

Рис. 3. Влияние давления на нормальную скорость распространения пламени.

CO : O₂ = 0,67 (1), 2 (2), 4 (3); 4 — данные [8].

пространения пламени рассчитывали по формулам

$$T_{\text{н}} = T_0 (p/p_0)^{(\gamma-1)/\gamma},$$

$$S_n = (dr_i/d\tau) (r_i/r_b)^2 (p_0/p)^{1/\gamma},$$

где T_0 — начальная температура смеси; $T_{\text{н}}$ — температура несгоревшей смеси; p_0 — начальное давление; S_n — нормальная скорость распространения пламени; r_i, r_b — радиусы несгоревшего газа и пламени, γ — отношение удельных теплоемкостей; τ — время.

По диаграммам давление — время определяли τ , соответствующее данному p , и величины максимального давления взрыва, которые использовали для расчета r_i и r_b по формулам, приведенным в [6]. Результаты расчета нормальных скоростей распространения пламени приведены в таблице. Сравнение полученных значений с данными работ [6, 7] показало хорошее совпадение результатов.

В области ξ_{CO} вдали от пределов воспламенения, где скорости распространения пламени заведомо выше предельных, зависимость S_n от состава и давления при постоянном отношении CO : O₂ линейная. Из рис. 2 видно, что по мере повышения давления при больших значениях S_n разброс точек от прямой несколько увеличивается.

Рост давления вызывает уменьшение S_n , когда $S_n < 50$ см/с при $p = 1 \cdot 10^5$ Па, и увеличение — для смесей с нормальной скоростью распространения пламени более этого значения.

Известно, что $S_n \sim p^m$ (m — барический коэффициент). Значения m нанесены на рис. 3, где приведены также результаты работы [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Payman, R. V. Wheeler. Nature, London, 1934, 133, 257.
2. T. W. Reynolds, M. Gerstein. 3-th Symp. on Combustion (Intern.). Baltimore. The Williams and Wilkins Co., 1949.
3. W. A. Bone, J. Bell. Proc. Roy. Soc., London, 1933, 143, 1.
4. C. Franze, H. G. Wagner. Z. Electrochemie, 1956, 60, 6, 525.
5. G. Mc. Donald. J. Chem. Phys., 1947, 20, 1497.
6. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
7. W. A. Strauss, R. Edse. 7-th Symp. on Combustion, London, Butterwords Scientific Publication, 1959.
8. Р. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. ПМТФ, 1964, 3, 145.

Поступила в редакцию 5/XI 1984,
после доработки — 8/VII 1986

СТРУКТУРА ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВНУТРИ СФЕР И ТЕПЛОЙ ВЗРЫВ ЧАСТИЦ

Н. Н. Белов

(Москва)

Окись алюминия широко распространена в природе (входит в состав атмосферного аэрозоля), широко применяется в технике (основа катализаторов, шлифматериалы, активные вещества рубиновых лазеров и т. д.). Этим объясняется достигнутая глубина исследования свойств Al₂O₃. В свою очередь полнота знания свойств корунда и его доступность сделали Al₂O₃ эталонным материалом во многих областях научных

исследований (рентгенография, дилатометрия и т. д.). В частности, в большинстве исследований по нелинейной оптике аэрозоля с твердой дисперсной фазой в качестве модельных аэрозолей используются частицы корунда, взвешенные в воздухе [1—4].

Протекание большинства процессов нелинейной оптики аэрозоля определяется структурой оптического поля внутри частиц. Однако распределение поля внутри корундовых частиц на лазерных длинах волн видимого и ближнего ИК-диапазонов до сих пор не исследовано¹. Поэтому во всех исследованиях по нелинейной оптике аэрозоля с модельными корундовыми частицами используются более или менее оправданные предположения о структуре внутреннего поля и возможности достижения высоких температур. В частности, из-за малости показателя поглощения корунда в диапазоне 0,5—2 мкм основную роль в энергопередаче от лазерного луча к веществу частицы приписывают неопределенным нелинейным механизмам.

В настоящей работе приведен расчет структуры поля в частице корунда на лазерных длинах волн. Показано, что энерговклад в области главного максимума оптического поля частицы в условиях, приближающихся к условиям работы [2], достаточен для достижения взрывного разрушения частицы вследствие лавинного нарастания температуры в главном максимуме.

Для характеристики структуры оптического поля внутри частицы использован эффективный коэффициент поглощения α_{eff} вещества частицы радиуса a в точке (r, φ, θ) . Знание величины α_{eff} позволяет определить объемную мощность тепловыделения W в этой точке внутри частицы по соотношению

$$W(r, \varphi, \theta) = I_n \alpha_{eff}$$

(I_n — интенсивность излучения до взаимодействия с частицей). Расчет проводился по формуле

$$\alpha_{eff} = \alpha n E_0^{-2} (E_r E_r^* + E_\theta E_\theta^* + E_\varphi E_\varphi^*), \quad (1)$$

где $\alpha = 4\pi k/\lambda$; λ — длина волны излучения в воздухе, $\tilde{m} = n - ik$ — комплексный показатель преломления вещества частицы; E_r , E_θ и E_φ — компоненты вектора напряженности электрической составляющей поля в комплексном представлении внутри частицы; E_0 — амплитуда напряженности поля в падающей волне.

Область с максимальным тепловыделением лежит на главном диаметре частицы, ориентированном параллельно оси падающего излучения [6]. Так как нелинейные явления инициируются в областях с наивысшими температурами (и, следовательно, небольшими тепловыделениями), то все расчеты проведены в точках, лежащих на указанном главном диаметре частицы.

Величины α_{eff} рассчитывали на длинах волн рубинового ($\lambda = 0,69$ мкм), неодимового (0,53 и 1,06 мкм) и НФ-лазеров (3 мкм). Значения комплексного показателя преломления корунда при температуре 300 К на указанных λ определены по теории классической дисперсии с использованием констант осцилляторов решетки корунда [7]. Для корундовых частиц, разогретых до 3000 К, проведены расчеты α_{eff} при $\lambda = 0,69$, 0,53 и 1,06 мкм. Значения n и k корунда при $T = 3000$ К получены линейной интерполяцией данных при $\lambda = 0,5$ и 1,7 мкм [8] (рис. 1).

Для каждой частицы расчеты α_{eff} проведены в сорока равноотстоящих точках главного диаметра. Диапазон радиусов частиц снизу ограничен значением 0,1 мкм, а сверху — значением a , при котором использованный метод расчета сферических функций начинает давать переполнение памяти ЭВМ. Шаг изменения величины a во всех расчетах составлял 0,4 мкм.

¹ Структура оптических полей в корундовых частицах для длин волн CO₂-лазера описана в [5].

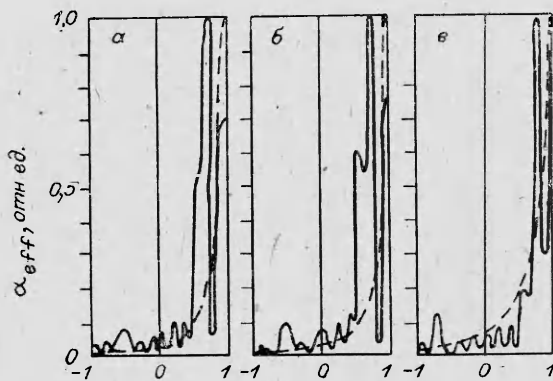


Рис. 1. Распределение α_{eff} вдоль главного диаметра корундовой частицы; $\rho = 10$.

а) $\lambda=0,69$ мкм, $a=1,1$ мкм, $n=1,842$, $\kappa=6,74 \cdot 10^{-3}$, $T=300$ К; б) $\lambda=1,06$ мкм, $a=1,69$ мкм, $n=1,829$, $\kappa=5,47 \cdot 10^{-3}$, $T=3000$ К; е) $\lambda=3$ мкм, $a=4,77$ мкм, $n=1,731$, $\kappa=1,5 \cdot 10^{-4}$, $T=300$ К.

Анализ полученных данных показал, что во всех рассматриваемых случаях структура поля частиц с близкими значениями параметра дифракции $\rho = 2\pi a/\lambda$ весьма сходна. Для $\rho = 10$

это обстоятельство иллюстрирует рис. 1. В то же время абсолютное значение α_{eff} сильно зависит от T и a , а также от λ . Обозначим величину α_{eff} в главном максимуме через α_m . На рис. 2 представлены зависимости $\alpha_m(a)$ на рассматриваемых длинах волн.

Результаты расчетов структуры поля в частице по теории Ми сопоставлены с расчетом поля в геометрическом приближении. Теория поля в частице, построенная в приближении геометрической оптики, основана на следующих предположениях.

1) Излучение, преломленное в веществе частицы, при распространении в частице ведет себя как луч, радиус $\Delta(x)$ которого изменяется гиперболически

$$\Delta^2(x) = \Delta_j^2 \left\{ 1 - \left[\frac{(x+1)a}{L} - 1 \right]^2 \right\} + \left[\frac{(x+1)a}{L} - 1 \right]^2 R_0^2,$$

где Δ_j — минимальный радиус луча; L — расстояние перетяжки от освещенной полусферы; R_0 — радиус луча на входе ($x \approx -1$) частицы; x — координата рассматриваемой точки вдоль главного диаметра, нормированная на a ($x = -1$ на освещенной поверхности, $x = 0$ в центре частицы).

2) Радиус луча на входе ($x = -1$) ограничен величиной $R_0 = a \sin \varphi$ (φ_0 — угол Брюстера) из-за быстроувеличивающегося отражения с ростом угла падения излучения. Отсюда площадь сечения частицы, для которой основная часть излучения преломляется в вещество частицы,

$$S = \pi a^2 \sin^2 \varphi_0.$$

3) Расстояние L главного максимума от центра освещенной полусферы и радиус луча в главном максимуме определяются сферической

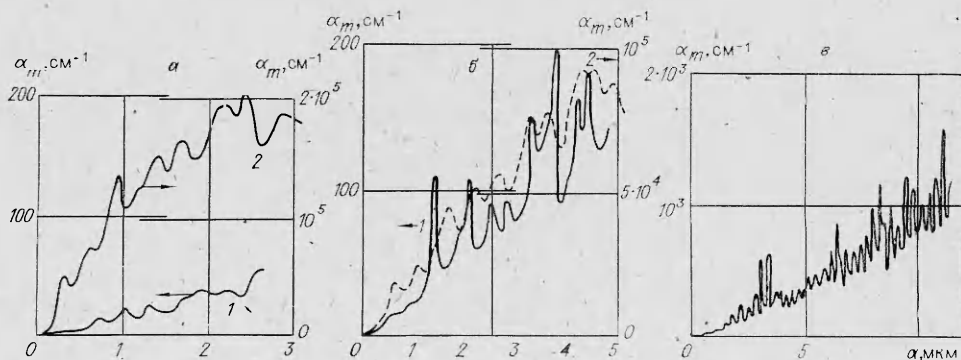


Рис. 2. Зависимость от радиуса частицы эффективного коэффициента поглощения в главном максимуме при температуре частицы 300 (1) и 3000 К (2) при $\lambda = 0,53$ (а), 1,06 (б) и 3 мкм (в).

абберацией:

$$L = f + h \approx \frac{\omega \bar{n}}{\bar{n} - 1} (1 - \xi a^2 \sin^2 \varphi_0),$$

$$\Delta_f = \xi \frac{a^3 \sin^3 \varphi_0}{2}.$$

Здесь $f = na/(n-1)$ — фокусное расстояние шара для параксиальных лучей; h — продольная сферическая абберация; постоянная сферической абберации $\xi = n^2 (2a^2)^{-1} \left[1 - \frac{2(n^2-1)}{n^3} \right]$ [9].

4) Влияние излучения, отраженного при выходе из шара, на структуру оптического поля в частице пренебрежимо мало. При этих предположениях распределение интенсивности оптического поля вдоль главного диаметра частицы в приближении геометрической оптики имеет вид (K_r — коэффициент отражения излучения при нормальном падении)

$$\alpha_{eff}(x) = \frac{(1 - K_r)}{\pi \Delta^2(x)} \alpha n \exp[-(x+1)\alpha \alpha] S. \quad (2)$$

При $\rho \geq 3 \div 5$ формула (2) удовлетворительно описывает структуру распределения α_{eff} вдоль главного диаметра частицы (см. рис. 1). Из данных рис. 1 видно, что структура поля внутри слабопоглощающих частиц практически не зависит от κ , а основную роль в формировании внутреннего поля играет фокусировка излучения, преломленного в частицу (влиянием многократных переотражений излучения внутри частицы в первом приближении можно пренебречь). В то же время абсолютное значение тепловыделения почти линейно зависит от κ в данной точке. Сказанное выше указывает на отсутствие заметного влияния состояния вещества в главном максимуме на распределение интенсивности излучения во всех предшествующих слоях. В частном случае разогрев вещества частицы из слабопоглощающего вещества можно учитывать лишь в области главного максимума. Это позволяет сформировать простой алгоритм расчета перегретой неустойчивости капли (расчет поля в главном максимуме по (1), где значение α учитывает зависимость $\kappa(T)$). Температуру всей остальной среды частицы по предположению можно приравнять исходной во все последующие времена. Если рассматривается вещество с заметным поглощением излучения, то целесообразно учитывать изменение температуры вещества частицы с помощью соотношения

$$c m_a \frac{dT}{dt} = Q_n \sigma_r I,$$

где m_a , c — масса частицы и ее удельная теплоемкость; Q_n — фактор эффективности поглощения излучения частицей; $\sigma_r = \pi a^2$ — геометрическое сечение частицы.

Из полученных данных следует, что достижение высоких температур локальных областей вещества частицы обеспечивается тепловой неустойчивостью тепловыделения. Рассмотрим это подробнее. Оценим изменение температуры вещества частицы в главном максимуме оптического поля. В случае коротких импульсов излучения ($\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с), характерных для Nd-лазера, при размере главного максимума ≥ 1 мкм можно пренебречь растеканием тепла от рассматриваемой точки в процессе поглощения излучения; изменение температуры вещества частицы в главном максимуме описывается дифференциальным уравнением

$$\gamma c \frac{dT}{dt} = \alpha_{eff} I \quad (3)$$

(γ — плотность материала частицы).

Поскольку вид зависимости $\alpha_{eff}(T)$ не известен, используем значения α_{eff} , рассчитанные для $T_1 = 300$ К и $T_2 = 3000$ К (см. рис. 2),

и предположим, что $\alpha_{eff}(T)$ имеет линейный характер:

$$\alpha_{eff} = AT + B, \quad (4)$$

$$A = [\alpha_{eff}(T_2) - \alpha_{eff}(T_1)](T_2 - T_1)^{-1},$$

$$B = \frac{1}{9} [\alpha_{eff}(T_2) - 11\alpha_{eff}(T_1)].$$

Решение (3) с учетом (4) имеет вид

$$T = (T_1 + B/A) \exp(At/\gamma c) - B/A. \quad (5)$$

Подставляя в (5) $a = 5$ мкм, $\lambda = 1,06$ мкм, $\alpha_{eff}(300 \text{ K}) = 147 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{eff}(3000 \text{ K}) = 8,42 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $c = 1,11 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{град})^2$, $I = 10^7 \text{ Вт}/\text{см}^2$, получаем, что за время лазерного импульса вещество частицы в главном максимуме нагревается до температуры ($\sim 6000 \text{ K}$), близкой к критической.

Полученные данные позволяют объяснить anomalно низкие пороги разрушения частиц из слабопоглощающих материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Захарченко, С. М. Коломиец и др. Письма ЖТФ, 1977, 3, 24, 1339.
2. В. М. Кулешов, В. К. Мамонов. Тр. ИЭМ. Вып. 26(99), 1981.
3. В. А. Вдовин, Ю. М. Сорокин. ЖТФ, 1985, 55, 2, 319.
4. В. А. Вдовин, Ю. М. Сорокин. ЖТФ, 1981, 51, 7, 1449.
5. Н. Н. Белов. — В кн.: Тез. докл. III Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Ч. IV. Обнинск, 1985.
6. А. П. Пришивалко. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техн., 1983.
7. A. S. Barker. Phys. Rev., 132, 4, 1474.
8. Л. П. Бахир, В. В. Тананович. ЖПС, 18, 5, 894.
9. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
10. Л. В. Гурвич, Г. А. Хачгуров и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 2. М.: Наука, 1962.

Поступила в редакцию 4/III 1986,
после доработки — 25/VI 1986

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ПИРОЛИЗА КОМПОЗИЦИОННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ДВУХСТАДИЙНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ СХЕМЕ

С. П. Синицын

(Томск)

Создание новых композиционных полимерных материалов (КПМ) и возрастающее использование их в различных областях техники вызвали интерес к изучению пиролиза таких материалов. Результаты исследований изложены в [1—4].

При математическом моделировании процессов тепло- и массопереноса в КПМ, связанных с воспламенением и горением, необходимо знать кинетическую схему пиролиза и соответствующие кинетические постоянные. Для проведения оценочных или простых инженерных расчетов может быть достаточно грубых оценок кинетических постоянных в рамках моделирования пиролиза одной реакцией. Для более точного описания процесса подобная схема недостаточно точна, так как она не учитывает образования промежуточных продуктов [5], значительного числа газообразных продуктов пиролиза [5, 6], не объясняет структурирования материала и изменения суммарного теплового эффекта.

² Теплоемкость корунда при разогреве от 300 до 3000 К изменяется от 0,765 до 1,43 Дж/(г·град) [10].