

УДК 533.6.011:536.46

© 2005 г. Б. И. ЛУХОВИЦКИЙ, А. М. СТАРИК, Н. С. ТИТОВА

**ОБ ИНИЦИИРОВАНИИ ГОРЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ
ВОДОРОДОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ ИЗЛУЧЕНИЕМ CO₂-ЛАЗЕРА**

Проанализированы особенности кинетики инициирования горения смеси H₂/воздух в сверхзвуковом потоке за фронтом наклонной ударной волны при возбуждении асимметричных колебаний молекул O₃, специально введенных в первоначальную смесь в небольшом количестве (<1%), излучением с длиной волны 9.7 мкм. Показано, что такое возбуждение приводит к интенсификации цепных реакций и позволяет организовать горение на небольших (порядка 1 м) расстояниях от фронта даже относительно слабых ударных волн при малых значениях поглощенной газом энергии лазерного излучения. Такой способ инициирования горения в сверхзвуковом потоке в 10–100 раз эффективнее теплового метода воздействия.

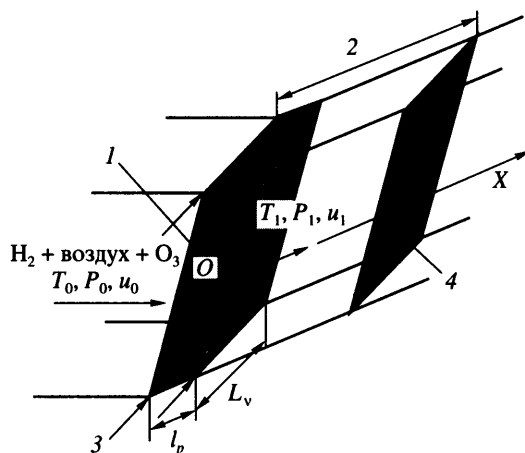
Ключевые слова: воспламенение, сверхзвуковой поток, резонансное излучение, цепные реакции.

В последние годы значительное внимание уделяется исследованию процессов воспламенения и стабилизации горения в сверхзвуковом потоке [1–7]. Обусловлено это перспективой создания новых двигателей для высокоскоростных летательных аппаратов.

Одним из ключевых вопросов в данной проблеме является сокращение длин зон индукции и энерговыделения при организации горения. В настоящее время рассматривается несколько подходов к решению этой задачи. Прежде всего, это чисто газодинамический метод, в основе которого лежит создание в потоке областей с повышенной температурой и пониженной скоростью газа за плохо обтекаемыми телами (стабилизаторами), за которыми реализуется самовоспламенение горючей смеси. Этот метод характеризуется значительными потерями, низкой эффективностью и возможным срывом горения при изменении параметров потока.

Другой способ организации горения в сверхзвуковом потоке основан на инициировании наклонной ударной волны, увеличение температуры и давления за которой приводит к воспламенению смеси и реализации детонационного режима горения. Однако и в этом случае для реализации воспламенения смеси на приемлемых расстояниях от фронта (1–2 м) необходимо, чтобы интенсивность ударной волны была достаточно велика, что не всегда возможно в реальности. При небольших углах наклона фронта к вектору скорости набегающего потока ($\beta < 35^\circ$) и значительных скоростях газа (число Маха $M_0 = 5–7$) не удастся воспламенить даже водородовоздушную смесь на расстояниях менее 10 м.

Весьма эффективный метод сокращения длин зон индукции и энерговыделения – интенсификация цепных реакций при возбуждении колебательных или электронных степеней свободы реагентов [8–10]. Такое возбуждение в сверхзвуковом потоке удобно проводить резонансным лазерным излучением. В [10] было показано, что возбуждение молекул O₂ в состояния $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ излучением с длиной волны $\lambda_l = 1.268$ мкм или 762 нм перед фронтом ударной волны приводит даже при небольшой энергии излучения, поглощенной одной молекулой O₂, к значительному (в 10–100 раз) сокращению длины зоны индукции. Это позволяет получить устойчивое горение в сверхзвуковом потоке



Фиг. 1. Схема течения при инициировании горения в сверхзвуковом потоке лазерным излучением с $\lambda_l \approx 9.7$ мкм: 1–4 – фронт ударной волны, зона индукции, лазерное излучение, фронт горения

смеси $\text{H}_2 + \text{воздух}$ на расстояниях 1–2 м при низкой температуре (600–700 К) и давлении (10^4 – 10^5 Па) газа за фронтом наклонной ударной волны. Однако в настоящее время источники излучения такого спектрального диапазона (диодные лазеры) не могут обеспечить требуемой мощности. Поэтому весьма важной задачей является поиск путей применения обычных CO_2 - или CO -лазеров, генерирующих излучение ИК-диапазона, для интенсификации цепных реакций в реагирующих потоках. Излучение ИК-диапазона поглощается на колебательно-вращательных переходах трехатомных дипольных молекул (H_2O , O_3 , N_2O) и вызывает возбуждение их молекулярных колебаний. Так, например, поглощение излучения CO_2 -лазера с длиной волны $\lambda_l \approx 9.7$ мкм молекулами O_3 приводит к возбуждению асимметричных колебаний этих молекул [11]. Это позволяет надеяться на возможность активного влияния на процесс горения в сверхзвуковом потоке путем воздействия ИК-излучения на смесь, содержащую эти молекулы.

Цель данной работы – анализ возможности интенсификации процессов воспламенения и горения смеси $\text{H}_2 + \text{воздух} + \text{O}_3$ в сверхзвуковом потоке при возбуждении колебаний молекул O_3 излучением CO_2 -лазера.

1. Постановка задачи и основные допущения. Анализ проведем для схемы течения со стационарной ударной волной, изображенной на фиг. 1. Здесь на однородную смесь газов $\text{H}_2 + \text{воздух} + \text{O}_3$, движущуюся со сверхзвуковой скоростью, за фронтом ударной волны действует излучение постоянной интенсивности I_0 на некотором интервале длиной l_p . Частота этого излучения ν_l резонансна частоте колебательно-вращательного перехода в молекуле O_3 $000(J'_{K'_a K'_c}) \rightarrow 001(J''_{K''_a K''_c})$, где J , K'_a , K'_c и J'' , K''_a , K''_c – вращательные квантовые числа в основном (000) и в возбужденном (001) колебательных состояниях молекулы O_3 (J определяет величину полного углового момента, а K_a и K_c – его проекции на ось вытянутого и сплюсненного симметричного волчка). Напомним, что молекула O_3 обладает тремя типами колебаний: симметричным, деформационным и асимметричным. Частоты этих колебаний соответственно $\nu_1 = 1103.15$, $\nu_2 = 700.95$, $\nu_3 = 1042.1$ см^{-1} .

Будем рассматривать случаи, когда $\tau_l \gg \tau_r, \tau_r, \tau_{VV}$, где τ_l – время индуцированных переходов, τ_r и τ_r – время поступательной и вращательной релаксации, а τ_{VV} – время внутримодового колебательно-колебательного обмена. Для большинства молекул $\tau_r \leq \tau_r < \tau_{VV}$. При этом можно полагать, что вращательные и поступательные степени свободы находятся в термодинамическом равновесии, а внутри каждой моды существует локальное больцмановское распределение со своей колебательной температурой T_ξ ($\xi = 1, \dots, n$, где n – число типов колебаний, как в исходных, так и в образующихся в результате протекания химических реакций молекулах).

Уравнения, описывающие течение реагирующего газа за фронтом ударной волны вдоль оси X , направление которой совпадает с вектором скорости газа, можно представить в виде

$$\frac{d\rho u}{dx} = 0, \quad u \frac{du}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} = 0$$

$$\frac{dH}{dx} + \sum_{i=1}^S \frac{de_v^i}{dx} + u \frac{du}{dx} = \frac{k_v I_0}{\rho u}$$

$$u \frac{d\gamma_i}{dx} = G_i - \gamma_i \sum_{j=1}^{M_1} G_j$$

$$u \frac{d\varepsilon_\xi}{dx} = Q_v^\xi + Q_{ch}^\xi + Q_l^\xi$$

$$H = \frac{1}{\mu} \sum_{i=1}^{M_1} h_{0i} \gamma_i + \frac{R}{\mu} T \left[\frac{5}{2} + \sum_{i=1}^L \gamma_i + \frac{3}{2} \sum_{i=L+1}^S \gamma_i \right], \quad P = \frac{\rho RT}{\mu} \tag{1.1}$$

$$G_i = \sum_{q=1}^{M_2} S_{iq}, \quad S_{iq} = \frac{\alpha_{iq}^- - \alpha_{iq}^+}{N} [R_q^+ - R_q^-], \quad R_q^{+(-)} = k_{+(-)q} \prod_{j=1}^{n_q^{+(-)}} N_j^{\alpha_{jq}^{+(-)}}$$

$$e_v^i = \gamma_i \frac{Rh}{\mu K} \sum_{\xi=1}^{Z_i} v_{i\xi} \varepsilon_{i\xi}, \quad \varepsilon_\xi = \frac{g_\xi y_\xi}{1 - y_\xi}, \quad y_\xi = \exp\left(-\frac{h v_\xi}{KT_\xi}\right)$$

$$\gamma_i = \frac{N_i}{N}, \quad N = \sum_{i=1}^{M_1} N_i, \quad \mu = \sum_{i=1}^{M_1} \mu_i \gamma_i$$

Здесь ρ, T, P – плотность, температура и давление газа; R – универсальная газовая постоянная; h_{0i} – энтальпия образования i -го компонента смеси при $T = 298$ К, а μ_i – его молярная масса; S – число молекулярных компонентов; L – число компонентов из линейных молекул; g_ξ – кратность вырождения ξ -й моды; Z_i – число типов колебаний в молекуле i -го сорта; N_i – плотность молекул i -го сорта; M_1 – количество атомарных и молекулярных компонентов в смеси; α_{iq}^+ и α_{iq}^- – стехиометрические коэффициенты q -й реакции, приводящей к образованию i -го компонента; k_{+q} и k_{-q} – константы скорости q -й реакции в прямом (+) и обратном (–) направлениях; M_2 – число реакций, приводящих к образованию i -го компонента; I_0 – интенсивность воздействующего излучения, а k_v – коэффициент поглощения на частоте этого излучения; h – постоянная

Планка; K – постоянная Больцмана; Q_V^ξ , Q_{ch}^ξ и Q_I^ξ – источники, характеризующие скорость увеличения (уменьшения) числа колебательных квантов в моде ξ вследствие межмодовых колебательно-колебательных ($V-V'$) и колебательно-поступательных ($V-T$) обменов, образования возбужденных молекул при протекании химических реакций и переходов, индуцированных внешним излучением. Выражения для Q_V^ξ и Q_{ch}^ξ приведены в [12], а величина Q_I^ξ определяется соотношением

$$Q_I^\xi = \frac{k_v I_0}{h\nu_I N_{O_3}}, \quad k_v = \sigma_{mn} \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right)$$

$$\sigma_{mn} = \frac{\lambda_{mn}^2}{4\pi b_D} A_{mn} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} H(\eta, a)$$

$$N_m = N_{O_3} \frac{g_m}{z_m} \exp\left(-\frac{E_J}{KT}\right), \quad N_n = N_{O_3} \frac{g_n}{z_n} \exp\left(-\frac{E_J}{KT}\right) y_3$$

$$z_q(q = m, n) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi T^3}{A_V B_V C_V}} \prod_{\xi=1}^3 (1 - y_{\xi 0})^{-1}, \quad y_{\xi 0} = y_\xi(T_\xi = T)$$

Здесь λ_{mn} – длина волны, соответствующая центру спектральной линии поглощающего перехода $m \rightarrow n$, а A_{mn} – коэффициент Эйнштейна для этого перехода; g_m и g_n – кратности вырождения нижнего m и верхнего n состояний поглощающего перехода; b_D – доплеровская ширина спектральной линии на полувысоте; $H(\eta, a)$ – функция Фойгта; A_V, B_V, C_V – вращательные постоянные молекулы O_3 в состоянии (V_1, V_2, V_3), а E_J и E_J' – вращательные энергии молекулы O_3 в состояниях m и n соответственно. Значения $H(\eta, a)$ определялись с учетом совместного действия доплеровского и столкновительного механизмов уширения спектральной линии. При этом значения коэффициентов столкновительного уширения b_c^M ($M = O_2, O_3, H_2$) для колебательно-вращательного перехода $m \rightarrow n$ определялись на основе предположения о равенстве газокинетических и оптических сечений, а для $M = N_2$ взяты из [13].

В рамках модового приближения константа скорости химической реакции при отсутствии равновесия между поступательными и колебательными степенями участвующих в реакции молекул – функция T и T_ξ , которая может быть представлена в виде

$$k_q = \varphi_q(T, T_\xi) k_q^0(T)$$

Здесь $k_q^0(T)$ – константа скорости q -й химической реакции при $T_\xi = T$, $\varphi(T, T_\xi)$ – фактор неравновесности. Его величина при данных T и T_ξ вычислялась так же, как и в [12].

Граничные условия для системы (1.1) при $x = 0$ – параметры за фронтом ударной волны (индекс “1”), которые при известных параметрах невозмущенного потока (индекс “0”) определяются из законов сохранения массы, импульса и энергии в предположении, что $\gamma_0 = \gamma_1$, $T_{\xi 0} = T_{\xi 1}$.

Кинетическая модель, используемая в данной работе, включает 42 обратимые реакции с участием $H, O, OH, H_2O, H_2, O_2, NO_2, H_2O_2, O_3, N_2, N, NO, NO_2$, а также процессы $V-V$ обмена между симметричной, деформационной и асимметричной модами молекул $O_3(v_1, v_2, v_3), H_2O(v_9, v_{10}, v_{11}), NO_2(v_{12}, v_{13}, v_{14}), HO_2(v_{15}, v_{16}, v_{17})$, модами молекул

$H_2(v_4)$, $O_2(v_5)$, $OH(v_6)$, $N_2(v_7)$, $NO(v_8)$, $H_2O_2(v_{18}, v_{19}, v_{20}, v_{21}, v_{22})$, а также процессы $V-T$ -релаксации энергии мод $v_2, v_4, v_5, v_6, v_7, v_8, v_{10}, v_{13}, v_{17}, v_{20}$. Схема химических реакций и соответствующие каналы $V-V$ и $V-T$ -обмена приведены в [12]. При записи уравнений для среднего числа колебательных квантов отдельных мод полагалось, что между модами v_{12} и v_{13} существует квазиравновесие, а между модами v_1 и v_3 молекулы O_3 , а также между модами v_{18}, v_{20}, v_{21} и модами v_{19}, v_{22} молекулы H_2O_2 – точный резонанс. Константы скорости $k_q^0(T)$ прямых и обратных химических реакций, а также константы скорости $V-V$ -обменов и $V-T$ -релаксации взяты такими же, как и в [12]. Данная модель достаточно хорошо описывает экспериментальные данные по измерению задержек самовоспламенения смесей H_2/O_2 (воздух).

Однако, как показал проведенный анализ, при введении в смесь H_2/O_2 (воздух) даже небольшого количества озона данная кинетическая модель требует некоторой модификации. Важный параметр модели термически неравновесной химической кинетики, в которой энергия каждой моды определяется своей колебательной температурой, – величина энергии, выделяющейся в колебания образующейся в химической реакции молекулы, E_r . В используемой модели для реагирующей смеси H_2/O_2 (воздух) величина E_r определяется, как и в [12], соотношениями

$$E_r = \alpha_r E_{ar}^+, \quad \alpha_r = \frac{E_{ar}^+}{E_{ar}^+ + E_{ar}^-} \quad (1.2)$$

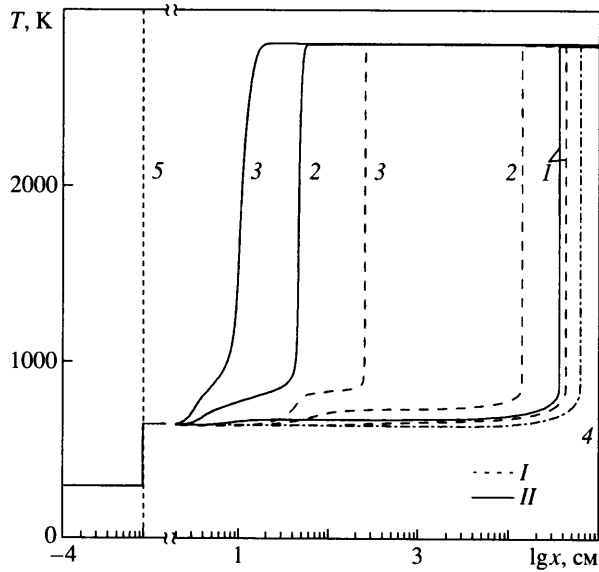
где $E_{ar}^{(+)-}$ – энергия активации r -й реакции в направлении уничтожения (возникновения) колебательно-возбужденной молекулы. Выражения (1.2) дают правдоподобные результаты для реакций рекомбинации (диссоциации) и обмена, в которых молекула образуется колебательно-возбужденной в основном электронном состоянии. При наличии озона в исходной смеси H_2/O_2 на начальном этапе протекают реакции

1. $O_3 + M = O_2 + O + M$
2. $O + O_3 = 2O_2$

В этих реакциях молекула O_2 может возникать также и в электронно-возбужденных состояниях $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$. Поэтому при определении величины α_r для этих реакций будем исходить из того, что молекулы O_2 в основном электронном состоянии $X^3\Sigma_g^-$ образуются с возбужденными нижними колебательными уровнями с $V = 1-5$. Поскольку энергия молекулы $O_2(X^3\Sigma_g^-, V = 5)$ составляет 11300 К, а $O_2(a^1\Delta_g, V = 0)$ – 11391 К, то энергия, выделяющаяся в химических реакциях № 1, 2, будет идти при колебательном квантовом числе $V > 5$ (для состояния $X^3\Sigma_g^-$) на колебательное возбуждение молекул O_2 в состоянии $a^1\Delta_g$. При этом величина α_r может быть принята равной 0.2 [14].

При таких значениях α_r модель, учитывающая взаимное влияние колебательной и химической кинетики (термически неравновесная модель), дает ту же кривую воспламенения озона, что и модель обычной равновесной химической кинетики, и описывает эксперимент по самовоспламенению O_3 с точностью не хуже 7%.

2. Кинетика инициирования горения смеси H_2 + воздух + O_3 в сверхзвуковом потоке при воздействии резонансного излучения. Конкретный анализ проведем на примере стехиометрической смеси H_2 + воздух ($H_2/O_2/N_2 = 2/1/3.76$) с небольшой примесью озона ($\gamma_{O_3} \leq 0.01$), на которую воздействует излучение CO_2 -лазера с длиной волны $\lambda_l = 9.69483$ мкм (линия $P36[00^\circ 1 \rightarrow 02^\circ 0]$). Это излучение почти резонансно частоте



Фиг. 2. Изменение температуры газа T за фронтом ударной волны ($M_0 = 6$, $\beta = 25^\circ$) при воздействии на смесь $\text{N}_2 + \text{воздух}$ ($T_0 = 300 \text{ К}$, $P_0 = 10^4 \text{ Па}$), содержащую 0.1; 0.5; 1% озона (1–3), излучения с $\lambda_l \approx 9.7 \text{ мкм}$, $E_{in} = 0$ и 5 Дж/см^2 (кривые I и II); 4 – $T(x)$ для чистой смеси $\text{N}_2 + \text{воздух}$; 5 – положение фронта ударной волны

колебательно-вращательного перехода $000(12_{1,11}) \rightarrow 001(11_{1,0})$ в молекуле O_3 (длина волны в центре спектральной линии $\lambda_{mn} = 9.69486 \text{ мкм}$ [13]). Коэффициент Эйнштейна для этого перехода $A_{mn} = 10.65 \text{ с}^{-1}$ [11]. Будем рассматривать достаточно слабые ударные волны с углом наклона фронта к вектору скорости невозмущенного потока $\beta < 30^\circ$. При этом скорость газа за фронтом остается сверхзвуковой. Длина зоны облучения $l_p = 10 \text{ см}$. Величина l_p определяет в данном случае характерное время воздействия $\tau_p = l_p/u_0$ и поток энергии лазерного излучения, подводимого к газу $E_{in} = I_0 l_p/u_0$.

Другим пространственным параметром является длина поглощения $L_v = k_v^{-1}$. При рассматриваемых условиях $L_v \gg l_p$, и поэтому изменение параметров газа в поперечном направлении (вдоль луча) не влияет на их изменение вдоль оси X . Важный параметр, определяющий энергетическую эффективность воздействия резонансного излучения на поток, – величина поглощенной единицей объема газа энергии

$$E_s = I_0 \int_0^{l_p} \frac{k_v}{u} dx$$

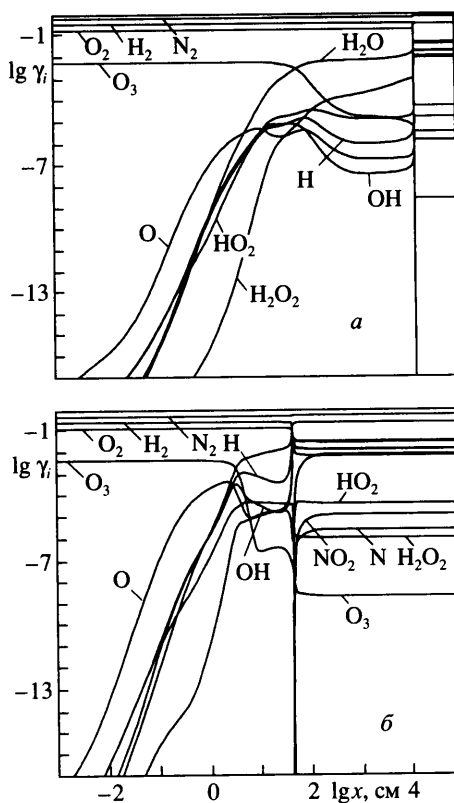
На фиг. 2 для ударной волны с $\beta = 25^\circ$ при $M_0 = 6$, $T_0 = 300 \text{ К}$, $P_0 = 10^4 \text{ Па}$ показано изменение температуры газа вдоль оси X для смеси $\text{N}_2/\text{воздух}$ с различным содержанием O_3 ($\gamma_{\text{O}_3} = 10^{-3}$; $5 \cdot 10^{-3}$; 10^{-2}) при облучении газа излучением с $\lambda_l \approx 9.7 \text{ мкм}$ и без него. Здесь же для сравнения дана зависимость $T(x)$ в случае отсутствия озона в смеси. При рассматриваемых параметрах потока температура и давление газа за фронтом соответственно равны 652 К и 73.3 кПа , а число Маха 3.73 . Видно, что при таком невысоком значении T_1 воспламенение смеси $\text{N}_2/\text{воздух}$ в потоке не реализуется (дли-

на зоны индукции в этом случае $L_{in} = 600$ м). Здесь и далее величина L_{in} определяется как расстояние по оси X , при котором достигается максимальный градиент температуры.

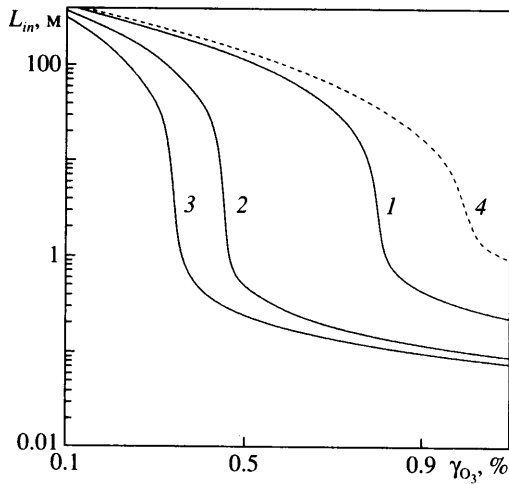
Введение даже в небольших количествах озона в смесь H_2 /воздух приводит к существенному сокращению длины зоны индукции (задержки воспламенения). Так в смеси, содержащей 1% O_3 , величина L_{in} уменьшается до 2.7 м. Обусловлен этот эффект следующими причинами. Вследствие диссоциации молекул O_3 (реакция № 1) в смеси за фронтом ударной волны образуются атомы O . Они вступают в реакцию с молекулярным водородом $H_2 + O = OH + H$, инициируя цепной механизм воспламенения смеси H_2/O_2 (вторая реакция распространения цепи $O_2 + H = OH + O$). Другой важный канал исчезновения атомов O – реакция $O + O_3 = 2O_2$, протекающая с выделением энергии и приводящая к увеличению температуры газа, что в свою очередь ведет к ускорению всех химических реакций и уменьшению L_{in} . Такой механизм называют тепловым взрывом [15]. Таким образом, в смеси H_2 /воздух/ O_3 воспламенение развивается в результате взаимодействия цепного механизма и механизма теплового взрыва. Чем выше концентрация молекул O_3 в смеси H_2 /воздух, тем больший рост температуры наблюдается на интервале $[0, L_{in}]$.

Возбуждение молекул O_3 в состоянии 001 лазерным излучением с $\lambda_l \approx 9.7$ мкм приводит к значительной интенсификации этих процессов. Обусловлено это тем, что возбужденные молекулы O_3 диссоциируют во много раз быстрее, чем невозбужденные. Даже при небольшой энергии излучения, подведенной к сверхзвуковому потоку $E_{in} = 5$ Дж/см² (поглощенная энергия E_s при этом составляет всего $4 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³), происходит заметное сокращение длин зон индукции и горения (последняя определяется как расстояние по оси X , при котором $T = 0.99T_e$, где T_e – равновесное значение температуры в продуктах сгорания). Так, для смеси с $\gamma_{O_3} = 0.5\%$ величина L_{in} уменьшается от 150 м ($E_{in} = 0$) до 0.5 м. При $\gamma_{O_3} = 1\%$ это сокращение не столь велико, однако и здесь оно составляет 20 раз.

Естественно, что воздействие излучения с $\lambda_l \approx 9.7$ мкм на сверхзвуковой поток приводит к перестройке динамики изменения концентраций различных компонентов за фронтом ударной волны, что обусловлено в основном увеличением скорости реакции инициирования цепи $O_3(001) + M = O_2 + O + M$ и, как следствие, ускорением цепных реакций в смеси H_2 /воздух. Это иллюстрирует фиг. 3, на которой для смеси с $\gamma_{O_3} = 0.5\%$ показаны зависимости $\gamma_i(x)$ для случаев с $E_{in} = 0$ и 5 Дж/см². Видно, что воздействие



Фиг. 3. Изменение мольных долей компонентов γ_i за фронтом ударной волны ($M_0 = 6$, $\beta = 25^\circ$) в реагирующей смеси H_2 + воздух с примесью 0.5% O_3 ($P_0 = 10^4$ Па, $T_0 = 300$ К) при $E_{in} = 0$ (а) и $E_{in} = 5$ Дж/см² (б)



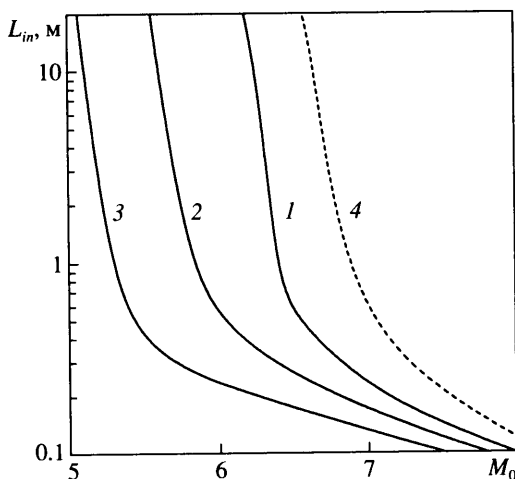
Фиг. 4. Зависимость длины зоны индукции L_{in} от концентрации озона γ_{O_3} в смеси $H_2 +$ + воздух с $T_0 = 300$ К, $P_0 = 10^4$ Па при $M_0 = 6$, $\beta = 25^\circ$ в случае возбуждения молекул O_3 излучением с $\lambda_l \approx 9.7$ мкм с $E_{in} = 1; 5; 10$ Дж/см² (1–3); 4 – зависимость $L_{in}(\gamma_{O_3})$ при $E_{in} = 0$

резонансного излучения вызывает резкое увеличение концентрации атомов О уже на расстоянии 5 см от фронта (при длине зоны облучения $l_p = 10$ см) по сравнению со случаем отсутствия облучения. При рассматриваемых параметрах потока значение γ_{O_3} возрастает почти в 100 раз. Концентрация же молекул O_3 , наоборот, в этом случае на интервале $[0, l_p]$ уменьшается значительно интенсивнее.

Следует отметить, что в широком диапазоне параметров потока $P_0 = 10^3$ – 10^5 Па, $T_0 = 300$ – 600 К, $M_0 = 5$ – 9 всегда реализуется условие $L_v > l_p$. Так, например, для $P_0 = 10^4$ Па, $T_0 = 300$ К, $M_0 = 6$, $\beta = 25^\circ$ и $\gamma_{O_3} = 0.5\%$ величина $L_v = 70$ м. Это позволяет проводить облучение достаточно большой области путем многократного сканирования поперек потока лазерным лучом небольшого диаметра (0.5–1 см) с невысокой интенсивностью излучения $I_0 = (1$ – $5)$ кВт/см² и в то же время обеспечить требуемое для возбуждения значение поглощенной молекулами O_3 энергии.

Увеличение энергии лазерного излучения, подводимого к газу, так же впрочем, как и повышение количества озона в смеси H_2 /воздух приводит к большему сокращению длины зоны индукции. Поэтому, увеличивая E_{in} , можно добиться необходимой длины воспламенения в сверхзвуковом потоке даже при малых концентрациях O_3 в смеси. Это иллюстрирует фиг. 4, на которой показаны зависимости L_{in} от содержания молекул O_3 в смеси H_2 /воздух с $T_0 = 300$ К, $P_0 = 10^4$ Па для потока с $M_0 = 6$ и $\beta = 25^\circ$ при различных значениях подведенной к газу энергии излучения. Из представленных зависимостей следует, что при $E_{in} = 10$ Дж/см² (поглощенная энергия составляет при этом $6.5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³) воспламенения на расстоянии 0.5 м от фронта ударной волны можно добиться при $\gamma_{O_3} = 0.4\%$, а при $E_{in} = 1$ Дж/см² ($E_s = 1.7 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³) только при содержании O_3 в смеси более 0.9%.

Величина L_{in} при данном β зависит также от начальных параметров P_0 , T_0 и числа M_0 невозмущенного потока. На фиг. 5 показано изменение длины зоны индукции для

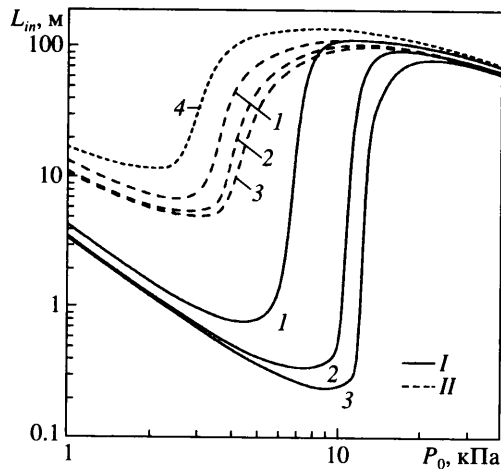


Фиг. 5. Зависимость L_{in} от M_0 потока смеси H_2 + воздух + 0.5% O_3 с $P_0 = 10$ кПа, $T_0 = 300$ К при воздействии излучения с $\lambda_l \approx 9.7$ мкм, $E_{in} = 2.5; 5; 10$ Дж/см² (1–3); 4 – зависимость $L_{in}(M_0)$ при $E_{in} = 0$

смеси H_2 + воздух, содержащей 0.5% O_3 , с $P_0 = 10$ кПа, $T_0 = 300$ К от M_0 за ударной волной с $\beta = 25^\circ$ при различных значениях E_{in} . Из представленных на фиг. 5 результатов следует, что, изменяя подводимую к газу энергию излучения, можно обеспечить одинаковые значения L_{in} при разных M_0 , т.е. осуществлять управление процессом горения при варьировании параметров потока. Так, например, для того чтобы обеспечить $L_{in} = 0.5$ м при $M_0 = 5.5$, необходимо подвести к газу энергию излучения 10 Дж/см², а при $M_0 = 6.5$ – всего 2.5 Дж/см².

Эффективность предлагаемого метода иницирования горения в сверхзвуковом потоке намного выше, чем у метода, основанного на нагреве среды лазерным излучением и рассмотренного ранее в [16–18] (здесь вся поглощенная газом энергия выделяется в поступательные степени свободы молекул). На фиг. 6 показана зависимость длины зоны индукции от начального давления смеси H_2 /воздух с $\gamma_{O_3} = 0.5\%$, $T_0 = 300$ К за фронтом ударной волны с $\beta = 25^\circ$, $M_0 = 6$ для этих двух методов при различных значениях подведенной к газу энергии излучения. Видно, что возбуждение асимметричных колебаний молекул O_3 излучением с $\lambda_l \approx 9.7$ мкм позволяет при одинаковой поглощенной энергии $E_s = 3.5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³ ($P_0 = 7.6 \cdot 10^3$ Па и $E_{in} = 5$ Дж/см²) сократить длину зоны индукции по сравнению с методом теплового воздействия излучения в 300 раз. При меньших значениях P_0 эта разница не столь заметна, но даже при $P_0 = 10^3$ Па величина L_{in} для этих двух методов различается в 3 раза.

При небольших P_0 уменьшается влияние подведенной к газу энергии на зависимость $L_{in}(P_0)$. Так, при $P_0 = 10^3$ Па значения L_{in} при $E_{in} = 5$ и 10 Дж/см² практически одинаковы. Обусловлено это тем, что с понижением P_0 время V - T -релаксации в молекуле O_3 увеличивается значительно сильнее, чем время индуцированных переходов. Это приводит к более быстрому росту колебательной температуры асимметричных колебаний молекул O_3 и, как следствие, к возрастанию скорости диссоциации озона на интервале $[0, l_p]$, несмотря на уменьшение давления газа. При этом концентрация молекул O_3 в конце зоны воздействия при $P_0 = 10^3$ Па становится меньше, чем при $P_0 = 10^4$ Па. Поэтому увеличение E_{in} от 5 до 10 Дж/см² не приводит к росту погло-



Фиг. 6. Зависимость L_{in} от P_0 смеси $H_2 + \text{воздух} + 0.5\% O_3$ с $T_0 = 300$ К при $M_0 = 6$, $\beta = 25^\circ$ при возбуждении молекул O_3 в состояние 001 излучением $\lambda_l \approx 9.7$ мкм и в случае, когда вся поглощенная энергия идет в поступательные степени свободы (кривые I и II) при $E_{in} = 1; 5; 10$ Дж/см² (1–3); 4 – зависимости $L_{in}(P_0)$ при $E_{in} = 0$

щенной газом энергии излучения и концентрации атомов O при $x = l_p$, а следовательно, и к заметному уменьшению L_{in} .

В области больших значений P_0 ($P_0 > 10^4$ Па) наблюдается резкое возрастание длины зоны индукции с повышением P_0 даже при возбуждении молекул O_3 резонансным лазерным излучением. Причем граничное значение P_0 (P_{0b}), начиная с которого это увеличение происходит, зависит от E_{in} (для чисто теплового метода воздействия на поток значение P_{0b} также зависит от величины вложенной в газ энергии). Такое поведение зависимости $L_{in}(P_0)$ характерно для водородовоздушных смесей и объясняется тем, что при низкой температуре газа за фронтом ударной волны ($T_1 = 651$ К) и относительно высоком давлении ($P_1 = 7.3 \cdot 10^4$ Па) происходит образование химически пассивной перекиси водорода, аккумулирующей активные атомы H вследствие протекания реакций $H + O_2 + M = HO_2 + M$, $HO_2 + HO_2 = H_2O_2 + O_2$ [19]. Поскольку возбуждение молекул O_3 излучением с $\lambda_l \approx 9.7$ мкм приводит к повышению концентраций активных атомов O, H и радикалов OH в смеси, то и пороговое значение P_{0b} при этом сдвигается в область больших P_0 .

Закключение. Возбуждение колебаний молекул O_3 , введенных в сверхзвуковой поток смеси $H_2 + \text{воздух}$ в небольших количествах ($\gamma_{O_3} \approx 0.5\%$), лазерным излучением с длиной волны ≈ 9.7 мкм позволяет инициировать горение в сверхзвуковом потоке за фронтом слабых ударных волн при малой энергии излучения, поглощенной газом ($E_s \leq 5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³). При отсутствии облучения воспламенение смеси $H_2 + \text{воздух} + O_3$ при низких значениях T_1 не реализуется. Обусловлено это интенсификацией цепных реакций вследствие образования активных атомов кислорода в смеси при ускоренной диссоциации возбужденных молекул O_3 . Поскольку степень возбуждения зависит от энергии воздействующего излучения, то, изменяя последнюю, можно обеспечить одинаковую длину задержки воспламенения при различных параметрах потока перед фронтом. Инициирование горения в сверхзвуковом потоке путем возбуждения молекул O_3 лазерным излучением с длиной волны ≈ 9.7 мкм во много раз эффективнее локального нагрева среды резонансным лазерным излучением.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№№ 02-01-00703 и 02-02-16915).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Li C., Kailasanath K., Oran E.S. Detonation structures generated by multiple shocks on ram-accelerator projectiles // *Combust. Flame*. 1997. V. 108. № 1–2. P. 173–186.
2. Sabel'nikov V.A. Supersonic turbulent combustion of nonpremixed gases-status and perspectives // *Advanced Computation and Analysis of Combustion* / Eds. S. Frolov etc. Moscow: ENAS publ. 1997. P. 208–237.
3. Bezgin L., Ganzhelo A., Gouskov O., Kopchenov V., Yarusov Yu. Some estimations of a possibility to utilize shock-induced combustion in propulsion systems // *Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications* / Eds. G. Roy etc. Moscow: ENAS Publ. 1999. P. 285–300.
4. Figueira Da Silva L.F., Deshaies B. Stabilization of an oblique detonation wave by a wedge: a parametric numerical study // *Combust. Flame*. 2000. V. 121. № 1–2. P. 152–166.
5. Старик А.М., Тумова Н.С. Численный анализ кинетики горения водородовоздушных смесей с добавками NH_3 , CH_4 и C_2H_6 за ударными волнами // *Физика горения и взрыва*. 2000. Т. 36. № 3. С. 31–38.
6. Baurle R.A., Eklund D.R. Analysis of dual-mode hydrocarbon scramjet operation at Mach 4–6.5 // *J. Propuls. and Power*. 2002. V. 18. № 5. P. 990–1002.
7. Varatharajan B., Williams F.A. Ethylene ignition and detonation chemistry, Part 1: Detailed modeling and experimental comparison // *J. Propuls. and Power*. 2002. V. 18. № 2. P. 344–351.
8. Старик А.М., Даутов Н.Г. О механизмах ускорения детонационного горения смесей H_2 + воздух за ударными волнами при возбуждении молекулярных колебаний исходных реагентов // *Докл. РАН*. 1996. Т. 350. № 6. С. 757–762.
9. Старик А.М., Тумова Н.С. Низкотемпературное инициирование детонационного горения газовых смесей в сверхзвуковом потоке при возбуждении молекулярного кислорода в состоянии $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ // *Докл. РАН*. 2001. Т. 380. № 3. С. 332–337.
10. Старик А.М., Тумова Н.С. О кинетике инициирования детонации в сверхзвуковом потоке смеси H_2 + O_2 (воздух) при возбуждении молекул O_2 резонансным лазерным излучением // *Кинетика и катализ*. 2003. Т. 44. № 1. С. 35–46.
11. Лукин В.В., Попович М.П., Ткаченко С.Н. *Физическая химия озона*. М.: Изд-во МГУ, 1998. 478 с.
12. Старик А.М., Тумова Н.С. О кинетических механизмах инициирования горения водородовоздушных смесей в сверхзвуковом потоке за ударной волной при возбуждении молекулярных колебаний исходных реагентов. // *Журн. техн. физики*. 2001. Т. 71. № 8. С. 1–12.
13. Margolis J.S. N_2 broadening parameters of ozone at $9.6 \mu\text{m}$ // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 1983. V. 29. № 6. P. 539–542.
14. Chernyi G.G., Losev S.A., Macheret S.O., Potapkin B.V. Physical and chemical processes in gas dynamics V. 1. Cross sections and rate constants // *Prog. Astronaut. Aeronaut.* 2002. V. 196. 311 p.
15. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. *Математическая теория горения и взрыва*. М.: Наука. 1980. 478 с.
16. Raffel B., Warnatz J., Wolfrum J. Experimental study of laser-induced thermal ignition in O_2/O_3 mixtures // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 37. № 4. P. 189–195.
17. Fendell F., Mitchell J., McGregor R., Sheffield M. Laser-initiated conical detonation wave for supersonic combustion. II // *J. Propuls. and Power*. 1993. V. 9. № 2. P. 182–190.
18. Tanoff M.A., Smooke M.D., Teets R.E., Sell J.A. Computational and experimental studies of laser-induced thermal ignition in premixed ethylene-oxidizer mixtures // *Combust. Flame*. 1995. V. 103. № 4. P. 253–280.
19. Старик А.М., Тумова Н.С. О механизмах низкотемпературного инициирования горения смесей H_2 + O_2 (воздух) при возбуждении колебательных степеней свободы исходных реагентов // *Хим. физика*. 2000. Т. 19. № 9. С. 61–70.