

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, В.А. Погодаев, А.Е. Рождественский

**ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ ЧАСТИЦ  
ВОДНОГО АЭРОЗОЛЯ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

Представлены результаты физического и численного экспериментов в задаче разрушения водных капель лазерными импульсами. Установлены количественные связи между основными факторами разрушения (время взрыва, степень испарения и дробления) и параметром скорости закачки поглощенной световой энергии в частицу.

Для задач оптики атмосферы, где используются источники интенсивного лазерного излучения (зондирование [1], локация [2], оптоакустика [1, 3]), важны знания микрофизических и оптических свойств дисперсной среды, подвергнутой действию лазера. Взаимодействие высокоэнергетического светового излучения с поглощающими капельными аэрозолями происходит в условиях фазовых переходов жидкости в пар [3, 4].

Целью настоящей работы является разработка полуэмпирической модели взрывного разрушения однороднопоглощающих капель в импульсном оптическом поле. Модель однороднопоглощающей частицы допускает максимально возможное математическое описание процесса, что, как и специальным образом поставленный эксперимент, гарантирует достоверность физических выводов.

Построение полуэмпирической модели сводится к выделению основных признаков процесса, по которым возможно провести сопоставление экспериментальных и теоретических данных, выявлению зависимостей основных характеристик процесса от обобщенного энергетического параметра (вид которого определяется), корректировке в соответствии с экспериментальными результатами теоретических соотношений.

1. Анализ экспериментальных результатов по разрушению капель указывает на следующие основные характеристики эффекта.

а) Время взрыва капли  $t_{вз}$ .

В эксперименте время взрыва фиксируется по началу резкого изменения прозрачности малого объема аэрозольной среды [5]. Теоретически данный параметр определяется из задачи нагрева капли излучением до температуры взрывного вскипания  $T_{вз}$ , соответствующей режиму нагрева [3].

б) Степень взрывного испарения

$$X_{вз} = M_{п}/M_0$$

где  $M_{п}$  — масса пара, образовавшаяся в момент взрыва в результате поверхностного и объемного парообразования;  $M_0$  — начальная масса капли.

В эксперименте степень  $X_{вз}$  находится из измерений водности  $q$  малого объема дисперсной среды. Для момента времени  $t = t_{вз}$  отношение  $q(t_{вз})/q(0) = 1 - X_{вз}$ , что решает поставленную задачу. В теории фактор  $X_{вз}$  определяется из решения задачи формирования и роста паровой фазы в капле.

в) Степень разрушения

$$d = \frac{a_0}{a_k}$$

где  $a_k$  — характерный размер частиц конденсированной фракции продуктов разрушения;  $a_0$  — начальный радиус капли.

Экспериментально фактор  $d$  может быть найден из измерений прозрачности дисперсной среды на нескольких длинах волн. В теории расчет степени разрушения затруднен, но возможны физические оценки.

2. В настоящей работе в качестве экспериментальной информации использовались результаты, полученные в [6], и данные специально поставленных экспериментов по воздействию излучения ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера на водный аэрозоль.

Для однозначной интерпретации данных в эксперименте была реализована методика, направленная на измерение локальных оптических характеристик аэрозолей [5]. Условие локальности требует наличия малой оптической толщи тумана для излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Это обстоятельство обеспечивает квазиоднородность энергетических условий вдоль трассы для среды, находящейся в энергетически активной зоне пучка. Если аэрозоль монодисперсен, то возникает возможность измерения коэффициента ослабления частиц заданного сорта — калиброванного аэрозоля.

В эксперименте исследовалась прозрачность малого объема аэрозоля в поле мощного  $\text{CO}_2$ -лазера на различных длинах волн:  $\lambda = 10,6; 0,63; 0,44$  мкм. Струя квазимонодисперсного аэрозоля с высокой концентрацией частиц  $\leq 10^6 \text{ см}^{-3}$ , получаемых с помощью ультразвукового генератора, подавалась в область фокусировки  $\text{CO}_2$ -лазера. Энергия импульса составляла  $\sim 5$  Дж, а общая длительность  $\sim 2,5$  мкс. Длительность переднего фронта импульса равнялась  $3 \cdot 10^{-8}$  с. Максимальная интенсивность достигала  $\sim 10^8 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ . Ширина струи аэрозоля не превышала области перетяжки каустики фокусирующей системы, чем обеспечивалась высокая степень однородности излучения в исследуемом тумане. Временное разрешение каналов регистрации видимого излучения составляло  $2 \cdot 10^{-8}$  с, а инфракрасного —  $3 \cdot 10^{-9}$  с. Исследовался монодисперсный аэрозоль двух радиусов:  $a_0 \approx 1,3; 2,7$  мкм. Высокая начальная прозрачность для  $\lambda = 10,6$  мкм ( $T_{10,6} \sim 0,8$ ) обеспечивала квазиоднородность энергетических условий вдоль оси распространения и, таким образом, возможность извлечения из измерений прозрачности информации об эффективном спектральном коэффициенте ослабления малого аэрозольного объема:  $\alpha_\lambda = -\ln T_\lambda / L$ , где  $T_\lambda$  — спектральная прозрачность среды;  $L$  — линейный размер области в каустике, занятой аэрозолем. Использование трех длин волн ( $\lambda = 10,6; 0,63; 0,44$  мкм) позволило провести измерения эволюции водности тумана (измерения на  $\lambda = 10,6$  мкм), спектральных сечений ослабления, а также характерных размеров вторичных частиц, возникающих при взрыве капель. В последнем случае для эффективных сечений ослабления продуктов взрыва использовалось приближение  $\Phi(a_k) = \bar{\alpha}_{\lambda_1} / \bar{\alpha}_{\lambda_2}$ . Предполагалось, что диапазон размеров конденсированной фракции продуктов взрыва узок. Тогда оценка характерного размера вторичных частиц может быть проведена с помощью таблиц [7] обращением отношения  $\Phi(a_k)$  как для монодисперсного аэрозоля, когда  $\Phi = \frac{K_{\lambda_1}(a_k)}{K_{\lambda_2}(a_k)}$ , где  $K_\lambda$  — фактор эффективности ослабления на длине волны  $\lambda$ .

3. Математическое описание разрушения однородно поглощающих жидких частиц мощными лазерными импульсами базируется на физических представлениях о характере протекания процесса. Под действием лазерного излучения происходит нагрев вещества капли и его заход в область метастабильного состояния. Глубина захода зависит от соотношения между скоростями нагрева и охлаждения жидкости. Последнее обусловлено потерями тепла за счет теплообмена с воздухом и испарением со свободной поверхности. (При очень высоких скоростях нагрева жидкость может не успевать заходить в область двухфазного состояния — становится возможным однофазовый (закритический) переход [3]). Метастабильный перегрев жидкости снимается появлением паровых пузырей. Они растут и разрушают каплю. Образуется парокапельная смесь, которая расширяется по газодинамическим законам. После останова продукты разрушения происходит диффузия пара и тепла в воздух и испарение конденсата.

Установим характер зависимостей факторов разрушения  $t_{\text{вз}}$ ,  $X_{\text{вз}}$ ,  $d$  от параметров лазерного импульса и частицы.

Определим время взрыва капли  $t_{\text{вз}}$ , как время с начала нагрева, в течение которого реализуется степень взрывного испарения  $X_{\text{вз}}$ . Физически это время соответствует времени распада капли на парокапельную смесь с момента начала нагрева. Время взрыва может быть найдено из соотношения:

$$\int_0^{t_{\text{вз}}} dt' \int_{V_{\text{ж}}(t')} dV \cdot J[T(t'; r)] m_{\text{п}}(t_{\text{вз}} - t') = (X_{\text{вз}} - X_1) M_0, \quad (1)$$

где  $X_1$  — степень поверхностного испарения капли к моменту взрыва;  $V_{\text{ж}}$  — объем жидкости;  $J$  — скорость образования центров кипения (паровых пузырей) в единице объема жидкости;  $m_{\text{п}}$  — масса пара в пузыре;  $T(t; r)$  — температура в точке с координатой  $r$ . Предполагается, что степень взрывного вскипания капли ( $X_{\text{ва}} - X_1$ ) известна.

Соотношение (1) отражает факт генерации паровой фазы в капле как за счет появления паровых центров — критических зародышей новой фазы, так и за счет испарения жидкости в расширяющиеся макроскопические пузыри, появившиеся с начала кипения.

Знание  $t_{\text{вз}}$  позволяет определить важные характеристики процесса:  $T_{\text{вз}}^{\text{ц}}$  — температуру центра капли в момент взрыва; число пузырей, образовавшихся к моменту взрыва  $N_{\text{пв}} = V_{\text{ж}}(t_{\text{вз}}) \times \int_0^{t_{\text{вз}}} J(t_{\text{вз}}) dt$ .

В свою очередь, по температуре  $T_{\text{вз}}^{\text{ц}}$  и времени устанавливаются пороговые характеристики лазерного излучения, в поле которого находится капля, обеспечивающие ее взрыв. Параметр  $N_{\text{пв}}$  является важным при рассмотрении вопроса о дисперсности конденсированной фазы продуктов разрушения.

Если часть объема изотропно поглощающей капли находится в метастабильной области состояния вещества, то максимальная степень испарения при нормальном давлении определится избытком теплозапаса капли по отношению к равновесному состоянию, определяемому кривой насыщения:

$$(X_{вз} - X_1) = 4\pi \int_0^{a \cdot t_{вз}} C_p(T) \rho_{ж}(T) (T(t_{вз}; r) - T_{кип}) r^2 dr / M_0 (1 - X_1) Q_e(T_{кип}), \quad (2)$$

где  $\rho_{ж}$  — плотность жидкости,  $T_{кип}$  — температура нормального кипения;  $Q_e$  — теплота испарения жидкости. Это соотношение принимается в дальнейшем за оценку степени взрывного испарения капли.

Вопрос о степени разрушения мы будем связывать с задачей о количестве паровых пузырей, образовавшихся в капле в результате взрывного вскипания. Если возникает один или несколько пузырей, то благодаря их росту капля трансформируется в сферу с водной оболочкой, содержащей внутри себя пар. При определенных условиях возникает неустойчивость формы оболочки, она распадается. Размер осколка соответствует амплитуде пространственного возмущения, разрушившего оболочку. Спектр размеров частиц будет близок к монодисперсному. В противоположном случае, когда  $N_{пв} \gg 1$  распад капли является следствием неустойчивости фронтов испарения жидкости между растущими пузырями, а также пузырями и поверхностью. При  $N_{пв} \gg 1$  естественно связывать число и размеры вторичных капель, образованных при взрывном распаде, с числом и размерами пузырей. Если считать, что средний размер «осколка» капли  $a_k$  совпадает со средним размером пузыря  $a_p$  в момент взрыва, то число вторичных частиц  $N_k$  будет связано с числом пузырей соотношением  $N_k = N_{пв} \rho_{п}(1 - X_{вз}) / \rho_{ж} X_{вз}$ , где  $\rho_{п}$  — плотность пара. Очевидно, что и в этом случае спектр размеров образовавшихся при взрыве частиц также близок к монодисперсному. В промежуточной области значений  $N_{пв} > 1$  характер распада содержит в себе черты обоих асимптотических случаев и спектр размеров частиц будет полидисперсным.

Из (1) следует, что необходимо знать пространственно-временное распределение температуры внутри капли, закон изменения массы пара в капле. Все эти функции процесса находятся из решения самостоятельных задач.

Задача о температуре капли включает в себя уравнение температуропроводности с функцией источника  $J = 3K_{п}(a)I(t)/4C_{p}\rho_{ж}a$ , где  $K_{п}$  — фактор эффективности поглощения света частицей;  $C_p$  — изобарная теплоемкость жидкости;  $I$  — мгновенная интенсивность оптического излучения. Уравнение дополняется краевыми условиями теплообмена. В работе данная краевая задача решалась численно по методике [11].

При расчете использовались аппроксимационные соотношения для термодинамических функций в метастабильной области в виде, использованном в [11, стр. 155], а для показателя поглощения воды была применена формула  $\kappa = \kappa_0(\rho_{ж} / \rho_{ж_0})^2$  [8]. Формула лазерного импульса задавалась трехпараметрической зависимостью

$$I(t) = I_M \cdot t/t_0, \quad t \leq t_0; \quad I(t) = I_M \cdot \exp\{-(t-t_0) \cdot (l \cdot t_0)^{-1}\}, \quad t > t_0,$$

где  $I_M$ ,  $t_0$ ,  $l$  — соответствующие параметры.

Результаты численных расчетов температуры внутри капли иллюстрируются графиками на рис. 1.

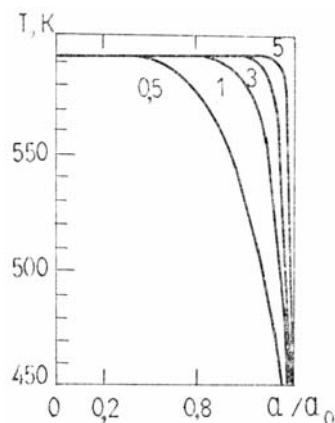


Рис. 1. Радиальное распределение температуры внутри водной капли к моменту взрыва при  $J_n = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ K/c}$  ( $I_M = 2 \cdot 10^7 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $t_0 = 10^{-7} \text{ с}$ ,  $l = 6$ ). Цифры у кривых — значения начального размера капель в мкм

Процесс генерации пара при взрывном вскипании определяется скоростью появления центров кипения  $J$ , а также массой пара в каждом растущем макроскопическом пузыре  $m_n(t)$ .

Для скорости гомогенной нуклеации использовались данные [10]. Решение уравнения (1) осуществлялось численно совместно с системой уравнений для температуры и степени испарения капли. Для вычисления массы пара в пузырях использовались результаты работы [9]. В результате про-

веденных численных экспериментов был получен необходимый объем данных, обеспечивающих установление основных закономерностей процесса и интерпретации экспериментальных результатов.

Т а б л и ц а

| $I_M, \text{Вт/см}^2$ | $t_0, \text{нс}$ | $l$ | $J_n, \text{к/с}$ | $T_{вз}^u, \text{К}$ | $X_{вз}$ | $N_{пв}$       |
|-----------------------|------------------|-----|-------------------|----------------------|----------|----------------|
| $10^6$                | $2 \cdot 10^3$   | 2   | $5,4 \cdot 10^7$  | 587,8                | 0,12     | 1              |
| $10^7$                | 200              | 2   | $5,4 \cdot 10^8$  | 589,1                | 0,37     | $5 \cdot 10^2$ |
| $10^8$                | 50               | 2   | $5,4 \cdot 10^9$  | 592,5                | 0,40     | $10^4$         |

4. Установим вид энергетического параметра, определяющего характер протекания процесса. Для этой цели рассмотрим полученную информацию о  $T_{вз}^u$ ,  $N_{пв}$ ,  $X_{вз}$ . В таблице приведены значения соответствующих характеристик в зависимости от пиковой интенсивности импульса  $I_M$  при различной крутизне его переднего фронта  $t_0$ . Эти данные дают важные представления о процессе. Из расчетов следует вывод о связи характера разрушения капли со скоростью ввода в вещество световой энергии и степенью испарения при взрыве. При больших скоростях закачки энергии в каплю реализуется наибольшее число пузырей, температура капли практически однородна по объему и приближается к температуре спинодали, степень испарения близка к максимальной. В противоположном случае, когда скорость ввода энергии относительно низка, имеют место малое количество пузырей и небольшая степень взрывного испарения. Рассмотрение показывает, что скорость ввода световой энергии удобно

охарактеризовать параметром  $J_n = \alpha_n E_n / \rho_j C_p t_n$ , где  $E_n = \int_0^\infty I(t') dt'$  — плотность энергии в импульсе;

$t_n = \int_0^\infty t' I(t') dt' / E_n$  — характерная длительность импульса;  $\alpha_n$  — коэффициент поглощения вещества.

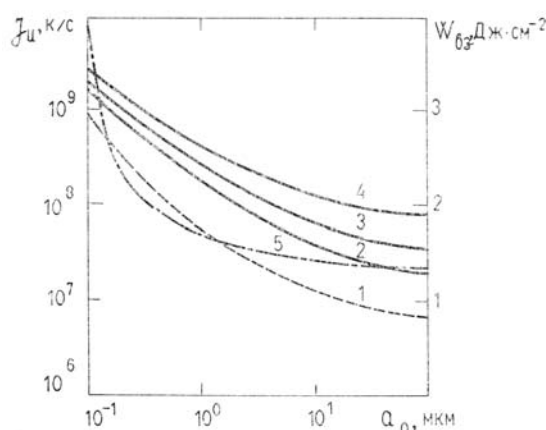


Рис. 2. Пороговые значения фактора  $J_n$  (1–4) и плотности энергии излучения (5) необходимые для взрыва каплей, в зависимости от их размера для импульсов с длительностью переднего фронта  $t_0 = 3 \cdot 10^{-7}$  (2);  $10^{-7}$  (3);  $5 \cdot 10^{-8}$  (4) с;  $l = 2$  и для непрерывного излучения (1)

Важен вопрос о порогах взрывного разрушения. Количественные решения указанной задачи для случаев непрерывного излучения и прямоугольного импульса даны в [4, 11].

На рис. 2 представлены пороговые значения параметра  $J_n$  и плотности энергии импульса в зависимости от радиуса каплей для различных импульсов. Эти данные получены на основе анализа результатов численных расчетов температурного поля внутри капли. Критерием реализации взрыва в частице являлось условие достижения в ее центре температуры взрывного вскипания. Расчеты указывают на слабую зависимость пороговой плотности энергии  $\omega_{вз} = \int_0^{t_{вз}} I(t') dt'$  от радиуса каплей для всего

практически важного диапазона их размеров. Пороги для скорости нагрева частицы существенно зависят от радиусов каплей, но в отличие от квазистационарного режима нагрева, когда порог определяется лишь мгновенной интенсивностью [4, 11], порог достижения температуры взрыва для импульсов зависит от всех его параметров. Причем для каждого импульса реализуется свой порог взрыва.

Экспериментальные данные по зависимости времени взрыва  $t_{вз}$ , капли и степени ее взрывного испарения  $X_{вз}$  от фактора  $J_n$  отражены на рис. 3. Здесь же нанесены результаты теоретических рас-

четов указанных величин по уравнениям (1) и (2). Данные зависимости наглядно иллюстрируют факт увеличения скорости протекания процесса взрыва при повышении скорости энерговыклада в частицу. В экспериментах также было установлено, что размер образующихся вторичных частиц  $a_k$  определяется только энергетикой процесса нагрева и не зависит от начального размера капли (при условии, что  $2\alpha_n d_0 < 1$ ). Это означает, что степень дробления  $d$  при фиксированном  $I_{II}$  меняется линейно с изменением  $a_0$ . Зависимость  $a_k(J_{II})$  приведена на рис. 4 совместно с теоретическим расчетом плотности паровых центров в объеме капли к моменту ее взрыва  $n_{пв} = N_{пв}/V_{ж}(t_{вз})$ .

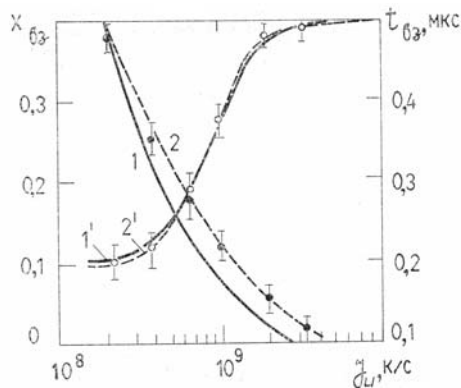


Рис. 3. Зависимость времени взрыва  $t_{вз}$  (1, 2) и степени взрывного испарения  $X_{вз}$  (1', 2') однороднопоглощающей водной частицы с  $a_0 = 2,7$  мкм от скорости нагрева  $J_{II}$ . Кривые 1, 1' – теоретический расчет; 2, 2' – аппроксимация экспериментальных данных

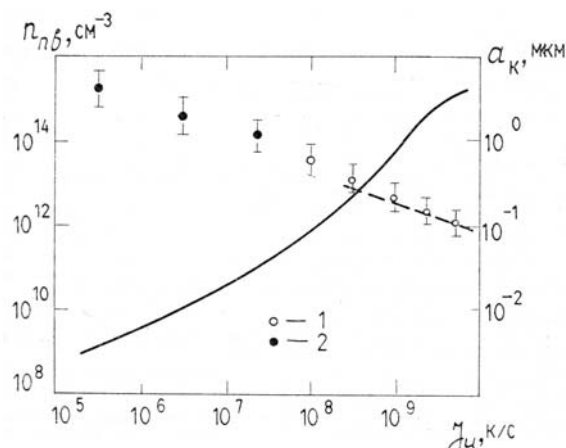


Рис. 4. Экспериментальная зависимость эффективного размера конденсированной фракции продуктов разрушения  $a_k$  от параметра  $J_{II}$  при  $\lambda = 10,6$  мкм;  $d_0 = 1,3; 2,7$  мкм (1);  $\lambda = 0,69$  мкм,  $\chi_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ ,  $a_0 = 50-200$  мкм (2) [6]. Пунктир – аппроксимация экспериментальных данных. Сплошная кривая – зависимость концентрации паровых пузырей в капле в момент взрыва от  $J_{II}$

Из рисунка следует, что существует тенденция измельчения образовавшихся при разрушении исходной капли частиц при возрастании скорости закачки световой энергии в массу капли.

Анализ приведенных на рис. 3 и 4 зависимостей  $t_{вз}(J_{II})$ ,  $X_{вз}(J_{II})$ ,  $d(J_{II})$  показал, что они хорошо аппроксимируются следующими функциями:

$$t_{вз}(J_{II}) = \frac{300}{J_{II} \cdot f(J_{II})};$$

$$X_{вз}(a_0, J_{II}) = X_{вз}^m - 0,71 \cdot \exp\{- (b_1 \cdot a_0)^{b_2(J_{II})}\};$$

$$d(a_0, J_{II}) = a_0 [2,47 \cdot b_3(J_{II}) (X_{вз}^m n_{пв}(J_{II}))^{1/3}]^{-1}.$$

Коэффициенты имеют следующий вид:  $X_{вз}^m = 0,41$ ;  $b_1 = 10^4 \text{ см}^{-1}$ ;

$$b_2(J_{II}) = \exp[b_4(J_{II} - J_1)] - 1,19; \quad b_4 = 6,23 \cdot 10^{-10} \text{ с К};$$

$$J_1 = 10^8 \text{ К/с}; \quad f = 1 + J_2/J_{II}; \quad J_2 = 4 \cdot 10^8 \text{ К/с},$$

для микросекундных импульсов ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера и  $f = 1$  для прямо угольного импульса;

$$n_{\text{пв}}(J_{\text{п}}) = \exp \{50,66 - 5,13 \cdot 10^8 \exp [-2,23 \cdot \lg J_{\text{п}}]\} \times 10^{-6};$$

$$b_3(J_{\text{п}}) = 0,21 \cdot \text{Arctg} \left[ 10 \cdot \lg \frac{J_{\text{п}}}{J_3} \right] + 0,69; J_3 = 1,4 \cdot 10^9 \text{ К/с};$$

$$([a_0] = \text{см}, [J_{\text{п}}] = \text{К/с}, [t] = \text{с}; [n_{\text{пв}}] = \text{см}^{-3}).$$

Полученные соотношения применимы для значений параметра  $J_{\text{п}} \gtrsim 10^{80} \text{ К/с}$  с относительной погрешностью  $\sim 5\%$  при условии  $2\alpha_{\text{п}}a_0 < 1$ .

Авторы выражают благодарность М.Ф. Небольсину и А.М. Кабанову за помощь при проведении экспериментальных исследований.

1. Зуев В.Е. Лазерное зондирование атмосферы. — Оптико-механическая промышленность, 1986, № 3, с. 45.
2. Лазерная локация/И.Н. Матвеев, В.В. Протопопов, И.Н. Троицкий, Н.Ф. Устинов. — М.: Машиностроение, 1984. — 272 с.
3. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле/В.Е. Зуев, А.А. Землянов, Ю.Д. Копытнн, А.В. Кузиковский. — Новосибирск: Наука, 1984. — 224 с.
4. Гордин М.П., Грачев Ю.Н., Лоскутов В.С. и др. Проблема взаимодействия мощного лазерного излучения с аэрозолями в атмосфере. — Изв. АН СССР, сер. Физич., 1985, т. 49, № 3, с. 450—458.
5. Землянов А.А., Небольсин М.Ф., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. Просветление мелкокапельного тумана импульсом СО<sub>2</sub>-лазера. — ЖТФ, 1985, т. 55, вып. 4, с. 791—793.
6. Погодаев В.А., Рождественский А.Е., Хмелевцов С.С., Чистякова Л.К. Тепловой взрыв водных частиц под действием мощного лазерного излучения. — Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 1, с. 157—159.
7. Шифрин К.С., Зельманович А.Л. Таблицы по светорассеянию. — Л.: Гидрометеиздат, 1968, т. 3. 432 с.
8. Feiock F.D., Goodvin L.H. Calculation on 'laser induced stress in water.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, № 12, p. 5061—5064.
9. Лоскутов В.С., Стрелков Г.М. О взрывном испарении водной капли под воздействием лазерных импульсов на  $\lambda = 1,06$  и  $2,36$  мкм. — Оптика и спектроскопия, 1986, т. 53, вып. 5, с. 888—892.
10. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии/В.П. Скрипов, Е.Н. Синецын, П.А. Павлов и др. Справочник. — М.: Атомиздат, 1980. — 208 с.
11. Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. — Минск: Наука и техника, 1983. — 190 с.

Институт оптики атмосферы  
СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
1 декабря 1987 г.

**Yu.E. Geintz, A.A. Zemlyanov, V.A. Pogodaev, A.E. Rozhdestvenskii.**  
**Semiempirical Model of Water Aerosol Particle Destruction by Laser Pulses.**

The results of physical and numerical experiments in the problem of water drops destruction by laser pulses are presented. Quantitative connections between basic factors of destruction (time of explosion, degree of evaporation and crushing) and the parameter of pumping rate of absorbed light energy into a particle have been determined.