

# Иницирование воспламенения горючей газовой смеси в замкнутом объёме излучением мощного импульсного CO<sub>2</sub>-лазера

С.Ю.Казанцев, И.Г.Кононов, И.А.Косый, Н.А.Попов, Н.М.Тарасова, К.Н.Фирсов

*Представлены результаты экспериментов по иницированию воспламенения тройной газовой смеси CH<sub>4</sub>-O<sub>2</sub>-SF<sub>6</sub> в замкнутом объёме излучением мощного CO<sub>2</sub>-лазера. Показано, что пространственно неоднородный (в направлении лазерного пучка) нагрев газа лазерным излучением приводит к формированию быстрой волны горения, распространяющейся вдоль оси камеры и приводящей к «мгновенному» воспламенению. При пороговом значении энергии лазерного излучения 16.5 Дж быстрая волна горения трансформируется в детонационную волну, что вызывает взрыву и разрушение реакционной камеры.*

**Ключевые слова:** иницирование воспламенения, горючие газовые смеси, лазерный нагрев, детонационная волна, дефлаграционная волна.

## 1. Введение

Большой интерес к проблеме иницирования воспламенения горючих газовых смесей, наблюдаемый в последнее время (см., напр., недавно опубликованный обзор [1]), связан как с необходимостью удовлетворения запросов современной техники, так и с развитием фундаментальных исследований формирования, поддержания и распространения плазм.

Среди работ, посвящённых исследованию механизмов влияния плазмы на воспламенение горючих смесей, можно выделить две группы. В одной из них (см. [2]) исследуется характер возгорания объёма, целиком подвергнутого кратковременному воздействию газоразрядной плазмы, в работах другого направления [3–9] – характер влияния локализованной в относительно малом объёме плотной плазмы на процессы воспламенения окружающей (не охваченной разрядом) горючей газовой смеси. В этих работах в качестве локальных инициаторов воспламенения использовались мощные сильноточные скользящие поверхностные разряды [3, 4], микроволновые разряды [5, 6], лазерные искры на поверхности металла и диэлектрика [7], а также лазерные искры в свободном пространстве [8, 9]. Результаты экспериментов показали, что при использовании электрических разрядов с мощностью, существенно превышающей мощность обычных искровых воспламенителей (искровых «свечей»), характеры волн горения (волн дефлаграции) и волн, описываемых традиционной «тепловой» моделью, существенно различаются [10]. Кроме того, показано, что скорости волн горения ока-

зываются значительно выше  $V = V_n \rho_0 / \rho_h$  (где  $V_n$  – нормальная скорость волны горения,  $\rho_0$  и  $\rho_h$  – плотности газа до и после фронта волны горения), и заметно возрастают с ростом мощности и энергии, вкладываемых в разрядную область. К сожалению, в работах [3–9] не удалось выявить основные физико-химические процессы, определяющие свойства высокоскоростных волн горения.

Настоящая работа является продолжением исследований, выполненных в [3–9], с привлечением в качестве инициатора воспламенения горючих смесей излучения CO<sub>2</sub>-лазера. При этом постановка эксперимента такова, что процесс иницирования воспламенения определяется локальным нагревом газовой смеси с исключением, таким образом, ряда факторов, сопровождающих электрический разряд (например, реакций с участием заряженных частиц, а также возбуждающего окружающую среду УФ излучения). Кроме того, важной особенностью лазерного иницирования волны горения в свободном пространстве является отсутствие электродов и других элементов, необходимых для организации электрических разрядов. Это в свою очередь существенно влияет на характеристики газодинамических процессов, сопровождающих распространение волн горения при таких способах иницирования воспламенения.

Воздействие лазерного излучения на горючие смеси исследовалось в целом ряде работ (см., напр., [11–15]). Однако основное внимание в них уделялось изучению процесса воспламенения и поддержания устойчивого горения исследуемых смесей, иницируемых поглощением лазерного излучения. Вопрос о формировании волн горения и о скорости их распространения при этом оставался открытым.

Целью настоящей работы является исследование образования и распространения быстрых волн горения в горючих смесях, возбуждённых излучением мощного CO<sub>2</sub>-лазера, а также влияния заданного начального профиля температуры газа, формирующегося в результате этого воздействия, на характеристики волн горения.

С.Ю.Казанцев, И.Г.Кононов, И.А.Косый, Н.М.Тарасова, К.Н.Фирсов.  
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: taras@fpl.gpi.ru  
Н.А.Попов. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелятина при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 16 сентября 2011 г., после доработки 2 ноября 2011 г.

## 2. Экспериментальная установка и методика экспериментов

Схема эксперимента показана на рис.1. Цилиндрическая кварцевая камера 1 (внутренний диаметр 44 мм, длина 25 см) откачивалась до давления  $p \leq 0.1$  Торр и заполнялась горючей газовой смесью  $\text{CH}_4:\text{O}_2:\text{SF}_6 = 45:90:15$  с общим давлением  $P = 150$  Торр. Торцы камеры закрывались фланцами. Один из них был глухим металлическим, а на втором располагалось окно из  $\text{BaF}_2$ , через которое в камеру вводилось лазерное излучение. Перед окном устанавливались различные диафрагмы и калиброванные фильтры для ослабления лазерного излучения.

В экспериментах использовался импульсный электро-разрядный  $\text{CO}_2$ -лазер [16], работавший на линии P(20) ( $\lambda = 10.6$  мкм). Максимальная энергия излучения лазера в импульсе составляла 60 Дж при типичной для  $\text{CO}_2$ -лазеров с накачкой поперечным разрядом форме импульса излучения с длительностью  $\tau_{0,1} \approx 3$  мкс по уровню 0.1 [17]. Распределение энергии лазерного излучения в поперечном сечении пучка в зоне, выделенной диафрагмой, было близким к однородному.

Добавление в горючую газовую смесь небольшого количества  $\text{SF}_6$  (15 Торр), эффективно поглощающего излучение  $\text{CO}_2$ -лазера, позволяло нагревать газовую смесь. Температура газа и её распределение вдоль оси кюветы варьировались путём изменения плотности энергии лазерного излучения, падающего на газ. Как показывает анализ [17], время, за которое запасённая в колебательных степенях свободы молекул  $\text{SF}_6$  энергия перейдёт в тепло, составляет в условиях описываемого эксперимента менее 1 мкс. Таким образом, к моменту окончания лазерного импульса вся поглощённая газом энергия излучения полностью превращается в тепло. Распределение температуры газа вдоль оси кюветы, которое устанавливалось к моменту окончания лазерного импульса, определялось следующим образом. Снимались зависимости пропускания излучения  $\text{CO}_2$ -лазера газовыми ячейками с длиной поглощения 19 и 29 мм от плотности энергии излучения на входе в ячейку (аналогично [17]). В ячейки напускалась смесь  $\text{SF}_6:\text{CH}_4:\text{N}_2 = 30:45:90$  Торр. Возможность замены при измерениях горючей смеси  $\text{SF}_6\text{-CH}_4\text{-O}_2$  смесью  $\text{SF}_6\text{-CH}_4\text{-N}_2$  проверялась в отдельном эксперименте. Было установлено, что при парциальном давлении  $\text{N}_2$  или  $\text{O}_2$  до 200 Торр пропускание смесей  $\text{SF}_6\text{-N}_2$  и  $\text{SF}_6\text{-O}_2$  не отличается от пропускания  $\text{SF}_6$  (при том же, что и в

смеси, парциальном давлении). Измерения пропускания излучения ячейками с указанными выше длинами поглощения позволили получить зависимость энергии излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, поглощаемой слоем газовой смеси толщиной 10 мм, от плотности энергии падающего на этот слой излучения. Для получения распределения температуры по длине камеры весь объём газа вдоль оси разбивался на слои толщиной 10 мм, рассчитывалась энергия, поглощённая каждым из слоёв, и, аналогично [16], выполнялся расчёт температуры газа в слое. Данные о зависимости теплоёмкости от температуры были взяты из работы [18], процессы теплообмена между слоями газа и стенками газовой камеры не учитывались, поскольку время воздействия лазерного импульса относительно мало ( $\sim 3$  мкс).

Для анализа динамики воспламенения горючих смесей и распространения волн горения использовались: фотодиод ФД-25к, фотоэлектронные умножители ФЭУ-106 и скоростной фоторегистратор ФЭР-7, который позволяет фотографировать свечение из реактора в режиме непрерывной развёртки. Щель фоторегистратора располагалась вдоль оси цилиндрической камеры (ось  $z$ ). Для анализа свечения газа и временной эволюции интенсивности свечения в различных сечениях вдоль кварцевой трубки применялись соответственно спектрографы AvaSpec-2048 (AVANTES) и ФЭУ-106. Излучение газа из кварцевой трубки заводилось на входную щель спектрографа и ФЭУ с помощью световодов.

## 3. Результаты экспериментов

В процессе экспериментов было установлено, что для каждого значения диаметра диафрагмы, ограничивающей поперечный размер лазерного пучка перед входным окном реакционной камеры, существуют два значения пороговой плотности энергии излучения лазера ( $W_{1\text{thr}}$  и  $W_{2\text{thr}}$ ), при превышении которых происходит либо «невзрывное» воспламенение горючей смеси, либо воспламенение, сопровождающееся взрывом камеры (детонационный режим). Обоснование того, что во втором режиме воспламенения имеет место детонация, приводится ниже (см. разд.4). На рис.2 представлены фотографии свечения из камеры реактора, снятые с помощью фотоэлектрического регистратора ФЭР-7 в случае «невзрывного» воспламенения газовой смеси (рис.2,а) и в случае, когда воспламенение сопровождается детонацией и взрывом камеры (рис.2,б). Горизонтальная ось на фотографии является временной, вертикальная – пространственной. Характерные временные и пространственные масштабы приведены на рисунках. Момент времени  $t = 0$  соответствует появлению свечения в «поле зрения» фоторегистратора;  $\tau_1$  – временной промежуток, в течение которого регистрируется «первичная» волна, предшествующая объёмному воспламенению смеси в реакторе. Осциллограммы сигналов, регистрируемых фотоэлектронным умножителем в этих же двух случаях, приведены на рис.3.

На рис.4,а представлена типичная спектрограмма в интервале длин волн  $400 \leq \lambda \leq 800$  нм излучения горячей смеси (интегрального за время 1.2 мс с момента иницирования) для случая «невзрывного» воспламенения, которая представляет собой совокупность непрерывного и линейчатого спектров. Наиболее яркими в спектре являются линии излучения дублетов натрия и калия. Натрий и калий представляют собой примеси кварца, из которого

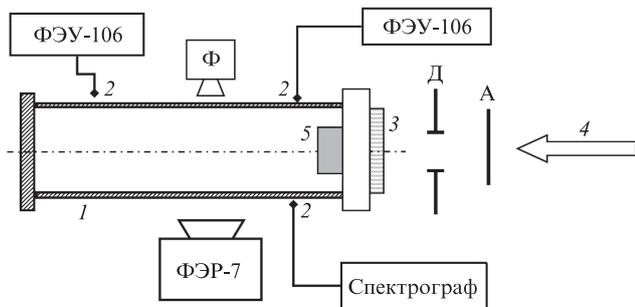


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – камера-реактор (кварцевая трубка); 2 – световоды; 3 – окно из  $\text{BaF}_2$ ; 4 – пучок  $\text{CO}_2$ -лазера; 5 – схематическое обозначение области газа с начальной температурой выше 1000 К; Ф – фотодиод; Д – круглая диафрагма; А – калиброванные ослабители лазерного излучения.

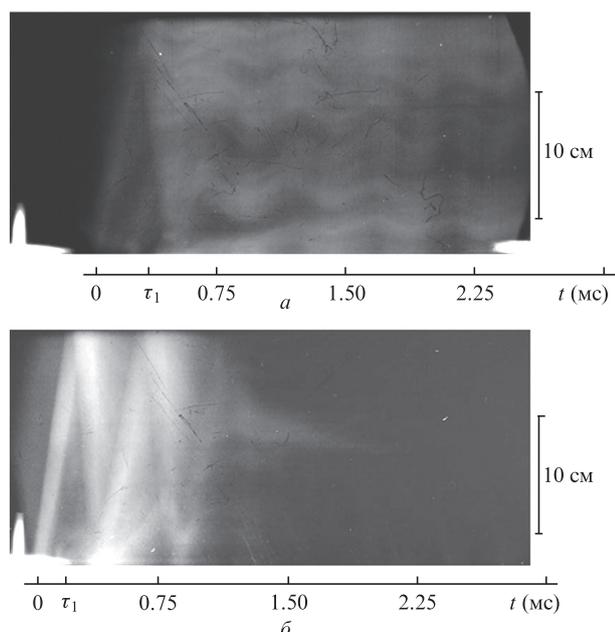


Рис.2. Фотографии свечения горячей метан-кислородной смеси, полученные с помощью фотоэлектронного регистратора. Диаметр диафрагмы перед входным окном 29 мм, плотность энергии лазерного излучения на входе в реактор  $\sim 1.6$  (а) и  $2.5$  Дж/см<sup>2</sup> (б).

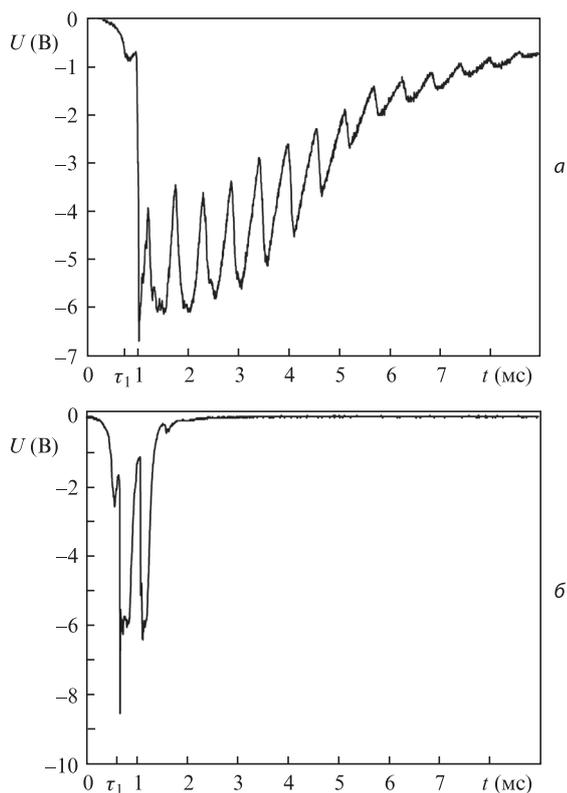


Рис.3. Осциллограммы сигнала с ФЭУ при  $W \approx 1.6$  (а) и  $2.5$  Дж/см<sup>2</sup> (б).

изготовлены стенки реактора. Спектральный интервал на рис.4,а не захватывает область, в которой располагается полоса излучения электронно-возбуждённых молекул ОН ( $A^2\Sigma^+$ ) (кант вблизи  $\lambda \approx 306$  нм), вносящая существенный вклад в интенсивность интегрального по спектру излучения, регистрируемого ФЭР-7 (рис.2) и ФЭУ (рис.3) [9]. Источники излучения, формирующие квазинепрерывную составляющую спектра, не идентифицированы. Однако

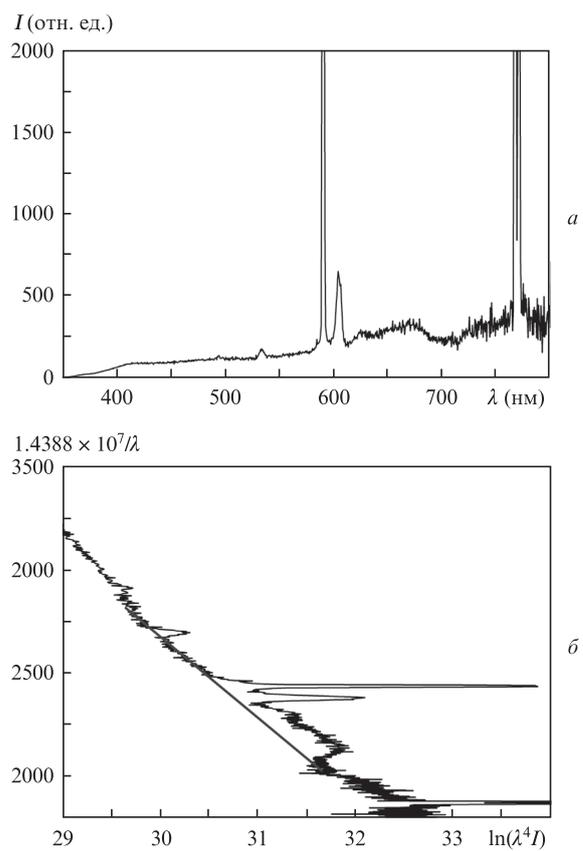


Рис.4. Спектральные характеристики излучения: характерный спектр излучения горячей метан-кислородной смеси (интегральный за время 1.2 мс с момента иницирования) (а) и этот же спектр в координатах  $x = \ln(\lambda^4)$  и  $y = 1.4388 \cdot 10^7/\lambda$ ;  $T_g = 4000$  К.

анализ показывает, что на определённых участках это излучение близко к планковскому и может быть использовано для определения температуры газа по методике, описанной в [19]. Результат обработки по такой методике регистрируемого спектра, представленный в координатах  $x = \ln(\lambda^4)$  и  $y = 1.4388 \cdot 10^7/\lambda$ , приведён на рис.4,б ( $I$  – число фотонов, регистрируемых на длине волны  $\lambda$ , измеренной в нанометрах). Полученная зависимость позволяет отождествить непрерывную составляющую спектра со спектром планковского излучения и оценить среднюю за время горения температуру газа как  $T_g \approx 4000$  К.

На рис.5 показано распределение температуры газовой смеси вдоль оси цилиндрической камеры, устанавливаемой сразу после окончания импульса CO<sub>2</sub>-лазера на стадии, предшествующей воспламенению смеси (расстояние отсчитывается от входного окна камеры). Расчёт выполнен для двух значений плотности энергии падающего на газ лазерного излучения, при которых возникали стабильное воспламенение ( $W = 1.6$  Дж/см<sup>2</sup>) или детонация горючей смеси ( $W = 2.5$  Дж/см<sup>2</sup>); диаметр круглой диафрагмы, установленной перед входным окном, был равен 29 мм. Как видно из рис.5, излучением лазера газ прогревается на значительное расстояние от входного окна камеры.

При изменении диаметра диафрагмы в пределах 18–32 мм пороговые значения плотности энергии излучения  $W_{1thr}$  и  $W_{2thr}$ , при превышении которых реализуется «невзрывное» воспламенение горючей смеси или воспламенение со взрывом соответственно, изменялись приблизительно обратно пропорционально площади диафрагмы,

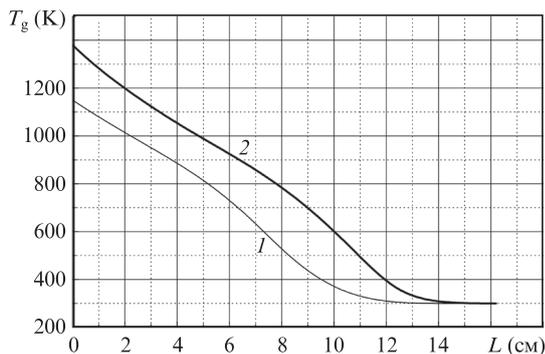


Рис.5. Распределение по координате  $L$  (вдоль оси камеры реактора) газовой температуры  $T_g$  в момент окончания лазерного импульса для плотностей энергии излучения  $\text{CO}_2$ -лазера 1.6 (1) и 2.5 Дж/см<sup>2</sup> (2).

т. е. пороговые значения энергии лазерного излучения  $E_{1\text{thr}}$  и  $E_{2\text{thr}}$ , определяющие реализацию указанных режимов воспламенения смеси, не зависят от диаметра диафрагмы. В настоящих экспериментах получены  $E_{1\text{thr}} = 10.5$  Дж и  $E_{2\text{thr}} = 16.5$  Дж. Таким образом, возможность воспламенения горючей смеси определяется (как и в работе [20]) энергией иницирования.

#### 4. Обсуждение результатов

Иницирование воспламенения находящейся в замкнутом объёме смеси  $\text{CH}_4\text{-O}_2\text{-SF}_6$  при нагреве импульсным  $\text{CO}_2$ -лазером протекает, как следует из описанного выше эксперимента, в основном в рамках тех же закономерностей, которые были обнаружены ранее в экспериментах с использованием других инициаторов: сильноточных скользящих поверхностных разрядов [3, 4], микроволновых разрядов [5, 6], лазерной искры на поверхности и в свободном пространстве [7, 9]. Быстрый прогрев до 1200–1400 К слоя газа на входе реактора лазерным излучением сопровождается волной относительно слабого свечения («первичной» волной), распространяющейся от инициатора вдоль оси камеры. Скорость этой волны близка к  $V \approx 10^5$  см/с, что существенно превышает скорость дефлаграционной волны в стехиометрической смеси  $\text{CH}_4\text{-O}_2$ , и сравнима со скоростью детонационной волны (согласно [10] видимая скорость волны горения метан-кислородной смеси, распространение которой определяется диффузионно-теплопроводным механизмом, не превышает  $4 \times 10^3$  см/с).

Спустя время, достаточное для того, чтобы «первичная» волна «пробежала» всю реакционную камеру, в последней во всём объёме наблюдается яркая вспышка, характеризующая развитие процессов быстрого («взрывного») горения. Время воспламенения горючей смеси  $\tau_{\text{ign}}$  отсчитывается от момента воздействия лазерного импульса до момента достижения максимума интенсивности свечения, фиксируемого ФЭУ (рис.3). Аксиальная скорость распространения волны горения в настоящем эксперименте определялась на основе  $x-t$ -зависимостей положения фронта свечения на скоростных фотографиях, аналогичных приведённым на рис.2.

В работе [21] численными методами исследовалось воспламенение метан-кислородной смеси при  $P_0 = 1.65$  атм в трубке длиной 32 мм и радиусом 5 мм. Постановка задачи – формирование быстрой волны горения локализованной в пространстве источником тепловыделения – была

близка к условиям наших экспериментов, и результаты расчётов [21] качественно согласуются с полученными нами данными. В частности отмечается формирование быстрой волны горения (скорость которой достигала  $2 \times 10^4$  см/с), что связано с интенсивно протекающими газодинамическими процессами, инициированными тепловыделением в замкнутом объёме. Следует отметить, что в расчётах [21] начальная температура газа в области иницирования воспламенения была равна 4000 К, в то время как в наших экспериментах начальная температура  $T_g$ , как уже отмечалось, не превышала 1400 К. Наблюдаемые в эксперименте времена воспламенения  $\tau_{\text{ign}} \leq 500\text{--}600$  мкс являются достаточно малыми для метан-кислородных смесей (при  $T_g \leq 1400$  К и давлении 200 Тор время воспламенения стехиометрической  $\text{CH}_4\text{-O}_2$ -смеси превышает 6 мс [22]). Однако в рассматриваемых условиях следует учитывать наличие в горючей смеси добавок  $\text{SF}_6$  и возможную диссоциацию этих молекул излучением  $\text{CO}_2$ -лазера. В работе [23] приведены результаты измерений времён индукции смеси  $\text{CH}_4:\text{O}_2:\text{SF}_6 = 7:14:1$  при  $P = 100$  Тор, возбуждаемой двумя последовательными импульсами  $\text{CO}_2$ -лазера. Первый импульс обеспечивал нагрев смеси, а второй – её воспламенение. Показано, что при начальной температуре  $T_g = 1400\text{--}1430$  К время воспламенения рассматриваемой смеси составляет 200–600 мкс (в зависимости от степени нагрева газа в первом импульсе), что согласуется с результатами наших измерений. Время индукции определялось как время между окончанием второго лазерного импульса и вспышкой свечения, фиксируемого ФЭУ из зоны действия этого импульса. Кроме того, на основании сравнения времён индукции для вторичных импульсов с одинаковой плотностью энергии излучения, но различной длительностью воздействия сделан вывод о возможном влиянии на воспламенение данной смеси нарабатываемых лазером химически активных частиц.

Одним из наиболее интересных результатов, полученных в настоящем эксперименте и не проявившихся столь очевидно в предшествующих работах [3–9] с другими системами электроразрядной и лазерной инициации, является выход формирующейся волны горения на детонационный режим, происходящий при превышении порогового значения энергии лазерного излучения. Как уже отмечалось, скорость формирующейся в рассматриваемых условиях волны горения ( $V \approx 10^5$  см/с) заметно превышает скорость звука, что согласно существующим представлениям [24–31] создаёт предпосылки для перехода дефлаграционной волны в детонационную (Deflagration-to-Detonation Transition, DDT). Этот переход регистрируется по существенному уменьшению длительности свечения горючей смеси и повышению интенсивности этого свечения (см. рис.2,б и рис.3,б), а также по разрушению камеры реактора. Согласно специально проведённым исследованиям, при начальном давлении смеси  $P_0 \leq 200$  Тор для разрушения кварцевого реактора необходимо обеспечить быстрый подъём давления примерно в 80–100 раз. В рассматриваемых условиях только детонационная волна может, на наш взгляд, обеспечить столь быстрый и интенсивный подъём давления, поскольку такой его скачок возможен на фронте ударной волны с числом Маха  $M \geq 7$  и не может быть реализован при адиабатическом нагреве газа. Выход на детонацию при относительно малом энергокладе в область иницирования (менее 20 Дж) представляется явлением достаточно необычным и труднодостижимым [26].

Физике явления перехода горения в детонацию посвящено значительное число теоретических исследований (см., напр., [27–32]) и экспериментов (см. [33, 34]). Основу представленных в [27–32] моделей составляют различные механизмы ускорения волны горения до скоростей, превышающих скорость звука, с последующим быстрым переходом волны горения в детонационную.

Среди рассматриваемых в литературе механизмов ускорения дефлаграционных волн, имеющих в момент зарождения скорости, значительно меньшие звуковых, можно отметить следующие. Прежде всего это механизм формирования быстрой волны горения в газовой среде с аксиальным градиентом температуры. Эта модель, предложенная Я.Б.Зельдовичем и др. [27] и нашедшая развитие в численных расчётах [28], предсказывает формирование волн горения, имеющих характер «фазовых» волн, которые при определённом распределении газовой температуры могут приобретать скорость, превышающую скорость звука. В работах [30, 31] в качестве механизмов, определяющих ускорение дефлаграционных волн в цилиндрической камере, рассмотрены процессы, развивающиеся в пристеночной области и способствующие увеличению поверхности фронта волны горения и связанного с этим ускорения. Наконец, в [29, 32] указывается на существенную роль ударных волн, формируемых в области иницирования воспламенения, отражение которых от стенок и многократное взаимодействие с зоной горения приводит к ускорению дефлаграционной волны до скоростей, которые могут превышать скорость звука.

Эксперименты, поставленные с целью исследования процесса перехода горения в детонацию, основанного на градиентном механизме Я.Б.Зельдовича [27], нам не известны. Отсутствие их может быть связано с трудностями, заключающимися в необходимости формирования в горючей газовой среде профиля температуры газа с заданными параметрами. С этой точки зрения описанная в настоящей работе схема может быть рассмотрена как одна из весьма немногих возможностей экспериментальной проверки механизма Зельдовича перехода горения в детонацию. Аксиальный градиент начальной температуры, в принципе, здесь может меняться в достаточно широких пределах за счёт варьирования содержания SF<sub>6</sub>, поглощающего излучение CO<sub>2</sub>-лазера. Однако в обсуждаемом эксперименте используется лишь один состав рабочего газа и соответствующие ему распределения начальной температуры, представленные на рис.5. Если исходить из этого распределения, то фазовая скорость дефлаграционной волны, которую можно оценить как  $v_{\text{def}} \approx \partial z / \partial \tau_{\text{ind}}$  (где  $z$  – аксиальная координата, а  $\tau_{\text{ind}}$  – время индукции при данном значении  $T(z)$ ), оказывается равным  $\sim 10^2$  см/с, что существенно меньше наблюдаемой в эксперименте.

Следует заметить, что в модели Зельдовича [27] речь должна идти, строго говоря, не о градиенте температуры, а о градиенте времени индукции горючих смесей. Этот градиент может формироваться как в зависимости от профиля температуры газа, так и от профиля концентрации химически активных частиц. Именно этот случай и был реализован в наших экспериментах, поскольку в случае воздействия излучения мощного CO<sub>2</sub>-лазера на метан-кислородные смеси с добавками SF<sub>6</sub> происходит не только нагрев этих смесей, но и диссоциация SF<sub>6</sub>, приводящая, как уже отмечалось, к наработке химически активных радикалов.

Наиболее близким к описанным в настоящей работе (а также в работах [3–9]) экспериментам представляется

механизм ускорения дефлаграционной волны, рассмотренный в [29–32] и связанный с сильными газодинамическими возмущениями, сопровождающими электроразрядную или лазерную инициацию воспламенения газовой смеси. Признавая очевидную необходимость получения экспериментальных данных, уточняющих механизм ускорения дефлаграционных волн, ещё раз отметим факт получения в настоящей работе высоких скоростей волны горения на весьма малых (от нескольких до десяти сантиметров) удалениях от места иницирования воспламенения. При этом, сопоставляя настоящие эксперименты с предшествующими [3–9], можно утверждать, что при использовании излучения CO<sub>2</sub>-лазера достигнуты наибольшие скорости волны горения ( $\sim 10^5$  см/с) на наименьших расстояниях от области иницирования. Полученный в настоящем эксперименте результат – формирование детонационной волны – вполне соответствует заложенному в модели DDT требованию выхода скоростей первоначально медленной дефлаграционной волны на сверхзвуковые значения.

В заключение обратим внимание на то, что предшествующие объёмному воспламенению волны слабого свечения можно определять как дефлаграционные достаточно условно. На самом деле это волны, к которым применимо более адекватное определение, данное в [3–9], а именно, волны «неполного сгорания». Однако уже на этой стадии температура за фронтом волны «неполного сгорания» достигает 1500–2000 К [22], что заметно ниже температуры сгорания стехиометрической метан-кислородной смеси, но, по-видимому, вполне достаточно для перехода горения в детонацию.

## 5. Выводы

В проведённых экспериментах осуществлён поджиг горючей газовой смеси (CH<sub>4</sub>–O<sub>2</sub>–SF<sub>6</sub>) излучением CO<sub>2</sub>-лазера. Как и в предшествующих работах с мощной электроразрядной инициацией, обнаружена быстрая волна «неполного сгорания», распространяющаяся от места иницирования в глубину камеры и приводящая в итоге к объёмному воспламенению газовой смеси в реакторе. Скорость этой волны превышает скорость звука, что создаёт предпосылки для её трансформации в волну детонации. При пороговом значении энергии излучения CO<sub>2</sub>-лазера  $E_{2\text{thr}} = 16.5$  Дж происходит переход дефлаграционной волны в детонационную, что, в частности, регистрируется по взрыву и разрушению камеры реактора. Таким образом, в эксперименте продемонстрирована возможность реализации процесса перехода горения в детонацию при относительно малом (по сравнению с порогом DDT [26]) энергокладе в область иницирования воспламенения (менее или равно 20 Дж).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 11-02-00465) и Программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы механики взаимодействий в технических и природных системах».

1. Starikovskaya S.M. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **39**, R265 (2006).
2. Starikovskii A.Yu. *Proc. Combust. Inst.*, **30**, 2405 (2005).
3. Kossyi I.A., Silakov V.P., Tarasova N.M. *Plasma Phys. Reports*, **27** (8), 715 (2001).
4. Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Misakyan M.A., Silakov V.P., Tarasova N.M., Temchin S.M. *J. Thermophys. Heat Transfer*, **16** (3), 450 (2002).
5. Berezhetskaya N.K., Gritsinin S.I., Kop'ev V.A., Kossyi I.A., Popov N.A., Silakov V.P., Van Wie D. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting. AIAA 2005-0991* (Reno, Nevada, 2005).

6. Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Копьёв В.А., Косый И.А., Van Wie D. *Физика плазмы*, **31** (10), 954 (2005).
7. Косый И.А., Силаков В.П., Тарасова Н.М., Ван Д. Ви. *Физика плазмы*, **32** (4), 382 (2006).
8. Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kosyi I.A., Tarasova N.M., Firsov K.N., in *Nonequilibrium Phenomena. Plasma, Combustion, Atmosphere* (NEPCAP-2009). Eds G.D.Roy, S.M.Frolov, A.M.Starik (Moscow: Torus Press, 2009, p. 208).
9. Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Косый И.А., Тарасова Н.М., Фирсов К.Н. *Физика плазмы*, **35** (3), 281 (2009).
10. Соколик А.С. *Самовоспламенение, пламя и детонация в газах* (М: изд-во АН СССР, 1960).
11. Lucas D., Dunn-Rankin D., Hom K., Brown N.J. *Combust. Flame*, **69**, 171 (1987).
12. Lavid M., Nachshon Y., Gulati S.K., Stevens J.G. *Combust. Sci. Technol.*, **96**, 231 (1994).
13. Chou M-S., Zukowski T.J. *Combust. Flame*, **87**, 191 (1991).
14. Starikovskaja S.M., Anikin N.B., Kosarev I.N., Popov N.A., Starikovskii A.Yu. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibition. AIAA 2006-0616* (Reno, Nevada, 2006).
15. Третьяков П.А., Воронцов С.С., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Смирнов А.Л., Тупикин А.В. *Докл. РАН*, **385** (5), 618(2002).
16. Белевцев А.А., Фирсов К.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г. *Квантовая электроника*, **36**, 646 (2006).
17. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *Appl. Phys. B*, **82**, 455 (2006).
18. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. *Физические величины: справочник* (М.: Энергониздат, 1991).
19. Копьёв В.А., Косый И.А., Магунов А.Н., Тарасова Н.М. *ПТЭ*, № 4, 69 (2006).
20. Братов В.А., Исаков Л.М., Петров Ю.В. *Докл. РАН*, **422**, 612 (2008).
21. Babushenko D.I., Goukov O.V., Korchenov V.I., Smirnov V.V., Stelmach O.M., Titova N.S., Starik A.M., in *Nonequilibrium Phenomena. Plasma, Combustion, Atmosphere* (NEPCAP-2009). Eds G.D.Roy, S.M.Frolov, A.M.Starik (Moscow: Torus Press, 2009, p. 294).
22. Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Копьёв В.А., Косый И.А., Кулешов П.С., Попов Н.А., Старик А.М., Тарасова Н.М. *Физика плазмы*, **35** (6), 520 (2009).
23. Hill R.A. *Appl. Opt.*, **20**, 2239 (1981).
24. Liberman M. *Introduction to Physics and Chemistry of Combustion* (Berlin: Springer-Verlag, 2008).
25. Roy G.D., Frolov S.M., Borisov A.A., Netzer D.W. *Prog. Energy Combust. Sci.*, **30**, 545 (2004).
26. Васильев А.А. *Физика горения и взрыва*, **42** (2), 91 (2006).
27. Зельдович Я.Б., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М., Сивашинский Г.И. *Журн. прикл. мех. и техн. физ.*, **11** (2), 76 (1970).
28. Kapila A.K., Schwendeman D.W., Quirk J.J., Hawa T. *Combust. Theory and Modelling*, **6** (4), 553 (2002).
29. Kessler D.A., Gamezo V.N., Oran E.S. *Combust. Flame*, **157**, 2063 (2010).
30. Kuznetsov M., Alekseev V., Matsukov I., Dorofeev S. *Shock Waves*, **14** (3), 205 (2005).
31. Liberman M.A., Kuznetsov M., Ivanov A., Matsukov I. *Phys. Lett.*, **A373**, 501 (2009).
32. Гуськов О.В., Копчёнов В.И., Титова Н.С., Старик А.М. *Авиадвигатели XXI века. Материалы конф.* (М.: ЦИАМ, 2010, с. 1452).
33. Rakitin A.E., Starikovskii A.Yu. *22nd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems* (Minsk, 27-31 July, 2009).
34. Smirnov N.N., Tyurnikov M.V. *Combust. Flame*, **100**, 661 (1995).