

ДИНАМИКА ТВЕРДОЙ МИКРОЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. И. Букатый, В. А. Погодаев, Д. П. Чапоров

(Томск)

Распространение интенсивного оптического излучения в среде, содержащей твердые аэрозоли, вызывает ряд тепловых эффектов, приводящих к изменению энергии и структуры оптического пучка. Так, в [1] обнаружено замутнение среды, содержащей твердые микровключения (конгломераты сажи размером $\sim (2-5) 10^{-4}$ см), возрастающее с увеличением потока мощности воздействующего излучения. Авторы [1] полагают, что основной причиной замутнения является разрушение конгломератов сажи, однако сам процесс дробления не был детально исследован.

Цель данной работы — изучение динамики одиночного акта разрушения конгломерата сажи в поле интенсивного лазерного излучения и исследование некоторых характеристик этого процесса.

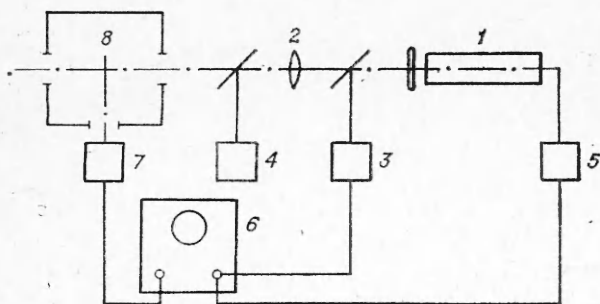
Эксперименты по воздействию интенсивного лазерного импульса на отдельные частицы аэрозоля проводились на установке, блок-схема которой показана на фиг. 1. В качестве воздействующего источника использовалось излучение лазера на стекле с неодимом типа ГОС-1001 1 с энергией до 10^3 Дж, работающего в режиме свободной генерации с длительностью импульса $\sim (1-1,9) 10^{-3}$ с и длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм. Мощное излучение фокусировалось линзой 2 с фокусным расстоянием $F = 150$ см в рабочий объем камеры 8, в которой потоком воздуха распылялись частицы сажи. Получаемые частицы представляли собой конгломераты неправильной формы со средним эффективным диаметром $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ см.

Для определения начала воздействия, контроля длительности и формы импульса излучения на осциллограф С 8-2 6 подавался сигнал с ФЭУ-28 3. Регистрация свечения частиц сажи в процессе воздействия проводилась под углом 90° к направлению распространения воздействующего излучения с помощью ФЭУ-28 7, сигнал с которого подавался на осциллограф. Для устранения влияния рассеянного излучения воздействующего лазера перед фотоумножителем помещался фильтр с коэффициентом отражения для $\lambda = 1,06$ мкм, близким к 100%. Синхронизация момента начала воздействия на аэрозоль с началом регистрации его свечения на осциллографе осуществлялась с помощью блока задержки 5.

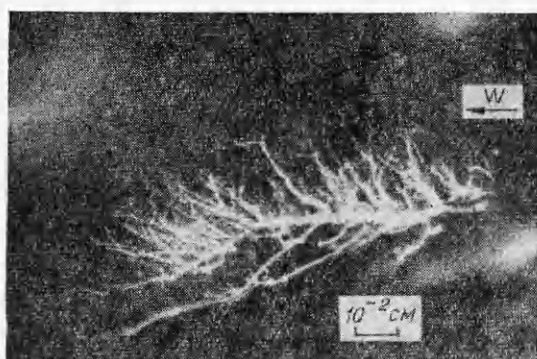
Осциллограммы, характеризующие процесс свечения частиц в канале и форму импульса, фотографировались.

Во время измерений контролировалась энергия воздействующего излучения с помощью ИМО-2 4.

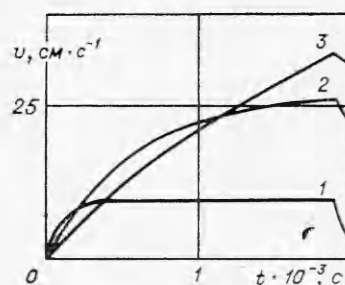
Установка вместо ФЭУ 7 фотоаппарата с микрофотонасадкой позволила получить интегральную картину разру-



Фиг. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3

пения частиц сажи. Типичная фотография процесса приведена на фиг. 2. Стрелкой показано направление воздействующего излучения. Фотография дает наглядное представление о диаграмме разлета продуктов разрушения — важной характеристике при расчете переноса оптического излучения в аэрозольных средах, подвергающихся воздействию интенсивных импульсов света. Средняя скорость движения частицы $\sim 2 \cdot 10^2$ см·с⁻¹. Представляет интерес оценить вклад в движение частицы сил светового давления и реактивной силы, которые являются определяющими при взаимодействии мощного лазерного импульса с аэрозодем.

Оценим скорость движения отдельной частицы сажи в лазерном пучке за счет силы светового давления. Уравнение движения частицы в воздухе можно записать в виде [2]

$$(1) \quad F_d + F_c = Mdv/dt,$$

где $M = (4/3)\pi r^3 \gamma$ — масса частицы; v — скорость ее движения; r , γ — эффективный радиус и плотность вещества частицы соответственно; $F_c = -6\pi r \eta v (1 + (1/6)Re^{2/3})$ [3] — сила сопротивления; η — динамическая вязкость среды. Формула для F_c хорошо работает при числе Рейнольдса $Re \leq 300$. Для нашего случая $Re \sim 1$, таким образом, вторым слагаемым в скобках можно пренебречь. Согласно [4], сила светового давления $F_d = (\pi r^2/c)WK_d(\rho, m)$, где c — скорость света; W — плотность потока падающего излучения; K_d — поперечник светового давления; ρ — параметр Ми; $m = n - i\kappa$ — комплексный показатель преломления материала частицы; n — коэффициент преломления; κ — показатель поглощения.

Движение под действием гравитационных сил не учитываем. Достаточно сказать, что путь, пройденный частицей сажи радиусом $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ см под действием гравитационной силы за время действия воздействующего импульса ($t_n = 1,9 \cdot 10^{-3}$ с), составит всего $1,1 \cdot 10^{-3}$ см.

Учитывая вышесказанное, уравнение (1) можно переписать следующим образом:

$$(2) \quad dv/dt + 9\eta v/2r^2\gamma = 3WK_d/4c\gamma.$$

При начальных условиях $t = 0$, $v = 0$ решение (2) имеет вид

$$v = \frac{WK_d r}{6c\eta} \left[1 - \exp\left(-\frac{9\eta t}{2r^2\gamma}\right) \right].$$

На фиг. 3 приведена зависимость скорости движения частицы сажи от времени в поле излучения. Кривая 1 соответствует значению $r = 2 \cdot 10^{-4}$, $2 - 5 \cdot 10^{-4}$, $3 - 10^{-3}$ см; $W = 1,62 \cdot 10^5$ Вт·см⁻², $\gamma = 1,82$ г·см⁻³ [5]. Величина K_d получалась путем экстраполяции зависимости $K_d(x)$ [6] для условий эксперимента: $m = 1,9 - 1,02$ г [5] для длины волны воздействующего излучения $\lambda = 1,06$ мкм. Найденные значения K_d составляют 1,03; 1,18; 1,26 соответственно для кривых 1-3.

После прекращения действия импульса излучения скорость движения частицы описывается формулой

$$v_1 = v e^{-t/\tau_r},$$

где $v_1 = v$ в момент окончания лазерного импульса; $\tau_r = 2r^2\gamma/9\eta$ — время релаксации скорости частицы радиуса r .

Наряду с действием силы светового давления поглощающие микро-частицы вещества, помещенные в пучок интенсивного излучения лазера, будут испытывать одностороннее испарение. При таком испарении частицы могут приобрести скорость [7]

$$(3) \quad v = v_n \ln(M_0/M(t)),$$

где v_n — скорость истечения паров вещества; M_0 , $M(t)$ — начальная и текущая масса частицы соответственно. При проведении оценок по формуле (3) необходимо знать v_n . Для определения максимального значения этой величины можно воспользоваться выражением вида [8]

$$v_{n \max} = (W/mj_m)^{1/2},$$

где m — масса атома газа, в среде которого происходит испарение; $j_m = W/\varepsilon(1 + 2,2kT_0/\varepsilon)$; ε — энергия связи кристаллической решетки; T_0 — температура поверхности; k — постоянная Больцмана. Для W по порядку величины, не превышающей 10^{10} Вт·см⁻² (для графита $7,7 \times 10^{10}$ Вт·см⁻²), процесс описывается тепловым механизмом разрушения и $T_0 \sim \varepsilon/k$ [8]. В этом случае выражение для $v_{n \max}$ примет вид $v_{n \max} = (3,2\varepsilon/m)^{1/2}$. Принимая $\varepsilon \sim 10^{-12}$ эрг, получим $v_{n \max} \sim 8 \cdot 10^5$ см·с⁻¹. Соответствующее значение v по соотношению (3) составит $5,6 \cdot 10^4$ см·с⁻¹, что значительно превышает экспериментальные значения v , полученные в данной работе.

Согласно [1], температура сажистых частиц, облученных импульсом оптического излучения, в реализуемом случае колеблется около точки кипения вещества ($T \sim 3800$ К). В то же время уже при $T \sim 900$ К происходит возгорание частицы и начинается процесс разрушения в режиме фрагментации. Вторичные частицы (продукты разрушения $\sim 10^{-4}$ см) имеют скорости, отличные от скоростей истечения паров, так как на них действует сила сопротивления вязкой среды. Оценки, приведенные в [8], дают значение скоростей таких частиц $\sim 10^3$ см·с⁻¹. Учитывая это, по (3) находим реактивную скорость частиц, испытавших частичный сброс массы, которая составляет ~ 70 см·с⁻¹, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Таким образом, скорости движения сажистых микро-частиц за счет реактивных сил и сил светового давления совпадают по порядку величины и в данном случае складываются.

Для крупных частиц $\sim (15-20) 10^{-4}$ см характерно отсутствие полного разрушения за время импульса при плотностях потока мощности воздействующего излучения $1,6 \cdot 10^5$ Вт·см⁻². Частица дробится на

полидисперсные продукты с размером от субмикронных до $(5-10) 10^{-4}$ см. Продукты разрушения размером $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ см проходят в среде путь не менее 1,5 см, в то время как при средней скорости движения $\sim 2 \cdot 10^2$ см·с⁻¹ частица в вязкой среде за время импульса с учетом пути, пройденного во время релаксации, пройдет расстояние, не превышающее 0,5 см. Это указывает на то, что крупные частицы $\sim (15-20) 10^{-4}$ см движутся со скоростями $\sim 10^3$ см·с⁻¹, что может быть достигнуто за счет более интенсивного разрушения и отсутствия тормозящих выбросов с теновой стороны [9]. Необходимо отметить, что горение продуктов прекращается после окончания импульса и полного разрушения крупного конгломерата не происходит. Это обстоятельство способствует замутнению трассы распространения на протяжении всего импульса воздействующего излучения, а также спустя некоторое время после окончания импульса.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов зарегистрированы треки частиц в камере в процессе воздействия мощного лазерного излучения, из анализа которых можно сделать вывод, что частицы в камере ускоряются и дробятся. Значения двойного угла разлета продуктов распада составляют $\sim 90^\circ$ от направления распространения излучения (см. фиг. 2). На основании обработки осциллограмм можно заключить, что свечение частиц начинается с запаздыванием порядка $4 \cdot 10^{-6}$ с относительно начала воздействия. Первые 2-3 пичка нагревают частицу, она начинает светиться, затем интенсивность свечения падает в 1,5 раза. Полуширина первого пичка свечения $\sim 15 \cdot 10^{-6}$ с. В дальнейшем наблюдается 50%-ная модуляция интенсивности свечения. Это можно объяснить экранировкой основного ядра конгломерата продуктами разрушения [9]. Интенсивность свечения нарастает, достигает максимума и за время $\sim 350 \cdot 10^{-6}$ с спадает до нуля. Далее свечение отсутствует, хотя подкачка энергии продолжается, что указывает на преобладание к концу действия импульса частиц с малыми размерами, имеющими малый коэффициент поглощения [10].

Сопоставление треков частиц и осциллограмм свечения при различных уровнях плотности мощности в канале позволяет сделать заключение, что время жизни целого конгломерата уменьшается с увеличением плотности мощности падающего излучения. Так, для плотностей мощности $1,3 \cdot 10^5$, $1,13 \cdot 10^5$, $0,7 \cdot 10^5$ Вт·см⁻² получена длина треков 0,1; 0,15; 0,4 см соответственно. Время свечения, соответствующее времени жизни частицы, $0,6 \cdot 10^{-3}$, $1,0 \cdot 10^{-3}$ и $1,2 \cdot 10^{-3}$ с.

При значении плотности мощности $0,7 \cdot 10^5$ Вт·см⁻² наблюдается колебательный характер движения частицы; это говорит о том, что в момент дробления имеет место импульс отдачи, заставляющий основную частицу изменить направление движения. Период выбросов продуктов разрушения для указанного значения плотности составляет $\sim 0,8 \cdot 10^{-3}$ с.

По длине трека и длительности свечения можно оценить скорость частицы в канале при различных плотностях воздействующего излучения в предположении равномерного движения. Так, для $r \sim 2,5 \cdot 10^{-4}$ см при $W = 1,3 \cdot 10^5$ Вт·см⁻² $v \sim 1,5 \cdot 10^2$ см·с⁻¹, при $W = 0,7 \cdot 10^5$ Вт·см⁻² $v \sim 3 \cdot 10^2$ см·с⁻¹, из чего можно сделать вывод, что при больших уровнях закачанной в канал энергии основная часть частиц ($r \sim 2,5 \cdot 10^{-4}$ см) тормозится при разрушении. На это же обстоятельство указывает интегральная картина разрушения, приведенная на фиг. 2.

Поступила 13 XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Букатый В. И., Чапоров Д. П. Динамика прозрачности твердого аэрозоля в процессе взаимодействия с импульсным лазерным излучением.— В кн.: IV Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докладов. Томск, 1977.
2. Букатый В. И., Копытин Ю. Д. Действие светового давления на прозрачность полидисперсионного аэрозоля.— «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1971, № 6.
3. Матвеев Л. Т. Физика атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1965.
4. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Световое давление на капли воды.— «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 17, вып. 1.
5. Chan G. H. Effective absorption for thermal blooming due to aerosols.— «Appl. Phys. Lett.», 1975, vol. 26, N 11.
6. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Таблицы по светорассеянию. Т. 3. Л., Гидрометеониздат, 1968.
7. Аскарьян Г. А., Мороз Е. М. Давление при испарении вещества в луче радиации.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, вып. 6.
8. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
9. Погодаев В. А. Воздействие излучения CO₂-лазера на твердые микрочастицы.— В кн.: II Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докладов. Томск, 1973.
10. Блох А. Г. Тепловое излучение в котельных установках. Л., «Энергия», 1967.

УДК 533.6.011.8+621.375.826

РАСЧЕТЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ УСИЛЕНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ РАБОЧИХ СРЕД В CO₂-ГДЛ НА ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ

*А. П. Генич, Н. В. Евтюхин, С. В. Куликов,
Г. Б. Манелис, М. Е. Соловьева*

(Черноголовка)

При создании мощных CO₂-ГДЛ, работающих на продуктах горения, необходимо учитывать многокомпонентность реальной рабочей среды лазера [1]. Наряду с экспериментальными исследованиями в этой области важную роль играют численные расчеты. Такие расчеты позволяют лучше понять механизм образования инверсной заселенности в потоке и заменить, насколько это возможно, трудоемкий эксперимент.

В данной работе рассчитываются коэффициенты оптического усиления сложных рабочих сред, составы которых адекватны составам продуктов горения топлив с композицией из С, Н, О, N-элементов. Анализ и систематизация результатов проведены на основе рассмотрения элементного состава рабочей среды, так как атомная композиция, температура T_0 и давление p_0 газа в резервуаре однозначно определяет все ее термодинамические характеристики: равновесный компонентный состав, внутреннюю энергию и т. д. Математическая модель и метод расчета ранее описаны в [2]. Для того чтобы судить, насколько верна используемая модель, правильно ли выбраны кинетические константы, необходимо сопоставить результаты расчетов с экспериментальными данными в широком диапазоне составов рабочих сред, параметров торможения и характеристик сопел. В связи с этим в первых двух частях работы делается попытка подобрать такой набор констант скоростей колебательной релаксации, который позволил бы наилучшим образом согласовать расчетные результаты с имеющимися экспериментальными.