

В.И. Букатый, А.Е. Каплинский, И.А. Суторихин, А.М. Шайдук

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СО₂-ЛАЗЕРА С ПОЛИДИСПЕРСНЫМ УГЛЕРОДНЫМ АЭРОЗОЛЕМ

Приведены результаты измерения динамики оптической толщи углеродного аэрозоля в поле мощного непрерывного лазерного излучения с плотностью мощности до 10^9 Вт/м². Произведено сопоставление экспериментальных данных с теоретическими и объяснены количественные отличия. Эксперименты в различных газовых средах подтвердили вывод о преобладании в данных условиях горения частиц среди процессов, приводящих к просветлению аэрозоля. В экспериментах было отмечено влияние эффекта дефокусировки зондирующего пучка на динамику оптической толщи горящего аэрозоля.

Воздействие мощного оптического излучения на углеродный аэрозоль может приводить к изменению его прозрачности вследствие ряда нелинейных эффектов, таких как горение частиц [1], их разрушение [2], вынос частиц из канала акустической волной или конвективными потоками [3, 4]. При плотностях мощности $I > 10^9$ Вт/м² становится существенным испарение углеродных частиц [1].

Экспериментальные исследования динамики прозрачности углеродного аэрозоля в поле интенсивного лазерного излучения проводились, как правило, при импульсном воздействии на частицы [5, 6]. Длительность импульса излучения была меньше или порядка времени выгорания частиц. По этой причине физические механизмы, приводящие к изменению параметров аэрозоля при воздействии на него непрерывным излучением, отличаются от описанных в данных работах.

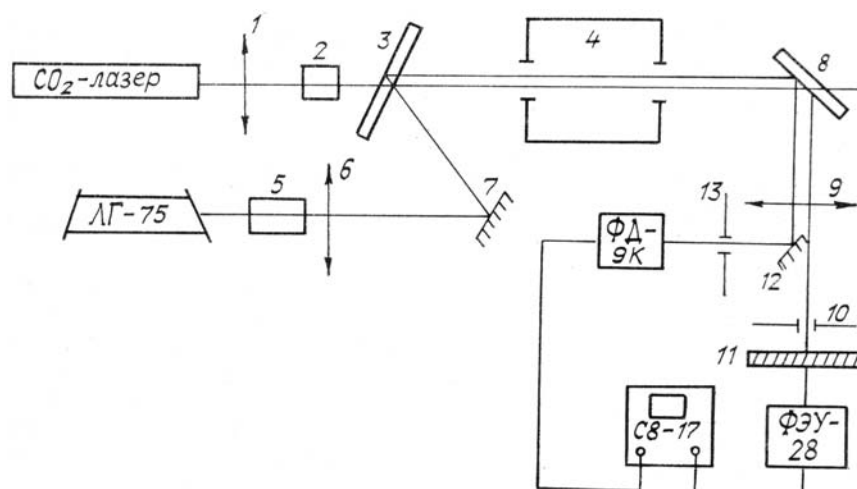


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

В настоящей работе приведены результаты экспериментов по исследованию динамики прозрачности углеродного аэрозоля в поле непрерывного лазерного излучения, произведено сравнение с расчетами на основе модели горения [1], сделаны оценки других возможных механизмов воздействия. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Воздействующее излучение СО₂-лазера с длиной волны $\lambda_1 = 10,6$ мкм фокусировалось линзой 1 (NaCl, $F = 20$ см) в аэрозольную камеру 4 объемом 80 см³. Камера снабжена открывающимися окнами для ввода и вывода излучения. Плотность мощности лазерного излучения в фокальной плоскости, измеренная на уровне e^{-1} , составляла $I_0 \approx (0,5 \div 1,0) \cdot 10^9$ Вт/м². Между линзой и аэрозольной камерой устанавливались электромагнитный затвор 2 и делительная пластинка 3 из NaCl толщиной 10 мм. Зондирующий пучок формировался гелий-неоновым лазером ЛГ-75 с $\lambda_2 = 0,63$ мкм и, пройдя коллиматор 5 и линзу 6 ($F = 75$ см), зеркалом 7 направлялся на делительную пластинку 3. Часть этого пучка, отраженная от передней поверхности делительной пластинки, направлялась в камеру соосно с воздействующим пучком. Отраженная от задней поверхности вторая часть пучка образует контрольный пучок, параллельный зондирующему и расположенный с ним в одной горизонтальной плоскости, но проходящий вне канала воздействующего пучка. При юстировке воздействующий и зондирующий пучки фокусировались в одном месте внутри камеры, причем пятно зондирующего пучка было несколько меньше воздействующего. За камерой 4 все три пучка направлялись на делительную пластинку 8, выполненную из CsI. Отра-

женные от 8 контрольный и зондирующий пучки собирались линзой 9 ($F = 10$ см). Контрольный пучок отводился в сторону зеркалом 12. После диафрагм 10 и 13 зондирующий и контрольный пучки направлялись на фотоприемники ФЭУ-28 и ФД-9К соответственно. Перед ФЭУ был установлен интерференционный светофильтр 11 с максимумом пропускания на λ_2 . Регистрация сигналов осуществлялась запоминающим двухлучевым осциллографом С8-17, запуск которого был синхронизован с отбыванием затвора 2. Для распыления частиц в камере 4 был установлен вентилятор. Перед срабатыванием затвора 2 открывались окна аэрозольной камеры.

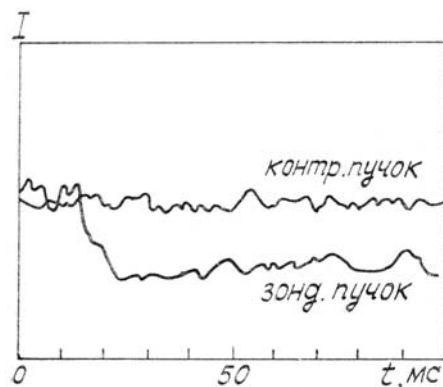


Рис. 2. Осциллограмма процесса просветления

Эксперименты проводились с аэрозолями двух типов — сажистым (сажа ПМ-100) и угольным (кузнецкий уголь).

Концентрация частиц составляла $N \sim 10^5$ см⁻³, длина трассы в аэрозольной камере $L \approx 5$ см.

В экспериментах при нормальных атмосферных условиях во всех случаях было зарегистрировано просветление аэрозоля. Типичная осциллограмма процесса приведена на рис. 2. Ход кривой сигнала на осциллограмме вниз соответствует уменьшению оптической толщи среды. Интенсивность контрольного пучка, не считая мелкомасштабных флуктуаций, обусловленных неоднородностью аэрозоля, не испытывает изменений. Динамика интенсивности зондирующего пучка после открытия затвора непосредственно связана с воздействием мощного излучения на частицы. С учетом того, что время срабатывания затвора составляло ≈ 4 мс, в экспериментах было получено характерное время изменения оптической толщи $t_0 \sim 10$ мс. Рассчитанные по осциллограммам значения начальной τ_1 и конечной τ_2 оптической толщи аэрозоля и величины просветления $\Delta\tau$ представлены в таблице.

Т а б л и ц а

Тип аэрозоля	τ_1	τ_2	τ_1/τ_2	$\Delta\tau$
Сажа	0,68	0,25	2,72	0,43
—»—	0,34	0,13	2,61	0,21
—»—	1,03	0,39	2,64	0,64
—»—	0,69	0,34	2,03	0,35
—»—	1,92	0,83	2,31	1,09
—»—	0,73	0,39	1,87	0,34
—»—	1,75	0,97	1,80	0,78
—»—	1,17	0,25	4,68	0,92
Сажа*	1,44	0,14	10,3	1,30
Уголь	0,76	0,47	1,62	0,29
—»—	0,38	0,16	2,38	0,22
—»—	0,94	0,43	2,19	0,51
—»—	0,41	0,16	2,56	0,25
—»—	0,64	0,40	1,60	0,24
—»—	0,48	0,25	1,92	0,23
—»—	0,68	0,32	2,13	0,36

*Эксперимент в атмосфере кислорода.

Как видно из таблицы, относительное изменение оптической толщи аэрозоля τ_1/τ_2 не является постоянным. Это связано с практическими трудностями поддержания достаточной повторяемости параметров аэрозольной среды от эксперимента к эксперименту, а также с нестабильностью мощности воздействующего излучения. Например, вследствие вихревого характера распыления частиц в камере функция распределения частиц по размерам не является одной и той же во всех точках камеры. Поэтому даже одинаковым значениям τ_1 могут соответствовать разные концентрации и функции распре-

деления частиц в канале воздействующего пучка, что приводит, как видно из (1), к разным значениям конечной оптической толщи τ_2 . Используемый в экспериментах CO_2 -лазер не имел системы стабилизации мощности излучения (она определялась калориметрическим методом), что также объясняет отсутствие прямой связи между τ_1 и τ_2 .

По приведенной в [1] теоретической модели горения углеродных частиц были выполнены численные расчеты динамики коэффициента аэрозольного ослабления $\alpha(t)$ для реально использовавшегося полидисперсного аэрозоля из кузнецкого угля. Гистограмма распределения частиц по значениям радиуса a в начальный момент времени, полученная путем подсчета частиц, осажденных на подложку, изображена на рис. 3. Согласно [9], коэффициент ослабления излучения в дисперсной среде определяется выражением

$$\alpha(t) = \int_0^{\infty} \pi a^2 f(a, t) K_0(a, \lambda_2) da, \quad (1)$$

где $f(a, t)$ — функция распределения частиц по размерам, изменяющаяся во времени за счет изменения размеров частиц; $K_0(a, \lambda_2)$ — фактор эффективности ослабления. В приближении $2\pi a / \lambda_2 \gg 1$, что имеет место в нашем случае, $K_0(a, \lambda_2) \approx 2$.

Зависимость функции распределения от времени описывается уравнением переноса

$$\frac{\partial f(a, t)}{\partial t} + \frac{\partial [R(a) \cdot f(a, t)]}{\partial a} = 0, \quad (2)$$

где $R(a) = da/dt$ — скорость изменения радиуса частицы. В предположении, что радиус частицы изменяется только вследствие выгорания, $R(a)$ может быть вычислена в рамках модели горения, приведенной в [1]. Таким образом, система уравнений (1) и (2) становится замкнутой и может быть решена численно.

Начальные значения функции распределения $f(a, 0)$ задаются гистограммой рис. 3. Приближенный переход от интегрирования к суммированию по интервалам оси абсцисс и расчет динамики размеров частиц, соответствующих граничным точкам интервалов, приводят с достаточной в нашем случае точностью к результату, изображенному на рис. 4 в виде кривой. Концентрация частиц N принималась равной 10^5 см^{-3} , плотность мощности воздействующего излучения $I_0 = 5 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2$. Рассчитанное начальное значение коэффициента ослабления $\alpha_0 = 0,063 \text{ см}^{-1}$. При длине трассы $L \approx 5 \text{ см}$, имевшей место в экспериментах, это значение соответствует начальной оптической толщине $\tau_1 = \alpha_0 L \approx 0,3$, что по порядку величины близко к наблюдавшимся значениям τ_1 . Из рис. 4 видно, что характерное время изменения $\alpha(t)$ составляет $\approx 2 \text{ мс}$, что меньше экспериментально наблюдавшегося времени изменения оптической толщи аэрозоля $t_0 \sim 10 \text{ мс}$. Что касается величины просветления $\Delta\tau$, то сравнение теоретической зависимости $\alpha(t)$ (рис. 4) и экспериментальной кривой $\tau(t) = L \cdot \alpha(t)$ (рис. 2) показывает, что расчетное значение $\Delta\tau$ примерно на порядок превосходит наблюдавшееся экспериментально. Эти различия обусловлены, по-видимому, разрушением частиц или иными неучтенными в расчете процессами, например, выходом летучих из частиц угля, осаждением частиц в поле тяжести.

Для выяснения механизма просветления нами были проведены аналогичные эксперименты в атмосфере азота и затем в кислороде. В азотной среде просветления не наблюдалось, что согласуется с выводом о преобладании процессов горения над другими нелинейными эффектами при указанной выше плотности мощности I_0 . Для эксперимента в атмосфере кислорода было получено, как видно из таблицы, самое значительное просветление.

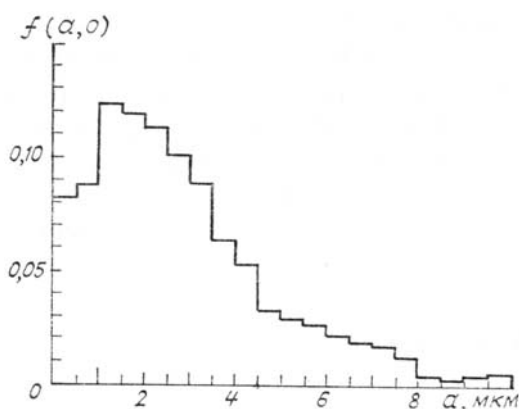


Рис. 3. Гистограмма распределения угольных частиц по размерам

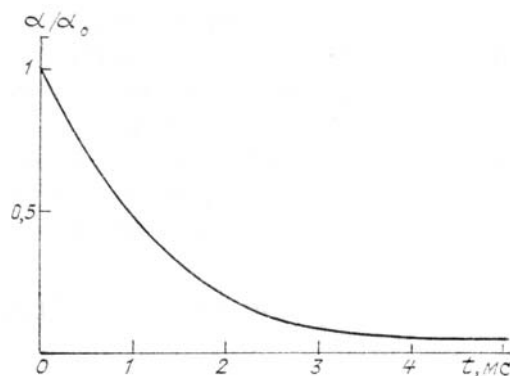


Рис. 4. Расчетная кривая коэффициента аэрозольного ослабления

Что касается процессов выноса частиц из канала пучка акустической волной или конвективными потоками, то эти эффекты возникают при достаточно высокой температуре частиц в канале. Поскольку устранение горения в атмосфере азота лишь незначительно понижает температуру частиц [7], то они должны в равной степени проявляться как в воздухе, так и в азоте. Между тем в наших опытах вклад этих эффектов в просветление не был зафиксирован, поскольку просветления в азоте не наблюдалось. В самом деле, первый механизм может реализоваться в случае наличия достаточно резкого скачка средней плотности газовой среды. За время открывания затвора $t_{\text{откр}}$ равновесие по плотности успевают установиться на расстоянии $l \sim v_s t_{\text{откр}}$, где v_s — скорость звука. Так как $v_s \approx 3 \cdot 10^4$ см/с, $t_{\text{откр}} \approx 4 \cdot 10^{-3}$ с, то $l \sim 10^2$ см, что гораздо больше диаметра канала воздействующего пучка ($\sim 10^{-1}$ см). Оценки возможного конвективного сдвига частиц дают величину, на порядок меньшую, чем диаметр канала.

Описанная установка позволила также наблюдать эффект дефокусировки зондирующего пучка за счет образования в канале «тепловой линзы» [8]. При равенстве апертур фотоприемника и зондирующего пучка данный эффект может существенно влиять на динамику измеряемой оптической толщи просветляемого аэрозоля. С этой целью диаметр приемной диафрагмы 10 был уменьшен с 1,1 до 0,4 мм. В итоге величина Δt уменьшилась, а время достижения максимального просветления возросло до ~ 30 мс. Полученный результат можно объяснить совместным действием двух эффектов — просветлением канала и увеличением диаметра зондирующего пучка в плоскости диафрагмы, в связи с чем часть светового потока выходит за ее пределы, а это тормозит рост сигнала с ФЭУ, вызванный просветлением. Проведенные оценки угла дефокусировки δ дали величину $\delta \sim 10^{-2} - 1^\circ$ и соответственно диаметр пучка в плоскости диафрагмы $\alpha \sim \delta \cdot F \sim 1$ мм, где $F = 100$ мм — фокусное расстояние линзы 9. Необходимая для оценок величина показателя преломления в канале воздействующего пучка оценивалась по формуле Лорентц — Лоренца.

Отметим, что во всех экспериментах просветление не было полным (до $\tau_2 = 0$), поскольку частицы сгорают не полностью, а только до определенного размера, зависящего от плотности мощности воздействующего излучения, в нашем случае до величины ~ 1 мкм.

Авторы выражают благодарность В.Н. Краснопевцеву за постоянную помощь в работе.

1. Букатый В.И., Суторихин И.А., Шайдук А.М. // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 18. № 1. С. 73.
2. Суторихин И.А. // В кн.: Нелинейное взаимодействие мощного лазерного излучения с твердым аэрозолем. Барнаул: АГУ. 1986. С. 28.
3. Букатый В.И. Докторская диссертация. ТГУ. Томск. 1986.
4. Грачёв Ю.Н., Стрелков Г.М. // В кн.: Материалы VIII Всес. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск: ТФ СО АН СССР. 1986. Ч. II. С. 154.
5. Ткаченко В.И., Лушев В.П., Потапов М.Г. // В кн.: Распространение мощного оптического излучения в твёрдом аэрозоле. Барнаул: АГУ. 1982. С. 82.
6. Букатый В.И., Чапоров Д.П. // В кн.: IV Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО АН СССР. 1977. С. 119.
7. Букатый В.И., Суторихин И.А., Шайдук А.М. // Теплофизика высоких температур. 1986. Т. 24. № 5. С. 1004.
8. Грачёв Ю.Н., Лоскутов В.С., Стрелков Г.М. // В кн.: Распространение мощного оптического излучения в твёрдом аэрозоле. Барнаул: АГУ. 1982. С. 19.
9. Зувев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио. 1970. 496 с.

Алтайский госуниверситет,
Барнаул

Поступила в редакцию
7 мая 1988 г.

V.I. Bukaty, A.E. Kaplinsky, I.A. Sutorikhin, A.M. Shaiduk. **Interaction of CW CO₂-Laser Radiation with Polydisperse Carbon Aerosol.**

Measurements on the carbon aerosol optical thickness subject to a CW high-intensity laser field with a power density up to 10^9 W/cm² are presented. The experimental and theoretical data are compared and the results obtained are discussed. The experimental evidence for various gaseous media suggests that the laser-induced particle combustion prevails over other processes responsible for the enhanced aerosol transmittance.