

Рис. 3.

или  $\text{CO}_2$ . При больших концентрациях  $\text{CO}$  или  $\text{CO}_2$  в порах шихты (когда исходная концентрация углерода велика) реакция взаимодействия  $\text{Ti}$  с  $\text{CO}$  или  $\text{CO}_2$  идет с образованием  $\text{TiO}_2$ . Если этот процесс протекает достаточно быстро (защитная окисная пленка состоит из одного  $\text{TiO}_2$ ), то образующиеся при окислении углерода  $\text{CO}$  или  $\text{CO}_2$  не успевают уноситься из образца и привес возрастает. В случае же малых концентраций  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$  (когда исходная концентрация углерода невелика) реакция взаимодей-

ствия титана с  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$  идет с образованием  $\text{TiC}$ ,  $\text{TiO}_2$  и если скорость этого процесса не очень велика (образуется двойной защитный окисный слой или слой оксикарида), то  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$  могут успевать уходить из образца и вес его будет уменьшаться. Возможно также, что имеет место просто кинетическая зависимость скорости реакции взаимодействия титана с  $\text{CO}$  или  $\text{CO}_2$  в области образования карбида титана, когда с увеличением концентрации этих газов скорость реакции возрастает. Однако эти объяснения чисто качественные и для их подтверждения требуется проведение специальных исследований.

В заключение авторы благодарят Л. Ф. Афанасьеву за проведенные термодинамические расчеты.

Поступила в редакцию 23/IX 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2.
2. В. А. Грива, В. И. Розенбанд. ФГВ, 1978, 14, 2.
3. Л. Ф. Афанасьева, Е. В. Черненко, В. И. Розенбанд.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. II. Черноголовка, 1981.
4. В. М. Шкиро, И. П. Боровинская. ФГВ, 1976, 12, 6.
5. А. Г. Мержанов, М. М. Китаин и др. Докл. АН СССР, 1977, 237, 2.

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЗА ФРОНТОМ ПРИ ДВУХСТАДИЙНОЙ РЕАКЦИИ

Л. В. Альтшулер, Н. А. Григорьев

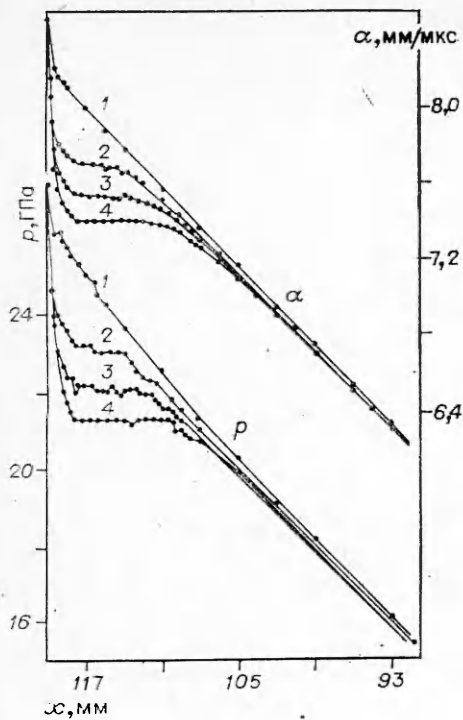
(Москва)

Рассматривается движение ударной волны по реагирующей среде, для которой характерны реакции, проходящие в разных временных масштабах. Предполагается, что первая реакция проходит мгновенно в плоскости фронта. Объектом исследования является последовательность изотермической реакции с тепловым эффектом  $Q_1$  и более медленной эндотермической реакции разложения инертного компонента, проходящей с поглощением энергии  $Q_2$  при выполнении условия

$$|Q_2| \ll Q_1. \quad (1)$$

Эндотермическая реакция характеризуется двумя параметрами:  $Q_2$  и  $\tau_2$  — характерным временем реакции. Кинетика реакции описывается уравнением

$$d\lambda/dt = -\lambda/\tau_2, \quad (2)$$



Номера линий на рис. 1	$Q_2$ , кДж	$\tau_2$ , ГПа	$u_2$ , мм/мкс	$\alpha_2$ , мм/мкс
1	0	26,3	4,96	8,18
2	-0,25	23,0	1,72	7,67
3	-0,40	22,1	1,65	7,52
4	-0,545	21,2	1,59	7,4

Рис. 1. Пространственные профили давления и параметра  $\alpha$  на момент времени  $\approx 14,6$  мкс.

где  $\lambda$  — массовая концентрация неразложившейся инертной добавки изменяется от 1 до 0. Очевидно, что при  $\tau_2 = \text{const}$   $\lambda = \exp(-t/\tau_2)$ . В дальнейшем  $\tau_2$  считается постоянной вследствие малого изменения термодинамических параметров в зоне химической реакции.

В численном расчете состояние среды перед скачком определялось начальной плотностью  $\rho_0$  и ударной адиабатой в форме  $D - u$ -соотношения.

Уравнение состояния продуктов первой и второй реакции принято в форме Ми — Грюнайзена

$$p = p_s + \Gamma \rho (E - E_s), \quad (3)$$

$$p_s = 2,3 \rho^{3,17} [\text{ГПа}], \quad (4)$$

где  $p_s$  — энтропия продуктов первой реакции;  $E_s$  — соответствующая ей удельная внутренняя энергия;  $\rho$  — плотность в  $\text{г/см}^3$ ;  $\Gamma = 0,67$  — коэффициент Грюнайзена.

Как указывалось, в плоскости фронта выделяется энергия первой реакции  $Q_1 = 3,68$  кДж/г. Энергия второй реакции изменялась в пределах  $(0,148 - 0,068)Q_1$ , конкретные значения  $Q_2$  приведены в таблице.

Численный расчет течения проводился в лагранжевых координатах по методу, описанному в [1]. Ударная волна в среде возбуждалась ударом тонкого слоя исходного вещества, толщиной  $L_{\text{уд}} = 0,4$  мм, что соответствовало двум лагранжевым ячейкам, начальная скорость ударника  $u_{\text{уд}} = 2$  мм/мкс. В результате проведенного математического моделирования процесса выявлены характерные особенности течения. Если время движения волны существенно превышает время реакции, то в численном решении возникает область постоянного течения — «плато».

На рис. 1 изображены рассчитанные профили давления и параметра  $\alpha = u + c$  ( $u$  — массовая скорость,  $c$  — скорость звука из уравнения (3) при  $\lambda = \text{const}$ ). Линии обозначены цифрами в соответствии с номерами столбцов в таблице, в которой приведены значения  $Q_2$  и параметров «плато». Размер «плато» растет пропорционально времени. К концу «плато» примыкает центрированная волна разряжения, а перед «плато» образуется стационарная зона химической реакции. Скорость фронта остается почти постоянной для этого волнового комплекса и не зависит от  $Q_2$ . Эти особенности течения при экзо- и эндотермической реакциях отвечают теории вопроса, изложенного в [2, 3]. Экспериментально они обнаружены в работе [4].

В случае стационарной зоны реакции можно оценить параметры области постоянного течения в рамках рассматриваемой модели процесса. Используя законы сохранения потоков массы, импульса и энергии

в зоне стационарного течения и уравнение состояния (3), получаем

$$u_1 = D/(n+1), p_1 = \rho_0 D u, \alpha_1 - D = \sqrt{2(n^2 - 1)Q_1},$$

$$p_2/p_1 = u_2/u_1 = 1 - \eta, \alpha_2/D = 1 - \eta/2,$$

$$\eta = \sqrt{\Gamma|Q_2|/(n-1)Q_1}.$$

Индекс 1 соответствует концу первой реакции, 2 — второй. Как и предполагалось, в зоне эндотермической реакции параметры мало изменяются при выполнении условия (1). Полученные оценки совпадают с результатами численного расчета.

Форму профиля стационарной зоны реакции можно получить, используя то обстоятельство, что соотношения (5) справедливы в любом сечении стационарной зоны, если  $Q_2 = Q_2(x)$ , где  $x$  — расстояние от начала зоны. Если пренебречь изменением массовой скорости, то  $x = (D - u_1)t$ . Из уравнений (2) и (5) получаем профиль зоны химической реакции в виде

$$u(x)/u_1 = p(x)/p_1 = 1 - \eta \sqrt{1 - e^{-x/l}},$$

где  $l = n/(n+1)D\tau_2$ . Течение, которое возникает за фронтом в начальный период, мало отличается от центрированной волны разрежения вплоть до момента выхода на стационарный режим зоны реакции (рис. 2). Условие выхода на стационар можно получить из  $x-t$  диаграммы, предположив, что расстояние между скачком и характеристикой с наклоном  $\alpha_2$  больше  $l$ :

$$t_c > l/(D - \alpha_2) = 2n/(n+1) \cdot \tau_2/\eta.$$

На рис. 3 показана эволюция зоны химической реакции.

Процесс возникновения «плато» и выхода на стационарный режим зоны реакции зависит от амплитуды и продолжительности импульса, создающего ударную волну. Если амплитуда импульса превышает  $p_1$ , то в начальный момент скорость скачка больше своего стационарного значения. Это приводит к тому, что расстояние между скачком и характеристикой  $\alpha_2$  увеличивается быстрее, чем при стационарном значении скорости фронта. Характерной особенностью течения в этом случае является то, что «плато» проявляется раньше, а в зоне реакции образу-

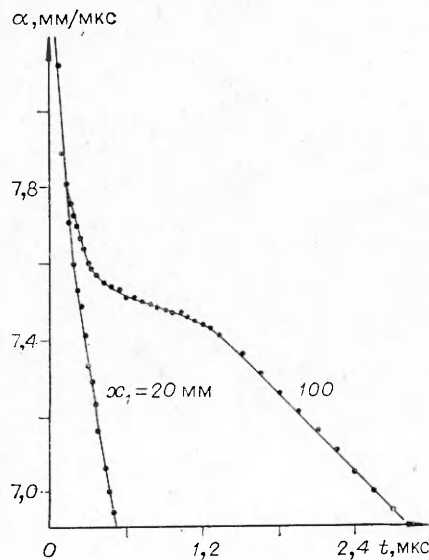


Рис. 2. Профили волн на различных расстояниях  $x_1$  от границы индукционирования;  $Q_2 = -0,4$ ,  $\tau_2 = 0,2$ .

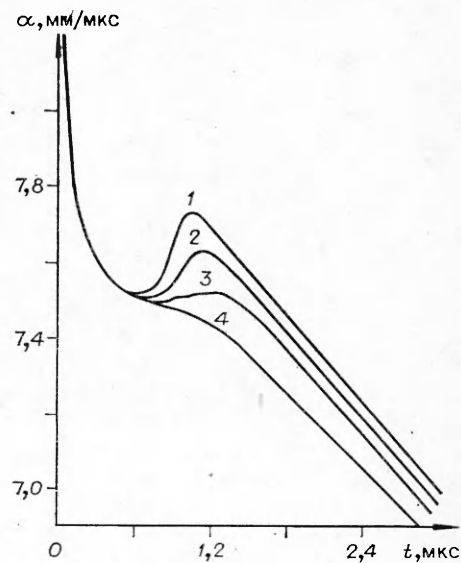


Рис. 3. Профили течения на расстоянии  $x_l = 100$  мм при различных параметрах ударника;  $\tau_2 = 0,2$ ,  $Q_2 = -0,4$ .  $u_{уд}$ , мм/мкс: 4 (1-3), 2 (4);  $L_{уд}$ , мм: 1,6 (1), 1,2 (2), 0,8 (3), 0,4 (4).

ется затухающая волна сжатия. Профили течения, возникающие после индуцирования волны ударниками с различной толщиной и начальной скоростью, изображены на рис. 3.

Авторы глубоко признательны В. Л. Загускину за постоянный интерес, внимание и ценные консультации, без которых настоящая работа не могла бы быть выполнена.

Поступила в редакцию 18/II 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Загускин. Методы расчета задач механики сплошной среды. Ростов-на-Дону: изд. Ростовского ун-та, 1979.
2. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
3. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
4. Л. В. Альтшулер, В. В. Балалаев, Г. С. Доронин и др. ПМТФ, 1982, 1.

### ЧАСТИЦА КАМЕННОГО УГЛЯ В ИНТЕНСИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ

*В. А. Погодаев*

*(Томск)*

Интенсивное лазерное излучение, распространяясь в реальной атмосфере, взаимодействует с находящимися в ней частицами аэрозоля. Взаимодействие с отдельными частицами водного аэрозоля (облака, туманы, дожди) достаточно подробно описано в литературе для непрерывного и импульсного режимов генерации. При исследовании прохождения лазерного излучения в запыленных средах в основном рассматривалось воздействие импульсного лазерного излучения на некоторые объемы полидисперсного твердого аэрозоля в лабораторных условиях. Изучалось изменение интегральных характеристик лазерного пучка в результате взаимодействия. Подробную библиографию по данному вопросу можно найти в [1]. Работы, посвященные распространению излучения на натуральных трассах, исчисляются единицами (см., например, [2]) и содержат исследования пробойных явлений.

Экспериментально слабо изучены процессы воздействия интенсивного лазерного излучения на отдельные частицы твердого аэрозоля различного химического состава. Впервые этот вопрос поднят в работе [3] и в дальнейшем частично развит в [4, 5].

Остановимся на рассмотрении воздействия непрерывного излучения СО<sub>2</sub>-лазера на отдельные частицы угля. В [4] показано, что излучение выполняет роль своеобразного катализатора возникновения термохимической реакции — горения угольных частиц ( $2C + O_2 = 2CO$ ). Малые частицы ( $\sim 10^{-6}$  м) горят только в присутствии излучения, крупные могут гореть и после прекращения облучения. В работе [6] впервые применяется теоретический подход к описанию процесса взаимодействия интенсивного лазерного излучения с отдельными микроскопическими частицами углерода. Показано, что при температуре, развивающейся в процессе термохимической реакции ( $T \leq 4000$  К), величина отношения потоков испаренного и сгораемого вещества частицы (С и СО соответственно) много больше единицы.

Цель данной работы — получение первичных количественных данных о временах взаимодействия излучения с частицами каменноугольной пыли. Характеристики подобных процессов являются исходной информацией при исследовании распространения лазерных пучков в запыленных средах и необходимы для правильной интерпретации результатов дистанционного зондирования атмосферы мощным лазерным излучением. Эксперименты выполнены на установке, блок-схема которой приведена