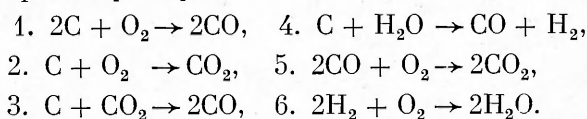


В. И. Букагый, А. Е. Каплинский, И. А. Суторихин

ОБ ОДНОМ РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦЫ ВЛАЖНОГО УГЛЕРОДНОГО АЭРОЗОЛЯ В ПОЛЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Предложена теоретическая модель горения углеродной частицы в поле мощного лазерного излучения при высокой влажности воздуха в случае, когда водород, выделяющийся при реакции углерода с водяным паром, сгорает на некотором удалении от поверхности частицы вследствие недостатка кислорода непосредственно у поверхности. Рассчитаны профили давлений и потоков реагентов вокруг горящей частицы. Проведен спектральный эксперимент, подтвердивший наличие свободного водорода вблизи поверхности частиц, горящих в лазерном пучке при высокой влажности воздуха.

В реальной влажной атмосфере горение углеродных частиц в поле мощного лазерного излучения протекает с участием водорода — промежуточного продукта комплекса химических реакций, входящих в общепринятую схему горения [1—3]:



Качественная сторона этого процесса может проявляться по-разному, в зависимости от режима, в котором протекает горение водорода. Так, в работах [2, 3] показано, что в случае горения водорода в тонком приповерхностном слое, окружающем частицу (толщиной много меньше ее радиуса), процесс горения описывается той же системой уравнений на парциальные давления реагентов, что и в случае сухого воздуха (т. е. при его влажности, равной нулю), а поправки на влажность оказываются в граничных условиях. Этот режим горения определяется одновременным выполнением условий:

$$a^2\alpha_6(T_s)/D(T_s) \gg 1, \quad a\Phi(T_s)\alpha_4(T_s)h < 1, \quad (1)$$

где a — радиус частицы; T_s — температура ее поверхности; $\alpha_6(T_s)$ — константа скорости реакции 6; $D(T)$ — зависящий от температуры среды коэффициент диффузии газообразных реагентов вблизи поверхности частицы (считается для всех реагентов одинаковым); $\Phi(T_s)$ — величина, обратная эффективному коэффициенту диффузии в окрестности частицы [3]; $\alpha_4(T_s)$ — константа реакционного газообмена реакции 4, h — отношение парциальных давлений водяного пара и кислорода в воздухе вдали от частицы. При соблюдении условий (1) концентрация кислорода $[O_2]$ у поверхности частицы достаточна для сгорания выделяющегося в реакции 4 водорода практически на поверхности частицы. Если одно из этих условий оказывается нарушенным, величина $[O_2]$ становится вблизи поверхности частицы столь малой, что зона догорания водорода неизбежно расширится. При этом подход к задаче, на котором основана модель горения [2, 3], становится неприемлемым.

Для рассмотрения данного случая, характеризующегося малостью парциального давления кислорода у поверхности частицы, что выражается в нарушении по крайней мере одного из условий (1), обратимся к исходной системе уравнений, описывающих парциальные давления реагентов вокруг горящей частицы [3]. Они выводятся из уравнений непрерывности по каждому реагенту в отдельности

$$\operatorname{div} \vec{f}_i + \frac{\partial C_i}{\partial t} = \kappa_i, \quad (2)$$

где \vec{f}_i — поток i -го реагента; C_i — концентрация; κ_i — мощность источника данного реагента, связанная с химическими реакциями. В предположе-

нии квазистационарности процесса $\frac{\partial C_i}{\partial t} \rightarrow 0$. Потоки реагентов с учетом неизотермичности диффузии записываются в виде

$$\vec{j}_i = -\frac{D(T)}{kT(r)} \nabla p_i(r).$$

Здесь $p_i(r)$ — парциальные давления реагентов как функции расстояния от центра частицы r ($i=1$ соответствует O_2 , $i=2$ — CO , $i=3$ — CO_2 , $i=4$ — H_2O , $i=5$ — H_2); $T(r)$ — температура газовой среды; k — постоянная Больцмана. Температурную зависимость коэффициента диффузии $D(T)$ примем, согласно [4], в виде $D(T) = D_0(T/T_0)^{3/2}$.

Выражение для κ_i определяется законами химической кинетики. Считая порядок гомогенных реакций 5 и 6 первым по компоненте, находящейся в недостатке [4], запишем

$$\kappa_i = \pm \beta_i \frac{\alpha_n(T)}{2kT(r)} \varphi(p_1, p_j),$$

где $\alpha_n(T)$ — константа скорости реакции 5 ($n=5$) или 6 ($n=6$); β_i — множитель перед символом i -го реагента в уравнении реакций 5 или 6 соответственно, записанных в «гипотетическом» виде (без изменения объема при реагировании [4]),

$$\varphi(p_1, p_j) = \begin{cases} p_1, & p_1 < p_j, \quad j=2 \text{ для } n=5, \\ p_j, & p_1 > p_j, \quad j=5 \text{ для } n=6. \end{cases}$$

Температурное поле вокруг частицы $T(r)$ определяется уравнением теплопроводности

$$\operatorname{div}[\mu(T) \nabla T(r)] = -(q_5 \kappa_3 + q_6 \kappa_4). \quad (3)$$

Здесь $\mu(T)$ — коэффициент теплопроводности воздуха [4]; q_5 и q_6 — удельные тепловые эффекты реакций 5 и 6 соответственно. Граничные условия задачи выражают связь потоков реагентов с их парциальными давлениями через константы реакционного газообмена $\alpha_i(T_s)$ реакций 1—4, а также соответствуют условиям на бесконечности:

$$r \rightarrow \infty: p_1(\infty) = p_{10}, \quad p_4(\infty) = p_{40}, \quad p_2(\infty) = p_3(\infty) = p_5(\infty) = 0, \quad T(\infty) = T_0,$$

$$r = a: T(a) = T_s,$$

$$\begin{aligned} -D(T_s) \frac{dp_1(a)}{dr} &= -[\alpha_1(T_s) + \alpha_2(T_s)] p_1(a), \\ -D(T_s) \frac{dp_2(a)}{dr} &= \alpha_1(T_s) p_1(a) + \alpha_3(T_s) p_3(a) + \alpha_4(T_s) p_4(a), \\ -D(T_s) \frac{dp_3(a)}{dr} &= \alpha_2(T_s) p_1(a) - \alpha_3(T_s) p_3(a), \\ -D(T_s) \frac{dp_4(a)}{dr} &= -2\alpha_4(T_s) p_4(a), \\ -D(T_s) \frac{dp_5(a)}{dr} &= \alpha_4(T_s) p_4(a). \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения (2), записанные для каждого из пяти реагентов в отдельности, и (3) образуют систему шести дифференциальных уравнений второго порядка с граничными условиями (4). Для понижения порядка системы введем потоки чисел молекул реагентов, считая положительным направление к частице:

$$j_i(r) = 4\pi r^2 \frac{D(T)}{kT(r)} \frac{dp_i(r)}{dr}, \quad (5)$$

и величину кондуктивного теплового потока

$$q_T(r) = -4\pi r^2 \mu(T) \frac{dT(r)}{dr}. \quad (6)$$

Поскольку парциальное давление кислорода на поверхности частицы при $a\Phi\alpha_4h \approx 1$ достаточно мало, то, как следует из результатов [2, 3], здесь мало и давление CO_2 . При гетерогенном горении (в данном случае при отсутствии одной из гомогенных реакций, а именно догорания CO) дальнейшее увеличение влажности приводит к еще большему падению давления CO_2 и на поверхности, и в пространстве. Таким образом, можно исключить из рассмотрения CO_2 и, соответственно, реакции 2, 3 и 5, считая, что для типичных аэрозольных частиц во влажном воздухе CO_2 не образуется ни на поверхности частицы, ни вокруг нее. В приближении сферической симметрии процесса произведем переход с помощью (5) и (6) к системе уравнений первого порядка, а затем исключим из нее и граничных условий члены, связанные с CO_2 и реакциями 2, 3, 5. В результате преобразований получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 \frac{dj_1(r)}{dr} &= \frac{2\pi r^2}{kT(r)} \alpha_6(T) \varphi(p_1, p_5), \\
 \frac{dj_5(r)}{dr} &= \frac{2\pi r^2}{kT(r)} \alpha_6(T) \varphi(p_1, p_5), \\
 \frac{dp_1(r)}{dr} - \frac{kT(r)}{4\pi r^2 D(T)} j_1(r), \\
 \frac{dp_5(r)}{dr} &= \frac{kT(r)}{4\pi r^2 D(T)} j_5(r), \\
 \frac{dT(r)}{dr} &= -\frac{q_T(r)}{4\pi r^2 \mu(T)}, \\
 \frac{dq_T(r)}{dr} &= \frac{4\pi r^2}{kT(r)} q_6 \alpha_6(T) \varphi(p_1, p_5); \\
 j_4(r) + 2j_5(r) &= 0, \quad j_5(r) - j_1(r) = j_2(a), \\
 p_4(r) + 2p_5(r) &= p_{40}, \quad p_1(r) + p_2(r) - p_5(r) = p_{10}.
 \end{aligned} \tag{7}$$

Четыре последних уравнения системы стали алгебраическими после их интегрирования с учетом соответствующих граничных условий. Система граничных условий к уравнениям (7) имеет следующий вид:

$$r \rightarrow \infty: p_1(\infty) = p_{10}, \quad p_5(\infty) = 0, \quad T(\infty) = T_0.$$

$$r = a: j_1(a) = \frac{4\pi a^2}{kT_s} \alpha_1(T_s) p_1(a),$$

$$j_5(a) = -\frac{4\pi a^2}{kT_s} \alpha_4(T_s) p_4(a), \quad T(a) = T_s.$$

Рассмотрим особенности постановки задачи. Во-первых, в ней отсутствует граничное условие на $q_T(r)$, но на $T(r)$ имеются условия: при $r = a$ и $r \rightarrow \infty$. Во-вторых, из шести условий три заданы на одном конце интервала $a \leq r < \infty$, а другие три — на втором. Поэтому решение задачи целесообразно проводить путем построения функций трех переменных и нахождения ее минимума.

Введем безразмерные переменные

$$x = a/r, \quad \Theta(x) = T(a/x)/T_s, \quad y_i(x) = p_i(a/x)/p_{10}, \quad h = p_{40}/p_{10}.$$

$$\tilde{j}_i(x) = q_6/2\pi a T_s \mu(T_s) \cdot j_i(r), \quad \tilde{q}_T(x) = 1/4\pi a T_s \mu(T_s) \cdot q_T(r).$$

В этих переменных задача решается для интервала $0 \leq x \leq 1$.

Рассмотрим результаты расчета профилей парциальных давлений и потоков реагентов, а также поля температуры вокруг горячей частицы для $a = 1$ мкм, $T_s = 3000$ К, $T_0 = 353$ К, относительной влажности воздуха $f = 1$. Профиль температуры вокруг частицы (рис. 1) для наглядности изображен в зависимости от размерной координаты r . Кривая для $j = 1$ соответствует данной модели, для $j = 0$ построена для случая горения частицы в сухом воздухе или при догорании водорода в тонком

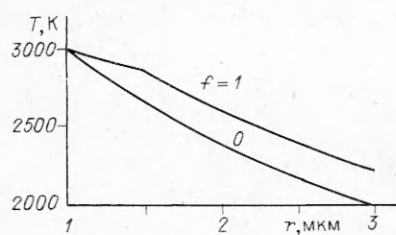


Рис. 1.

того температура меняется слабо, а справа — значительно резче. Причина его возникновения ясна из рис. 2, где представлено распределение объемной плотности тепловых источников, связанных с горением водорода (правая часть уравнения (3)). Вид распределения показывает, что основное тепловыделение идет в зоне реакции — тонком сферическом слое, отстоящем от поверхности частицы на расстоянии в данном случае $\sim 0,5$ мкм. В свою очередь, данное распределение связано с особенностями профилей парциальных давлений реагентов вокруг частицы (рис. 3). Так, непосредственно вокруг частицы (при $1 < r \lesssim 1,5$ мкм) существует слой, где кислород практически отсутствует, а парциальное давление водорода, наоборот, весьма существенно. За пределами этого слоя практически нет водорода, а давление кислорода возрастает при $r \rightarrow \infty$ до величины p_{10} .

В зоне, где давления H_2 и O_2 сравнимы друг с другом, наблюдается интенсивная реакция между ними. На рис. 4 приведены профили потоков реагентов вокруг горящей частицы. Их характер также непосредственно связан с реагированием водорода с кислородом в зоне реакции. Физически эта зона является фронтом пламени, а ее ширина составляет в данном случае десятые доли микрометра. Отметим, что возникновение фронта пламени вокруг горящей в поле мощного лазерного излучения частицы существенно связано с содержанием влаги в воздухе. Качественные результаты работы [5] экспериментально подтверждают данный вывод: отмечено возникновение светящейся оболочки вокруг горящей во влажной атмосфере частицы.

Из результатов расчета следует, что свободный водород в окрестности частицы имеет высокую температуру, близкую к температуре поверхности, а его парциальное давление сравнимо с давлениями других реагентов. Поэтому становится возможным эксперимент по регистрации свободного водорода при данном режиме горения спектральным методом. Обнаружение соответствующих линий в спектре излучения позволит подтвердить правильность включения реакций с участием водорода в

слое, так как в обеих последних ситуациях уравнение теплопроводности выпадает из системы и решается отдельно. Сопоставление кривых говорит о том, что повышение абсолютной влажности воздуха, сопровождающееся нарушением условий (1), приводит к увеличению температуры в окрестности частицы.

На кривой $f=1$ заметен характерный горб при $r \approx 1,5$ мкм, слева от которого температура меняется слабо, а справа — значительно резче.

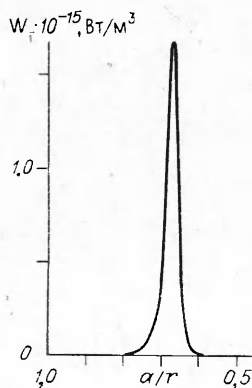


Рис. 2.

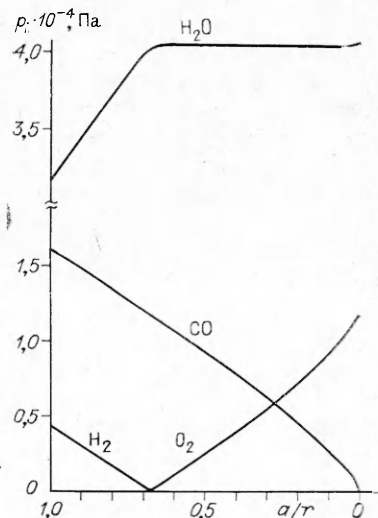


Рис. 3.

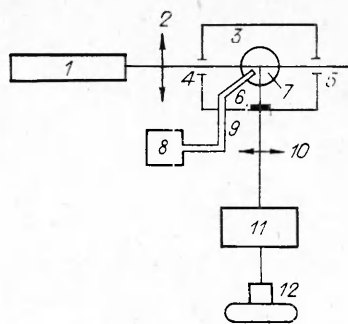
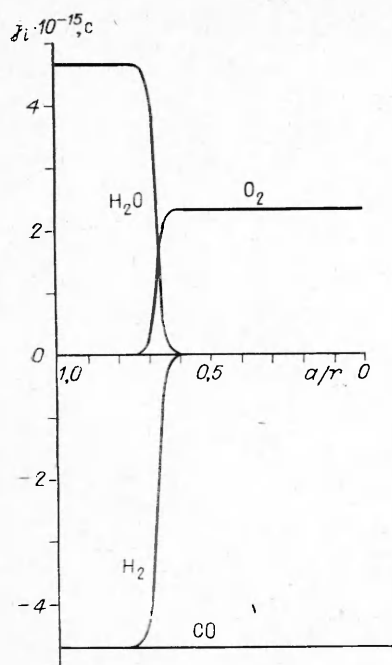


Рис. 5.

Рис. 4.

схему горения, что является основой модели горения частицы во влажной атмосфере.

На рис. 5 приведена схема эксперимента. Мощное излучение от CO_2 -лазера 1 с длиной волны 10,6 мкм фокусировалось линзой 2 в аэрозольную камеру 3 с окнами для прохода мощного пучка и окном для наблюдения 6. Интенсивность излучения в фокусе была порядка 10^9 Вт/м². Аэрозоль сажи ПМ-100 создавался методом просеивания ее через сито 7. Для повышения чувствительности метода увлажнение аэрозоля проводилось локально, путем подачи в область фокуса линзы 2 горячего водяного пара из сосуда с кипящей водой 8 через трубку 9. С помощью линзы 10 на входной щели спектрального прибора 11 создавалось изображение трассы мощного пучка с горящими частицами. В качестве спектрального прибора использовался монохроматор МУМ без выходной щели. Спектральная картина регистрировалась фотоприбором 12. Так как конструкция монохроматора позволяет при отсутствии выходной щели наблюдать только довольно узкий интервал длин волн исследуемого света, предварительно производилась настройка прибора по шкале длин волн на одну из линий излучения водорода в видимой области с длиной волны 0,4861 мкм. Данный выбор спектральной линии обусловлен свойствами применяющегося фотоматериала, величиной относительной интенсивности линии и влиянием непрерывного спектра от нагретых частиц. Для гарантии точности настройки прибора его шкала была заранее откалибрована по излучению водородной лампы.

Воздействие лазерного излучения на аэрозоль проводилось довольно длительное время (десятки секунд), что, с одной стороны, соответствовало светочувствительности фотопленки (64 ГОСТ), а с другой — гарантировало попадание изображений достаточно большого числа горящих частиц на входную щель спектрального прибора. При непрерывном просеивании сажи в зону фокуса мощного пучка попадало довольно много крупных частиц, которые горели в необходимом для эксперимента режиме. Таким образом, на фотопленке происходило накопление необходимой информации.

На проявленных негативах зафиксирован участок сплошного спектра от нагретой поверхности частиц, и на его фоне уверенно заметна линия излучения водорода, на которую был настроен спектральный прибор. В эксперименте без подачи пара эта линия отсутствовала. Полученный результат говорит о том, что водород в рассматриваемой системе реально существует и включение реакций с его участием в схему процесса физически верно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева.— Л.: Энергия, 1973.— 264 с.
2. Букатый В. И., Каплинский А. Е., Шайдук А. М. // IV Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде: Тез. докл.— Обнинск; Барнаул, 1988.— С. 229—232.— Ч. 2.
3. Букатый В. И., Каплинский А. Е., Шайдук А. М. Горение углеродной частицы в поле мощного лазерного излучения при повышенной влажности воздуха.— Барнаул, 1988.— 38 с. Деп. в ВИНТИ 29.12.88, № 9154 — В88.
4. Варгафтик И. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Наука, 1972.— 720 с.
5. Букатый В. И., Каплинский А. Е., Шайдук А. М. и др. // Оптика атмосферы.— 1990.— 3, № 2.— С. 216—218.

г. Барнаул

Поступила в редакцию 6/III 1991

УДК 534.222.2 + 539.3

П. Л. Абидуев, С. Н. Коробейников, В. И. Манжалей

УЧЕТ КОНЕЧНОЙ СКОРОСТИ ВОЛНЫ ДЕТОНАЦИИ ПРИ РАСЧЕТЕ КАМЕР ДЛЯ ТЕРМОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

Численно определено напряженно-деформированное состояние стенок камеры при воздействии газовой детонации. Распространение ударных волн в газовой смеси моделируется системой одномерных бегущих волн, приближенно описывающей экспериментальные результаты. Максимальные значения динамических напряжений сопоставляются по абсолютной величине со значениями температурных напряжений.

Камера для термоэнергетической обработки материалов представляет собой, как правило, толстостенный сосуд цилиндрической формы и предназначена в основном для удаления заусенцев на деталях с помощью энергии детонационной волны (ДВ) [1].

Расчеты параметров волн детонации в смесях углеводородных газов с кислородом, используемых в качестве энергоносителя в камерах для обжига заусенцев деталей [1], описаны подробно в монографии [2]. Распространение ударных волн (УВ) и влияние на этот процесс формы и геометрических размеров камеры, а также параметров продетонировавшего газа изучены экспериментально в [3, 4]. Показано, что в камерах, длина которых не более чем в 5 раз превышает поперечный размер, затухание УВ определяется в основном скачком энтропии на фронте УВ, вследствие чего время затухания зависит наиболее сильно от числа пробегов волны по газу в камере и, следовательно, почти пропорционально длине камеры. Установлено также, что затухание УВ не зависит от начального давления газовой смеси. В настоящей работе распространение волн в камере моделируется с помощью некоторой системы бегущих волн, аппроксимирующих результаты работ [3, 4].

При численном расчете камера рассматривается как конечный толстостенный цилиндр. Напряженно-деформируемое состояние (НДС) конечного цилиндра исследуется в рамках линейной двумерной осесимметричной теории упругости с использованием вычислительной программы [5], основанной на реализации метода конечных элементов (МКЭ). При этом торцы цилиндра предполагаются защемленными, внешняя поверхность — свободной от нагрузок. Давление на внутренней поверхности цилиндра определяется ниже при рассмотрении приближенной модели распространения детонации и УВ.