смещения нижней границы низкоскоростного режима для некоторых смесей в область ниже скорости звука в газе, наблюдавшийся как в профилированных каналах [49], так и в пористой среде [57]. Этот факт дополнительно свидетельствует о несущественной роли УВ в распространении низкоскоростного режима.

4. Ячеистая структура

Основные элементы структуры ячеистой многофронтной детонации на разных фазах движения экспериментально исследованы вскоре после открытия самого явления (см. [18, 58]). Дальнейшие работы связаны, с одной стороны, с уточнением влияния параметров смеси на характерные размеры ячеек, а с другой — с более подробным и тонким изучением самой структуры с целью получения информации о природе

Рис. 3. Следовой отпечаток «тонкой» структуры на поперечной волне.



явления. Существование ячеистых структур подтверждено при начальных давлениях вплоть до 10 атм [59], а повышение разрешающей способности следового метода позволило обнаружить ячейки с характерным размером до 0,02 мм. Такие мелкие ячейки образуют, в частности, тонкую структуру на поперечной волне спиновой детонации в метаноокислородной смеси (рис. 3 [60]).

Исследования различных авторов (например, [18, 58—63]) показали, что поперечный размер ячейки a в большинстве случаев хорошо описывается степенной зависимостью от давления, т. е. $a = a_0 (p_0/p)^s$, где a_0 и s — константы взрывчатой смеси ($s \approx 1$). Для конкретного топлива зависимость размера ячейки от соотношения топливо — окислитель имеет вид характерной U-образной кривой с минимумом между стехиометрическим и эквимольным составами [34, 63, 64]. Влияние начальной температуры смеси исследовалось в [65], одновременное влияние температуры и давления в [66], где проводились измерения размера ячейки в ДВ, распространяющейся по газу, предварительно сжатому и нагретому УВ. В работах [62, 67] показано влияние небольших добавок ингибиторов на характеристики многофронтной волны.

Ослабление волны при обтекании выпуклой поверхности или угла, при выходе из узкого канала в широкий (рис. 4), при переходе из одной смеси в другую приводит к увеличению размеров структуры [68—75]. При пересжатии размер ячеек уменьшается. В [76] пересжатая волна реализовалась при переходе из круглой трубы большого диа-

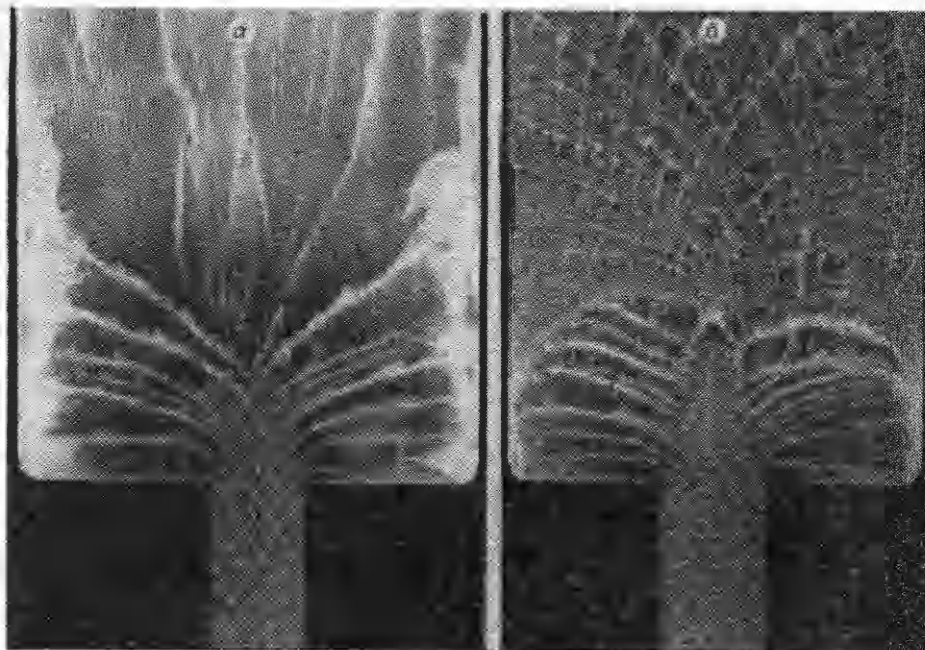


Рис. 4. Выход ДВ из узкого канала в широкий.
а) затухание ДВ; б) реиницирование детонации.

метра в трубу малого диаметра с помощью конического перехода, а в [77] исследовалась ячеистая структура на пересжатой детонационной маховской ножке, возникающей при нерегулярном отражении волны на клине.

В проблеме зависимости размера ячеек от скорости тесно переплетаются вопросы устойчивости и связи энерговыделения со скоростью волны. В [78] установлено, что на первоначально гладком фронте сильно пересжатой волны по мере ее ослабления в некоторый момент появляются мелкомасштабные неоднородности. Это наблюдается при скоростях, когда переход от состояния за УВ к полному химическому равновесию происходит без изменения давления. Эксперименты показывают, что с пересжатием ячейки перестают фиксироваться не из-за недостаточной разрешающей способности измерительной аппаратуры, а потому, что фронт становится гладким. Интересно, что корреляции между границей появления структуры и параметром E_a/RT не обнаружено: граница коррелирует с нулевым энерговыделением. По мере уменьшения степени пересжатия и приближения волны к стационарному режиму распространения ячейки укрупняются вплоть до среднестатистического размера. Зависимость величины ячейки от пересжатия обладает подобием для различных смесей [76, 77].

Весь полученный в многочисленных исследованиях экспериментальный материал показывает, что ячеистые структуры на следовых отпечатках обладают разной степенью регулярности и могут быть в этом отношении разделены на три класса: регулярные, нерегулярные и промежуточные (квазирегулярные). Первые наблюдаются в смесях со значительными добавками аргона. Нерегулярные структуры типичны для топливно-воздушных, а промежуточные для большинства топливно-кислородных смесей. Хотя границы между крайними и промежуточными режимами регулярности достаточно условны, крайние ситуации выражены четко. Экспериментальные данные и некоторые оценки [60, 78—80] указывают на то, что основным параметром, определяющим регулярность структур, является, по-видимому, E_a/RT , где E_a — энергия активации основной реакции периода индукции; T — температура в зоне индукции за стационарной плоской волной, движущейся со скоростью детонации. Меньшим значениям E_a/RT соответствуют более регулярные структуры. Характер воздействия добавок говорит о том, что на регулярность структуры может влиять также энергетика ДВ и величина γ . Несомненно также, что вопросы регулярности связаны с устойчивостью ДВ, на которую влияет и энергия активации, и энерговыделение [81]. Особая роль параметра E_a/RT в проблеме устойчивости ДВ подтверждена в [82], где установлено, что увеличению E_a/RT свыше 6,2 соответствует появление внутри ячеек основного масштаба тонкой структуры в виде мелких ячеек.

Исследования, проведенные в смесях с крупными регулярными структурами, позволили установить ряд количественных соотношений между кинематическими параметрами движения элементов ячеистой структуры [18, 58, 67, 83—86]. За время между двумя последовательными соударениями $t_n = b/\bar{D}$ (b — продольный размер ячейки, \bar{D} — средняя скорость детонации) передний фронт меняет скорость от $(1,8 \div 1,4)\bar{D}$ в начале ячейки до $(0,6 \div 0,85)\bar{D}$ — в конце. Форма переднего фронта регулярной ячейки близка к дуге окружности, радиус которой примерно в 1,3 раза превышает расстояние от начала ячейки. Поперечные волны также имеют переменную скорость. Для нерегулярных ячеек таких подробных данных нет, поскольку события в определенной мере хаотичны, но основные характерные черты нестационарного движения скачков, присущие упорядоченным структурам, имеют место и здесь.

Исследовался относительный вклад отдельных элементов структуры детонационного фронта в процессе сжигания [12, 87]. Часть смеси (не менее половины) сгорает после однократного ударного сжатия передним фронтом, остальная попадает в поперечные волны. Наблюдаются случаи,

когда смесь не загорается даже после двукратного ударно-волнового воздействия (сначала передней УВ, а затем поперечной), в результате в зоне реакции образуются островки исходной смеси, которые сгорают гораздо позже в окружении продуктов. Удалось экспериментально проследить отдельные стадии соударения поперечных волн, при этом обнаружен интересный и неожиданный для газовой детонации эффект образования кумулятивных струек [88]. Нестационарный характер различных скачков в разных фазах движения приводит к большому разнообразию форм взаимодействий [89].

С изменением p_0 и состава смесей вклад различных структурных элементов фронта в процессе сжигания меняется, что неизбежно должно вести к нарушениям геометрического подобия [12, 87]. Более заметная трансформация наблюдается при низких p_0 , при повышенных давлениях изменения выражены слабее.

Несмотря на очевидные успехи в понимании физической картины многофронтной детонации, остаются не решенными до конца вопросы размножения поперечных волн на расходящемся цилиндрическом или сферическом фронте. Скорее всего это связано с потерей устойчивости фронта и возникновением новых очагов воспламенения [11].

Теоретические модели ячейки. Первая попытка установить взаимосвязь размера ячейки с физико-химическими свойствами смеси (длиной зоны индукции λ за плоской стационарной УВ, движущейся со скоростью D_0), предпринята в [58] в рамках идеализированной двухфронтной модели ДВ с зоной индукции и мгновенной химической реакцией. Прямая пропорциональность a и $\lambda = (D_0 - u)\tau$ реализуется лишь в тех случаях, когда зона индукции заметно превышает зону рекомбинации (энерговыведения) [61]. Если их размеры соизмеримы, зависимость значительно сложнее. Величины λ , рассчитанные с использованием полной системы апробированных химико-кинетических уравнений, сравнивались с экспериментальными значениями a в [90]. Получено примерно линейное соотношение между размером ячейки и λ вида $a = k\lambda$, где $k = 20 \div 35$.

В [91] в рамках модели геометрической акустики рассмотрена задача о поведении возмущения, моделирующего поперечную волну. Количественные результаты этой модели и последующих ее вариантов оставались неточными, хотя в более поздних работах получено лучшее согласие [92]. Общим недостатком акустического подхода — пренебрежение реальными ударно-волновыми взаимодействиями, имеющими место в многофронтной детонации.

В работе [87] в основу связи между размером ячейки и характеристиками смеси положено условие срыва воспламенения за расходящимся цилиндрическим фронтом с падающей скоростью. При использовании эмпирического закона спада скорости $D(r)$ и дополнительном предположении, что срыв происходит в точке, где $D = D_0$, получено выражение для продольного размера ячейки:

$$b \simeq \frac{E_a}{RT} D_0 \xi \tau_0, \quad (1)$$

где τ_0 — индукционное время химической реакции за фронтом плоской УВ, движущейся с постоянной скоростью D_0 , коэффициент $\xi \sim 1$ (меняется примерно от 0,5 до 2 в зависимости от показателя адиабаты газа и выбора условия срыва воспламенения, см. также [124]).

Замкнутая модель двумерной ячейки, учитывающая реально происходящие процессы и позволяющая рассчитывать все основные параметры ячейки без привлечения экспериментальных данных, предложена в [93], а затем развита и дополнена в [76, 94]. Согласно этой модели распространение многофронтной газовой детонации поддерживается периодическими столкновениями ПВ (рис. 5), каждое из которых эквивалентно локальному микровзрыву, порождающему цилиндрическую пересжатую ДВ в исходном газе, постепенно снижающую свою скорость вплоть до величины меньше \bar{D} . На начальной стадии движения задержки воспла-

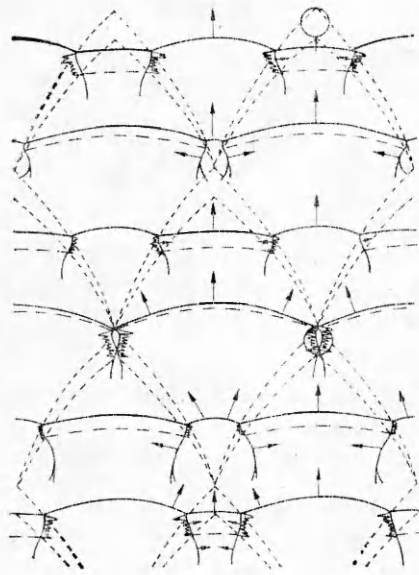


Рис. 5. Схема двумерной ячеистой структуры ДВ.

— ударные и детонационные фронты;
 - - - фронты горения; - · - · следы движения поперечных волн; в круге — соударение поперечных волн.

менения очень малы и фронт пламени смыкается с УВ; по мере ослабления волны при некотором $r = r_*^c$ время индукции катастрофически возрастает и пламя, отрываясь от УВ, практически перестает перемещаться по частицам. Между УВ и фронтом пламени накапливается слой сжатого несгоревшего газа, в котором затем происходит столкновение ПВ, порождающее новый цикл. Движение передней волны в ячейке моделируется двумя стадиями: с мгновенным сгоранием смеси по мере распространения волны на участке до r_*^c и с отсутствием энергоподвода

после r_*^c . Скорость движения волны описывается через энергию столкновения ПВ и тепловыделение газа, сгорающего за передней волной, интерполяционными формулами, которые в предельных случаях дают скорость волны сильного точечного взрыва или скорость Чепмена — Жуке. В предположении, что период индукции истекает в момент соударения ПВ, модель позволяет получить аналитические формулы для основных параметров ячейки, величины

$$b = \frac{2(\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \frac{D_* \sigma_*}{x_*} \frac{E_a}{RT_*} \tau_* \quad (2)$$

и энергии инициирования детонации в отдельной ячейке

$$E_{02} \approx 0,22 \rho_0 D_0^2 b^2, \quad (3)$$

где γ_0 и ρ_0 — показатель адиабаты и плотность исходной смеси; σ — степень сжатия; τ — время индукции за прямоугольной УВ. Звездочкой обозначены параметры в точке $r = r_*^c$.

Анализ результатов расчетов по этой модели для различных смесей показывает, что формула (2) может быть приближенно представлена также в более простом виде:

$$b = \sigma_0 D_0 \tau_0 \quad (4)$$

(индекс 0 обозначает параметры за УВ, движущейся со скоростью D_0).

Формула (2) позволяет из измерений размеров ячеек определить задержку воспламенения и эффективную энергию активации реакции для условий, соответствующих детонационным температурам и плотностям. Как показывает сопоставление расчетов с экспериментальными данными, модель дает хорошее приближение для описания многофронтной ячеистой структуры волны. Поскольку $D_0 \tau_0 = \sigma_0 \lambda$ и $b \approx 1,6a$, формула (4) находится в хорошем согласии с эмпирическим соотношением $a \approx 29\lambda$ из [90].

Отметим также попытку определения размера ячейки через длину волны наиболее быстрорастущего возмущения, полученную при анализе линейной задачи о неустойчивости двухфронтной модели [95]. При этом удалось предсказывать размер ячейки по порядку величины. Наиболее глубокие теоретические методы нелинейного анализа устойчивости детонационного фронта, позволяющие определять основные характеристики ячеистых структур, развиты в [96].

Впечатляющей демонстрацией возможностей численного моделирования детонационных процессов на основе одних только уравнений гидродинамики и химкинетики (обычно упрощенных) стало получение ячеистых структур газовой детонации при решении нестационарной двумерной задачи о развитии слабого начального возмущения на плоском фронте [97—99]. При этом удается проследить динамику усиления слабых возмущений до поперечных волн, «рождения» новых волн, установления квазипериодической регулярной или нерегулярной структуры, образования «островков» несгоревшего газа и т. д. Рассчитанные структуры фронта оказываются весьма близки к наблюдаемым в реальном эксперименте. Вычисленный в [99] поперечный размер ячеек в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 60\% \text{Ar}$ практически совпал с экспериментальным ($a = 8,5$ см при $p_0 = 65$ мм рт. ст.), хотя отношение b/a заметно отличается (2,3 вместо типичного 1,6). Величина $b/D_0\tau_0$, полученная в [97], близка к предсказываемой формулой (4).

5. Иницирование

Иницирование газовой детонации на практике осуществляется путем зажигания смеси относительно маломощным источником энергии (нагретое тело, слабая искра и т. п.) с последующим самопроизвольным переходом горения в детонацию (ПГД) или источником взрывного типа (заряд ВВ, достаточно мощный импульсный электроразряд и т. п.), создающим в газе УВ, переходящую в самоподдерживающуюся детонацию (прямое иницирование). Детонация в большом объеме часто возбуждается при выходе ДВ из трубы, где ее иницирование значительно облегчено («выход» детонации). Изучению этих явлений в последнее время уделялось большое внимание.

Переход горения в детонацию в трубах исследуется фактически со времени открытия газовой детонации. ПГД происходит в результате ускорения пламени, толкающего и сжимающего перед собой исходную газовую смесь, в тот критический момент, когда перед фронтом пламени достигаются условия адиабатического самовоспламенения [100—102]. Развитие очага воспламенения (теплового или цепочечно-теплового взрыва) приводит к очень быстрому формированию ДВ в пробке сжатого газа. Эта волна догоняет передний ударный фронт и, распадаясь, дает вначале пересжатую, а затем после ослабления самоподдерживающуюся ДВ в невозмущенной смеси.

Несмотря на ясность картины в целом, основной лимитирующий процесс — преддетонационное ускорение пламени — до сих пор не имеет достаточно полного теоретического описания, которое позволяло бы априорно рассчитывать длину перехода в различных смесях. Трудности здесь принципиальные и не меньшие, чем в проблеме развития турбулентности, имеющей прямое отношение и к данному вопросу, так как турбулизация течения свежей смеси, возникающая перед фронтом пламени, — одна из причин его ускорения [45]. Важную роль в увеличении скорости горения играет и растяжение поверхности пламени за счет образования некоторого поперечного профиля массовых скоростей в толкаемом газе [2]. Как показывают снимки работ [100, 101] и наблюдения авторов, этот профиль во многих случаях сильно отличается от стационарного для установившихся турбулентных течений в трубах: например пламя с одной стороны канала вытягивается вперед в виде длинного языка, резко увеличивающего поверхность горения. Очевидно, в пробке сжатого газа, ускоренно толкаемого менее плотными продуктами сгорания, развивается неустойчивость типа Релея — Тейлора. Процесс осложняется массопереходом через разделяющие поверхности, поддерживающим ускоренное движение за счет прироста давления в продуктах. Этот эффект, по-видимому, является определяющим на заключительной стадии ускорения, особенно в медленно горящих смесях.

Появление очага (или очагов [100]) адиабатического воспламенения в среде с некоторым распределением истекающих времен индукции приводит к формированию расходящегося фронта реакции. Возникающая при этом волна давления ускоряет воспламенение и при подходящих условиях превращается в ДВ. Динамика формирования ДВ в результате развития очага воспламенения в среде с градиентом температуры или концентрации в одномерной постановке численно исследовалась в [103, 104].

Расстояние от точки зажигания смеси до точки возникновения ДВ (длина ПГД) зависит от положения и характеристик источника зажигания, наличия неровностей на стенках трубы, свойств самой смеси и может меняться в широких пределах. Наименьшая длина перехода (несколько диаметров трубы) наблюдается для топливно-кислородных смесей в трубах с крупными препятствиями или шероховатостями типа спирали Щелкина [45]. Длина ПГД в десятки диаметров характерна для топливно-кислородных смесей в гладких трубах и топливно-воздушных в трубах с препятствиями [2, 50]. Пока не ясно, для всех ли смесей в трубе диаметром больше критического (для детонации) произойдет ПГД на конечном расстоянии.

Принципиальную важность имеет также вопрос о возможности перехода в детонацию сферического фронта пламени в однородной безграничной газовой среде. В [105] наблюдался ПГД после воспламенения смеси $C_2H_2 + 5O_2$ проволоочкой, пережигаемой током в центре сферического объема ($V_0 \approx 1 \text{ м}^3$, оболочка из тонкой резины). Однако тщательно поставленные опыты [106] с весьма активными смесями $C_2H_2 + O_2$, $C_2H_2 + 2,5O_2$, $C_3H_8 + 5O_2$ и $2H_2 + O_2$ и $CH_4 + 2O_2$ при $p_0 = 2,0; 2,0; 4,0; 7,5; 7,7$ МПа соответственно дали другой результат: в камерах диаметром 80 и 200 мм при «мягком» поджигании в центре с помощью тонких электродов (0,12 мм) вне зоны отражения волны сжатия от стенок ПГД не регистрировался. Введение препятствия на пути волны или утолщение поджигающих электродов до 1—2 мм меняло ситуацию в ацетиленокислородной смеси, приводя к ПГД до встречи волны сжатия со стенкой. В [107] регистрировался ПГД в этиленокислородной смеси при $p_0 \approx 10^5$ Па после прохождения сферического пламени через металлическую сетку.

Эти данные свидетельствуют о том, что для ПГД требуется достаточно сильное искажение одномерного профиля скоростей перед фронтом пламени за счет внешних воздействий (стенки трубы, препятствия и т. п.). Мелкомасштабные искажения, связанные с автотурбулизацией и ячейистой структурой фронта пламени [58], по-видимому, недостаточны.

В топливно-воздушных смесях удавалось получать видимые скорости сферического пламени до 250 м/с за специальными турбулизаторами [108] и ~ 100 м/с в крупномасштабных экспериментах со свободными зарядами [109], при этом переходы в детонацию не наблюдались.

Выход детонации из трубы в объем. Плоская волна газовой детонации, выходящая из открытого конца трубы, инициирует незатухающую детонацию в большом объеме, если диаметр трубы не меньше некоторого критического значения d_* [110]. Величина d_* — важный параметр, характеризующий детонационную способность смеси. В [18, 71] на примере смесей: $C_2H_2 + 2,5O_2$, $C_2H_2 + 2,5O_2 + 1,25N_2$, $C_2H_2 + 2,5O_2 + 2,5N_2$, $2H_2 + O_2$ и $CH_4 + 2O_2$ установлено соотношение

$$d_*/a \approx 10 \div 13. \quad (5)$$

Сохранение отношения d_*/a предполагает геометрическое подобие явлений выхода в разных газовых смесях, при этом характерным масштабом длины служит размер ячейки в установившейся детонационной волне. Однако точное подобие здесь исключается ввиду наличия в числе определяющих физических параметров нескольких «длин», отвечающих, в частности, протяженностям характерных зон химических реакций, и нескольких независимых безразмерных величин, таких как γ , Q/c_0^2 ,

Т а б л и ц а 1

Критические условия выхода детонации из трубы

Смесь	p , 10^5Па	d_* , см	α	a , см	d_*/a	
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	1,06	1,9 [110]	—	0,14 [59]	13,6	
	1,0	2,0 [112]		} 1,08	0,15 [59]	13,3
	0,4	5,3 [112]			0,4 [59, 113]	13,3
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	1,06	3,2 [110]	—	0,24÷0,3 [59, 63]	10÷13	
	1,0	5,3 [112]		} 1,05	0,25÷0,3 [59, 63]	16÷21
	0,1	57 [112]			4,4 [113]	13
$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$	0,1	1,1 [112]	1,07	0,09 [113]	12,2	
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$	1,06	0,25 [110]	1,07	0,017 [59]	14,5	
	1,0	0,2 [115]		} 0,9	0,018 [59, 115]	11
	0,1	1,6 [115]	} 1,13		0,23 [59, 115]	7
	0,24	0,65 [112]		} 1,13	0,086 [59]	7,6
	0,1	1,7 [112]	0,13 [113]		13	
	0,038	5,3 [112]	0,54 [113]	10		
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2 + 75\% \text{Ar}$	0,3	5,2 [117]	1,13	0,23÷0,3 [117]	17÷23	
$\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2$	1,0	0,65 [112]	} 1,09	—	—	
То же	0,13	5,3 [112]		0,38 [113]	13,8	
$\text{C}_2\text{H}_6 + 3,5\text{O}_2$	1,0	1,45 [112]	1,03	—	—	
$\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$	1,0	1,2 [113]	} 1,07	—	—	
То же	0,13	10 [112]		0,8 [113]	12,5	
$\text{C}_4\text{H}_{10} + 6,5\text{O}_2$	1,0	1,3 [113]	—	—	—	
29,6% H_2 + воздух	1,0	20 [113]	—	1,5 [113]	13	
17,5% H_2 + воздух	1,0	121 [113]	—	12 [113]	10	
56% H_2 + воздух	1,0	121 [113]	—	10 [113]	12	
7,75% C_2H_6 + воздух	1,0	12 [113]	—	0,9÷1,0 [63, 113]	12÷13	
12,5% C_2H_6 + воздух	1,0	8 [112]	—	—	—	
6,54% C_2H_4 + воздух	0,92	45 [113]	—	2,1÷3,3 [113, 116]	13÷21	
4,5% C_2H_4 + воздух	1,0	136 [113]	—	6,7÷8,7 [113, 116]	15÷21	
4% C_3H_8 + воздух	1,0	90 [116]	—	5÷7 [113, 116]	13÷18	
9,5% CH_4 + воздух	1,0	—	—	28±3 [116]	—	

E_a/Q , характеризующих индивидуальные свойства смесей. Можно ожидать лишь приблизительное подобие при условии, что все названные параметры влияют слабо, кроме одного с размерностью длины (например, ширины индукционной зоны в ДВ), определяющего как размер ячейки, так и критический диаметр выхода. Практически вопрос выясняется только экспериментально.

Измерения d_* и a выполнены к настоящему времени для смесей наиболее распространенных газов в широком интервале концентраций, максимальный диаметр труб достигал 1,83 м [110—117]. Некоторые данные для смесей горючих газов с кислородом и воздухом приведены в табл. 1; α — показатель степени в зависимости критического диаметра от давления смеси:

$$d_* = d_{*1} (p_1/p)^\alpha. \quad (6)$$

Как видно из табл. 1, соотношение (5) в большинстве случаев выполняется. Однако имеются и отклонения от среднего числа 13 почти в 2 раза в обе стороны.

В окончательных выводах здесь следует проявить осторожность и указать на следующие два обстоятельства. Во-первых, не всегда d_* и a измеряли одновременно; например для топливно-кислородных смесей [112—113]. Во-вторых, сами размеры ячеек неоднозначны при нерегулярной структуре, особенно в метановых и топливно-воздушных смесях. Даже в часто используемой при лабораторном эксперименте ацетилено-

кислородной смеси различный подход к определению размера ячейки («средний» размер или «доминирующий», «основной», близкий к максимальному) дает значения a , отличающиеся в 1,5—2 раза. Тем более это относится к смесям с нерегулярной ячейкой. Ссылаясь на собственный опыт, отметим также, что проявление тонкой структуры на следовом отпечатке зависит от качества сажевого слоя: при рыхлом покрытии многие линии тонкой структуры не фиксируются и ячейка выглядит более крупной. Указанные обстоятельства вносят некоторую неопределенность при трактовке результатов и, видимо, объясняют различные отношения d_*/a , полученные для одной и той же смеси в сравнимых условиях у разных авторов. Характерно, что сами величины d_* отличаются при этом мало. Пожалуй, наиболее серьезное свидетельство существования значительных отклонений от закономерности (5) обнаружено в ацетиленокислородной смеси с добавками 70—75% Ar, имеющей очень регулярную структуру, где найдено $d_*/a = 25$ [117].

При нормальном падении ДВ на перегородку с отверстием прямоугольной или круглой формы критические размеры его, при которых детонация выходит в объем, совпали с критическими размерами выхода из трубы такой же формы сечения [114]. Это означает, что иницирование детонации в объеме осуществляется узкой областью волны вблизи фронта, которая не подвергается действию повышенного давления, возникающего при отражении от перегородки.

Критический диаметр отверстия можно уменьшить, если закрыть его центральную часть, превратив в кольцевой [117, 118]. Наибольший эффект достигнут в смесях с пергулярной ячейкой при отношении диаметров внутреннего и внешнего края кольца $d_2/d_1 = 0,6 \div 0,7$, когда при $d_1 = \text{const}$ критическое давление выхода уменьшалось в 2 раза. Это эквивалентно приблизительно такому же уменьшению d_1 и площади отверстия на порядок при $p = \text{const}$. При переходе к смесям с более регулярной структурой, а также при выходе из кольцевого зазора, образованного длинными коаксиальными трубками, эффект снижается.

Выход из отверстий эллиптической, треугольной и прямоугольной форм исследовался в [114]. Для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \beta\text{N}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_4 + 3(\text{O}_2 + \beta\text{N}_2)$ при $p_0 = 1$ атм и $1 \leq \beta \leq 3,76$ найдено, что такие отверстия по критическим условиям выхода эквивалентны круглому с диаметром

$$d_* = 0,5(d_1 + d_2), \quad (7)$$

где в скобках — диаметры описанной и вписанной окружностей для контура отверстия. При аналогичных исследованиях на смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ [119] вместо (7) более точным найдено эквивалентное значение

$$d_* = \sqrt{d_1 d_2}. \quad (8)$$

Для прямоугольных отверстий выражения (7), (8) можно использовать при отношении размеров сторон $H/h < 7$. Если $H/h > 7$ (длинная щель), выход становится двумерным и определяется только меньшим размером h , критическая величина которого

$$h_*/a \approx 3. \quad (9)$$

В случае двумерного расширения ДВ в плоских каналах малой глубины H получено [18, 71, 120]

$$h_*/a \approx 10. \quad (10)$$

Подчеркнем, что эти измерения проводились при $H/a \approx 0,3 \div 0,5$ ($\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0 \approx 10$ кПа).

Естественно, что увеличение H в каналах двумерного расширения приближает критерий h_*/a к значению, соответствующему свободному выходу из длинной щели. Когда влияние стенок, определяющих размер H , исчезает [75], для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2 + 70\% \text{Ar}$

$$h_*/a = 5 \div 6. \quad (11)$$

Для $C_2H_2 + 2,5O_2$ авторами настоящей статьи получен такой же результат, если a измерено как среднее значение всех ячеек (на следовом отпечатке длина отрезка, параллельного фронту, делится на число пересекающих его косых линий одного направления), и результат, совпадающий с (9), если a определено как размер преобладающих, примерно одинаковых по величине крупных ячеек почти правильной ромбической формы. Поскольку (9) получено в [114] для смесей с нерегулярной ячейкой, то, как отмечалось в [116], измерение a там тоже неоднозначно и отношение h_*/a , как и d_*/a , может меняться в зависимости от метода подсчета.

При $H/a < 0,3$ условия распространения детонации в канале приближаются к предельным, без изменения h волна становится неустойчивой и величина h_* теряет смысл. Быстрое уменьшение h_*/a в окрестности $H/a \approx 0,5$, по-видимому, вызвано не только понижением относительных потерь в стенку, но и переходом от двумерных ячеистых структур фронта к трехмерным.

Механизм выхода ДВ из узкого канала в широкий объем изучался в работах [71, 120—122]. Основные его моменты просматриваются на рис. 4. Сразу же за срезом канала фланги волны ослабевают, расширяясь приблизительно по автомодельному закону. Воспламенение за ними прекращается, выходящие из центральной зоны поперечные волны, не испытывая встречных столкновений, быстро затухают. При докритических размерах канала центральная область фронта, обладающая ячеистой структурой, сокращается до нуля и детонация обрывается. При сверхкритических — сокращение поверхности этой области сменяется ее расширением. Наиболее определенно выявляются два механизма такого расширения. Первый из них — образование самоподдерживающейся поперечной ДВ, распространяющейся по слою ударно-сжатого газа вдоль фланга дифрагирующего фронта в направлении от центра. Такая волна инициирует в прилегающей области невозмущенной смеси пересжатый, постепенно ослабевающий косой фронт детонации. В случае затухания последнего процесс может повторяться. Второй механизм — зарождение на флангах дифрагирующего фронта новых поперечных волн, движущихся к центру, которые могут появляться в результате возникновения очагов самовоспламенения и взаимодействия с ними или другими неоднородностями затухающих встречных волн.

При критических размерах канала детонационная область исходного фронта сокращается практически до нуля, затем происходит восстановление детонационной структуры обычно по первому механизму при столкновении в ударно-сжатом слое (над вершиной исчезнувшего детонационного конуса) двух уже ослабленных новых поперечных волн, родившихся на разных флангах дифрагирующей волны, либо такой волны с одной из последних поперечных волн первоначального семейства.

Предложено несколько способов теоретической оценки величин d_*/a или h_*/a , дающих близкие к эксперименту результаты. Все они опираются на условие срыва воспламенения за выпуклым ударным фронтом, взятое в том или ином виде. Так, в [71, 123] используется условие критического спада температуры по радиусу, в [121, 122] — то же, вдоль искривленного ударного фронта, в [124, 125] — условие критической кривизны фронта квазистационарной одномерной детонационной волны. В последней работе для критического радиуса кривизны получено: $r_{кр} \approx \approx (3 \div 4)b$ для цилиндрического и $r_{кр} \approx (6 \div 8)b$ для сферического фронтов. В предположении, что состояние с критической кривизной соответствует области за точкой столкновения последних отраженных от краев канала поперечных волн ($r_{кр} \approx d_*$), получаемые значения $d_*/a \approx 1,6r_{кр}/b$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Прямое инициирование. В качестве средств прямого инициирования практически используются: взрыв заряда конденсированного взрывчатого вещества (КВВ), взрыв другой газовой смеси, электровзрыв проводочки, высоковольтная и лазерная искры.

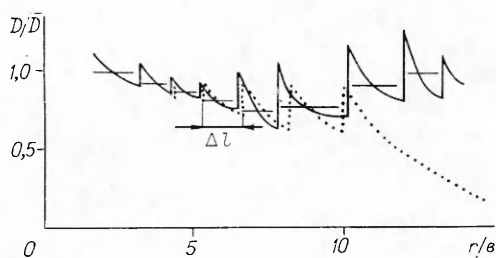


Рис. 6. Поведение скорости ДВ при иницировании.
Точки — затухание; линия — ооокритический режим.

Условия прямого иницирования характеризуются прежде всего критической (минимальной) энергией E_{*v} , которую необходимо ввести во взрывчатую газовую

смесь, чтобы создать в ней УВ, переходящую в самоподдерживающуюся детонацию. Индекс $v = 1, 2, 3$ обозначает плоскую, цилиндрическую и сферическую волну соответственно. Величина E_{*v} в общем случае зависит от распределений энерговыделения во времени и пространстве, которые в простейшем случае можно характеризовать эффективным временем Δt и размером ΔR области выделения энергии. На существенное влияние распределения энергии по пространству указывают, в частности, сравнительные данные по «выходу» детонации из круглого и кольцевого отверстий, приведенные в предыдущем разделе. Напомним, что характерными масштабами длины и времени для детонационного фронта, с которыми можно сравнивать ΔR и Δt , являются b или a и $t_n = b/D$.

Исследование временного фактора наиболее тщательно выполнено в работе [126] при цилиндрическом иницировании линейной электрической искрой смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ ($p_0 = 13$ кПа). Применением специальной электрической схемы прерывания тока установлено, что при периодическом разрядном токе в иницировании участвует только первая четверть периода. Условия «точности» ($\Delta R \leq b$) и «мгновенности» ($\Delta t \leq t_n$) заведомо выполняются при иницировании зарядами КВВ критической массы.

При $\Delta R < b$ и $\Delta t < t_n$ в общих чертах процесс иницирования развивается аналогично во всех случаях симметрии и для всех смесей. Рассмотрим его, опираясь на регистрации переменной скорости волны $D(r)$ (рис. 6) и ячеистой структуры ее фронта (рис. 7), полученные в ацетиленокислородной смеси при цилиндрическом иницировании электроразрядом в плоском зазоре в ооокритических условиях [80, 115, 127]. Начальная стадия протекает аналогично сильному взрыву в не реагирующем газе, параметры волны падают. Раньше, чем ее скорость снижается до значения скорости детонации смеси D_0 , на фронте появляются вначале мелкие, затем все укрупняющиеся ячейки. Одновременно спад скорости замедляется, появляются местные пульсации, связанные с ячеистой структурой. При $E_2 \geq E_{*2}$ средняя скорость на некотором радиусе проходит через минимум, а размер ячейки — через максимум, затем обе величины постепенно выходят на стационарные средние значения. Когда $E_2 \gg E_{*2}$, экстремумы D и b становятся незаметными.

Если $E_2 = E_{*2}$, возбужденная взрывом волна в области $r_{кр} = (5 \div 8)b$ проходит критическую стадию: зона горения отделяется от УВ [35, 102], ячеистая структура исчезает и сменяется квазиподномерной;

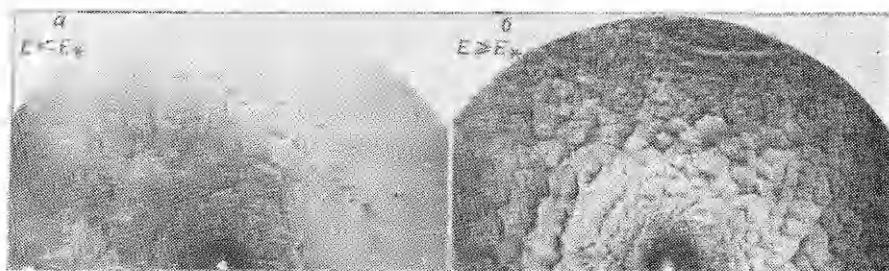


Рис. 7. Следовые отпечатки иницирования детонации.

адиабатическое воспламенение временно прекращается. Затем скорость переднего фронта скачком возрастает до $D > D_0$ и после нескольких колебаний выходит на режим, отвечающий установившейся ДВ; иногда наблюдаются два-три мощных колебания с глубокими провалами скорости. Шлирен-снимки показывают, что ускорение фронта начинается обычно с роста локальной выпуклости, распространяющейся затем на всю поверхность фронта, при этом в слое ударно-сжатого газа фиксируется поперечная ДВ [35]. Этот процесс прослеживается и на следовых отпечатках, аналогичных приведенным на рис. 7. Отмечались также случаи почти одновременного ускорения большого участка фронта.

Механизм реиницирования детонации после распада фронта в критической стадии принципиально не отличается от наблюдаемого в заключительной стадии ПГД или при восстановлении ДВ при выходе в объем пз канала критических размеров: детонация начинается в газе, сжатом УВ, в результате развития очага адиабатического воспламенения, обычно стимулированного волновыми возмущениями. При докритической энергии иницирования $E_2 < E_{*2}$ в некоторой точке $r < r_{кр}$ при $D < D_0$ происходит прекращение («срыв») воспламенения, ударная волна отрывается от пламени и постепенно затухает (пунктирная кривая на рис. 6).

Закономерности изменения скорости волны, аналогичные описанным, наблюдались в многочисленных экспериментах по сферическому иницированию смесей разного состава, в том числе, в крупномасштабных экспериментах, где использовался радиоинтерферометрический метод регистрации перемещения зоны воспламенения [128—130]. В сферическом случае ($\nu = 3$) волна проходит критическую стадию на расстоянии $r_{кр} \simeq (8 \div 12)b$ от центра. Для плоского случая ($\nu = 1$), по косвенным данным работы [131], где изучалось иницирование топливно-воздушных смесей листовым зарядом ВВ, $r_{кр} \simeq (2 \div 4)b$. В совокупности имеющиеся экспериментальные данные для всех случаев симметрии удовлетворяют приближенной формуле

$$r_{кр} \simeq (2 \div 4) \nu \cdot b. \quad (12)$$

Близкие к установившимся параметры детонации достигаются при $r \simeq \simeq 2r_{кр}$ [115, 127]. Величина минимальной скорости ударной волны D_{min} при критических условиях иницирования не обнаруживает явной зависимости от показателя симметрии ν , а также состава смеси и составляет $(0,5 \div 0,6)D_0$ [127—132]. Весьма низкая величина D_{min} не определяет, однако, критических задержек воспламенения в индукционной зоне за нестационарной волной: в момент достижения минимума скорости ударный фронт усиливается волной сжатия или ДВ, образовавшейся в глубине индукционной зоны в результате соударения «старых» ослабленных поперечных волн или самовоспламенения в частицах газа, пересекающих ударный фронт значительно раньше.

При иницировании детонации волной приблизительно постоянных параметров в ударной трубе [132], а также при электроискровом иницировании [126] в области $\Delta t \gtrsim 2t_n$ параметры УВ не имеют начального спадающего участка, следовательно, отсутствуют предварительные явления адиабатического воспламенения, зарождения поперечных волн и срыв воспламенения, остальные процессы протекают аналогично рассмотренным. Исследовано влияние формы электродов на иницирование электрической искрой; найдены условия, при которых цилиндрическое иницирование сменяется сферическим; возбуждение электровзрывом проволоочки и лазерной искрой не обнаруживает принципиальных отличий от электроискрового [102]. В случае лазерной искры для снижения порога пробоя в ацетиленокислородной смеси приходилось использовать твердую мишень (кончик металлической иглы). При этом критические энергии светового импульса оказались в несколько раз выше, чем при электроискровом иницировании [133]. Указанное различие можно объяснить потерями части энергии импульса в мишени и при отражении

Таблица 2

Критические энергии инициирования стехиометрических смесей

Смесь	$p_0, 10^5 \text{ Па}$	ν	Инициатор	$E_{*v}, \text{ Дж} \cdot \text{м}^{\nu-3}$	$\frac{(E_{*v}/p_0)^{1/\nu}}{d_*}$	Ссылка
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$	0,024	2	Взрыв провол.	270	3,8	[127]
	0,052	2	То же	100	3,7	[127]
	0,066	2	Искра	22	2,1	[133]
	0,13	2	»	11,5	2,3	[133]
	0,27	2	»	6,3	2,7	[133]
	0,4	2	»	4,5	2,9	[133]
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	0,5	2	Искра	300	1,8	[102]
	0,5	2	Взрыв провол.	460	2,3	[127]
$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{воздух}$	1	2	КВВ	$2,3 \cdot 10^4$	4,0	[115]
	1	3	»	$4,6 \cdot 10^3$	3,0	[130]
$\text{H}_2 + \text{воздух}$	1	3	КВВ	$4,6 \cdot 10^3$	1,8	[113]
	1	3	»	$6,3 \cdot 10^3$	2,0	[130]
$\text{C}_2\text{H}_4 + \text{воздух}$	1	3	КВВ	$4,4 \cdot 10^4$	1,7	[130]
$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{воздух}$	1	3	»	$1,6 \cdot 10^5$		[130]
$\text{C}_3\text{H}_8 + \text{воздух}$	1	3	»	$3,4 \cdot 10^5$	1,7	[130]
$\text{C}_4\text{H}_{10} + \text{воздух}$	1	3	»	$3,4 \cdot 10^5$		[130]
$\text{C}_4\text{H}_{10} + \text{воздух}$	1	3	»	$4,2 \cdot 10^5$		[130]
$\text{CH}_4 + \text{воздух}$	1	1	$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	10^{6*}	2,5 **	[132]
	1	1	КВВ	$\sim 10^6$		[131]
	1	3	»	$9 \cdot 10^7*$	2,4 **	[130]

* Экстраполяция по β для смесей $\text{CH}_4 + 2(\text{O}_2 + \beta\text{N}_2)$ и $\text{CH}_4 + \beta\text{C}_2\text{H}_6 + \text{воздух}$.** При $d_* - 13a = 4\text{м}$.

от области пробоя. Отметим также, что лазерный импульс, как обычно и электрический, имеет конечную спадающую часть. Вносит ли она вклад в процесс при малой длительности импульса, не всегда ясно. Очевидно, утверждение в [126], что инициирование осуществляется только нарастающей частью импульса, имеет ограниченную применимость, так как из него следует, в частности, вывод о невозможности инициирования прямоугольным импульсом любой энергии и длительности, если энергия в области его нарастания меньше E_* .

Экспериментально определенные E_{*v} часто встречающихся стехиометрических смесей приведены в табл. 2. За энергию инициирования зарядом КВВ принято произведение массы заряда на стандартную удельную теплоту взрыва, т. е. детонация заряда предполагается полной. В случае зарядов массой ~ 1 г и менее уверенности в полноте детонации нет, поэтому для ацетиленовоздушной смеси значение E_{*3} , вероятно, завышено. Для малых зарядов КВВ более объективный метод определения реализуемой энергии основан на сравнении $(r-t)$ -диаграмм возбуждаемых ими УВ в инертном газе с теоретическими для точечного взрыва [127, 132]. Для наиболее детонационно-стойкой метановоздушной смеси, несмотря на большой практический интерес к ней, прямые измерения E_{*3} не выполнены из-за слишком большого масштаба эксперимента (необходима регистрация сферического фронта до радиуса ~ 10 м). Зависимость энергии инициирования от соотношения окислитель — горючее имеет, как и аналогичная зависимость для a и d_* , U-образный характер с минимумом для стехиометрического или несколько переобогащенного состава [34].

Как показано в [90], для стехиометрических и бедных смесей

$$E_{*3} = A\lambda^3, \quad (13)$$

где $A \simeq \text{const}$. Рассматриваемое соотношение, как и (5) — (12), отражает существование приблизительного подобия в явлениях инициирования газовых смесей. Для богатых смесей, например C_2H_4 с воздухом, наблюдаются существенные отклонения от (13), т. е. подобие нарушается [34]. Формула (13) годится для априорной оценки энергий инициирования в смесях, где имеются данные для вычисления λ . Ее вид соответствует выводам работы [110]. Для независимого от опыта определения коэффициента A разработано несколько модельных подходов, часть которых рассмотрена в [134].

В основных чертах правильно отражает наблюдаемые закономерности инициирования одномерная замкнутая модель [80, 135]. Она постулирует распространение инициируемой ДВ как последовательное чередование двух процессов: 1) мгновенного сгорания ударно-сжатого слоя газа и соответствующего увеличения скорости фронта в моменты истечения индукционного периода на заднем краю слоя, 2) движения УВ без воспламенения с падающей скоростью, для описания которой используются скорректированные интерполяционные формулы из [94]. За критическую принимается минимальная энергия взрыва, при которой после срыва на любом расстоянии от центра, а фактически на определяемом в самой модели наиболее опасном «критическом», воспламенение происходит за конечное время. Обобщенные конечные выражения критических параметров имеют вид

$$E_{*v} \simeq 0,2 \left(\frac{E_a}{RT} \right)^v \rho_0 D_0^2 b^v, \quad r_v^* \simeq 0,2v \frac{E_a}{RT} b, \quad (14)$$

r_{*v} — точка критического «срыва», расположенная примерно в 3 раза ближе к центру, чем точка минимума скорости.

Критическая энергия инициирования всегда связана с некоторым радиусом волны, начиная с которого она способна к самоподдерживающемуся распространению. В [136, 137] эта связь находится из условия $D(r_*) = D_0$ при сильном точечном взрыве в реагирующем газе, а r_* оценивается из некоторого условия воспроизводства ячеистой структуры в расширяющемся фронте. В результате получены соотношения:

$$E_{*3} = \left(0,31 \frac{\rho u^2}{2} + 0,59 \frac{p}{\gamma - 1} - \rho_0 Q - \frac{p_0}{\gamma_0 - 1} \right) \cdot \frac{4}{3} \pi r_*^3, \quad (15)$$

$$r_* \simeq \frac{40}{\gamma - 1} D_0 \tau_0 \sigma_0,$$

где величины без индексов относятся к состоянию Чепмена — Жуге за стационарной волной.

В [125] используется связь E_{*v} с радиусом волны r_{\min} в минимуме скорости, аппроксимирующая результаты численных экспериментов в газочапельных системах и предполагаемая универсальной, а r_{\min} приравнивается найденному в работе минимальному радиусу кривизны для стационарной двухфронтной волны. Это позволило получить формулы для расчета E_* в цилиндрическом и сферическом случаях

$$E_{*v} = a_v p_0 r_0^v \approx a_v p_0 \left(\frac{8}{v} r_{\min} \right)^v,$$

$$r_{\min} \simeq 4 (\gamma - 1) \gamma^2 (\sigma_0 + 1/\sigma_0 - 2) \frac{E_a}{RT} \lambda, \quad (16)$$

где a_v — зависящий от γ и v коэффициент $\sim i$ из теории точечного взрыва [138]. Множитель $(\gamma - 1)$ в последнем выражении не позволяет рассчитывать E_{*1} , однако учет нестационарных эффектов должен приводить к замене $(\gamma - 1)$ на v [139] в соответствии с (12) и (14). При такой замене (16) с точностью до множителя a_v согласуется с соотношением

$$r_0 \equiv (E_{*v}/p_0)^{1/v} \simeq \text{const}, \quad (17)$$

полученным в [102] путем сравнения экспериментальных данных для разных ν . Когда известна энергия инициирования смеси для какого-либо одного случая симметрии, из (17) можно оценивать $E_{*\nu}$ при других ν .

Приведем также полученные в [139] с учетом результатов численного моделирования и после экстраполяции к нулевому размеру капель в газок капельной смеси выражение

$$E_{*\nu} \simeq a_\nu p_0 \left(\frac{150}{\sigma_0 \xi} b \right)^\nu, \quad \xi = 1 \div 2. \quad (18)$$

С учетом (5) его можно представить в наиболее простом виде

$$E_{*\nu} \simeq p_0 (B d_*)^\nu, \quad B = \frac{20}{\sigma_0 \xi}, \quad (19)$$

хорошо согласующемся с экспериментальными результатами (см. табл. 2).

На существование ячеистой структуры детонационного фронта непосредственно опирается модель инициирования [140, 141], из которой следует

$$E_{*1} \simeq n \cdot 0,4 \rho_0 D_0^2 b, \quad E_{*2} = 2,3 \rho_0 D_0^2 b^2, \quad E_{*3} \simeq 9 \rho_0 D_0^2 b^3. \quad (20)$$

Здесь учитывается энергия в области столкновения поперечных волн (3), инициирующая движение переднего фронта внутри одной ячейки, и критическое число ячеек на поверхности фронта, определявшееся на основе экспериментов по выходу детонации из щели или трубы. Коэффициент $n = 1$ или 2 при наличии поперечных волн в одной или двух взаимно перпендикулярных плоскостях движения соответственно. При мгновенном и неточечном источнике инициирования, когда $\Delta R + \bar{D} \Delta t > b$, предложено увеличивать $E_{*\nu}$ введением множителя $(\Delta R/b + \bar{D} \Delta t/b)^{\nu-1}$, учитывающего рост поверхности инициирующей волны. Возможное изменение d_*/a для разных смесей и давлений учтено при модификации этой модели в [115]:

$$E_{*\nu} \simeq 0,4 \rho_0 D_0^2 (d_*/a)^{\nu-1} b^\nu, \quad \nu = 2; 3. \quad (21)$$

В [34, 113] в качестве критерия инициирования сильным точечным взрывом принято равенство площадей фронта сферической ударной волны в момент снижения ее скорости до D_0 и фронта плоской ДВ в трубе диаметра d_* . При этом получено

$$E_{*3} = 4\pi I \rho_0 D_0^2 (d_*/4)^3 \simeq 50 \rho_0 D_0^2 b^3 \quad (22)$$

(коэффициент 50 получается, если $d_* = 13a = 8,5b$). В [134] показано, что соотношения (21), (22) наиболее точно описывают экспериментальные данные по сравнению с другими рассмотренными там моделями, которые в настоящем обзоре не приводятся.

Отметим, что модель [140, 141] единственная, в которой $E_{*\nu} \sim \dot{a}_*^{\nu-1}$, т. е. пропорциональна площади поверхности фронта критического радиуса. В настоящее время сравнительных экспериментальных данных для разных ν в одинаковых смесях недостаточно, чтобы сделать заключение, какая из зависимостей $E_{*\nu} \sim d_*^\nu$ или $E_{*\nu} \sim d_*^{\nu-1}$ более правильно описывает явления. Приведенные здесь различные модели и формулы дают одинаковые по порядку величины энергии инициирования.

Для практических оценок $E_{*\nu}$ можно рекомендовать наряду с (21), (22) формулу (19) со значениями $\xi = 1$ и $\dot{a}_* = 13a \simeq 8\sigma_0 \lambda = 8\sigma_0 D_0 \tau_0$.

При численном моделировании инициирования детонации в одномерной постановке (смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$) [142] правильно прослеживаются основные качественные характеристики явления. Однако при начальных условиях автоточечного взрыва энергии инициирования оказываются сильно завышенными. Причина этого лежит, скорее всего, в ограничениях одномерной модели и связана с неустойчивостью дето-

национного фронта. Переход к начальным условиям энерговыделения в конечной области (в смеси $H_2 + Cl_2$) позволил получить энергии иницирования одного порядка с экспериментальными [143].

6. Заключение

Несмотря на то что реальная структура детонационного фронта в газах всегда неоднородная (ячеистая или спиновая), одномерная теория дает хорошие предсказания не только скорости детонации, но и некоторых внутренних характеристик фронта, в частности, пика среднего действующего на стенки давления как в прямой, так и в отраженной волне. Из параметров волны, для которых заметны отклонения от величины, предсказываемых одномерной теорией, часть (например, параметр ψ) имеет тенденцию к сближению с теоретическими значениями при увеличении отношения d/a , другая часть (профили параметров, эффективная толщина фронта волны, расстояние до поверхности Чеммена — Жуге) существенно отличается от предсказаний одномерной теории, масштабы их изменения коррелируют с размерами ячеистой структуры фронта.

Существование неоднородной структуры резко меняет, перераспределяет всю макрокинетику химического превращения. Влияние структуры носит двойственный характер. С одной стороны, происходит сокращение эффективного времени индукции, начало реакции фактически переносится прямо на фронт волны, с другой — наличие неоднородностей приводит к увеличению длины зоны энерговыделения, которая оказывается на порядок больше рассчитываемой в одномерной теории. Вследствие этих причин профиль параметров из почти прямоугольного, соответствующего одномерной теории, становится треугольным (даже при больших энергиях активации).

Можно констатировать, что основные элементы неоднородной структуры установившихся ДВ, а также некоторые важные переходные явления, такие как выход из трубы в объем и прямое иницирование, на сегодня экспериментально изучены весьма детально. Теоретическое и численное описание иногда вполне адекватно наблюдениям, а иногда оставляет желать лучшего. В ряде ситуаций, как например с энергией иницирования, более эффективным остается пока описание на основе полуэмпирических моделей.

Среди проблем, остающихся актуальными, отметим следующие: стационарные и нестационарные режимы распространения пламен в промежуточной для классического горения и детонации области скоростей 10^1 — 10^3 м/с в каналах, в загроможденном пространстве и в свободном объеме; устойчивость спиновых и ячеистых ДВ в длинных трубах; пределы детонации, в частности спиновых и галолирующих режимов; влияние масштабных факторов на иницирование и распространение ДВ при больших взрывах; физические и химические процессы при взаимодействии ДВ со взвешенными частицами, препятствиями, стенками, в том числе применительно к вопросам взрывобезопасности и задачам технологических приложений газовой детонации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. ФГВ. 1969, 5, 3.
2. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
3. С. М. Когарко, Я. Б. Зельдович. Докл. АН СССР. 1948. 63. 526.
4. G. V. Kistiakowsky, P. H. Kidd. J. Chem. Phys., 1956, 25, 5.
5. R. E. Duff, T. Knight. Ibid., 25, 6.
6. D. R. White. Phys. Fluids, 1961, 4, 4.
7. D. H. Edwards, G. T. Williams, J. C. Breeze. J. Fluid Mech., 1959, 6, 4.
8. Р. И. Солоухин. ПТЭ, 1961, 3.
9. В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. Динамика сплошной среды. Вып. 9. Новосибирск, 1971.
10. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчиян, ФГВ. 1973, 9, 5.
11. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
12. А. А. Васильев. Канд. дис. ИГ СО АН СССР, 1974.

13. A. A. Vasiliev, T. P. Gavrilenko, M. P. Torchian. *Astron. Acta*, 1972, 17, 4—5.
14. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, В. В. Митрофанов и др. ФГВ, 1972, 8, 1.
15. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. Ударные волны в газах. М.: Наука, 1968.
16. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчян. ФГВ, 1973, 9, 2.
17. D. H. White. *Phys. Fluids*, 1961, 4, 4.
18. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
19. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1966, 2, 1.
20. М. Е. Топчян. Докт. дис. ИГ СО АН СССР, 1974.
21. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчян.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977, с. 461.
22. Дж. Эйзен, Р. Гросс, Т. Ривлин. Вопросы ракетной техники, 1961, 1.
23. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчян. ФГВ, 1977, 13, 3.
24. В. М. Васильев, А. И. Вольперт и др. ФГВ, 1960, 1, 3.
25. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчян, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1978, 14, 6.
26. Н. С. Астапов, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1984, 20, 1.
27. Ю. А. Николаев. ФГВ, 1978, 14, 4.
28. R. A. Strehlow, R. E. Maurer, S. Rajan. *AIAA J.*, 1969, 7, 2.
29. Ю. А. Николаев. ФГВ, 1979, 15, 3.
30. D. H. Edwards, T. G. Jones, V. Price. *J. Fluid Mech.*, 1963, 17, 1.
31. А. А. Васильев. ФГВ, 1975, 12, 3.
32. В. Розинг, Ю. Б. Харитон. Докл. АН СССР, 1939, 26, 360.
33. В. И. Манжалеи, В. В. Митрофанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
34. J. H. Lee. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 1984, 16, 311.
35. J. H. Lee, R. I. Soloukhin, A. K. Oppenheim. *Astr. Acta*, 1969, 14, 565.
36. А. А. Васильев. ФГВ, 1987, 23, 3.
37. P. Wolanski, C. M. Kauffman e. a. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. Canada, 1980.
38. N. Manson. C. Brochet e. a. 9-th Symp. (Intern.) on Combustion. USA, 1963.
39. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1981, 17, 1.
40. А. А. Васильев. ФГВ, 1982, 18, 3.
41. А. А. Васильев, В. А. Субботин. Динамика сплошной среды. Вып. 62. Новосибирск, 1983.
42. А. А. Васильев, Д. В. Зак. ФГВ, 1986, 22, 4.
43. М. Ф. Иванов, В. Е. Фортов, А. А. Борисов. ФГВ, 1981, 17, 3.
44. М. Ф. Иванов, В. П. Шебеко, А. Я. Корольченко. ФГВ, 1984, 19, 2.
45. К. П. Щелкин. Быстрое горение и детонация газов. М.: Оборонгиз, 1949.
46. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко. ПМТФ, 1960, 3.
47. Я. Б. Зельдович, А. А. Борисов и др. Докл. АН СССР, 1984, 279, 6.
48. Г. М. Мамонтов, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин.— В кн.: Детонация. Черно-головка, 1980, с. 106.
49. В. А. Субботин, А. Я. Кузнецова. Динамика сплошной среды. Вып. 68. Новосибирск, 1984.
50. J. H. Lee, R. Knystautas, A. Freiman. *Comb. Flame*, 1984, 56, 227.
51. J. H. Lee. *Progr. Astron. Aeron.*, 1985, 106, 3.
52. Я. Б. Зельдович, А. А. Борисов. Хим. физика, 1985, 4, 2.
53. А. А. Васильев. ФГВ, 1982, 18, 2.
54. C. W. Kaufman, Y. Chuanjun, J. A. Nicholls. 19-th Symp. (Intern.) on Combustion. Israel, 1982.
55. Г. А. Лямин, А. В. Пинаев. Докл. АН СССР, 1985, 283, 6.
56. Г. А. Лямин, А. В. Пинаев. ФГВ, 1986, 22, 5.
57. Г. А. Лямин, В. В. Митрофанов и др.— В кн.: Детонация и ударные волны. Черно-головка, 1986, с. 52.
58. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
59. В. И. Манжалеи, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.
60. В. И. Манжалеи, В. В. Митрофанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
61. R. A. Strehlow, C. D. Engel. *AIAA J.*, 1969, 7, 3.
62. J. C. Libouton, M. Dormal, P. J. Van Tiggelen. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion. Japan, 1974.
63. D. C. Bull, J. E. Elsworth e. a. *Comb. Flame*, 1982, 45, 7.
64. А. А. Борисов, С. А. Лобань. ФГВ, 1977, 13, 5.
65. А. А. Васильев, М. Е. Топчян, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
66. В. П. Манжалеи, В. А. Субботин, В. А. Щербаков.— В кн.: Детонация. Черно-головка, 1977, с. 45.
67. M. Dormal, J.-C. Libouton, P. J. Van Tiggelen. *Acta Astron.*, 1979, 6, 875.
68. R. A. Strehlow, A. A. Adamzyk, R. J. Stiles. *Astron. Acta*, 1972, 17, 509.
69. С. М. Когарко. Изв. АН СССР. ОХН, 1956, 4.
70. R. A. Strehlow, R. J. Salm. *Acta Astron.*, 1976, 3, 983.
71. В. В. Митрофанов, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5.
72. А. А. Васильев. ФГВ, 1985, 21, 2.
73. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. Нестационарные взаимодействия ударных и детонационных волн в газах. М.: Наука, 1986.
74. С. А. Губин, С. М. Когарко, В. Н. Михалкин. ФГВ, 1982, 18, 5.
75. G. O. Thomas, D. H. Edwards. *Progr. Astron. Aeron.*, 1985, 106, 144.
76. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черно-головка, 1977, с. 49.

77. Т. П. Гавриленко, Е. М. Прохоров. ФГВ, 1981, 17, 6.
78. В. И. Манжалей, В. А. Субботин. ФГВ, 1976, 12, 6.
79. В. И. Манжалей. ФГВ, 1979, 15, 4.
80. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1981, 17, 2.
81. J. J. Eggenbek. Phys. Fluids, 1964, 7, 5.
82. В. И. Манжалей. Канд. дис. ИГиЛ СО АН СССР, 1981.
83. E. A. Lundstrom, A. K. Oppenheim. Proc. Roy. Soc., 1969, A310, 463.
84. D. P. Edwards, G. Hooper. e. a. Astron. Acta, 1970, 15, 5/6.
85. R. A. Strehlow, A. J. Crooker. Acta Astron., 1974, 1, 3/4.
86. В. А. Субботин. ФГВ, 1976, 12, 3.
87. В. В. Митрофанов, В. А. Субботин.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977, с. 447.
88. В. А. Субботин. ФГВ, 1975, 11, 3.
89. В. А. Субботин. ФГВ, 1975, 11, 1.
90. Ч. Вестбрук, П. А. Уртьев. ФГВ, 1983, 19, 6.
91. R. A. Strehlow, F. D. Fernandes. Comb. Flame, 1965, 9, 109.
92. H. O. Barthele. Phys. Fluids, 1974, 17, 1547.
93. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
94. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1977, 13, 3.
95. В. Л. Малорян. Метод расчета элементов пульсационной структуры газовой детонации. Деп. в Укр. НИИИТИ № 3479-Ук85 Деп.
96. В. А. Даниленко, В. М. Кудинов. Всесоюз. конф. «Лаврентьевские чтения». Тез. докл. Новосибирск: ИГиЛ СО АН СССР, 1982, с. 67.
97. S. Taki, T. Fujiwara. AIAA J., 1978, 16, 93.
98. В. В. Марков. Докл. АН СССР, 1981, 252, 2.
99. K. Kailasanath, E. S. Oran e. a. Comb. Flame, 1985, 61, 199.
100. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М.: Физматгиз, 1963.
101. P. A. Urtiew, A. K. Oppenheim. Proc. Roy. Soc., 1966, A295, 13.
102. J. H. Lee. Ann. Rev. Phys. Chem., 1977, 28, 75.
103. Я. Б. Зельдович, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе и др. ПМТФ, 1970, 2.
104. Б. Е. Гельфанд, С. М. Фролов, А. Н. Поленов и др. Хим. физика, 1986, 5, 9.
105. С. М. Когарко, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин. НТГВ, 1965, 1, 2.
106. А. Г. Подгребенков, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1969, 184, 4.
107. G. Wagner, K. Dorge, D. Pangritz. Acta Astron., 1976, 3, 6.
108. В. А. Горев, С. Н. Мирошников. Хим. физика, 1982, 1, 6.
109. В. И. Макеев, Ю. А. Гостинцев и др. ФГВ, 1984, 20, 5.
110. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. П. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
111. D. H. Edwards, M. A. Nettleton, G. O. Thomas. J. Fluid Mech., 1979, 95, 79.
112. H. Matsui, J. H. Lee. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion. England, 1978.
113. J. H. Lee, R. Knystautas, G. M. Guirao.— In: Fuel-air explosions. Toronto, 1982.
114. Y. K. Liu, J. H. Lee, R. K. Knystautas. Comb. Flame, 1984, 56, 215.
115. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 9.
116. I. O. Moen, J. W. Wunk, S. A. Ward e. a. Progr. Astron. Aeron., 1984, 94, 55.
117. I. O. Moen, A. Sulmistras, G. O. Thomas e. a. Progr. Astron. Aeron., 1986, 106.
118. А. А. Васильев.— В кн.: Фундаментальные проблемы физики ударных волн. Черноголовка, 1987.
119. А. А. Васильев. Динамика сплошной среды. Вып. 78. Новосибирск, 1987.
120. Б. В. Войцеховский.— В кн.: Ученый совет по пароднохозяйственному использованию взрыва. Вып. 13. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1960.
121. D. H. Edwards, G. O. Thomas. Progr. Astron. Aeron., 1981, 75, 341.
122. V. V. Mitrofanov, V. A. Subbotin. 8-th ICGERS, Minsk, 1981: Book of abstracts.
123. R. I. Soloukhin. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion. France, 1968.
124. В. В. Митрофанов. Теория детонации. Новосибирск: НГУ, 1982.
125. В. В. Митрофанов. ФГВ, 1983, 19, 4.
126. R. Knystautas, J. H. Lee. Comb. Flame, 1976, 27, 221.
127. А. А. Васильев. ФГВ, 1983, 19, 1.
128. D. H. Edwards, G. Hooper, J. M. Morgan. Acta Astron., 1976, 3, 117.
129. D. Desbordes, Manson, J. Brossard. Progr. Astron. Aeron., 1981, 75.
130. D. C. Bull.— In: Fuel-air explosions. Toronto, 1982.
131. W. V. Benedick. Comb. Flame, 1979, 35, 87.
132. S. Ohyagi, T. Yoshihashi, Y. Harigaya. Progr. Astron. Aeron., 1984, 94, 3.
133. J. H. Lee, H. Matsui. Comb. Flame, 1977, 28, 61.
134. M. V. Benedick, C. M. Guirao e. a. Progr. Astron. Aeron., 1985, 106, 181.
135. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3; 16, 4.
136. К. Я. Трошин. Докл. АН СССР, 1979, 247, 4.
137. А. А. Борисов, В. М. Заманский и др. Хим. физика, 1986, 5, 12.
138. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
139. С. А. Ждан, В. В. Митрофанов. ФГВ, 1985, 21, 6.
140. А. А. Васильев. ФГВ, 1978, 14, 3.
141. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
142. В. А. Левин, В. В. Марков. ФГВ, 1975, 11, 4.
143. В. А. Левин, В. В. Марков, С. Ф. Осипкин. Хим. физика, 1984, 3, 4.