

# ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ КЛИНА СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ СМЕСИ $H_2/O_2$ С НЕРАВНОВЕСНО ВОЗБУЖДЕННЫМИ МОЛЕКУЛЯРНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ РЕАГЕНТОВ

Л. В. Безгин, В. И. Копченков, А. М. Старик, Н. С. Титова

Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова, 111116 Москва, star@ciam.ru

Анализируются особенности формирования наклонной детонационной волны при обтекании плоского клина сверхзвуковым потоком водородно-кислородной смеси. Показано, что предварительное возбуждение молекулярных колебаний  $H_2$  приводит к заметному (в несколько раз) сокращению длины зоны индукции и расстояния, на котором происходит образование детонационной волны. Установлено, что эти эффекты проявляются даже при возбуждении молекул  $H_2$  в узкой приосевой области потока и обусловлены интенсификацией цепных реакций в смеси  $H_2/O_2$  (воздух) вследствие присутствия в потоке колебательно-возбужденных молекул водорода.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, детонационная волна, смесь водород — кислород, колебательно-возбужденные молекулы.

## ВВЕДЕНИЕ

Проблема организации эффективного сжигания топлива в сверхзвуковом потоке в последние годы привлекает внимание исследователей в связи с перспективой создания новых двигателей для гиперзвуковых летательных аппаратов. Особый интерес проявляется при этом к схемам с детонационной волной, реализация которых позволит существенно сократить длину зоны горения, а следовательно, и габариты двигателя [1–3]. Один из ключевых вопросов при организации детонационного горения в сверхзвуковом потоке — получение условий, при которых стабилизация детонационной волны происходит на относительно небольших расстояниях ( $\approx 1 \div 2$  м) от входа в камеру сгорания.

Наиболее простым способом воспламенения горючих смесей и создания детонационной структуры является использование наклонной ударной волны, возникающей при обтекании клина или конуса сверхзвуковым потоком газа. Исследованию особенностей формирования детонационной волны в этом случае посвящено значительное количество работ [4–7]. Было показано, что особенности взаимодействия первичной ударной волны (УВ) с зоной тепловы-

деления, возникающей за фронтом УВ при протекании химических реакций, существенно зависят от угла наклона образующей клина и параметров потока. Исключительно важной проблемой является сокращение длины зоны индукции и протяженности области, в которой после воспламенения смеси происходит формирование детонационной волны [7].

Ранее было показано, что предварительное возбуждение колебательных степеней свободы реагирующих молекул существенно (в  $10 \div 100$  раз) сокращает длину зоны индукции за фронтом наклонной УВ [8, 9]. Более того, даже небольшое возбуждение колебаний молекул  $H_2$ ,  $O_2$  и  $N_2$  позволяет реализовать воспламенение смеси  $H_2$ /воздух при низких значениях температуры ( $T_1 = 700 \div 750$  К) и давления ( $p_1 \approx 10^4$  Па) в сверхзвуковом потоке за относительно слабой УВ [10]. Однако эти исследования были выполнены в одномерной постановке. В реальности же поток весьма далек от одномерного. Типичным примером двумерного течения служит формирование детонационной волны при обтекании клина. Поэтому представляет интерес определить, как в этом случае предварительное возбуждение молекулярных колебаний реагентов повлияет на изменение ударно-волновой структуры потока. Такой анализ выполнен в данной работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 02-02-16915 и № 02-01-00703) и МНТЦ (проект № 2740).

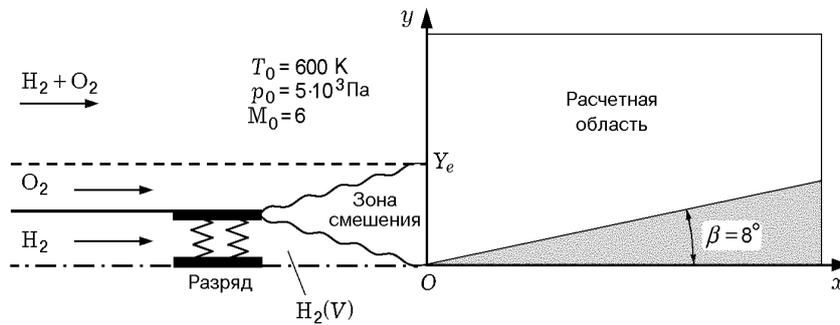


Рис. 1. Схема течения и расчетная область

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим обтекание плоского клина сверхзвуковым потоком водородно-кислородной смеси, в котором колебательные степени свободы молекул  $H_2$  неравновесно возбуждены. Такое возбуждение достаточно легко реализовать при помощи электрического разряда, в котором отношение напряженности электрического поля к концентрации молекул  $H_2$  отвечает резонансному возбуждению колебательных состояний молекулярного водорода электронами разряда [11]. Схема течения, принятая для анализа, показана на рис. 1. Молекулярный кислород смешивается в приосевой области с колебательно-возбужденным водородом. Поперечный размер этой области ограничен и обозначен на рис. 1 символом  $Y_e$ . При  $y < Y_e$  молекулы  $H_2$  возбуждены. Параметры потока после смешения следующие: число Маха  $M_0 = 6$ ,  $p_0 = 10^3 \div 10^4$  Па,  $T_0 = 400 \div 600$  К. Здесь и далее индекс нуль отвечает параметрам однородного потока перед клином. Отметим, что даже при таких высоких скоростях, как  $\approx 2$  км/с, протяженность области смешения потоков  $H_2$  и  $O_2$  не превышает 1 м.

Будем, как обычно, полагать, что между вращательными и поступательными степенями свободы молекул существует термодинамическое равновесие. При температурах газа  $T \leq 3000$  К (именно такие температуры реализуются при горении смеси  $H_2/O_2$ ) за фронтом наклонной УВ, образующейся при обтекании клина, для нижних колебательных уровней каждой моды реализуется больцмановское распределение. Это позволяет использовать для описания релаксационных процессов в реагирующем газе модель локальных колебательных температур (далее будем обозначать  $T_\xi$  темпе-

ратуру  $\xi$ -й моды,  $\xi = 1, \dots, n$ ,  $n$  — число типов колебаний в реагирующих и образующихся молекулах) [12, 13]. Полагая газ невязким и нетеплопроводным, систему уравнений, описывающую физико-химические и газодинамические процессы при обтекании клина реагирующим потоком, можно представить в виде

$$\frac{\partial}{\partial x_k} F_k = q, \quad (1)$$

$$F_k = \begin{pmatrix} \rho u_k \\ \|\rho u_k u_m + p \delta_{km}\| \\ \rho u_k (2H + Q^2) \\ \|\rho u_k e_V^\xi\| \\ \|\rho u_k N_i\| \end{pmatrix}, \quad q = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \|q_V^\xi\| \\ \|q_{ch}^i\| \end{pmatrix}.$$

Здесь  $Q = \sqrt{\sum_k u_k^2}$ ;  $k = 1, 2$  и  $m = 1, 2$ ;  $u_k$  — компоненты скорости потока в проекции на оси  $OX$  ( $k = 1$ ) и  $OY$  ( $k = 2$ );  $\delta_{km}$  — символ Кронекера;  $\|\rho u_k u_m + p \delta_{km}\|$ ,  $\|\rho u_k e_V^\xi\|$ ,  $\|q_V^\xi\|$  и  $\|q_{ch}^i\|$  — одностробцовые матрицы (размерность первой матрицы 2, второй и третьей —  $n$ , четвертой —  $M_1$  ( $M_1$  — число компонентов в смеси));  $p$  и  $\rho$  — давление и плотность газа;  $N_i$  — плотность молекул  $i$ -го компонента смеси. Выражения для энтальпии смеси  $H$ , колебательной энергии  $i$ -го компонента  $e_{Vi}$ , а также источников  $q_V^\xi$  и  $q_{ch}^i$ , определяющих изменение энергии  $\xi$ -й моды и концентрации  $i$ -го компонента в смеси в результате релаксационных процессов и протекания химических реакций, удобно представить в следующем виде:

$$H = \frac{1}{\mu} \sum_{i=1}^{M_1} h_{0i} \gamma_i +$$

$$+ \left( \frac{5}{2} + \sum_{i=1}^L \gamma_i + \frac{3}{2} \sum_{i=L+1}^S \gamma_i \right) \frac{R}{\mu} T + \sum_{i=1}^S e_{Vi} \gamma_i,$$

$$e_{Vi} = \sum_{\xi=1}^{Z_i} e_{V\xi}^i, \quad e_{V\xi}^i = \frac{R\theta_\xi}{\mu} \varepsilon_\xi, \quad \mu = \sum_{i=1}^{M_1} \mu_i \gamma_i,$$

$$\gamma_i = \frac{N_i}{N}, \quad N = \sum_{i=1}^{M_1} N_i, \quad q_{ch}^i = \sum_{q=1}^{M_2} S_{i,q},$$

$$S_{i,q} = \frac{\alpha_{i,q}^- - \alpha_{i,q}^+}{N} [R_q^+ - R_q^-],$$

$$R_q^{+(-)} = k_{+(-)q} \prod_{j=1}^{n_q^{+(-)}} N_j^{\alpha_{j,q}^{+(-)}},$$

$$q_V^\xi = \frac{R\theta_\xi}{\mu} [Q_{VV'}^\xi + Q_{VT}^\xi + Q_{ch}^\xi],$$

$$Q_{VV'}^\xi = N \sum_{p=1}^{L_1} \frac{l_\xi L_{\xi,p}}{l_\xi l_p} W_{\xi,p}'$$

$$Q_{VT}^\xi = (\varepsilon_{\xi,0} - \varepsilon_\xi)(1 - y_{\xi,0}) \sum_{i=1}^{M_1} W_{\xi,0}^i \gamma_i,$$

$$Q_{ch}^\xi = \sum_{r=1}^{L_2} \frac{\alpha_{i,r}^- - \alpha_{i,r}^+}{N_i} \times \\ \times [(\chi_{r,\xi}^+ - \varepsilon_\xi) R_r^+ - (\chi_{r,\xi}^- - \varepsilon_\xi) R_r^-],$$

$$L_{\xi,p} = \varepsilon_\xi^{l_\xi} (g_p + \varepsilon_p)^{l_p} - \varepsilon_p^{l_p} (g_\xi + \varepsilon_\xi)^{l_\xi} \times \\ \times \exp\left(-\frac{l_\xi \theta_\xi - l_p \theta_p}{T}\right),$$

$$\chi_{r,\xi}^{+(-)} = \left(\frac{E_r}{K\theta_\xi}\right) \eta_{r,\xi}^{+(-)}, \quad \eta_{r,\xi}^+ = \beta_{r,\xi}^2 / \sum_i \beta_{r,i}^2,$$

$$\eta_{r,\xi}^- = \beta_{r,\xi}^2 T_\xi^2 \sum_i \beta_{r,i}^2 \left(\sum_j \beta_{r,j}^2 T_j\right)^{-2},$$

$$E_r = \alpha_r E_{a,r}^+, \quad \alpha_r = \frac{E_{a,r}^+}{E_{a,r}^+ + E_{a,r}^-},$$

$$\varepsilon_\xi = g_\xi y_\xi / (1 - y_\xi), \quad \varepsilon_{\xi,0} = \varepsilon_\xi \quad (y_\xi = y_{\xi,0}),$$

$$y_\xi = \exp(-\theta_\xi / T_\xi), \quad y_{\xi,0} = y_\xi(T_\xi = T).$$

Здесь  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $K$  — постоянная Больцмана;  $h_{0i}$  — энтальпия образования  $i$ -го компонента смеси при  $T = 298$  К;  $\mu_i$  — его молярная масса;  $S$  — число молекулярных компонентов;  $L$  — число компонентов из линейных молекул;  $\theta_\xi$  — характеристическая колебательная температура  $\xi$ -й моды,  $g_\xi$  — кратность ее вырождения;  $Z_i$  — число типов колебаний в молекуле  $i$ -го сорта;  $W_{\xi,p}' = \sum_{i=1}^{M_1} W_{\xi,p}^i \gamma_i$  в случае внутримолекулярного  $V-V'$ -обмена и  $W_{\xi,p}' = W_{\xi,p} \gamma_j$  ( $\xi \leftrightarrow i$ ,  $p \leftrightarrow j$ ) в случае межмолекулярного  $V-V'$ -обмена;  $W_{\xi,p}$  — константа скорости межмолекулярного  $V-V'$ -обмена;  $W_{\xi,p}^i$  и  $W_{\xi,0}^i$  — константы скоростей внутримолекулярного  $V-V'$ -обмена и  $V-T$ -релаксации при столкновении с  $i$ -м партнером;  $l_\xi$  — количество колебательных квантов, теряемых или приобретаемых модой  $\xi$  при  $V-V'$ -обмене;  $L_1$  — число каналов  $V-V'$ -обмена;  $\alpha_{i,q}^+$  и  $\alpha_{i,q}^-$  — 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;  $L_2$  — число реакций, приводящих к образованию (уничтожению) молекулы, содержащей моду  $\xi$ ;  $M_2$  — число реакций, приводящих к образованию  $i$ -го компонента;  $\beta_{r,j}$  — коэффициенты разложения  $r$ -й реакции по координатам нормальных колебаний;  $E_r$  — часть энергии активации  $r$ -й реакции, приходящейся на колебательные степени свободы;  $E_{a,r}^{+(-)}$  — энергия активации  $r$ -й химической реакции в направлении уничтожения (возникновения) колебательно-возбужденной молекулы. Значения  $\beta_{r,\xi}$ , так же как и в [8, 9], были взяты равными 1. В рамках модового приближения константа скорости химической реакции при отсутствии равновесия между поступательными и колебательными степенями участвующих в реакции молекул является функцией  $T$  и  $T_\xi$  и 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  $T_\xi$  вычислялась так же, как и в [9, 10].

Кинетическая модель, используемая в данной работе, включает 9 обратимых химических реакций с участием H, O, OH, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, процессы  $V-V'$ -обмена между симметричной, деформационной и асимметричной ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) модами молекулы H<sub>2</sub>O, модами молекул H<sub>2</sub> ( $\nu_4$ ), O<sub>2</sub> ( $\nu_5$ ) и OH ( $\nu_6$ ), а также процессы  $V-T$ -релаксации энергии мод  $\nu_2, \nu_4, \nu_5$  и  $\nu_6$  [8]. Далее такая же нумерация будет использована и для колебательных температур. Температурные зависимости констант скоростей химических реакций  $k_{+(-)q}^0(T)$ , а также процессов  $V-V'$ -обмена и  $V-T$ -релаксации для рассматриваемой модели выбраны на основе рекомендаций [10]. Следует отметить, что несмотря на относительную простоту данная схема химических реакций позволяет получать достаточно точные значения длины зоны индукции и длины зоны горения за фронтом наклонных УВ при температурах за фронтом  $T_1 \geq 800$  К (именно такой диапазон  $T_1$  рассматривается в данной работе) [10].

Система уравнений (1) решалась численно с использованием маршевого метода, в основе которого лежит стационарный аналог схемы Годунова [6]. Для аппроксимации  $q_V^\xi$  и  $q_{ch}^i$  использовалась неявная схема. Конвективные члены в уравнениях системы (1) аппроксимировались методом предиктор — корректор второго порядка точности.

Для определения параметров потока, концентраций компонентов и колебательных температур на новом пространственном слое применялась специальная итерационная процедура. В этой процедуре для уравнений, описывающих изменение концентраций компонентов, использовался метод Гаусса — Зейделя, для уравнений, описывающих изменение  $\varepsilon_\xi$ , — метод Ньютона. Для разрешения областей с большими градиентами параметров, так же как и в [5], использовалась адаптируемая сетка.

### ФОРМИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР ПРИ ОБТЕКАНИИ КЛИНА

Рассмотрим сначала, как влияет учет замедленного возбуждения молекулярных реагентов за УВ, образующейся при обтекании клина сверхзвуковым потоком стехиометрической

смеси H<sub>2</sub> + O<sub>2</sub>, на динамику формирования детонационной волны при  $M_0 = 6$ ,  $T_0 = 600$  К,  $p_0 = 5 \cdot 10^3$  Па. Ранее в [9, 10] было показано, что учет конечной скорости возбуждения колебательных степеней свободы молекул может существенно повлиять на динамику и характеристики горения за фронтом УВ. Основной причиной этого служит то, что при сверхзвуковой скорости потока, реализующейся за фронтом наклонной УВ, вследствие теплоотвода энергии из поступательных степеней свободы в колебательные происходят уменьшение температуры и плотности газа и, наоборот, увеличение скорости потока по сравнению со случаем, когда предполагается, что равновесие между поступательными и колебательными степенями свободы устанавливается мгновенно (термически равновесная модель химической кинетики). Уменьшение плотности частиц приводит к уменьшению числа столкновений и скоростей всех химических реакций, а следовательно, к росту длины зоны реакции. Поэтому длина задержки воспламенения (длина индукции) при учете неравновесного возбуждения молекулярных колебаний (термически неравновесная модель) получается больше. Определенную, хотя и не основную роль в замедлении химических превращений играет и то, что колебательные температуры H<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> ( $T_4$  и  $T_5$ ) за фронтом УВ меньше  $T$ .

Эти же закономерности проявляются и при формировании ударно-волновой структуры, возникающей при обтекании клина сверхзвуковым потоком, хотя картина течения здесь существенно сложнее, чем в одномерном случае. На рис. 2 представлено поле статического давления, а на рис. 3 — поле массовых концентраций H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> = 2/1, рассчитанные по термически неравновесной модели и по модели термически равновесной химической кинетики, когда  $T_\xi = T$ . В обоих случаях можно выделить три характерные области течения. Область 1 соответствует зоне индукции, в конце которой, непосредственно около поверхности клина, происходит образование атомов O, H, радикалов OH и молекул H<sub>2</sub>O. Длина этой зоны  $L_{ind}$  вдоль образующей клина определяется простым соотношением  $L_{ind} = u_1 \tau_{ind}$ , где  $u_1$  — скорость газа за фронтом УВ (при рассматриваемых параметрах  $u_1 = 4421$  м/с),  $\tau_{ind}$  — период индукции, который может быть определен из расчета процессов за фронтом в одномерном приближении (в рассматриваемом

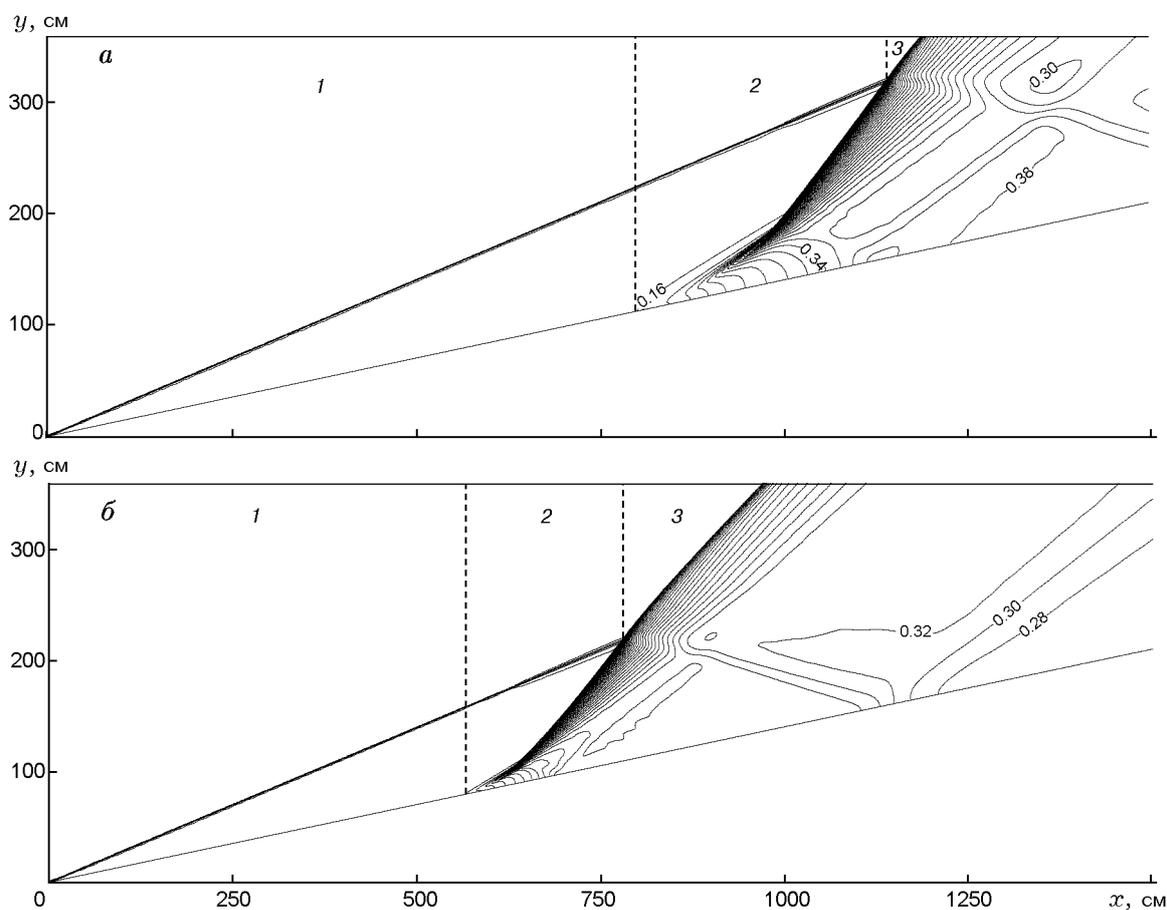


Рис. 2. Поле статического давления, рассчитанное при учете (а) замедленного возбуждения молекулярных колебаний реагентов (термически неравновесная модель) и по термически равновесной модели (б) (изолинии  $p = \text{const}$  приведены в барах)

случае температура и давление газа за фронтом 824 К и 14.1 кПа соответственно). Отметим, что наличие такой простой зависимости длины зоны индукции от  $\tau_{ind}$  отмечалось и ранее в [7] и соответствует экспериментальным данным. При учете неравновесного возбуждения молекулярных колебаний за фронтом УВ для рассматриваемых условий  $L_{ind} = 8.3$  м. В то же время при использовании модели обычной термически равновесной химической кинетики  $L_{ind} = 5.7$  м, отличие составляет 25%. Это необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных.

В области 2 происходит воспламенение смеси. При этом увеличиваются давление и температура. Волна сжатия распространяется от области воспламенения и поджигает всю смесь. В этой же области формируется первичная детонационная волна вследствие взаи-

модействия волн сжатия, генерируемых в зоне горения, и поэтому ее называют областью перехода ударной волны в детонационную. Ее длина  $L_t$  зависит от параметров потока за фронтом УВ и характерных времен химических реакций. Величина  $L_t$  в значительной степени определяется временем выделения химической энергии в процессе горения, т. е. в основном временем рекомбинации атомов и радикалов  $\tau_r = \tau_c - \tau_{ind}$ , где  $\tau_c$  — полное время горения. Заметное влияние на величину  $L_t$  оказывает также скорость распространения волн сжатия, генерируемых в области горения. Для рассматриваемых параметров потока  $L_t < L_{ind}$ . Как и для длины зоны индукции, замедленное возбуждение молекулярных компонентов за фронтом УВ приводит к увеличению  $L_t$  по сравнению со случаем, когда этот эффект не учитывается (термически равновесная модель). От-

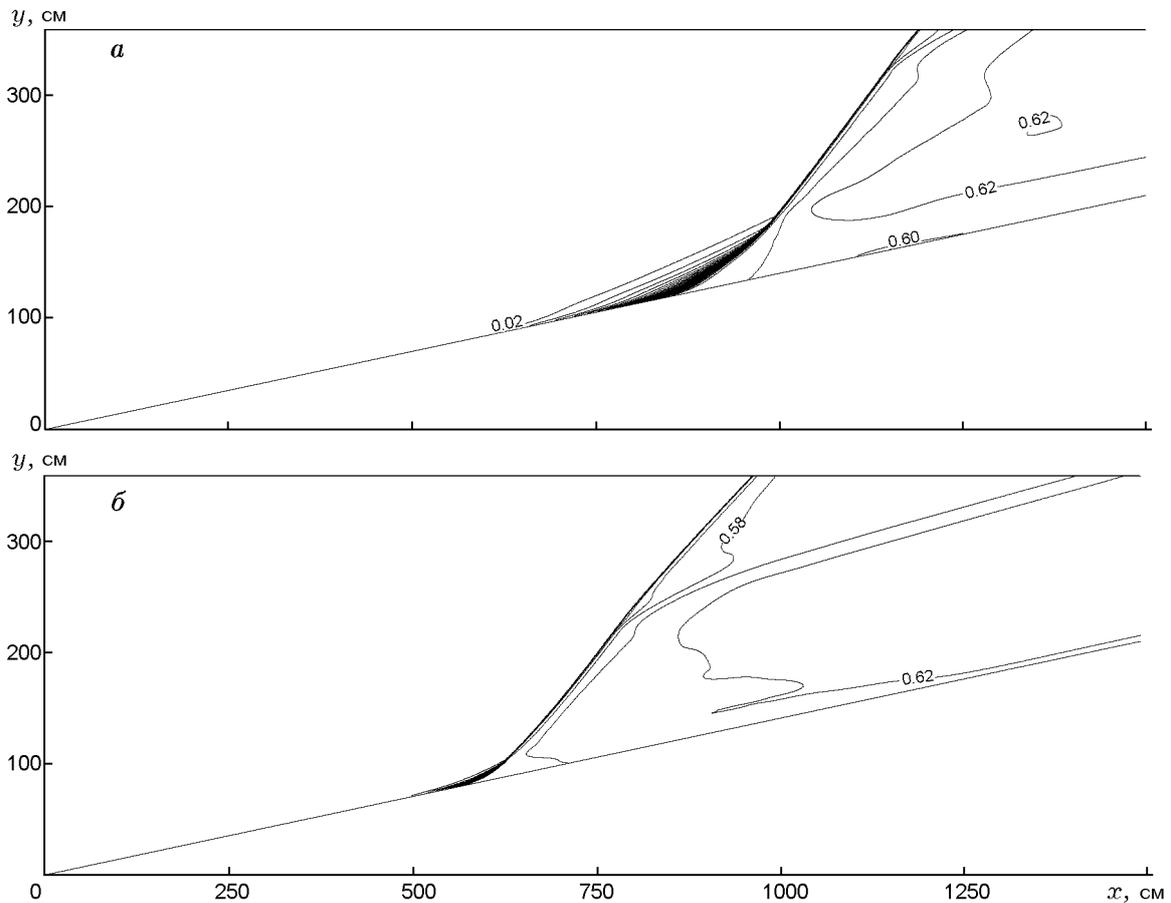


Рис. 3. Поле массовых концентраций  $\text{H}_2\text{O}$ , рассчитанное по термически неравновесной (а) и термически равновесной (б) моделям

личные значения  $L_t$  даже больше, чем для  $L_{ind}$ , и составляет  $\approx 55\%$ .

Взаимодействие первичной детонационной волны с фронтом УВ приводит к формированию основной зоны детонационного горения (она обозначена цифрой 3). В этой области в потоке существует только одна наклонная детонационная волна (угол между фронтом детонационной волны и осью  $OX$  составляет  $\approx 35^\circ$ ).

Возбуждение молекулярных колебаний  $\text{H}_2$  даже в относительно узкой приосевой зоне потока значительно сокращает зону индукции и переходную область даже при небольшой энергии, вложенной в колебания  $\text{H}_2$ . Это иллюстрирует рис. 4, на котором представлено поле статического давления в случае возбуждения колебаний молекул  $\text{H}_2$  (начальная колебательная температура  $T_{40} = 2500$  К) в зоне высотой  $Y_e = 75$  и  $25$  см, реализующееся при обтекании клина с полууглом  $\beta = 8^\circ$ . Отметим, что при

такой колебательной температуре вклад энергии колебаний  $\text{H}_2$  в удельную энтальпию газа составляет  $19\%$ . При  $Y_e = 75$  см величина  $L_{ind}$  уменьшается до  $1.5$  м, а расстояние, на котором реализуется детонационное горение  $L_d$  (область 3), составляет при этом всего  $3$  м. В случае отсутствия возбуждения  $L_d = 11.5$  м. Даже при очень малой высоте зоны возбуждения ( $Y_e = 25$  см) уменьшение всех характерных длин ( $L_{ind}$ ,  $L_t$ ,  $L_d$ ) весьма значительно. По сравнению со случаем  $Y_e = 75$  см величина  $L_{ind}$  практически остается той же самой. Увеличивается лишь длина переходной зоны ( $L_t = 1.5$  м при  $Y_e = 75$  см и  $L_t = 2.5$  м при  $Y_e = 25$  см) и соответственно  $L_d$ .

Интересно отметить, что если бы всю энергию, запасенную в колебаниях молекул  $\text{H}_2$  при  $T_{40} = 2500$  К перевести в поступательные степени свободы молекул при  $T = T_4 = 600$  К, то температура газа увеличилась бы на

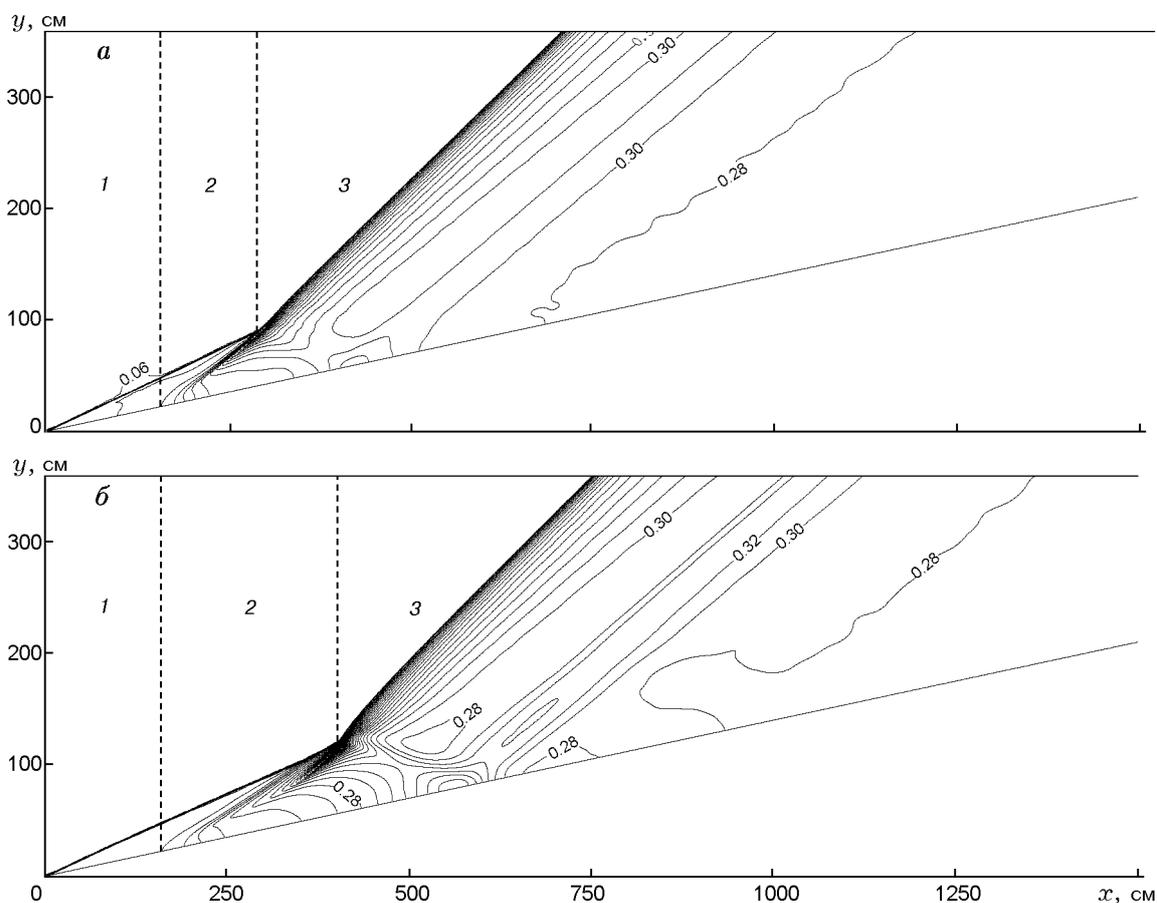


Рис. 4. Поле статического давления при предварительном возбуждении молекулярных колебаний  $\text{H}_2$  ( $T_{40} = 2500 \text{ K}$ ) в приосевой области высотой  $Y_e = 75 \text{ см}$  (а) и с  $Y_e = 25 \text{ см}$  (б) (изолинии  $p = \text{const}$  даны в барах)

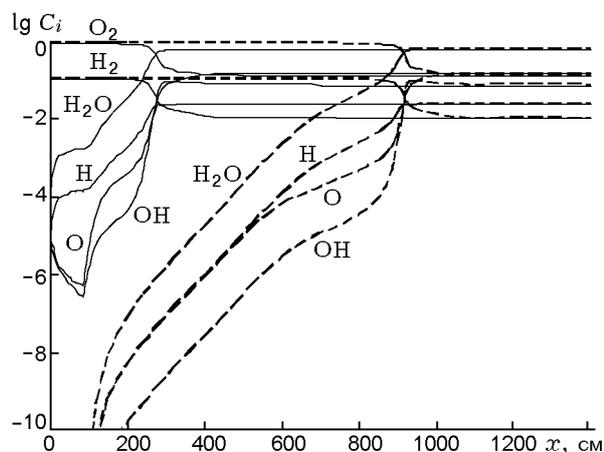


Рис. 5. Изменение массовых концентраций компонентов вдоль струйки тока с поперечной координатой  $y = 25 \text{ см}$  в случае предварительного возбуждения молекул  $\text{H}_2$  ( $T_{40} = 2500 \text{ K}$ ) в зоне с  $Y_e = 25 \text{ см}$  и без возбуждения ( $Y_e = 0$ ) (сплошные и штриховые линии соответственно)

$\approx 110 \text{ K}$ . Расчеты показывают, что если осуществить такой нагрев смеси  $\text{H}_2/\text{O}_2 = 2/1$  в области с  $y < Y_e$  ( $T_0 = 710 \text{ K}$  при  $y < Y_e$  и  $T_0 = 600 \text{ K}$  при  $y > Y_e$ ,  $Y_e = 25 \text{ см}$ ), то при одинаковых параметрах потока ( $M_0 = 6$ ,  $p_0 = 5 \cdot 10^3 \text{ Па}$ ) величина  $L_d$  будет равна  $5.2 \text{ м}$ . В случае неравновесного возбуждения колебаний  $\text{H}_2$  до  $T_{40} = 2500 \text{ K}$  при  $Y_e = 25 \text{ см}$  расчетное значение  $L_d$  равно  $4 \text{ м}$ . Такого же значения  $L_d$  при тепловом воздействии в осевой области ( $Y_e = 25 \text{ см}$ ) можно добиться только при нагреве смеси до  $T_0 = 1000 \text{ K}$ . Ускорение процессов, приводящих к формированию детонационной волны при обтекании клина сверхзвуковым потоком газа в случае предварительного возбуждения молекулярных колебаний  $\text{H}_2$ , обусловлено интенсификацией цепного механизма воспламенения и горения смесей  $\text{H}_2/\text{O}_2$  (воздух). При  $T_1 \approx 820 \text{ K}$ , реализуемой за фронтом УВ для рассматриваемых параметров по-

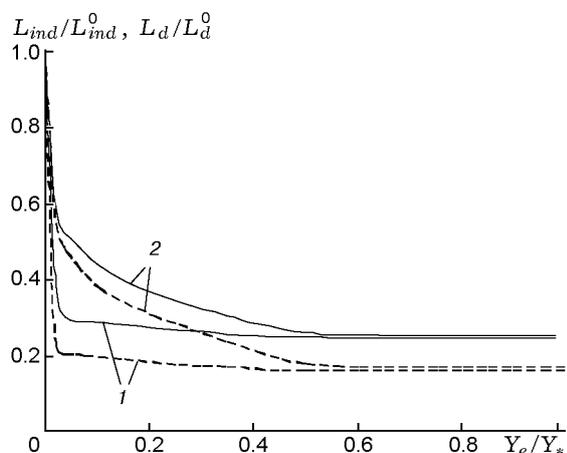


Рис. 6. Зависимости  $L_{ind}/L_{ind}^0$  (кривые 1) и  $L_d/L_d^0$  (кривые 2) от относительной высоты зоны возбуждения  $H_2$  ( $Y_e/Y_*$ ) при различных уровнях возбуждения  $H_2$ :

сплошные линии —  $T_{40} = 2500$  К, штриховые —  $T_{40} = 3000$  К; значения  $L_{ind}^0$  и  $L_d^0$  соответствуют длине зоны индукции и длине зоны формирования детонационной волны при  $Y_e = 0$

тока, формирование цепного процесса происходит через следующие стадии:  $H_2(V) + O_2 = 2OH(V)$ ,  $OH(V) + H_2(V) = H_2O(V_1, V_2, V_3) + H$ ,  $H + O_2 = OH + O$  и  $O + H_2(V) = OH + H$ . Поскольку колебательно-возбужденные молекулы реагируют существенно быстрее, чем невозбужденные, скорость протекания всех стадий увеличивается по сравнению со случаем отсутствия предварительного возбуждения  $H_2$ . Это хорошо видно из рис. 5, где показано изменение вдоль струйки тока с  $y = Y_e = 25$  см (она ограничивает область возбуждения в невозмущенном потоке) массовых концентраций компонентов  $C_i = (\mu_i/\mu)\gamma_i$  в случае возбуждения колебаний  $H_2$  до температуры  $T_{40} = 2500$  К и при отсутствии возбуждения в потоке ( $T_0 = 600$  К,  $p_0 = 5 \cdot 10^3$  Па,  $M_0 = 6$ ). Увеличение степени возбуждения  $H_2$  приводит к еще большему ускорению всех процессов и, естественно, к дальнейшему уменьшению значений  $L_{ind}$ ,  $L_t$  и  $L_d$ .

Помимо степени возбуждения  $H_2$ , динамика процесса формирования детонационной волны на клине зависит от высоты области возбуждения, т. е. от величины  $Y_e$ . На рис. 6 показаны зависимости относительного сокращения длин  $L_{ind}$  и  $L_d$  по сравнению со случаем отсутствия возбуждения (значения  $L_{ind}^0$  и  $L_d^0$  в этом случае снабжены верхним индексом

нуль) от величины  $Y_e/Y_*$ , где  $Y_*$  соответствует поперечной координате точки, в которой начинается воспламенение на образующей клина ( $Y_* = L_{ind}^0 \tan 8^\circ = 105.9$  см) в случае отсутствия возбуждения, при  $T_{40} = 2500$  и  $3000$  К. Видно, что наибольшее сокращение  $L_d$  при возбуждении молекулярных колебаний  $H_2$  для обеих указанных температур реализуется при  $Y_e/Y_* > 0.5$ . Однако для  $T_{40} = 3000$  К это сокращение более существенно (при этом  $L_d = 0.17L_d^0$ ). Следует отметить, что и при существенно меньшей высоте зоны возбуждения ( $Y_e = 0.1Y_*$ ) даже при  $T_{40} = 2500$  К можно получить заметное (двухкратное) уменьшение  $L_d$  по сравнению со случаем отсутствия возбуждения. Это говорит о том, что и при очень малой высоте зоны возбуждения (при рассматриваемых параметрах потока  $Y_e = 10$  см), а следовательно, и при небольшой энергии, подведенной к газу через возбуждение молекулярных колебаний  $H_2$  в электрическом разряде, становится возможным более чем вдвое сократить расстояние, на котором реализуется детонационное горение смеси  $H_2/O_2$  при сверхзвуковом обтекании клина.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Замедленное возбуждение молекулярных колебаний исходных реагентов горючей смеси за фронтом наклонной ударной волны, реализующейся при обтекании клина сверхзвуковым потоком газа, существенным образом сказывается на воспламенении смеси и формировании области детонационного горения. Игнорирование этого эффекта при описании течения приводит к заметному (до 50 %) занижению длины зоны формирования детонационной волны. Предварительное возбуждение молекулярных колебаний  $H_2$  в сверхзвуковом потоке смеси  $H_2/O_2$  существенно ускоряет воспламенение смеси и сокращает длину зоны формирования детонации при небольшой степени возбуждения молекул  $H_2$  ( $T_{40} = 2500$  К). Даже при низких начальных температуре и давлении смеси ( $T_0 = 600$  К,  $p_0 = 5 \cdot 10^3$  Па) в сверхзвуковом потоке с  $M_0 = 6$  возбуждение молекулярных колебаний  $H_2$  позволяет стабилизировать детонационную волну на небольших расстояниях от носика клина ( $\approx 2 \div 3$  м). Эти эффекты обусловлены интенсификацией цепных реакций в смеси  $H_2+O_2$  при колебательном возбуждении молекул  $H_2$ . Оказалось, что для инициирования де-

тонации на сравнительно коротких расстояниях ( $\approx 2$  м) при обтекании клина сверхзвуковым потоком достаточно реализовать возбуждение молекулярных колебаний  $H_2$  в узкой приосевой области потока. Такой метод подвода энергии в поток в несколько раз эффективнее простого нагрева смеси для реализации детонационного горения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Gonzalez D. E.** Computational study of inlet injection for premixed shock-induced combustion // AIAA-Paper N 96-4560. 1996.
2. **Chinitz W.** On the use of shock-induced combustion in hypersonic engines // AIAA Paper. N 96-4536. 1996.
3. **Sislian J. P., Dudebout R., Schumacher J., Oppitz R.** Inviscid propulsive characteristics of hypersonic scramjets // AIAA Paper N 96-4535. 1996.
4. **Li C., Kailasanath K., Oran E. S.** Detonation structures generated by multiple shocks on ram-accelerator projectiles // Combust. Flame. 1997. V. 108, N 1. P. 173–186.
5. **Bezgin L., Ganzhelo A., Gouskov O., Kopchenov V.** Some numerical investigation results on shock-induced combustion // AIAA Paper. N 98-1513. 1998.
6. **Bezgin L., Ganzhelo A., Gouskov O., et al.** Some estimation of a possibility to utilize shock-induced combustion in propulsion systems // Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications / G. Roy, S. Frolov, K. Kailasanath, N. Smirnov (Eds). Moscow: ENAS Publ., 1999. P. 285–300.
7. **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, N 1/2. P. 152–166.
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. АН. 1994. Т. 350, № 6. С. 757–762.
9. **Starik A. M., Titova N. S.** Initiation of detonation in a supersonic flow behind a shock wave under non-equilibrium excitation of vibrational degrees of freedom of molecules // Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications / G. Roy, S. Frolov, K. Kailasanath, N. Smirnov (Eds). Moscow: ENAS Publ., 1999. P. 225–240.
10. **Старик А. М., Титова Н. С.** О кинетических механизмах инициирования горения водородно-воздушных смесей в сверхзвуковом потоке за ударной волной при возбуждении молекулярных колебаний исходных реагентов // Журн. техн. физики. 2001. Т. 71, № 8. С. 1–12.
11. **Басов Н. Г., Данильчев В. А., Долгих В. А. и др.** Предельный удельный энерговыход в водород и роль  $V-V$  процессов // Квант. электроника. 1986. Т. 13, № 6. С. 1161–1168.
12. **Knab O., Cogel T. H., Fruhauf H. H., Messerschmid E. W.** CVCV-model validation by means of radiative heating calculations // AIAA Paper. N 95-2532. 1995.
13. **Losev S., Sergievskaya A., Starik A., Titova N.** Modeling of thermal nonequilibrium multicomponent kinetics in gas dynamics and combustion // AIAA Paper N 97-2532. 1997.

*Поступила в редакцию 10/IX 2004 г.*