

03;04

О механизмах интенсификации горения при возбуждении молекул O_2 электрическим разрядом

© А.М. Старик,¹ Б.И. Луховицкий,¹ В.В. Наумов,² Н.С. Титова¹¹ Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, 111116 Москва, Россия² Институт фундаментальных проблем высоких технологий НАН Украины, 03028 Киев, Украина
e-mail: star@ciam.ru

(Поступило в Редакцию 10 января 2007 г.)

Проанализированы механизмы интенсификации горения водородно-кислородной смеси в сверхзвуковом потоке за фронтом наклонной ударной волны при возбуждении колебаний и электронных состояний $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ молекулы O_2 в электрическом разряде. Показано, что присутствие колебательно- и электронно-возбужденных молекул O_2 в кислородной плазме позволяет интенсифицировать цепной механизм в смеси H_2-O_2 даже при небольшой энергии, подведенной к молекулам O_2 в электрическом разряде. Возбуждение молекул O_2 в десятки раз эффективней с точки зрения ускорения воспламенения водородно-кислородной смеси, чем простой нагрев газа электрическим разрядом. Более того, реализация низкотемпературного воспламенения смеси при возбуждении молекул O_2 в электрическом разряде позволяет увеличить эффективность преобразования химической энергии реагирующих компонентов в тепловую по сравнению с обычным методом инициирования горения путем нагрева среды.

PACS: 52.80.-s

Введение

Возможность интенсификации горения различных смесей при воздействии электрического разряда привлекает внимание исследователей. В настоящее время все методы воздействия можно разделить на три группы: равновесный нагрев среды плазменным факелом либо дуговым электрическим разрядом [1,2], формирование значительных концентраций химически активных атомов и радикалов в разрядной плазме [3–5] и, наконец, возбуждение колебательных или электронных состояний отдельных молекул электронами в специально организованном разряде [6–9]. Последний метод наиболее перспективен, его эффективность должна быть существенно выше, чем у других методов. Действительно, для возбуждения молекул O_2 в нижнее колебательное состояние требуется энергия 0.193 eV, а для возбуждения молекул O_2 в нижнее электронное состояние $a^1\Delta_g$ необходимо 0.98 eV. В то же время для образования атомов O при диссоциации молекул O_2 электронным ударом требуется энергия ~ 5.1 eV.

Известно, что колебательно- и электронно-возбужденные молекулы реагируют в сотни раз быстрее, чем невозбужденные [9–11]. Связано это с уменьшением барьера эндоэргических реакций с участием возбужденных молекул (атомов). Ранее было показано, что возбуждение молекул O_2 в синглетные состояния $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ позволяет существенно понизить температуру воспламенения, сократить длину зоны индукции в сверхзвуковом потоке для смесей $H_2(CH_4)-O_2$ (воздух) и стабилизировать детонационную волну при обтекании клина на небольших расстояниях (~ 1 м) от зоны воздействия [12–14].

В последние годы был достигнут значительный прогресс в понимании физико-химических процессов, протекающих в кислородной плазме, образованной как самостоятельным, так и несамостоятельным разрядами. Было показано, что в специально организованном электрическом разряде можно получить достаточно высокую концентрацию возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ [15–18]. При этом возбуждаются не только электронные, но и колебательные состояния молекул O_2 [19]. Как будет показано ниже, наличие в смеси электронно- и колебательно-возбужденных молекул O_2 позволяет значительно сократить длину зоны индукции при горении смеси $H_2 +$ воздух в сверхзвуковом потоке по сравнению с чисто тепловым способом инициирования горения.

Постановка задачи и кинетическая модель

Анализ проведем на примере инициирования горения в сверхзвуковом потоке ударной волной. Схема течения, принятая для анализа, представлена на рис. 1. Здесь потоки молекулярного кислорода и водорода подаются по внутреннему и внешнему соосным каналам, при этом поток O_2 активируется электрическим разрядом. Параметры невозмущенного потока могут изменяться в следующих пределах: температура $T_0 = 300-400$ K, давление $P_0 = 10^3-10^5$ Pa, число Маха $M_0 = 4-7$. При рассматриваемых параметрах характерное время смешения двух потоков (H_2 и кислородной плазмы) не превышает 10^{-4} s. После смешения однородный поток, состоящий из молекулярного водорода и компонентов,

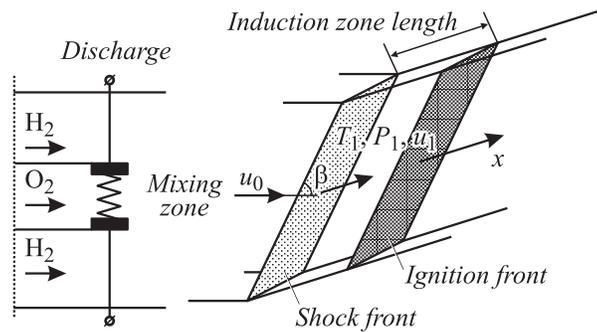


Рис. 1. Схема течения при инициировании горения ударной волной.

образующихся в зоне разряда, взаимодействует со стационарной ударной волной, фронт которой наклонен под углом $\beta = 10\text{--}30^\circ$ к вектору скорости набегающего потока. При этом скорость газа за ударной волной остается сверхзвуковой.

Проведенные в последние годы теоретические и экспериментальные исследования процессов в кислородной плазме, создаваемой самостоятельным разрядом [16–19], показали, что при рассматриваемых параметрах потока возможно получение значительных концентраций ($\sim 4\%$) электронно-возбужденных молекул синглетного кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$. Параметры и состав разрядной плазмы определяются начальной температурой и давлением среды, величиной приведенного электрического поля E/N (E — напряженность электрического поля, N — числовая плотность молекул в газе) и удельной энергией, подводимой к газу в разряде E_s (или мощностью разряда). В данной работе для расчета состава кислородной плазмы использовалась модель [19]. Эта модель основана на совместном решении уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергии, кинетических уравнений, описывающих различные плазмохимические процессы для реагирующих компонентов кислородной плазмы, и квазиодномерных уравнений газовой динамики в приближении невязкого нетеплопроводного газа.

Плазмохимическая модель, принятая в работе, включает более 100 процессов с участием следующих компонентов: e , O^+ , O^- , O_2^+ , O_2^- , O_3^- , O_4^+ , $O_2(X^3\Sigma_g^-)$, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, $O_2(A^3\Sigma_u^+, C^3\Delta_u, c^1\Sigma_u^-)$, $O_2(B^3\Sigma_u^-)$, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O_3(^1A_1)$. Также учитывалась и возможность колебательного возбуждения молекул $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ электронным ударом. Константы скорости процессов возбуждения электронных и колебательных состояний молекулы O_2 , а также реакций диссоциации и ионизации электронным ударом зависят от величины E/N и электронной температуры, T_e , и определяются на основе осреднения соответствующих сечений элементарных процессов по функции распределения электронов по энергии.

Численный анализ процессов в зоне действия разряда показывает, что максимальное возбуждение синглетных

состояний $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ (энергии этих состояний 0.98 и 1.63 eV соответственно) электронным ударом реализуются при $E/N = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ ($T_e \approx 2 \text{ eV}$). При этом на выходе из зоны разряда в плазме помимо $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ содержатся также колебательно-возбужденные молекулы $O_2(X^3\Sigma_g^-, V)$, атомы $O(^3P)$ и $O(^1D)$ и молекулы O_3 . В то же время мольная концентрация заряженных компонентов: e , O^+ , O_2^+ , O_4^+ , O^- , O_2^- , O_3^- не превышает 10^{-6} , и поэтому их наличие в плазме при моделировании процессов горения не учитывалось.

В табл. 1 представлены результаты расчета состава кислородной плазмы, колебательной температуры $O_2(X^3\Sigma_g^-)$, T_v , и поступательной температуры газа, T , для разных значений энергии, подведенной к единице объема газа в разряде, E_s , при $E/N = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ и параметрах невозмущенного потока $T_0 = 300 \text{ K}$ и $P_0 = 10^4 \text{ Pa}$. Видно, что даже при небольших значениях подведенной к газу удельной энергии $E_s = 1.8 \cdot 10^{-2} \text{ J/cm}^3$ концентрация синглетного кислорода в состояниях $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ достаточно велика ($\gamma_{O_2(a^1\Delta_g)} = 1.94 \cdot 10^{-2}$ и $\gamma_{O_2(b^1\Sigma_g^+)} = 4.6 \cdot 10^{-3}$), в то же время колебательное возбуждение молекул O_2 становится существенным только при $E_s > 3 \cdot 10^{-2} \text{ J/cm}^3$. Тем не менее даже при малых E_s колебательная температура O_2 отличается от газовой. Это диктует необходимость использования термически неравновесной модели химической кинетики при анализе процессов воспламенения и горения смеси, состоящей из кислородной плазмы и газообразного топлива. Кроме того, реакционный механизм для описания воспламенения смеси $H_2\text{--}O_2$ в этом случае должен дополнительно содержать элементарные процессы с участием возбужденных атомов $O(^1D)$ и молекул $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$. Такой механизм был разработан ранее в [20]. Он включает 74 обратимые реакции с участием следующих компонентов: H_2 , $O_2(X^3\Sigma_g^-)$, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, H_2O , HO_2 , H_2O_2 , O_3 , OH , H , $O(^3P)$, $O(^1D)$. Эта модель была расширена на случай термически неравновесных химических реакций. При этом для описания процессов колебательной релаксации, так же как и в разрядной плазме, использовалась модель локальных колебательных температур, которая предполагает наличие больцмановского распределения молекул по колебательным уровням в каждой отдельной моде со своей колебательной температурой T_ξ ($\xi = 1, \dots, n$, где n — число мод в молекулах смеси).

В табл. 2 приведен список химических реакций, включенных в модель. В данной модели электронно-возбужденные молекулы $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ и атомы $O(^1D)$ рассматриваются как отдельные химические компоненты со своими энтальпией образования и термодинамическими свойствами. Следует отметить, что в термически неравновесной модели реакции № 68, 69, 70 являются по сути процессами электронно-колебательного ($E\text{--}V$) обмена, в которых энергия электронно-возбужденных молекул $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ и $O_2(a^1\Delta_g)$ переходит в колебания молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(X^3\Sigma_g^-)$. Помимо хи-

Таблица 1. Мольные доли основных компонентов кислородной плазмы, а также значения T и T_V при различных E_s ($E/N = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $P_0 = 10^4 \text{ Pa}$)

Параметры	$E_s, \text{ J/cm}^3$			
	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$
$\gamma_i: i = \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$	0.995	0.921	0.958	0.917
$\text{O}_2(a^1\Delta_g)$	$2.95 \cdot 10^{-3}$	$1.94 \cdot 10^{-2}$	$3.22 \cdot 10^{-2}$	$6.43 \cdot 10^{-2}$
$\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$	$1.32 \cdot 10^{-3}$	$4.6 \cdot 10^{-3}$	$7.66 \cdot 10^{-3}$	$1.55 \cdot 10^{-2}$
$\text{O}(^3P)$	$4.0 \cdot 10^{-4}$	$6.4 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$3.09 \cdot 10^{-3}$
O_3	$3.38 \cdot 10^{-5}$	$3.56 \cdot 10^{-5}$	$3.52 \cdot 10^{-5}$	$3.18 \cdot 10^{-5}$
$T_V, \text{ K}$	686	789	985	1566
$T, \text{ K}$	322	333	354	400

Таблица 2. Реакции, включенные в кинетическую схему

№	Реакция	№	Реакция
1	$\text{H}_2\text{O} + M = \text{OH} + \text{H} + M$	38	$\text{H} + \text{H}_2\text{O}_2 = \text{H}_2 + \text{HO}_2$
2	$\text{H}_2 + M = 2\text{H} + M$	39	$\text{H} + \text{H}_2\text{O}_2 = \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$
3	$\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + M = \text{O}(^3P) + \text{O}(^3P) + M$	40	$2\text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$
4	$\text{O}_2(a^1\Delta_g) + M = \text{O}(^3P) + \text{O}(^3P) + M$	41	$2\text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2(a^1\Delta_g)$
5	$\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + M = \text{O}(^3P) + \text{O}(^3P) + M$	42	$2\text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$
6	$\text{OH} + M = \text{O}(^3P) + \text{H} + M$	43	$\text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O} = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH}$
7	$\text{H}_2 + \text{O}(^3P) = \text{OH} + \text{H}$	44	$\text{OH} + \text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}(^3P)$
8	$\text{H}_2 + \text{O}(^1D) = \text{OH} + \text{H}$	45	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}(^3P)$
9	$\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{H} = \text{OH} + \text{O}(^3P)$	46	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}(^3P)$
10	$\text{O}_2(a^1\Delta_g) + \text{H} = \text{OH} + \text{O}(^3P)$	47	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}(^3P)$
11	$\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + \text{H} = \text{OH} + \text{O}(^3P)$	48	$\text{O}_3 + M = \text{O}(^3P) + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + M$
12	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}(^3P) = 2\text{OH}$	49	$\text{O}_3 + M = \text{O}(^3P) + \text{O}_2(a^1\Delta_g) + M$
13	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}(^1D) = 2\text{OH}$	50	$\text{O}_3 + M = \text{O}(^3P) + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + M$
14	$\text{H}_2\text{O} + \text{H} = \text{OH} + \text{H}_2$	51	$\text{O}_3 + \text{H} = \text{OH} + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$
15	$\text{H}_2 + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = 2\text{OH}$	52	$\text{O}_3 + \text{O}(^3P) = 2\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$
16	$\text{H}_2 + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = 2\text{OH}$	53	$\text{O}_3 + \text{O}(^3P) = \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{O}_2(a^1\Delta_g)$
17	$\text{H}_2 + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) = 2\text{OH}$	54	$\text{O}_3 + \text{O}(^3P) = \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$
18	$\text{HO}_2 + M = \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{H} + M$	55	$\text{O}_3 + \text{O}(^1D) = 2\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$
19	$\text{HO}_2 + M = \text{O}_2(a^1\Delta_g) + \text{H} + M$	56	$\text{O}_3 + \text{O}(^1D) = \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{O}_2(a^1\Delta_g)$
20	$\text{HO}_2 + M = \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + \text{H} + M$	57	$\text{O}_3 + \text{O}(^1D) = \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$
21	$\text{H}_2 + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{H} + \text{HO}_2$	58	$\text{O}_3 + \text{O}(^1D) = \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{O}(^3P) + \text{O}(^3P)$
22	$\text{H}_2 + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = \text{H} + \text{HO}_2$	59	$\text{O}_3 + \text{OH} = \text{HO}_2 + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$
23	$\text{H}_2 + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) = \text{H} + \text{HO}_2$	60	$\text{O}_3 + \text{OH} = \text{HO}_2 + \text{O}_2(a^1\Delta_g)$
24	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}(^3P) = \text{H} + \text{HO}_2$	61	$\text{O}_3 + \text{OH} = \text{HO}_2 + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$
25	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}(^1D) = \text{H}_2 + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$	62	$\text{O}_3 + \text{H}_2 = \text{OH} + \text{HO}_2$
26	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{OH} + \text{HO}_2$	63	$\text{O}_3 + \text{HO}_2 = \text{OH} + 2\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$
27	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = \text{OH} + \text{HO}_2$	64	$\text{O}_3 + \text{HO}_2 = \text{OH} + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{O}_2(a^1\Delta_g)$
28	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) = \text{OH} + \text{HO}_2$	65	$\text{O}_3 + \text{HO}_2 = \text{OH} + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$
29	$\text{H}_2\text{O} + \text{OH} = \text{H}_2 + \text{HO}_2$	66	$\text{O}_3 + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = 2\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{O}(^3P)$
30	$2\text{OH} = \text{H} + \text{HO}_2$	67	$\text{O}_3 + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) = 2\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + \text{O}(^3P)$
31	$\text{OH} + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{O}(^3P) + \text{HO}_2$	68	$2\text{O}_2(a^1\Delta_g) = \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$
32	$\text{OH} + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = \text{O}(^3P) + \text{HO}_2$	69	$\text{O}_2(a^1\Delta_g) + M = \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + M$
33	$\text{OH} + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) = \text{O}(^3P) + \text{HO}_2$	70	$\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + M = \text{O}_2(a^1\Delta_g) + M$
34	$\text{OH} + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{O}(^1D) + \text{HO}_2$	71	$\text{O}(^1D) + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{O}(^3P) + \text{O}_2(a^1\Delta_g)$
35	$\text{OH} + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = \text{O}(^1D) + \text{HO}_2$	72	$\text{O}(^1D) + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{O}(^3P) + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$
36	$\text{OH} + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) = \text{O}(^1D) + \text{HO}_2$	73	$\text{O}(^1D) + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = \text{O}(^3P) + \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$
37	$\text{H}_2\text{O}_2 + M = 2\text{OH} + M$	74	$\text{O}(^1D) + M = \text{O}(^3P) + M$

мических реакций в модель были включены процессы колебательно-колебательного ($V-V'$) обмена и колебательно-поступательной ($V-T$) релаксации, в том

числе и с участием электронно-возбужденных молекул $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ и $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$, которые даны в табл. 3. Здесь же даны обозначения соответствующих констант

Таблица 3. Каналы обменов V–V' и V–T, включенные в модель

1V	$O_2(X^3\Sigma_g^-, V=1) + M = O_2(X^3\Sigma_g^-, V=0) + M$	$W_{1,0}^M$
2V	$O_2(a^1\Delta_g, V=1) + M = O_2(a^1\Delta_g, V=0) + M$	$W_{2,0}^M$
3V	$O_2(a^1\Delta_g, V=1) + O_2(X^3\Sigma_g^-, V=0) = O_2(a^1\Delta_g, V=0) + O_2(X^3\Sigma_g^-, V=1)$	$W_{2,1}$
4V	$O_2(b^1\Sigma_g^+, V=1) + M = O_2(b^1\Sigma_g^+, V=0) + M$	$W_{3,0}^M$
5V	$O_2(b^1\Sigma_g^+, V=1) + O_2(X^3\Sigma_g^-, V=0) = O_2(b^1\Sigma_g^+, V=0) + O_2(X^3\Sigma_g^-, V=1)$	$W_{3,1}$
6V	$O_2(b^1\Sigma_g^+, V=1) + O_2(a^1\Delta_g, V=0) = O_2(b^1\Sigma_g^+, V=0) + O_2(a^1\Delta_g, V=1)$	$W_{3,2}$
7V	$H_2O(010) + M = H_2O(000) + M$	$W_{5,0}^M$
8V	$H_2O(001) + M = H_2O(100) + M$	$W_{6,4}^M$
9V	$H_2O(001) + M = H_2O(020) + M$	$W_{6,5}^M$
10V	$H_2O(100) + M = H_2O(020) + M$	$W_{4,5}^M$
11V	$H_2O(010) + O_2(X^3\Sigma_g^-, V=0) = H_2O(000) + O_2(X^3\Sigma_g^-, V=1)$	$W_{5,1}$
12V	$H_2(V=1) + M = H_2(V=0) + M$	$W_{7,0}^M$
13V	$H_2(V=1) + H_2O(000) = H_2(V=0) + H_2O(001)$	$W_{7,6}$
14V	$H_2(V=1) + H_2O(000) = H_2(V=0) + H_2O(100)$	$W_{7,4}$
15V	$OH(V=1) + M = OH(V=0) + M$	$W_{8,0}^M$
16V	$H_2O(001) + OH(V=0) = H_2O(000) + OH(V=1)$	$W_{6,8}$
17V	$H_2O(100) + OH(V=0) = H_2O(000) + OH(V=1)$	$W_{4,8}$
18V	$H_2(V=1) + OH(V=0) = H_2(V=0) + OH(V=1)$	$W_{7,8}$
19V	$HO_2(001) + M = HO_2(000) + M$	$W_{11,0}^M$
20V	$HO_2(100) + M = HO_2(003) + M$	$W_{9,11}^M$
21V	$HO_2(010) + M = HO_2(001) + M$	$W_{10,11}^M$
22V	$O_2(X^3\Sigma_g^-, V=1) + HO_2(000) = O_2(X^3\Sigma_g^-, V=0) + HO_2(010)$	$W_{1,10}$
23V	$H_2O(100) + HO_2(000) = H_2O(000) + HO_2(100)$	$W_{4,9}$
24V	$H_2O(010) + HO_2(000) = H_2O(000) + HO_2(010)$	$W_{5,10}$
25V	$O_3(010) + M = O_3(000) + M$	$W_{13,0}^M$
26V	$O_3(001) + M = O_3(010) + M$	$W_{14,13}^M$
27V	$O_3(001) + M = O_3(100) + M$	$W_{14,12}^M$

скоростей межмодового межмолекулярного V–V', $W_{\xi,p}^M$, межмодового внутримолекулярного V–V', $W_{\xi,p}^M$ и V–T, $W_{\xi,0}^M$ обменов. Индексы ξ и p принимают значения 1, ..., 19. Цифры 1, 2, 3 отвечают колебаниям молекулы O₂ в основном $X^3\Sigma_g^-(\nu_1)$ и в возбужденных синглетных $a^1\Delta_g(\nu_2)$ и $b^1\Sigma_g^+(\nu_3)$ состояниях, $\xi(p) = 4, 5, 6$ соответствуют симметричным, деформационным и асимметричным колебаниям молекул H₂O, $\xi(p) = 7, 8$ — колебаниям молекул H₂ и OH, и $\xi(p) = 9, 10, 11$ и 12, 13, 14 — симметричной, деформационной и асимметричной модам молекул HO₂ ($\nu_9, \nu_{10}, \nu_{11}$) и O₃ ($\nu_{12}, \nu_{13}, \nu_{14}$). Для колебаний молекул H₂O₂ полагалось, что ее колебательные степени свободы находятся в равновесии с поступательными.

Константы скорости процессов NeNe 1V, 7V–27V были взяты из [21], а для процессов V–T релаксации мод ν_2 и ν_3 NeNe 2V и 4V определялись по формуле

$$W_{j,0}^M = W_{1,0}^M \frac{W_{j,0}^M(O_2^*)}{W_{1,0}^M(O_2)}, \quad j = 2, 3.$$

Здесь $W_{j,0}^M(O_2^*)$ и $W_{1,0}^M(O_2)$ — константы скорости V–T релаксации для моды ν_j ($j = 2, 3$) и моды ν_1 , рассчитанные по формуле Миликена–Уайта. Константы скоростей процессов NeNe 3V, 5V и 6V рассчитывались на основе модели [22].

В термически неравновесной модели химической кинетики константы скоростей химических реакций k_q за-

висят не только от поступательной, но и от колебательных температур вступающих в реакцию компонентов

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

где $k_q^e(T)$ — константа скорости q -й химической реакции при $T_\xi = T$, $\varphi_q(T, T_\xi)$ — фактор неравновесности. В данной работе его значение вычислялось так же, как и в [21]. Для барьерных реакций с участием электронно-возбужденных молекул величина $k_q^e(T)$ зависит от энергии возбужденного состояния [12,13]. Для рассматриваемой смеси газов зависимости $k_q^e(T)$ были взяты такими же, как и в [20]. При использовании модового приближения в модели термически неравновесной химической кинетики важным параметром является колебательная энергия молекулы, образующейся в элементарной химической реакции, E_q . В данной работе ее величина определялась так же, как и в [23]. При этом число колебательных квантов, приходящих в моды ν_1 и ν_2 в результате процессов E–V обмена № 69 и 70, соответственно равно $E_a/h\nu_1$ и $(E_b - E_a)/h\nu_2$, где E_b и E_a — энергия молекулы O₂ в состояниях $b^1\Sigma_g^+$ и $a^1\Delta_g$.

Система уравнений, описывающая течение реагирующего колебательно-неравновесного газа за фронтом ударной волны вдоль направления движения (OX), включает уравнение неразрывности, импульса, энергии, уравнения для изменения концентрации компонентов и уравнения для изменения среднего запаса колебательных

квантов в каждой моде молекулярных компонентов реагирующей смеси [21]. Граничными условиями для данной системы уравнений служат параметры газа за фронтом ударной волны, которые определяются по известным соотношениям Гюгонио в предположении неизменности химического состава и колебательных температур при переходе через фронт ударной волны. Как и в [20,21], данная система уравнений решалась численно с использованием неявной разностной схемы второго порядка аппроксимации.

Динамика воспламенения смеси за ударной волной

Рассмотрим, к каким особенностям в кинетике воспламенения стехиометрической смеси H_2-O_2 приводит активация молекулярного кислорода в электрическом разряде с $E/N = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ по сравнению со случаем обычного нагрева среды энергией разряда. На рис. 2 показано изменение мольных долей компонентов смеси за фронтом ударной волны для двух рассматриваемых случаев при одинаковой удельной энергии, подведенной к газу $E_s = 3 \cdot 10^{-2} \text{ J/cm}^3$. В первом случае температура газа после зоны смешения составляет 354 К (см. табл. 1), а во втором — 429 К. При переходе через фронт ударной волны температура смеси в первом случае возрастает до 613, а во втором — до 742 К. Однако несмотря на то что при простом нагреве смеси H_2-O_2 температура за фронтом существенно выше, чем при активации O_2 в электрическом разряде, воспламенение смеси в последнем случае происходит значительно быстрее. Длина зоны индукции здесь $L_{in} = 15 \text{ cm}$, а при нагреве — $L_{in} = 107 \text{ m}$ (длина зоны индукции определялась как расстояние от фронта ударной волны до сечения, в котором достигается максимальный градиент температуры). Заметим, что в обычной смеси H_2-O_2 с $T_0 = 354 \text{ K}$ (температура разрядной плазмы при $E_s = 3 \cdot 10^{-2} \text{ J/cm}^3$) и теми же значениями P_0 и M_0 длина зоны индукции составляет $6 \cdot 10^2 \text{ m}$, т.е. активация молекул O_2 электрическим разрядом, приводящая в основном к образованию возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, позволяет в $4 \cdot 10^3$ раз сократить длину зоны индукции при невысоких температурах за фронтом ударной волны ($T_1 \approx 600 \text{ K}$).

Ускорение процесса воспламенения при воздействии на поток O_2 специально организованного электрического разряда обусловлено интенсификацией цепных реакций в водородно-кислородной смеси вследствие присутствия в кислородной плазме колебательно- и электронно-возбужденных молекул O_2 и в небольших количествах атомов O и молекул O_3 . Из представленных на рис. 2 зависимостей видно, что в случае активации молекул O_2 электрическим разрядом за фронтом ударной волны очень быстро образуются радикалы OH и атомы H . При этом практически сразу начинается падение концентрации O_3 и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$. В то же время концентрация O остается на достаточно протяженном

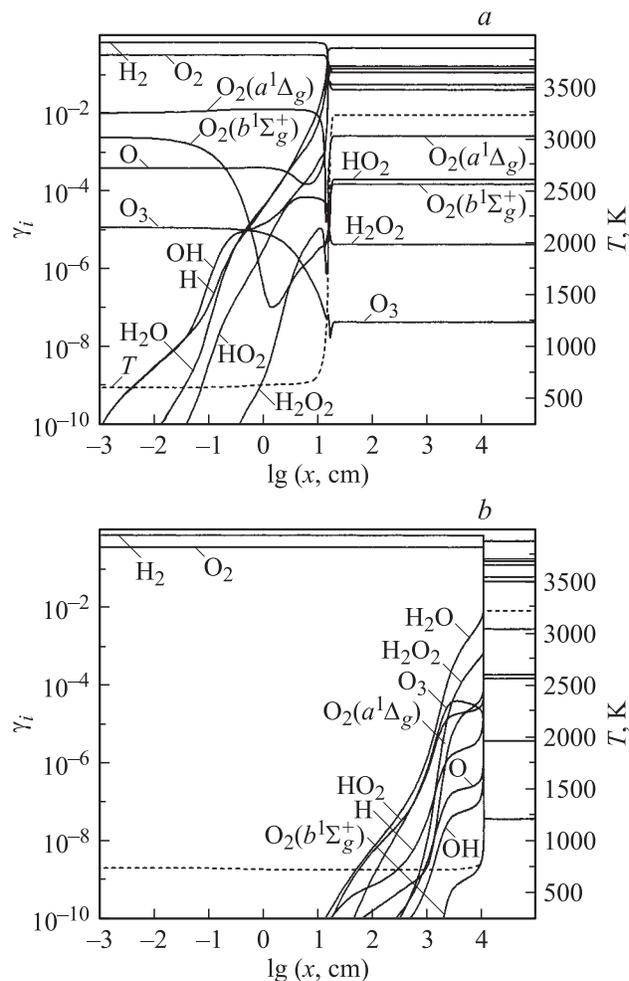


Рис. 2. Изменение мольных долей компонентов, γ_i , и температуры газа (сплошные и штриховые линии) за фронтом ударной волны при активации молекул O_2 электрическим разрядом с $E_s = 3 \cdot 10^{-2} \text{ J/cm}^3$ (a) и в случае, когда вся энергия, выделяющаяся в разряде, идет на нагрев смеси (b) ($M_0 = 6$, $\beta = 20^\circ$, $P_0 = 10^4 \text{ Pa}$).

интервале постоянной, а концентрация $O_2(a^1\Delta_g)$ даже растет. При нагреве смеси электрическим разрядом с $E_s = 3 \cdot 10^{-2} \text{ J/cm}^3$ ($T_0 = 429 \text{ K}$) наибольшие значения концентраций компонентов реализуются на начальном этапе для HO_2 , H_2O и H . Это означает, что каналы развития цепного механизма при активации молекул O_2 и при нагреве смеси существенно отличаются.

Напомним, что при нагреве смеси H_2-O_2 до не слишком высоких температур ($T \leq 1200 \text{ K}$) основной реакцией инициирования цепи является $H_2 + O_2 = 2OH$. Далее радикалы OH реагируют с H_2 в реакции продолжения цепи $OH + H_2 = H_2O + H$, а образовавшиеся атомы H участвуют в реакции разветвления цепи $H + O_2 = OH + O$. Атомы O , взаимодействуя с молекулярным водородом, опять дают атомы H в реакции $O + H_2 = OH + H$, являясь, таким образом, как и атомы H , важнейшими носителями цепного механизма. Молекулы HO_2 образуются вследствие протекания при

относительно низкой температуре за фронтом ударной волны реакции обрыва цепи $H + O_2 + M = HO_2 + M$.

В случае активации молекулярного кислорода электрическим разрядом, когда в смеси за фронтом ударной волны присутствуют возбужденные молекулы $O_2(X^3\Sigma_g^-, V)$, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, а также в небольших количествах атомы O и молекулы O₃ развитие цепного механизма происходит следующим образом. Уже на начальной стадии образования активных атомов O, H и радикалов OH происходит по нескольким каналам. Так, например, атомы O дополнительно образуются в реакции между электронно-возбужденными молекулами O₂ и озоном: $O_2(a^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+) + O_3 = 2O_2(X^3\Sigma_g^-) + O$. Именно поэтому несмотря на то что имевшиеся изначально в смеси атомы O интенсивно вступают в реакцию с молекулами H₂ их концентрация остается постоянной и сверхравновесной вплоть до $x = 1$ см. Только перед воспламенением, когда концентрация O₃ уменьшилась в 8 раз, а концентрация $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ упала более чем в 10³ раз (это происходит в основном вследствие E–V обмена $O_2(b^1\Sigma_g^+) + M = O_2(a^1\Delta_g, V) + M$) концентрация атомов O начинает уменьшаться, с тем чтобы перед самым воспламенением опять возрасти за счет протекания реакции $O_2(a^1\Delta_g) + H = OH + O$. Основными процессами, приводящими к появлению радикалов OH, на начальной стадии являются реакции с возбужденными молекулами O₂: $O_2(X^3\Sigma_g^-, V) + H_2 = 2OH$, $O_2(a^1\Delta_g) + H_2 = 2OH$ и $O_2(a^1\Delta_g) + H_2 = H + HO_2$. Атомы H кроме последней реакции образуются также в реакциях разветвления цепи $H_2 + O = OH + H$, $H_2 + OH = H + H_2O$. Поскольку скорости реакций с участием возбужденных молекул O₂ ($X^3\Sigma_g^-, V$), $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ существенно выше, чем с невозбужденными, их присутствие в исходной смеси приводит к резкому ускорению процесса воспламенения. Схема образования активных частиц и развития цепного механизма в смеси H₂–O₂ при активации молекул O₂ электрическим разрядом представлена на рис. 3. Здесь жирными линиями показаны каналы формирования O, H и OH, доминирующие на начальной стадии процесса, а тонкими — реакции, доминирующие перед моментом воспламенения.

Длина зоны индукции как при активации O₂, так и в случае, когда вся вкладываемая в разряде энергия идет на нагрев смеси, существенным образом зависит от величины E_s, газодинамических параметров потока (P₀, T₀, M₀) и от угла наклона фронта ударной волны (β).

На рис. 4 показано изменение температуры газа за фронтом ударной волны с β = 15°, 20° и 30° при различных значениях E_s в случае активации молекул O₂ электрическим разрядом и в случае, когда вся подведенная к молекулярному кислороду в разряде энергия идет на нагрев смеси (при β = 15° зависимости T(x) при E_s = 0 и 1.2 · 10⁻² J/cm³ лежат вне масштаба рисунка, для таких параметров L_{in} > 10⁶ см). Из представленных на рис. 4 результатов видно, что,

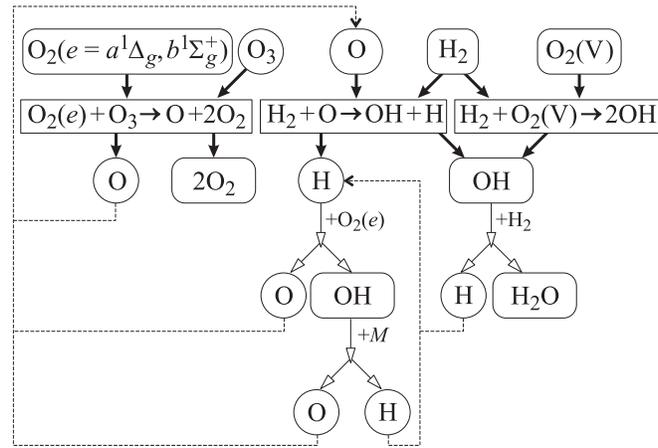


Рис. 3. Схема образования активных атомов O, H и радикалов OH при активации молекул O₂ электрическим разрядом.

чем меньше величина β, тем большую энергию надо подводить к газу с тем, чтобы получить приемлемые значения длины зоны индукции (L_{in} ≤ 1 м). Например, при β = 30° в случае активации молекул O₂ электрическим разрядом удается воспламенить стехиометрическую смесь, состоящую из молекулярного водорода и кислородной плазмы, даже при E_s = 1.2 · 10⁻² J/cm³ на расстоянии 11 см от фронта ударной волны. В то же время при нагреве смеси (для E_s = 1.2 · 10⁻² J/cm³ температура T₀ = 338 К) L_{in} = 1.25 м. Заметим, что при отсутствии разряда (E_s = 0) для смеси с T₀ = 300 К длина зоны индукции превышает 20 м.

Увеличение E_s до 3 · 10⁻² J/cm³ позволяет воспламенить смесь при активации молекул O₂ даже на расстоянии 3 см от фронта. В этом случае даже нагрев смеси позволяет получить L_{in} = 9 см. Обусловлены такие малые значения L_{in} тем, что при β = 30° температура газа за фронтом достаточно велика и даже слабое воздействие электрическим разрядом, и соответственно небольшое содержание электронно-возбужденных молекул O₂ в смеси (вследствие того что при рассматриваемых параметрах T_V⁰(O₂) < T₁ влияние колебательного возбуждения молекул O₂ на процесс воспламенения пренебрежимо мало) приводит к быстрому воспламенению смеси. Так, например, при активации молекул O₂ с E_s = 1.2 · 10⁻² J/cm³ температура газа за фронтом T₁ = 860 К, а при E_s = 3 · 10⁻² J/cm³ ее величина достигает 950 К. Отметим, что, хотя при чисто тепловом воздействии разряда на поток температура газа за фронтом заметно выше: T₁ = 900 и 1150 К соответственно, тем не менее даже при E_s = 3 · 10⁻² J/cm³ в случае активации молекул O₂ длина зоны индукции в 3 раза меньше, чем при простом нагреве смеси. Чем меньше значение β, а следовательно, и температура газа за фронтом ударной волны, тем при больших E_s достигаются приемлемые значения длины зоны индукции. Так, например, при β = 15° значение L_{in} ≤ 1 м можно получить только при активации молекул O₂ в электрическом разряде с E_s ≥ 3 · 10⁻² J/cm³. При этом для E_s = 3 · 10⁻² J/cm³

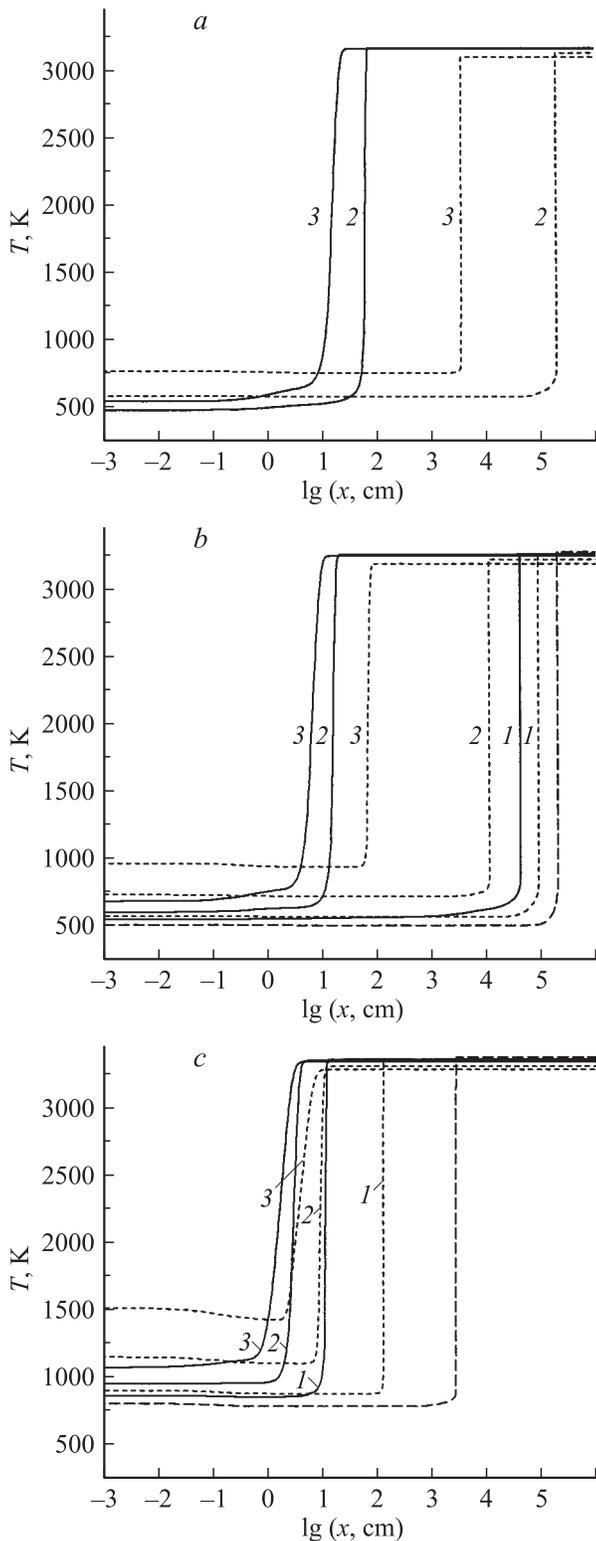


Рис. 4. Изменение температуры газа за фронтом ударной волны с $\beta = 15^\circ$ (a), 20° (b), 30° (c) при активации молекул O_2 электрическим разрядом и в случае, когда вся энергия, выделившаяся в разряде, идет на нагрев смеси (сплошные и пунктирные линии) с $M_0 = 6$, $P_0 = 10^4$ Па при $E_s = 1.2 \cdot 10^{-2}$, $3 \cdot 10^{-2}$ и $6 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³ (кривые 1–3). Штриховая линия отвечает случаю $E_s = 0$.

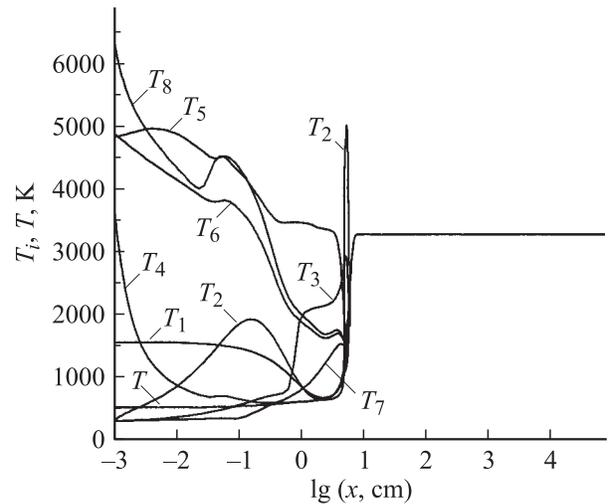


Рис. 5. Изменение поступательной, T , и колебательных температур, T_ξ ($\xi = 1, \dots, 8$), основных компонентов смеси в релаксационной зоне ударной волны ($\beta = 20^\circ$, $M_0 = 6$, $P_0 = 10^4$ Па) при активации молекул O_2 электрическим разрядом с $E_s = 6 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³.

отличие в длине зоны индукции при активации молекул O_2 и при нагреве газа достигает $3 \cdot 10^3$ раз, а для $E_s = 6 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³ это отличие заметно меньше (230 раз), но существенно выше, чем при $\beta = 30^\circ$. Таким образом, изменяя величину вкладываемой в газ энергии, можно обеспечить одинаковые значения L_{in} при изменении угла наклона фронта ударной волны, т.е. эффективно управлять горением в сверхзвуковом потоке при меняющихся условиях.

Для химических процессов за фронтом ударной волны характерна достаточно сильная термическая неравновесность. На всем интервале $[0, L_{in}]$ колебательные температуры различных мод отличны от поступательной. Причем такая неравновесность характерна как для малых, так и для больших значений E_s . На рис. 5 показано изменение поступательной, T , и колебательных температур для основных компонентов смеси $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ (T_1), $O_2(a^1\Delta_g)$ (T_2), $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ (T_3), H_2O (T_4, T_5, T_6), H_2 (T_7), OH (T_8) за фронтом ударной волны для стехиометрической смеси, состоящей из H_2 , и активированного в разряде O_2 для $E_s = 6 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³. Видно, что помимо колебательно-возбужденных молекул O_2 в основном и электронном состояниях, которые образуются в разряде (см. табл. 1) и изначально присутствуют в смеси, за фронтом ударной волны образуются также и колебательно-возбужденные молекулы $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, OH , H_2O . Эти возбужденные молекулы возникают в результате протекания химических реакций: $H_2 + O_2(X^3\Sigma_g^-, V) = 2OH(V)$, $H_2 + O_2(a^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+) = 2OH(V)$, $OH + H_2 = H_2O(V_1V_2V_3) + H$ и $O + O + M = O_2(a^1\Delta_g, V) + M$, $O + O + M = O_2(b^1\Sigma_g^+, V) + M$, а $O_2(a^1\Delta_g)$ — также и вследствие $E-V$ обмена $O_2(b^1\Sigma_g^+) + M = O_2(a^1\Delta_g, V) + M$. При этом колебательная температура $O_2(a^1\Delta_g)$ достигает 2000 К. Однако после релаксации

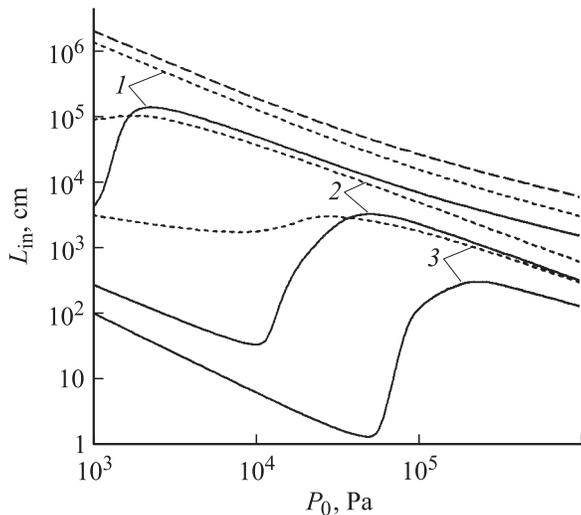


Рис. 6. Зависимость длины зоны индукции, L_{in} , от начального давления стехиометрической смеси H_2-O_2 при $T_0 = 300$ К, $M_0 = 6$, $\beta = 20^\circ$ в случае активации молекул O_2 электрическим разрядом и в случае, когда вся вложенная в разряде энергия идет на нагрев смеси (сплошные и пунктирные линии) для $E_s = 1.2 \cdot 10^{-2}$, $3 \cdot 10^{-2}$ и $6 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³ (кривые 1–3). Штриховая линия соответствует зависимости $L_{in}(P_0)$ при $E_s = 0$.

колебательной энергии молекул $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ (заметное падение колебательной температуры T_1 начинается при $x = 0.1$ см) резко уменьшается и колебательная температура моды ν_2 , T_2 . Достаточно быстро происходит релаксация энергии и других колебательно-возбужденных молекул. К моменту воспламенения термическая неравновесность исчезает (здесь $T_\xi = T$). Таким образом, можно констатировать, что термически неравновесные химические процессы протекают в основном на интервале $[0, L_{in}]$. Расчеты также показывают, что колебательно-возбужденные молекулы $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ и $O_2(a^1\Delta_g)$ играют существенную роль в интенсификации цепных реакций, поскольку реакции с участием этих молекул протекают значительно быстрее, чем с участием колебательно-невозбужденных молекул $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ и $O_2(a^1\Delta_g)$.

Помимо угла наклона ударной волны, а следовательно и температуры газа за фронтом, значительное влияние на процесс воспламенения оказывает давление смеси. На рис. 6 показано изменение длины зоны индукции в зависимости от P_0 при разных E_s для стехиометрической смеси H_2-O_2 для двух способов подвода энергии к газу в электрическом разряде:

- (1) активация молекул O_2 (в этом случае энергия электронов тратится в основном на возбуждение электронных состояний $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$);
- (2) вся вкладываемая энергия идет на нагрев смеси.

При проведении расчетов процессов в электрическом разряде полагалось, что при изменении P_0 величина приведенной напряженности электрического поля E/N остается постоянной и равной $1.1 \cdot 10^{-16}$ В · см². Из представленных на рис. 6 зависимостей видно, что во всем диапазоне изменения P_0 ($P_0 = 10^3-10^6$ Па) и

E_s ($E_s = 1.2 \cdot 10^{-2}-6 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³) активация молекулярного кислорода электрическим разрядом намного эффективней с точки зрения сокращения длины зоны индукции, чем нагрев газа. Для каждого значения E_s существует свой диапазон изменения P_0 в котором отличие в величине L_{in} для этих двух методов весьма значительно (более 100 раз) и правая граница этого диапазона увеличивается с ростом E_s . Так, при $E_s = 3 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³ такое отличие в длине зоны индукции реализуется в диапазоне $P_0 = 10^3-2 \cdot 10^4$ Па, а для $E_s = 6 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³ — при изменении P_0 от $5 \cdot 10^3$ до $9 \cdot 10^4$ Па. Существование некоторого граничного значения $P_0(P_{0b})$, начиная с которого происходит резкое увеличение L_{in} в смесях H_2-O_2 (воздух), как при тепловом методе воздействия, так и при возбуждении молекул O_2 в состоянии $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ уже отмечалось ранее в [20,21] и обусловлено тем, что при высоких давлениях и относительно низких температурах образуются молекулы H_2O_2 , играющие роль резервуара, куда уходят носители цепного механизма — атомы Н. Однако и при $P_0 > P_{0b}$ возбуждение молекул O_2 в электрическом разряде позволяет в несколько раз сократить значение L_{in} по сравнению с тепловым методом воздействия. Так, например, при $E_s = 6 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³ даже при $P_0 = 1$ МПа в случае (1) длины зоны индукции вдвое меньше, чем в случае (2). Возбуждение молекул O_2 электрическим разрядом позволяет даже при относительно высоких давлениях смеси $P_0 = 10^5$ Па и низкой температуре газа за фронтом ударной волны ~ 600 К воспламенить смесь на расстоянии ~ 1 м от фронта при $E_s = 6 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³. Тепловое воздействие дает $L_{in} = 20$ м.

Сравним теперь количество химической энергии, выделившейся в тепло при низкотемпературном инициировании горения смеси H_2-O_2 путем возбуждения молекул O_2 электрическим разрядом и при обычном тепловом способе инициирования горения, когда оба метода дают одинаковую длину зоны индукции. Расчеты показывают, что для того чтобы обеспечить в потоке H_2-O_2 с $M_0 = 6$, $P_0 = 10^4$ Па и $T_0 = 300$ К ту же длину зоны индукции за фронтом ударной волны с $\beta = 20^\circ$, что и при возбуждении молекул O_2 электрическим разрядом с $E_s = 3 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³, необходимо нагреть смесь до $T_0 = 745$ К. При этом температура газа за фронтом ударной волны в случае возбуждения молекул O_2 составляет 613, а при нагреве смеси — 1289 К. Длина зоны индукции при этом для обоих рассматриваемых случаев составляет 15 см.

В табл. 4 приведены значения удельной энергии E_m ($E_m = E_s/\rho$, где ρ — плотность газа), подведенной к

Таблица 4. Характерные параметры газа при различных методах инициирования горения

Методы инициирования горения	Параметры				
	T_e , К	P_e , кПа	M_e	ΔH_{ch} , Дж/г	E_m , Дж/г
Возбуждение O_2	3242	262	1.67	5411	315
Нагрев газа	3154	109	2.79	4181	1107

газу в разряде и при его нагреве и необходимой для обеспечения $L_{in} = 15$ см, значения химической энергии, выделяющейся при горении ΔH_{ch} , а также конечные значения температуры, T_e , давления P_e и числа Маха потока, M_e , реализующиеся при горении стехиометрической смеси за фронтом ударной волны для двух рассматриваемых способов подвода энергии. Видно, что при возбуждении молекул O_2 электрическим разрядом требуется в 3.5 раза меньше энергии для воспламенения смеси на расстоянии $L_{in} = 15$ см, чем при нагреве газа. При этом большая доля химической энергии реагентов переходит в тепловую энергию при горении смеси H_2-O_2 (энергетический выигрыш по ΔH_{ch} составляет при рассматриваемых параметрах $\sim 30\%$). При низкотемпературном инициировании горения возбужденными молекулами O_2 также реализуются большие значения температуры и давления в продуктах сгорания, а число Маха и скорость газа, наоборот, становятся меньше, чем в случае инициирования горения предварительным нагревом газа.

Заключение

При воздействии разряда с $E/N = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ на молекулярный кислород образуются не только электронно-возбужденные молекулы O_2 в синглетных состояниях $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$, но и колебательно-возбужденные молекулы $O_2(X^3\Sigma_g^-, V)$. Присутствие колебательно- и электронно-возбужденных молекул в кислородной плазме позволяет значительно интенсифицировать цепной механизм воспламенения смеси H_2-O_2 при активации молекулярного кислорода специально организованным электрическим разрядом. Даже при небольших значениях энергии, вкладываемой в единицу объема газа, $E_s = 3 \cdot 10^{-2} \text{ J/cm}^3$ удается воспламенить смесь в сверхзвуковом потоке на малых расстояниях от фронта ударной волны ($L_{in} \sim 10$ см) при низкой температуре газа за фронтом ($T = 613$ К) и невысоком давлении ($P_0 = 10^4$ Па), хотя в случае отсутствия активации молекул O_2 разрядом воспламенение при данных условиях вообще не реализуется ($L_{in} = 600$ м). Возбуждение молекул O_2 намного эффективней (в десятки раз) с точки зрения интенсификации воспламенения водородно-кислородной смеси, чем простой нагрев газа электрическим разрядом. Более того, возможность реализации низкотемпературного воспламенения смеси при возбуждении электронных и колебательных состояний молекул O_2 электрическим разрядом позволяет увеличить эффективность преобразования химической энергии реагирующих молекул в тепловую по сравнению с обычным тепловым методом инициирования горения. Энергетический выигрыш по выделившейся в тепло в процессе горения энергии может при этом составлять 30%. При низкотемпературном инициировании горения в сверхзвуковом потоке достигаются также большие значения температуры и давления продуктов сгорания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-08-81038 и 05-02-16419), а также при частичной поддержке МНТЦ (проект № 2740).

Список литературы

- [1] Kato R. and Kimura I. // 26th Symp. (Int.) on Combustion. 1996. P. 2941–2947.
- [2] Takita K. // Combust. Flame. 2002. Vol. 128. N 3. P. 301–313.
- [3] Starikovskaia S.M., Kukaev E.N., Kuksin A.Yu., Nudnova M.M., Starikovskii A.Yu. // Combust. Flame. 2004. Vol. 139. N 3. P. 177–187.
- [4] Chintala N., Meyer R., Hicks A., Bao A., Rich J.W., Lempert W.R., Adamovich I.V. // J. Propul. Power. 2005. Vol. 21. N 4. P. 583–590.
- [5] Chintala N., Bao A., Lou G., and Adamovich I.V. // Combust. Flame. 2006. Vol. 144. N 4. P. 744–756.
- [6] Старик А.М., Даутов Н.Г. // ДАН. 1994. Т. 336. № 5. С. 617–622.
- [7] Старик А.М., Титова Н.С. // ДАН. 2001. Т. 380. № 3. С. 332–337.
- [8] Starik A.M., Titova N.S. In High-Speed Deflagration and Detonation: Fundamentals and Control. Moscow: Elex-KM Publishers, 2001. P. 63–78.
- [9] Light G.G. // J. Chem. Phys. 1978. Vol. 68. N 6. P. 2831–2843.
- [10] Lifshitz A., Teitelbaum H. // Chem. Phys. 1997. Vol. 219. N 2/3. P. 243–256.
- [11] Wodtke A.M. // Phys. Chem. Earth (C). 2001. Vol. 26. N 7. P. 467–471.
- [12] Старик А.М., Титова Н.С. // ДАН. 2003. Т. 391. № 4. С. 471–477.
- [13] Старик А.М., Титова Н.С. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 15–22.
- [14] Безгин Л.В., Копченков В.И., Старик А.М., Титова Н.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 42–49.
- [15] Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., and Hager G.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. N 8. P. 982–989.
- [16] Vasiljeva A.N., Klopovskiy K.S., Kovalev A.S., Lopaev D.V., Mankelevich Y.A., Popov N.A., Rakhimov A.T., and Rakhimova T.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 37. N 17. P. 2455–2468.
- [17] Hicks A., Norberg S., Shawcross P., Lempert W.R., Rich J.W., Adamovich I.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. 2812.
- [18] Pliavaka K.F., Gorbatov S.V., Shushkov S.V., Pliavaka F.V., Chernukho A.P., Zhdanok S.A., Naumov V.V., Starik A.M., Bourig A., Martin J.-P. // Nonequilibrium Processes in Combustion and Plasma Based Technologies. Contributed Papers. Minsk, 2006. P. 186–191.
- [19] Naumov V.V., Zhdanok S.A., Starik A.M., Cenian A., Chernukho A.P. // Nonequilibrium Processes and Their Applications. Contributed Papers. Minsk, 2002. P. 62–66.
- [20] Старик А.М., Титова Н.С. // Кинетика и катализ. 2003. Т. 44. № 1. С. 35–46.
- [21] Старик А.М., Титова Н.С. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 8. С. 1–12.
- [22] Adamovich I.V., Macheret S.O., Rich J.W., Treanor C.E. // J. of Thermophysics and Heat Transfer. 1998. Vol. 12. N 1. P. 57–65.
- [23] Луховицкий Б.И., Старик А.М., Титова Н.С. // ФГВ. 2005. Т. 41. № 4. С. 29–38.