



УДК 532.529

## МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КАПЛЕЙ ЖИДКОСТИ

К.Н. Волков<sup>a</sup>, П.В. Булат<sup>b</sup>, Е.Е. Ильина<sup>b</sup><sup>a</sup> Университет Кингстона, Лондон, SW15 3DW, Великобритания<sup>b</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация

Адрес для переписки: pavelbulat@mail.ru

### Информация о статье

Поступила в редакцию 24.06.16, принята к печати 29.07.16

doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-764-772

Язык статьи – русский

**Ссылка для цитирования:** Волков К.Н., Булат П.В., Ильина Е.Е. Модель взаимодействия лазерного излучения с каплей жидкости // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 5. С. 764–772. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-764-772

### Аннотация

**Предмет исследования.** Разработана математическая модель оптического пробоя на каплях диэлектрической жидкости при воздействии на них импульсного лазерного излучения. Процесс рассматривается в несколько стадий: нагрев, испарение частицы, формирование парового ореола, ионизация парового ореола. На основе полученной математической модели проведены численные исследования для определения пороговых характеристик лазерного импульса. **Основные результаты.** Расчетным путем получены распределения давления, плотности и температуры в паровом ореоле частицы. Определено температурное поле около капли жидкости. Обнаружено, что при высоких значениях энергии в газовом пузыре создаются условия для термической ионизации газа и запуска электронной лавины, приводящей к образованию плазмы. За счет объемного тепловыделения капля перегревается и находится в метастабильном состоянии. Плазменное образование практически непрозрачно для излучения, что приводит к резкому росту температуры. В результате этого внутри капли происходит взрыв с образованием ударной волны, распространяющейся наружу. **Практическая значимость.** Полученные результаты могут быть использованы для оценки работы мощных сканирующих лазеров (лидаров) в условиях наличия в атмосфере капель жидкости и других взвесей. Лазеры могут быть применены в системах пожарной и взрывобезопасной аэрокосмической техники. Сферой применения полученных результатов могут быть также системы лазерного зажигания и инициирования детонации.

### Ключевые слова

лазерное излучение, капля, математическое моделирование, оптический пробой

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение № 14.578.21.0111, уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI57815X0111).

## MODEL OF LASER INTERACTION WITH LIQUID DROPLET

K.N.Volkov<sup>a</sup>, P.V. Bulat<sup>b</sup>, E.E. Ilina<sup>b</sup><sup>a</sup> Kingston University, London, SW15 3DW, UK<sup>b</sup> ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation

Corresponding author: pavelbulat@mail.ru

### Article info

Received 24.06.16, accepted 29.07.16

doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-764-772

Article in Russian

**For citation:** Volkov K.N., Bulat P.V., Ilina E.E. Model of laser interaction with liquid droplet. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2016, vol. 16, no. 5, pp. 764–772. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-764-772

### Abstract

**Subject of Research.** A mathematical model of optical breakdown in the dielectric liquid droplets when exposed to pulsed laser radiation was developed. The process is considered in several stages: heating, evaporation of the particle, forming a steam halo, ionization of the steam halo. Numerical study was carried out on the basis of the mathematical model to determine the threshold characteristics of the laser pulse. **Main Results.** Distributions of pressure, density and temperature of the particle steam halo were obtained by means of a calculation. The temperature field around the liquid droplet was determined. It has been found that at high energies in the gas bubble, the conditions are provided for thermal gas ionization and start of the electron avalanche, leading to plasma formation. Due to the volumetric heat generation, the droplet is overheated and is in a metastable state. The plasma cloud is almost opaque to radiation that causes an abrupt increase of

temperature. As a result, an explosion occurs inside the droplet with the formation of a shock wave that is propagating outward. **Practical Relevance.** The results can be used to assess the performance of high-power laser scanning (LIDAR) under the presence of liquid droplets in the atmosphere and other suspensions. Lasers can be used in fire and explosion aerospace systems. Obtained findings can be applied also in the systems of laser ignition and detonation initiation.

**Keywords**

laser radiation, droplet, mathematical modeling, optical breakdown

**Acknowledgements**

This work was financially supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (agreement No. 14.578.21.0111, a unique identifier RFMEFI57815X0111 for Applied Scientific Research).

**Введение**

В работе предлагается разработанная авторами математическая модель оптического пробоя на каплях диэлектрической жидкости при воздействии на них импульсного лазерного излучения. В качестве отдельных стадий процесса рассматриваются нагрев и испарение частицы, формирование парового ореола и его ионизация за счет термической ионизации на фронте ударной волны, распространение ударных волн в окружающем частицу пространстве. Моделирование ударно-волновых процессов в паровом ореоле частицы проводится на основе уравнений нестационарного течения идеального газа. Определяются пороговые характеристики параметров лазерного луча, достаточные для инициирования оптического пробоя на конденсированных включениях. На основе разработанной математической модели и численного метода исследуются процессы, происходящие в капле жидкости.

Широкое применение лазеров в повседневной жизни, в таких устройствах, как приборы оптической связи и навигации, системы мониторинга природных и техногенных сред, обуславливают актуальность исследований физических процессов взаимодействия интенсивного лазерного излучения с дисперсной средой. Для оптических систем на основе лазера, использующих явления отражения света и его рассеивания в прозрачных и полупрозрачных средах, важно иметь представление о характеристиках лазерного луча.

Систематическое изложение вопросов, связанных с оптическим пробоем на конденсированных включениях, приводится в монографиях [1, 2]. Основное внимание уделяется твердым включениям типа корунда, оксида алюминия и другим тугоплавким материалам.

При распространении лазерного излучения в атмосфере неизбежно взаимодействие лазерного излучения не только с твердыми частицами, но и с каплями жидкости, которые способны концентрировать в своем объеме энергию излучения, понижая при этом энергетические пороги разных нелинейных явлений [3]. В таких случаях важно иметь представление о характеристиках лазерного луча, достаточных для инициации оптического пробоя. Данные характеристики представляют интерес в применении к обнаружению пожаров, транспортировке излучения через взрывоопасные смеси, а также лазерному инициированию различных процессов, например, зажигания или детонации [4–6].

В настоящее время для изучения взаимодействия лазерного излучения с каплей жидкости используются две основные модели взаимодействия – тепловая и взрывная. В тепловой модели применяется детальное описание таких стадий, как нагрев, испарение и ионизация парового облака [7]. При этом считается, что нагрев происходит не быстро, и размер облака пара успевает подстраиваться под изменяющийся в процессе испарения радиус частицы жидкости. Во взрывной модели принимается, что нагрев частицы происходит настолько быстро, что вещество конденсированной фазы взрывным образом переходит в пар [8]. Механизм этого явления заключается в образовании внутри капли паровых пузырей при достижении температуры взрывного кипения (для воды эта температура при нормальном давлении составляет 578 К).

Для построения модели взаимодействия лазерного излучения с частицей будем использовать тепловой подход, условием которого является поглощение частицей энергии, не превышающей теплоту ее испарения, за время, меньшее времени пробега звука через сечение частицы. Данный подход позволяет выделить протекание таких элементов процесса, как нагрев, испарение и ионизация парового облака.

**Физическая и математическая модель**

**Стадии процесса взаимодействия лазерного излучения с каплей.** Процесс взаимодействия лазерного излучения с каплей (рис. 1) обладает выраженной нелинейной оптической активностью, что обусловлено морфологией капли, а именно квазисферической формой поверхности.

Под воздействием направленного потока излучения на частицу происходит фокусировка лазерного излучения (рис. 1, а) в области теневой полусферы капли. Механизм фокусировки определяется разницей коэффициентов преломления газовой и жидкой среды, а также кривизной поверхности капли. Оптически прозрачная сферическая частица действует как фокусирующая оптическая система, увеличивая интенсивность падающего на нее светового излучения во внутренних зонах, расположенных вблизи ее освещенной и теневой поверхностей. Поэтому целый ряд нелинейно-оптических эффектов, таких как

эффект вынужденного рассеяния, а также эффект оптического пробоя с более низким порогом проявления, чем в жидкости, проявляется в микронных каплях [9].

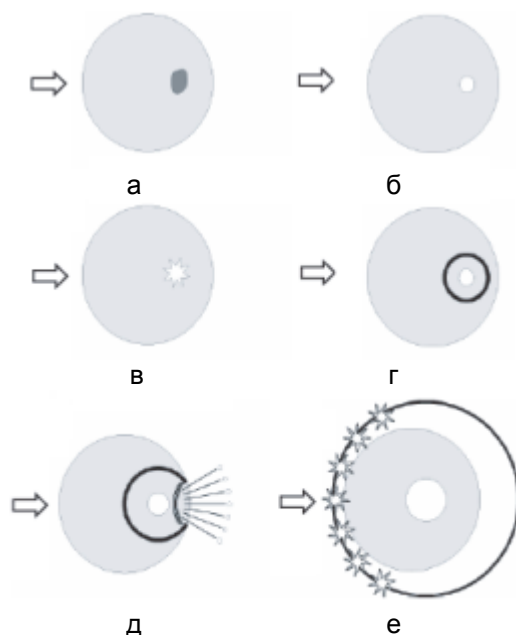


Рис. 1. Развитие процесса взаимодействия лазерного излучения с каплей: фокусировка излучения (а); образование парового пузыря (б); образование плазменного облака (в); зарождение ударной волны в результате взрыва плазменного образования (г); выход ударной волны на границу капли, ионизация газа, окружающего каплю, выброс мелких капелек в окружающую среду (д); возникновение потока свободных электронов (е)

Из-за интенсивного тепловыделения жидкости в условиях перегрева капля переходит из стабильного в метастабильное состояние, при котором температура жидкости превышает температуру насыщенных паров при данном давлении. За счет внутреннего испарения перегретой жидкости (рис. 1, б) повышается давление пара в пузырьке, возникает внутренний пробой и образуется микроплазменный непрозрачный очаг (рис. 1, в), который и поглощает излучение, что приводит к увеличению температуры и давления в данной области. Дальнейшее увеличение давления в паровом пузыре инициирует процессы взрывного кипения поверхностного слоя. Внутри капли образуется ударная волна (рис. 1, г). Для плотных сред такие волны, несмотря на значительный перепад давления в них, имеют акустический характер.

Выход ударной волны на границу раздела фаз вызывает появление волны разрежения, движущейся внутрь капли (рис. 1, д), и существенный рост скоростей частиц жидкости на границе капли. В результате происходит выброс вещества в направлении излучения с задней полусферы частицы в виде мелких капелек (рис. 1, д). Появившиеся свободные электроны (рис. 1, е) запускают лавинообразный механизм пробоя внешнего газа, окружающего каплю.

**Модель лазерного импульса.** Интенсивность лазерного импульса можно представить в виде

$$I(t, x, y, z) = I_{m0} f_1(t) f_2(x, y) f_3(z), \quad (1)$$

где  $I_{m0}$  – максимальная интенсивность импульса. Функция  $f_1$  в (1) представляет собой изменение интенсивности импульса во времени, функция  $f_2$  учитывает пространственное распределение интенсивности импульса, а функция  $f_3$  описывает ослабление импульса при прохождении через среду.

Изменение интенсивности импульса во времени моделируется непрерывной кусочно-линейной функцией, построенной на основе характеристик реальной системы. Функция, моделирующая кусочно-линейную зависимость интенсивности лазерного импульса от времени, на системе точек  $t_1, \dots, t_N$  со значениями в них  $F_1, \dots, F_N$  записывается в следующем виде:

$$f_1(t) = \sum_{n=1}^N \left[ F_n + (F_{n+1} - F_n) \frac{t - t_n}{t_{n+1} - t_n} \right] \varphi(t_n, t_{n+1}), \quad (2)$$

где  $N$  – число точек. Функция  $\varphi(t_i, t_j)$  описывает единичную ступеньку:

$$\varphi(t_i, t_j) = \frac{t - t_i + |t - t_i|}{2|t - t_i| + \delta} - \frac{t - t_j + |t - t_j|}{2|t - t_j| + \delta}. \quad (3)$$

Здесь под  $F_n$  понимаются интенсивности импульса в моменты времени  $t_n$ . Малая величина  $\delta$  вводится в знаменатель с целью избежания возможности деления на нуль. Кусочно-линейное представление формы лазерного импульса позволяет вычислить его интегральную временную характеристику:

$$\Theta = \int_0^{\infty} f_1(t) dt = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N-1} \frac{F_{n+1} + F_n}{t_{n+1} - t_n}. \quad (4)$$

Пространственное распределение интенсивности импульса, т.е. функция  $f_2$  в (1), подчиняется гауссовому закону:

$$f_2(x, y) = \exp[-2(x^2 + y^2) / R^2], \quad (5)$$

где  $R$  – характерный радиус лазерного пятна.

Известно, что проходя по веществу, световая волна расходует свою энергию на возбуждение атомов. Интенсивность излучения при этом падает и рассчитывается по закону Бугера–Ламберта–Бера [10]:

$$f_3(z) = \exp(-\mu z), \quad (6)$$

где  $z$  – толщина слоя вещества, через которое проходит свет;  $\mu$  – показатель поглощения, который зависит от природы, состояния и концентрации частиц, а также от длины волны проходящего света.

Таким образом, получая интегральную характеристику, с учетом (1)–(6) можно вычислить полную энергию лазерного импульса в виде

$$Q = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I_{m0} f_1(t) \exp(-2r^2 / R^2) r dr d\varphi dt. \quad (7)$$

Интегрируя (7) по координатам  $r$ ,  $\varphi$  и учитывая (4), получим формулу для оценки начального импульса:

$$Q = \frac{\pi}{2} I_{m0} \Theta R^2, \quad (8)$$

В формуле (8) интегральная характеристика мощности импульса определяется по (4).

**Моделирование процесса лазерного нагрева.** В задаче моделирования процесса лазерного нагрева значительную роль играет энергия импульса нагрева, при которой запускаются процессы развитого испарения частицы и создаются условия для ионизации парового ореола [1, 2].

Прогрев капли диэлектрической жидкости будем описывать на основе уравнения нестационарной теплопроводности с учетом внутренних источников тепла. Запишем это уравнение в консервативной форме для газа ( $k=1$ ) и частицы ( $k=2$ ) в сферической системе координат:

$$\rho_k c_k \frac{\partial T_k}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \chi_k \frac{\partial T_k}{\partial r} \right) + G_k(r, t). \quad (9)$$

Здесь  $\chi$  – теплопроводность,  $c$  – теплоемкость. Слагаемые  $G_1$  и  $G_2$  связаны с химическими реакциями в смеси и объемным тепловыделением, обусловленным поглощением лазерного излучения частицей. Источниковый член  $G_1$  вычисляется исходя из кинетики горения конкретной смеси, если капли состоят из горючей жидкости. Интенсивность энергоподвода, приходящаяся на единицу объема частицы, находится из соотношения

$$G_2 = \frac{IK_p W_p}{V_p}, \quad (10)$$

где  $W_p$  – площадь эффективного сечения частицы;  $V_p$  – объем частицы. Фактор эффективности поглощения  $K_p$  оценивается через значение комплексного показателя преломления среды [1]. Индекс  $p$  следует понимать как относящийся к капле жидкости.

Условие теплового сопряжения на границе частицы с окружающей газовой средой (при отсутствии или несущественности процессов фазового перехода на ее поверхности) записывается в виде непрерывности тепловых потоков:

$$\left( \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_w} - \left( \chi_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \right)_{r=r_w} = \mu I(t), \quad (11)$$

где  $\mu$  – коэффициент поглощения; индекс  $p$  относится к веществу капли, параметры без индекса соответствуют переменным газовой фазы;  $I(t)$  – интенсивность импульса лазерного излучения (1) в точке с координатами  $x, y, z$ . При наличии процессов испарения уравнение (11) будет иметь следующий вид:

$$\left( \chi_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \right)_{r=r_w} = \rho H_v u_v - \mu I, \quad (12)$$

Здесь  $u_v$  – скорость фронта испарения,  $H_v$  – удельная теплота фазового перехода.

Введем новую координату, связанную с поверхностью частицы, для описания процессов испарения и изменения ее размера во времени:

$$\eta = \frac{r}{r_w(t)}, \quad (13)$$

При постоянном коэффициенте теплопроводности уравнение (9) с учетом (13) принимает вид

$$\rho_k c_k \frac{\partial T_k}{\partial t} - \frac{\eta}{r_w^2} \frac{dr_w}{dt} \frac{\partial T_k}{\partial \eta} = \frac{\chi_k}{r_w^2} \left( \frac{\partial^2 T_k}{\partial \eta^2} + \frac{2}{\eta} \frac{\partial T_k}{\partial \eta} \right) + G_k(\eta, t). \quad (14)$$

Здесь  $G_1$  и  $G_2$  – см. (10). При дальнейшем подводе тепла внутри капли образуется паровая полость. Процессы вскипания жидкости приводят к повышению давления и дальнейшему расширению полости, что служит причиной парового взрыва капли.

Будем полагать, что движение жидкости внутри капли – потенциальное и сферически симметричное. В таком случае динамику капли с газовой полостью можно представить в виде обобщенного уравнения Рэлея [10]:

$$\left( 1 + \frac{r_b}{r_w} \right) + \left( r_b \ddot{r}_b + 2\dot{r}_b^2 \right) - \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{r_b^4}{r_w^4} \right) \dot{r}_b^2 = \frac{p_b - p_w}{\rho/r_w}, \quad (15)$$

где  $p_w$  – давление на внешней границе капли;  $p_b$  – давление на поверхности газового пузыря.

В равновесном режиме испарения все тепло, поглощаемое частицей, расходуется на процессы фазового перехода, интенсивность которого определяется скрытой теплотой парообразования. Балансовое энергетическое соотношение с учетом (12) и (14) имеет вид

$$-4\pi r_w^2 \left( \chi_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \right)_{r=r_w} = 4\pi r_w^2 \rho_p H_v \frac{dr_w}{dt}. \quad (16)$$

Переходя в (16) к безразмерной координате, связанной с изменяющимся радиусом частицы, получим:

$$\frac{dr_w^2}{dt} = - \frac{2\chi_p}{\rho_p H_v} \left( \frac{\partial T_p}{\partial \eta} \right)_{\eta=1}. \quad (17)$$

Соотношение (17) позволяет вычислить  $r_w$  в (15) и определять текущий размер испаряющейся капли. В неравновесных условиях обычно используются соотношения, полученные для равновесного режима, но с введением в них корректирующих поправок. В частности, принимается, что переход перегретой жидкости в паровую фазу начинается при таких температурах перегрева, когда в перегретой жидкости запасено количество тепла, равное удвоенной теплоте фазового перехода [11]. Как показали результаты численных расчетов с использованием соотношений теории гомогенной нуклеации, такое приближение представляется вполне приемлемым для оценки момента образования паровой фазы, позволяя сократить вычислительные затраты.

**Модель процесса ионизации парового ореола.** Для данного диапазона параметров механизм образования лазерной плазмы связан с накачкой излучением электронной компоненты за счет обратного тормозного эффекта. Другие механизмы образования плазмы, в частности, многофотонная ионизация, не являются определяющими [6, 12]. Математическая модель образования плазмы включает рассмотрение процесса накачки излучением электронной компоненты за счет обратного тормозного эффекта и определяется следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dT_a}{dt} &= \frac{6m_e}{5m_a} (T_e - T_a) \alpha \nu, \\ \frac{dT_e}{dt} &= - \left( T_e + \frac{2E}{5k} \right) \frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dt} - \frac{6m_e}{5m_a} (T_e - T_a) \nu + \frac{2}{5k} \frac{\mu I}{\alpha n}, \\ \frac{d\alpha}{dt} &= \frac{A}{T_e^{9/2}} n \left[ \alpha(1-\alpha) \frac{\beta^2 n}{1-\beta} - \alpha^3 n \right], \\ \frac{dm_p}{dt} &= - \frac{K_p I W_p}{H_v}. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь  $m$  – масса;  $n$  – концентрация тяжелых частиц;  $\alpha$  – степень ионизации;  $\beta$  – равновесная степень ионизации;  $\nu$  – частота соударений электронов с атомами и ионами;  $E$  – потенциал ионизации;  $A=1,05 \cdot 10^{-8} \text{ см}^6 \cdot \text{К}^{9/2}$ . Индексы  $a$  и  $e$  в (18) относятся к атомам и электронам соответственно. Значение равновесной степени ионизации вычисляется из ионизационного уравнения Саха при температуре испарения. Для замыкания приведенных уравнений используются соотношения [7, 12].

В связи с тем, что период индукции химической реакции соизмерим по времени с длительностью лазерного импульса, значительного энерговклада от химической реакции на этапе лазерного воздействия не ожидается. Это позволяет в качестве первого приближения не решать уравнение энергии для газовой

компоненты на стадии лазерного облучения, а найти параметры смеси из упрощенной модели, полагая, что происходит адиабатическое сжатие смеси парами ореола.

### Численный метод расчета газодинамических процессов в паровом ореоле

Моделирование газодинамических процессов в паровом ореоле частицы сводится к интегрированию уравнений нестационарного течения идеального газа. В векторной форме законы сохранения имеют вид

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} = \mathbf{G}, \quad (19)$$

где вектор газодинамических переменных, вектор потока и источниковый член определяются как

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho e \\ \rho Y_j \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (e + p)u \\ \rho u Y_j \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \omega_j \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Здесь  $\rho$  – плотность,  $u$  – скорость,  $p$  – давление,  $e$  – полная энергия единицы массы,  $Y_j$  – массовая концентрация  $j$ -го компонента смеси.

Система уравнений (18)–(20) замыкается при помощи calorического и термического уравнений состояния. Скорость изменения массовой концентрации  $j$ -го компонента смеси рассчитывается в зависимости от кинетики горения конкретного химического состава, если горение имеет место.

Для дискретизации уравнения используются методы контрольного объема и расщепления по физическим процессам. Расчет потоков производится при помощи схемы Годунова–Колгана [13]. Реализация метода подробно рассмотрена в работе [14].

### Результаты расчета и их обсуждение

Расчеты проведены для импульсного химического HF-лазера [15] со следующими характеристиками:  $t_i=2,6$  мкс,  $\lambda=4,2$  мкм,  $R=5$  мм,  $\Theta=1,5$  мкс. Последовательно решались такие задачи, как прогрев капли до температуры взрывного превращения, формирование ударной волны от продуктов взрыва, регистрация начальной концентрации электронов в газе за счет термической ионизации за фронтом ударной волны, развитие электронной лавины в паровом ореоле.

**Условия оптического пробоя.** Численные расчеты проводятся для различных размеров капли. Радиус капли изменяется от 5 до 50 мкм. В таблице приведены результаты численного моделирования для частицы фиксированного размера при различной мощности импульса.

$Q$ , Дж	$r_p=5$ мкм				$r_p=10$ мкм				$r_p=20$ мкм			
	$t_e$ , мкс	$\alpha$	$T>T_e$	Пробой	$t_e$ , мкс	$\alpha$	$T>T_e$	Пробой	$t_e$ , мкс	$\alpha$	$T>T_e$	Пробой
5	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
10	1,83	$10^{-2}$	+	+	–	–	–	–	–	–	–	–
15	1,38	$10^{-2}$	+	+	1,41	$10^{-5}$	+	+	1,48	$10^{-11}$	+	–
20	1,13	$10^{-2}$	+	+	1,16	$10^{-2}$	+	+	1,23	$10^{-11}$	+	–
30	0,93	$10^{-2}$	+	+	0,96	$10^{-2}$	+	+	1,04	$10^{-11}$	+	+
50	0,72	$10^{-2}$	+	+	0,77	$10^{-2}$	+	+	0,83	$10^{-11}$	+	+

Таблица. Условия оптического пробоя

Первый столбец соответствует энергии лазерного импульса ( $Q$ ).  $t_e$  – время, необходимое для прогрева частицы и формирования ударной волны от продуктов взрывного превращения,  $\alpha$  – значение степени ионизации за ударной волной. Выражение  $T>T_e$  показывает выполнение условия взрывного превращения. Столбцы «Пробой» содержат заключение о развитии для этих условий электронной лавины.

В частности, таблица показывает, что на капле с  $r_p=5$  мкм пробой реализуется при энергии  $Q=10$  Дж. При увеличении размера капли возрастает время ее прогрева и снижается степень ионизации за ударной волной. Однако, как видно из таблицы, при  $r_p=10$  мкм значение  $Q=15$  Дж по расчетным оценкам достаточно для инициирования лазерного пробоя. При  $r_p=20$  мкм происходит снижение значения начальной степени ионизации за ударной волной. Это приводит к тому, что для малых энергий лазерного импульса электронная лавина не развивается, и предел плазмообразования повышается до  $Q=30$  Дж.

Изменение размера фокального пятна оказывает существенное влияние на пороговое значение оптического пробоя. Так, для капель  $r_p=10$  мкм пороговая мощность составляет 12 Дж при  $R=3$  мм, 30 Дж при  $R=5$  мм и 100 Дж при  $R=10$  мм.

**Трансформация индикатрис рассеяния.** Теория рассеяния Ми предсказывает для ряда случаев (преломляющие или отражающие частицы круглой или эллиптической формы) трансформацию индикатрис рассеяния при изменении размеров рассеивателей. Индикатрисы теряют свою симметричность (рассеяние вперед может превосходить рассеяние назад и наоборот) и постепенно становятся многолепестковыми. Математическую основу теории Ми составляет разложение уравнений для переизлученной электромагнитной волны по малому параметру  $x=ka$ , где  $k$  – волновое число,  $a$  – радиус частицы. При возрастании этого параметра приходится учитывать все больше членов разложения по степеням  $x$ . Частотная зависимость интенсивности рассеяния  $I'$  также изменяется и становится более медленной, чем следует из закона Рэлея. Распределения интенсивности излучения в капле сферической формы при различных значениях параметра Ми (параметр  $x$ ) показывает рис. 2.

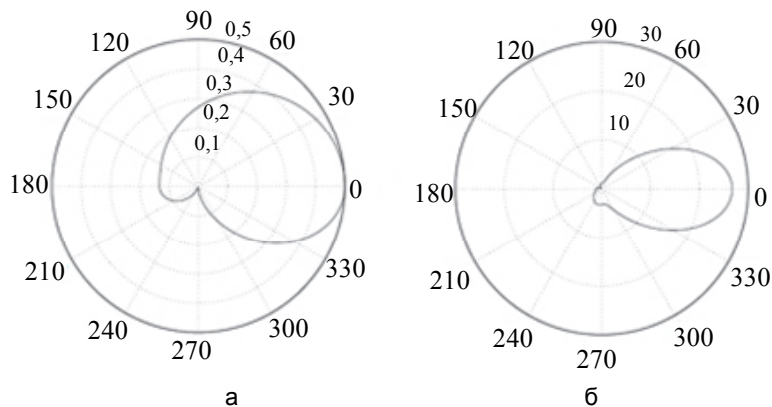


Рис. 2. Распределения интенсивности излучения при  $x=1$  (а) и  $x=2$  (б)

**Результаты расчета процесса прогрева капли.** Получены значения температуры внутри капли и в окружающей среде (рис. 3) в различные моменты времени: 1 –  $t = 0,05$ ; 2 –  $0,30$ ; 3 –  $0,55$ ; 4 –  $0,80$ ; 5 –  $1,05$ ; 6 –  $1,30$ ; 7 –  $1,55$  мкс.

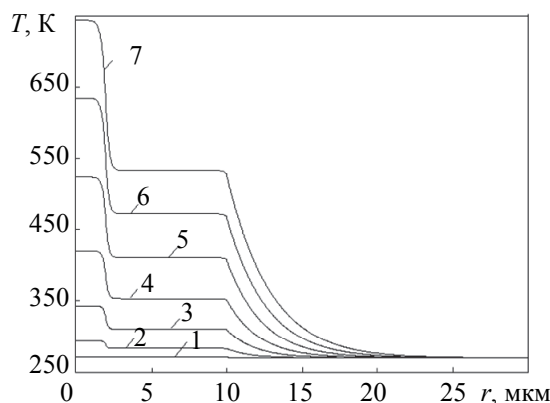


Рис. 3. Температурное поле около капли воды при  $Q=20$  Дж

На рис. 3 видно, что имеется локальное повышение температуры на границе частицы из-за подводящегося потока энергии. Около границ капли образуется тонкий слой с повышенной температурой, где имеют место процессы ионизации.

При больших значениях энергии в капле после термической ионизации начинается так называемый процесс электронной лавины, при этом капля переходит в метастабильное состояние. Кривая 7 описывает процесс начала взрыва с температурой 698 К и временем развития процесса 54 мкс.

В зависимости от расположения частицы по отношению к оси луча имеет место различный ее прогрев. Частицы, расположенные на периферии, не выходят на режим развитого парообразования и не создают условий для плазмообразующего режима. Разное время наступления пробоя связано с различной интенсивностью излучения, которая зависит от расстояния от оси луча до частицы. Таким образом, для наиболее удаленных частиц условия пробоя не возникают.

**Результаты расчета формирования ударной волны.** Расширение плазменного образования порождает сильную ударную волну, интенсивность которой падает с увеличением расстояния от центра частицы (рис. 4). Линии соответствуют различным моментам времени после окончания действия лазерного импульса: 1 –  $2,60$ ; 2 –  $2,75$ ; 3 –  $2,90$ ; 4 –  $3,05$ ; 5 –  $3,20$ ; 6 –  $3,35$  мкс.

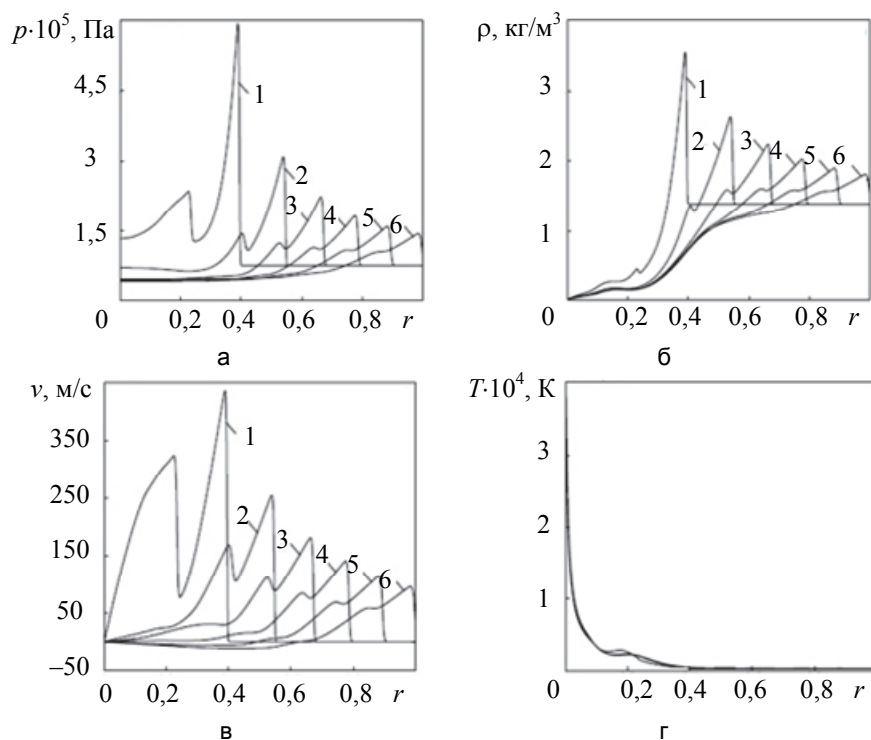


Рис. 4. Распределения давления (а), плотности (б), скорости (в) и температуры (г) в паровом ореоле частицы в зависимости от радиальной координаты  $r$ , отнесенной к радиусу капли и изменяющейся в пределах от 0 до 1

Плазменное образование становится практически непрозрачным для излучения, что приводит к росту температуры и давления продуктов испарения, а также к формированию нестационарного газодинамического течения в окрестности микроплазменного образования. Лимитирующими моментами процесса плазмообразования являются время прогрева капли до температуры взрывного превращения (при низких энергиях импульса большие капли не успевают прогреться, а малые интенсивно обмениваются теплом с окружающей средой), интенсивность ударной волны, способствующей термической ионизации газа (для массивных капель интенсивность этой волны мала) и развитие электронной лавины. Возникновение пробоя является следствием конкуренции перечисленных факторов.

#### Заключение

Разработана математическая модель взаимодействия лазерного излучения с прозрачной каплей на основе теплового подхода. Рассмотрены следующие стадии протекания процесса: прогрев, испарение, образование парового ореола, термическая ионизация. Рассчитаны характеристики лазерного импульса, необходимые для создания оптического пробоя. Созданная модель может быть применена для оценки пороговых значений оптического пробоя. Приведенные данные показывают, что предложенная математическая модель является достаточно информативной для оценки пороговых характеристик оптического пробоя. Принятая схема возникновения электронной лавины на затравочных электронах, образующихся в результате термической ионизации на ударной волне, объясняет качественную картину процесса и служит основой для количественных оценок. Использование опытных данных позволит скорректировать модель и повысить достоверность получаемых на ее основе прогнозов.

#### Литература

1. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
2. Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М. и др. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, СО АН СССР, 1990. 159 с.
3. Погодаев В.А., Рождественский А.Е. Взрыв и оптический пробой слабопоглощающих водных аэрозолей в мощном световом поле // Журнал технической физики. 1984. Т. 53. № 8. С. 1541–1546.
4. Bulat P., Volkov K. Simulation of detonation in particulate systems with applications to pulse detonation engines // Proc. 7<sup>th</sup> European Combustion Meeting. Budapest, Hungary, 2015.

#### References

1. Zuev V.E., Kopytin Yu.D., Kuzikovskii A.V. *Nonlinear Optical Effects in Aerosols*. Novosibirsk, Nauka Publ., 1980, 184 p. (In Russian)
2. Kopytin Yu.D., Sorokin Yu.M., Skripkin A.M. et al. *Optical Discharge in Aerosols*. Novosibirsk, Nauka Publ., 1990, 159 p.
3. Pogodaev V.A., Rozhdestvenskii A.E. Vzryv i opticheskii proboi slabopogloshchayushchikh vodnykh aerorozolei v moshchnom svetovom pole. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 1984, vol. 53, no. 8, pp. 1541–1546.
4. Bulat P., Volkov K. Simulation of detonation in particulate systems with applications to pulse detonation engines. *Proc. 7<sup>th</sup> European Combustion Meeting*. Budapest, Hungary, 2015, art. 4252.



- Art. 4252.
5. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Взаимодействие интенсивных потоков излучения с газодисперсными системами // Математическое моделирование. 2003. Т. 15. № 6. С. 35–40.
  6. Kopecek H., Maier H., Reider G., Winter F., Winther E. Laser ignition of methane-air mixtures at high pressures // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2003. V. 27. N 4. P. 499–503. doi: 10.1016/S0894-1777(02)00253-4
  7. Volkov K.N., Emelyanov V.N., Solong L. Heat and mass transfer in gas-disperse systems exposed to intense radiation // *Heat Transfer Research*. 2003. V. 34. N 5-6. P. 332–343.
  8. Лоскутов В.С., Стрелков Г.М. О взрывном испарении водяной капли под действием лазерных импульсов на 1.06 и 2.36 мкм // *Оптика и спектроскопия*. 1982. Т. 53. № 5. С. 888–892.
  9. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.
  10. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 466 с.
  11. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 280 с.
  12. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. М.: Наука, 1991. 312 с.
  13. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
  14. Булат П.В., Волков К.Н. Произвольное взаимодействие плоских сверхзвуковых потоков // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. 2015. Т. 15. № 6. С. 1155–1168. doi: 10.17586/2226-1494-2015-15-6-1155-1168
  15. Азаров М.А., Дроздов В.А., Игошин В.И., Куров А.Ю., Петров А.Л., Пичугин С.Ю., Трошчиненко Г.А. Формирование и экспериментальное исследование газодисперсной среды импульсного химического H<sub>2</sub>-F<sub>2</sub>-лазера, инициируемого ИК-излучением // *Квантовая электроника*. 1997. Т. 24. № 11. С. 983–986.
  5. Volkov K.N., Emelyanov V.M. Interaction of intensive flux of radiation with gas-dispersed system. *Matematicheskoe Modelirovanie*, 2003, vol. 15, no. 6, pp. 35–40.
  6. Kopecek H., Maier H., Reider G., Winter F., Winther E. Laser ignition of methane-air mixtures at high pressures. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2003, vol. 27, no. 4, pp. 499–503. doi: 10.1016/S0894-1777(02)00253-4
  7. Volkov K.N., Emelyanov V.N., Solong L. Heat and mass transfer in gas-disperse systems exposed to intense radiation. *Heat Transfer Research*, 2003, vol. 34, no. 5-6, pp. 332–343.
  8. Loskutov V.S., Strelkov G.M. About the explosive evaporation of water droplets under the action of laser pulses at 1.06 and 2.36 microns. *Optics and Spectroscopy*, 1982, vol. 53, no. 5, pp. 888–892.
  9. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Zuev V.E., Kabanov A.M., Pogodaev V.A. *Nonlinear Optics of Atmospheric Aerosol*. Novosibirsk, SO RAS Publ., 1999. (In Russian)
  10. Nigmatulin R.I. *Dynamics of Multiphase Environments*. Part 1. Moscow, Nauka Publ., 1987, 466 p. (In Russian)
  11. Skripov V.P. *Metastable Liquid*. Moscow, Nauka Publ., 1972, 280 p. (In Russian)
  12. Koroteev N.I., Shumai I.L. *Physics of High-Power Laser Radiation*. Moscow, Nauka Publ., 1991, 312 p. (In Russian)
  13. Godunov S.K., Zabrodin A.V., Ivanov M.Ya., Kraiko A.N. *Numerical Simulation of Multi-Dimensional Problems of Gas Dynamics*. Moscow, Nauka Publ., 1976, 400 p. (In Russian)
  14. Bulat P.V., Volkov K.N. Arbitrary interaction of plane supersonic flows. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2015, vol. 15, no. 6, pp. 1155–1168. doi: 10.17586/2226-1494-2015-15-6-1155-1168
  15. Azarov M.A., Drozdov V.A., Igoshin V.I., Kurov A.Yu., Petrov A.L., Pichugin S.Yu., Troshchchenko G.A. Formation and experimental investigation of a gaseous disperse medium of a pulsed chemical H<sub>2</sub>-F<sub>2</sub> laser initiated by IR radiation *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 1997, vol. 27, no. 11, pp. 953–956.

#### Авторы

**Волков Константин Николаевич** – доктор физ.-мат. наук, лектор, Университет Кингстона, Лондон, SW15 3DW, Великобритания, k.volkov@kingston.ac.uk

**Булат Павел Викторович** – кандидат физ.-мат. наук, кандидат экономических наук, заведующий международным научным подразделением, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, pavelbulat@mail.ru

**Ильина Екатерина Евгеньевна** – аспирант, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, il-190.89@mail.ru

#### Authors

**Konstantin N. Volkov** – D.Sc., senior lecturer, Kingston University, London, SW15 3DW, UK, k.volkov@kingston.ac.uk

**Pavel V. Bulat** – PhD, Scientific supervisor of International laboratory, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, pavelbulat@mail.ru

**Ekaterina E. Iliina** – postgraduate, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, il-190.89@mail.ru