

**В.В. Демин, В.А. Донченко, Л.К. Чистякова**

## **ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ АЭРОЗОЛЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ**

В работе экспериментально показана возможность применения голографических методов для исследования взрывного разрушения аэрозольных частиц в импульсных оптических полях малой длительности. Получены новые данные о разрушении слабопоглощающих частиц под действием наносекундных импульсов и результатах последствия: о микроструктуре продуктов взрыва, диаграмме их разлета, форме пробоя, т.е. о параметрах, которые необходимы при решении задач распространения излучения через аэрозольные среды.

Микроструктура аэрозоля и ее динамические изменения в процессе взаимодействия с интенсивным оптическим излучением, особенно в условиях взрывного разрушения частиц, оказывают существенное влияние на энергетические и пространственные характеристики излучения, в связи с чем и представляют интерес для исследований. Использование в задачах изучения микроструктуры частиц общепринятых методов и устройств не всегда позволяет получить полную и достаточно точную информацию. Так, при импульсном воздействии длительностью  $\geq 10^{-6}$  с скоростная фотосъемка дает возможность проследить динамику зоны разлета продуктов разрушения аэрозолей и определить зону пробоя при наличии такового, но не определяет характеристики индивидуальных микрочастиц [1, 2]. Другой метод, малоугловой, пригоден для измерения спектра размеров частиц лишь в условиях медленно меняющейся среды [3]. При воздействии наносекундных импульсов спектр частиц очень динамичен, так как в аэрозолях происходят быстрые переходные процессы, поэтому указанные методы не пригодны. Для получения полной информации о микроструктуре целесообразно набор методов дополнить голографическими, обзор и библиография которых даны в работе [4].

В данной работе с помощью голографии исследовалось взрывное разрушение крупных водных капель под действием импульсного излучения рубинового лазера длительностью  $10^{-7}$  с. Получены экспериментальные данные о микроструктуре продуктов взрыва, области разлета вторичных капелек, зоны пробоя.

### **Схема экспериментальной установки**

Схема голографической установки представлена на рис. 1. Воздействие на аэрозоль и регистрация голограмм осуществлялись одномодовым импульсным лазером с длиной волны излучения  $\lambda = 0,69$  мкм, состоящим из сферического зеркала 4 ( $R = 1000$  мм), плоскопараллельной пластинки 8 в качестве переднего зеркала, рубинового стержня 7, диафрагмы 5 размером 2 мм и модулятора добротности КС-19 6, обеспечивающего генерацию импульсов с длительностью  $\tau = 100$  нс.

Юстировка оптической схемы и восстановление голографического изображения аэрозоля проводились с помощью непрерывного лазера ЛГ-38 1, работающего на длине волны 0,63 мкм.

На этапе записи голограммы излучение рубинового лазера делится полупрозрачным зеркалом 9 на две части. Отраженная часть излучения, пройдя диафрагму 13 и линзу 14, используется для воздействия и фокусируется в рабочей зоне установки, куда помещен исследуемый объем аэрозоля 15. Плоскопараллельная пластинка 10 отвлекает  $(6,3 + 0,4)\%$  энергии на измерительную головку 11 ИМО-2 (12 – блок индикации ИМО-2). Микроскоп 16 с микрофотонасадкой МФН-12 предназначен для определения размера фокального пятна, а также для установки в пучок и фотографирования капель перед воздействием.

Излучение, прошедшее через зеркало 9, зеркалом 17 направляется в регулируемую оптическую линию задержки, образованную двумя сферическими зеркалами 18, 19 с одинаковым радиусом кривизны  $R = 13500$  мм, после чего плоскими зеркалами 20, 25 направляется в схему регистрации голограммы. Полупрозрачное зеркало 20 отвлекает часть энергии для измерения длительности импульса через зеркало 21 и телескоп 22 на фотоприемник ФК-19 (23). Сигнал с фотоприемника подается на осциллограф С7-10Б (24).

Для регистрации голограмм использовались осевая схема с последующим увеличением и внеосевая схема с переносом изображения.

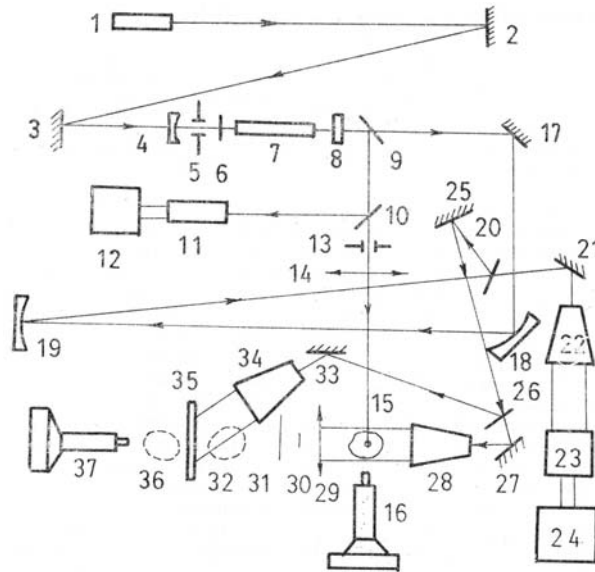


Рис. 1

Установлено, что осевая схема не обеспечивает достаточный контраст восстановленного изображения продуктов взрыва аэрозолей и фильтрацию некогерентной засветки от оптического пробоя. В связи с этим нами выбрана внеосевая схема с переносом изображения и усиленным предметным пучком [5, 6]. Полупрозрачное зеркало 26 делит излучение на две части: одна часть, отразившись от зеркала 26, при помощи зеркала 33 и телескопа 34 формируется в опорный пучок, другая — зеркалом 27 и телескопом 28 формируется в предметный пучок и освещает исследуемый объем. Изображение 32 аэрозольного объема 15 строится перед фотопластинкой 35 при помощи объектива 29 (Юпитер—11). В фокусе объектива 29 помещена маска 30 для фильтрации низких пространственных частот, т.е. для формирования темного поля. Интерференционный фильтр 31 ( $\lambda_{\max} = 689 \text{ нм}$ ,  $\Delta\lambda = 12 \text{ нм}$ ) с пропусканием 72% в области  $\lambda_{\max}$  подавляет некогерентную засветку, возникающую при оптическом пробое на частицах аэрозоля.

При юстировке схемы и восстановлении голограммы зеркало 4 и фильтр 6 выводятся из схемы. Предметный пучок перекрывается между 27 и 28, воздействующий — между 9 и 10. При освещении голограммы 35 опорным пучком (26, 33, 34) восстанавливается мнимое 32 и действительное 36 изображение объема аэрозоля. Микроскоп 37 с микрофотонасадкой МФН-12 используется для фотографирования изображений микрочастиц в различных плоскостях объемного изображения аэрозоля 36.

Для определения соответствия плоскостей изображения 36 и плоскостей в объеме аэрозоля 15, а также соответствующего линейного увеличения использовалась модель аэрозольной среды, представляющая собой ряд стеклянных пластин с нанесенными на них методом фотолитографии микрочастицами различных размеров и форм, линейные размеры которых были измерены с точностью до 0,1 мкм, расстояние между пластинами — с точностью до 10 мкм.

Оценим общую погрешность измерений размеров частиц. С учетом точности измерения смещений микроскопа (0,1 мм) средняя погрешность определения положения плоскости изображения — 3%. Погрешность калибровки объектива, переносящего изображение (по максимальному отличию экспериментального от расчетного калибровочного графика) составляет 4,2%. Погрешность определения увеличения микроскопа ~ 3%, измерения размеров изображений частиц на фотопленке — 4,2% (микроскоп УИМ—23, цена деления измерительной шкалы 1 мкм). Суммарная погрешность определения диаметра частиц составляет 14,4%.

Разрешение объектива (Юпитер—11, фокусное расстояние  $f = 135 \text{ мм}$ , диаметр  $D = 40 \text{ мм}$ ) можно оценить по известной формуле  $\delta = 1,22 \lambda l / D$ , где расстояние до объекта  $l = 2f$ , тогда  $\delta \approx 6 \text{ мкм}$ . Диапазон измерения размеров частиц продуктов распада можно расширить при необходимости до ~ 1 мкм путем применения соответствующего объектива.

## Результаты эксперимента и их обсуждение

В качестве тестового объекта в эксперименте использовались крупные водные капли радиусом ~50 мкм, подвешенные на тонкую горизонтальную нить. На рис. 2, а приведена фотография одной из плоскостей объемного изображения разлета подкрашенной анилиновым красителем капли с показателем поглощения па длине волны 0,69 мкм и  $\sim 2,1 \cdot 10^{-4}$ .

На фотографии хорошо видно, что разрушение крупных водных капель при воздействии коротких импульсов имеет фрагментарный характер и сопровождается пробоем (темная область в центре фотографии). Область пробоя выделена на рис. 2, б. Стрелкой указано направление воздействующе-

го излучения. Размеры зоны, занимаемой продуктами взрыва через 160 нс после начала воздействия, составляют область  $\sim 5,7$  мм или  $\sim 50d_0$ , где  $d_0$  — начальный диаметр капли.

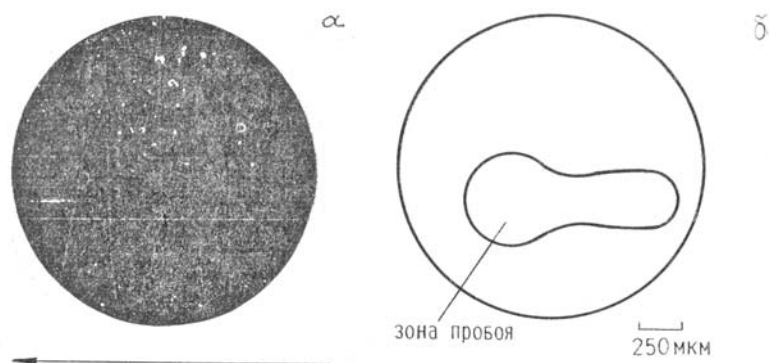


Рис. 2

Средний диаметр продуктов взрыва  $d_{cp} = (24 \pm 3)$  мкм. Гистограмма распределения частиц по размерам представлена на рис. 3. Относительная дисперсия распределения по размерам  $\beta^2 = \sigma^2 / d_{cp}^2 = 0,046$ .

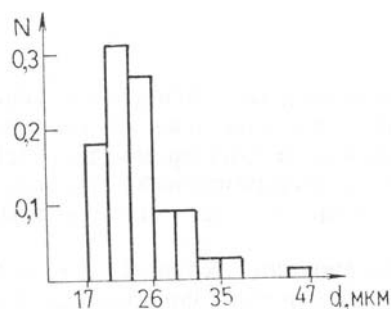


Рис. 3

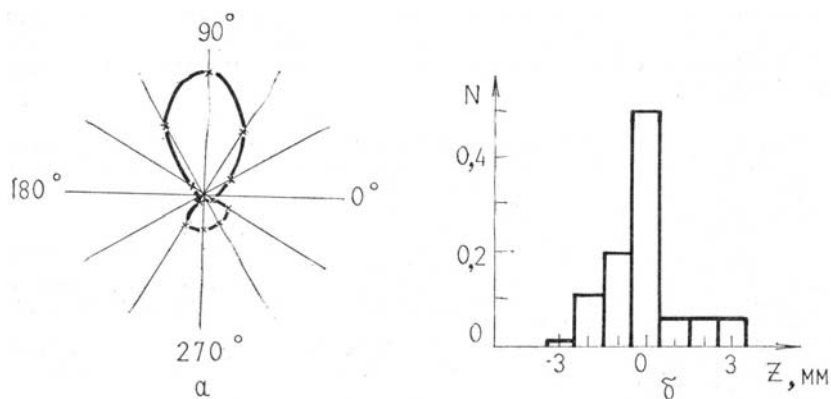


Рис. 4

На рис. 4,а представлена диаграмма направленности продуктов взрыва в вертикальной плоскости.  $0^\circ$  соответствует направлению распространения воздействующего пучка. На линиях  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  и т.д. отложено нормированное количество частиц в угле  $\pm 15^\circ$  от этих направлений. На рис. 4, б показано нормированное количество частиц в 1 мм вдоль зондирующего пучка. Положительные значения  $z$  соответствуют направлению распространения зондирующего пучка, ноль — положению капли. Нормировка проводилась на общее количество частиц. Диаграммы разлета продуктов взрыва явно несимметричны. Наблюдаются существенные выбросы вверх и вниз по отношению к воздействующему пучку. Концентрация частиц без учета мелкодисперсной фракции составляет  $\sim 0,8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Средняя скорость продуктов взрыва превышает 400 м/с, что характерно для разрушения частицы вследствие возникновения и развития в ней оптического пробоя. Форма зоны пробоя указывает, что он инициировался в двух областях, освещенном и теневом максимумах интенсивности в капле, и при симмет-

ричном сферическом развитии каждой из них через  $\sim 160$  нс зона пробоя превышала размеры капли примерно в 20 раз, причем в теневой области ее размеры больше, чем в освещенной, т.е. в теневом локальном максимуме интенсивности пробой инициировался раньше. Скорость развития пробоя указывает на его светодетонационный характер.

Следует отметить, что при уменьшении показателя поглощения капли до  $\kappa \sim 10^{-5}$  и ниже в экспериментах не наблюдалось разрушения частиц, при той же энергетике воздействующего излучения. Так как в этих условиях возможен также тепловой взрыв, обусловленный пузырьковым вскипанием воды в «горячих точках», проведем оценки интенсивности и температуры в максимумах распределения светового поля внутри слабопоглощающих сферических частиц, используя расчеты [8], выполненные по формулам Ми.

Для частиц размером 50 мкм,  $\kappa \sim 10^{-4}$ ,  $\lambda = 0,69$  мкм коэффициент увеличения «локальной» интенсивности по сравнению с падающей;  $B = I/I_0$  составляет в освещенном максимуме  $\sim 100$ , в теневом  $\sim 250$ .

В таблице приведены значения интенсивности в освещенном и теневом максимумах за время действия импульса, здесь же представлены оценки изменения температуры в рассматриваемых областях «горячих точек», проведенные по формуле [7]:

$$\Delta T = \frac{4\pi\kappa}{\lambda c_p \rho} \int_0^{t_{\text{имп}}} BE(t) dt,$$

где  $\kappa$  — показатель поглощения воды;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $c_p$ ,  $\rho$  — теплоемкость и плотность воды;  $E$  — плотность энергии падающего излучения;  $t$  — время;  $\Delta T_{\text{осв}}$  — средние изменения температуры в капле.

Т а б л и ц а

$10^{-9} \cdot t, \text{ с}$	$E_{\text{пад}}, \text{ Дж/см}^2$	$I_{\text{осв}}, \text{ Вт/см}^2$	$I_{\text{тен}}, \text{ Вт/см}^2$	$\Delta T_{\text{осв}}, \text{ К}$	$\Delta T_{\text{тен}}, \text{ К}$	$\Delta T_{\text{ср}}, \text{ К}$
20	0,25	$1,25 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^9$	220	$>350$	2,2
40	1,34	$3,3 \cdot 10^9$	$8,6 \cdot 10^9$	$\gg 350$	—»—	11,7
60	2,93	$4,9 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{10}$	—»—	—»—	25,5
80	4,82	$6,0 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^{10}$	—»—	—»—	42,0
100	6,81	$6,8 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^{10}$	—»—	—»—	59,3
120	8,75	$7,3 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^{10}$	—»—	—»—	76,2
140	10,45	$7,46 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^{10}$	—»—	—»—	91,0
160	11,4	$7,1 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^{10}$	—»—	—»—	99,6

Из таблицы следует, что уже через 20 нс после начала воздействия в освещенной «горячей» точке температура значительно превышает температуру кипения воды и одновременно интенсивность близка к пороговой интенсивности пробоя. В теневом максимуме такая же картина наблюдается через 5–10 нс после начала импульсного воздействия. При больших перегревах время роста пузырьков пара от микроскопических размеров до размеров горячей точки ( $\sim 1$  мкм) можно оценить, решая систему уравнений Релея, теплопроводности, состояния пара и кинетики испарения жидкости [8]. В нашем случае оно составляет величину  $\sim 30$  нс. Время распада капли определяется временем выхода на поверхность капли  $\sim 50$  нс, а скорость разлета продуктов взрыва — скоростью роста пузырьков пара 50–80 м/с. При таких взрывах диаграмма направленности продуктов должна иметь симметрию по отношению к «горячим» точкам, чего в эксперименте не наблюдается.

Пороги пробоя в чистой воде определяются величиной  $\sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>, наличие примесей снижает пороги до величин  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Возникновение и рост пузырьков пара в областях локальных максимумов способны привести к инициированию пробоя на флуктуациях плотности вещества и дальнейшему разрушению частицы за счет пробоя как более быстропотекающего процесса. Тогда уменьшение показателя поглощения при постоянной плотности энергии и длительности импульса приведет к отсутствию теплового механизма «затравки» пробоя, а следовательно, и к отсутствию пробоя и взрыва, что и наблюдалось в эксперименте при уменьшении  $\kappa$ . Становится более понятной и диаграмма разлета. При развитии пробоя капля сжимается с двух сторон под действием волн пробоя, и диаграмма направленности продуктов распада имеет вид, представленный на рис. 4.

Таким образом, в работе экспериментально показана возможность применения голографических методов для исследования взрывного разрушения аэрозольных частиц в импульсных оптических по-

лях малой длительности. Получены новые данные о разрушении слабопоглощающих частиц под действием наносекундных импульсов и результатах последствия: о микроструктуре продуктов взрыва и их концентрации, форме пробоя, т.е. о параметрах, которые необходимы при решении задач распространения излучения через аэрозольные среды.

Более ранние стадии и динамика этого процесса могут быть изучены при изменении длины оптической линии задержки и уменьшении длительности зондирующего импульса. Приведенные выше сведения о характере взаимодействия позволяют определить, что в этом случае для выбранной схемы эксперимента длительность импульса должна быть 1–10 нс.

1. Землянов А.А., Кузиковский А.В., Погодаев В.А., Чистякова Л.К. Макрочастица в интенсивном оптическом поле. — В кн.: Проблемы оптики атмосферы. Новосибирск: Наука, 1983, с. 13.
2. Погодаев В.А., Рождественский А.Е. Оптический пробой воздуха, инициируемый водными аэрозольными частицами. Там же, с. 64.
3. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). — М.: Сов. радио, 1977.
4. Демин В.В., Донченко В.А. Применение голографии для исследования аэродисперсных систем. — Ред. журн. Изв. вузов. Физика, Томск, 1984. — 35 с. Деп. в ВИНТИ 12.11.84, № 7262-84.
5. Стаселько Д.И., Косийковский В.А. Голографическая регистрация пространственных ансамблей быстро движущихся частиц. — Оптика и спектроскопия, 1973, т. 34, № 2, с. 365.
6. Гинзбург В.М., Степанов В.М. Голографические измерения. — М.: Радио и связь, 1981. — 296 с.
7. Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. — Минск: Наука и техника, 1983.
8. Баринев В.В., Сорокин С.А. Взрывы водных капель под действием оптического излучения. — Квантовая электроника, 1973, т. 14, № 2, с. 5.

Томский госуниверситет  
им. В. В. Куйбышева  
Сибирский физико-технический институт  
им. В.Д. Кузнецова, Томск  
Институт оптики атмосферы  
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию  
13 января 1988 г.

V.V. Dyomin, V.A. Donchenko, L.K. Chistyakova. **Holographic Studies of Aerosol Microstructure Subject to Nanosecond Optical Pulses.**

The utility of holographic methods for studying explosive vaporization of water aerosol by nanosecond optical pulses is discussed. New experimental evidence of laser-induced fragmentation of weakly absorbing droplets and the resulting after-effects are reported. The obtained data on fragmentation debris microstructure and dispersal pattern, air breakdown shape etc. are essential for solving problems of light transmission through aerosol media.