

УДК 621.378.33, 535.621.33

**Взаимодействие гигаваттных лазерных импульсов с водными каплями**

Д. В. Апе́ксимов, О. А. Букин, Е. Е. Быкова, Ю. Э. Гейнц, С. С. Голик, Александр А. Землянов, Алексей А. Землянов, А. А. Ильин, А. М. Кабанов, Г. Г. Матвиенко, В. К. Ошлаков, Е. Б. Соколова, Р. Р. Хабибуллин

*Представлены результаты экспериментальных исследований взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов гигаваттной мощности с подвешенными каплями дистиллированной воды миллиметровых размеров. Исследована временная и пространственная динамика развития очагов оптического пробоя в объеме жидкой частицы, ее взрывная фрагментация в результате испарения и взрыва перегретых областей, а также спектральные характеристики свечения водной частицы.*

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Re, 42.68.Mj

*Ключевые слова:* фемтосекундное лазерное излучение, водная капля, фотоионизация, оптический пробой, взрывная фрагментация частицы.

**Введение**

При распространении мощного лазерного излучения в средах, включая водные, происходят сложные физические процессы. Наиболее интересные явления возникают при распространении излучения с фемтосекундной длительностью импульсов, мощность которых превышает определенный критический уровень. В этих условиях происходит значительное изменение спектральных,

временных и пространственных характеристик лазерного излучения, сопровождающегося формированием световых и плазменных каналов-филаментов, в которых происходит концентрация энергии лазерного излучения.

Явление филаментации сопровождается генерацией суперконтинуума, т. е. широкополосного излучения, простирающегося от ультрафиолетового до инфракрасного диапазона спектра. Импульс такого "белого света" рассматривается как перспективный источник для лазерного зондирования и мониторинга окружающего пространства, включая водные среды.

Кроме того, объектом исследования в последнее время также является фемтосекундная оптика аэрозоля. Это связано с уникальными возможностями, которые предоставляют микрочастицы в части проявления различных нелинейно-оптических процессов (неупругое светорассеяние, оптический пробой). Сферическая поверхность микрочастиц, действуя как линза, фокусирует падающее излучение, приводя к существенному увеличению интенсивности внутреннего оптического поля. Более того, аэрозольные частицы с малым поглощением обладают резонаторными свойствами. Микрочастица поддерживает целую систему собственных высокочастотных колебательных мод (мод "шепчущей галереи"), которые способны аккумулировать энергию нелинейных волн внутри частицы и приводить, таким образом, к снижению порогов нелинейных процессов светорассеяния по сравнению со сплошной средой.

Перечисленные факторы способствуют проявлению ряда уникальных особенностей различных нелинейно-оптических процессов в сферических микрочастицах, облученных интенсивным ультракоротким лазерным излучением, таких как выну-

**Апе́ксимов Дмитрий Владимирович**, старший научный сотрудник.

**Быкова Елена Евгеньевна**, научный сотрудник.

**Гейнц Юрий Эльмарович**, главный научный сотрудник.

**Землянов Александр Анатольевич**, заведующий лабораторией.

**Кабанов Андрей Михайлович**, ведущий научный сотрудник.

**Матвиенко Геннадий Григорьевич**, директор.

**Ошлаков Виктор Константинович**, старший научный сотрудник.

**Хабибуллин Равиль Рафаэльевич**, аспирант.

Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН.

Россия, 634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1.

Тел. (3822) 491-532. E-mail: kam@iao.ru

**Букин Олег Алексеевич**, заведующий лабораторией.

**Соколова Екатерина Борисовна**, аспирант.

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН.

Россия, 690041, г. Владивосток, ул. Радио, 5.

E-mail: o\_bukin@mail.ru

**Голик Сергей Сергеевич**, заведующий лабораторией.

**Ильин Алексей Анатольевич**, старший научный сотрудник.

Дальневосточный федеральный университет.

Россия, 690950, г. Владивосток, ул. Суханова, 8.

E-mail: golic\_s@mail.ru

**Землянов Алексей Анатольевич**, заведующий лабораторией.

Сибирский физико-технический институт

при Томском государственном университете.

Россия, 634050, г. Томск, пл. Новособорная, 1.

E-mail: zeml16@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 мая 2011 г.

© Апе́ксимов Д. В., Букин О. А., Быкова Е. Е., Гейнц Ю. Э., Голик С. С., Землянов Александр А., Землянов Алексей А., Ильин А. А., Кабанов А. М., Матвиенко Г. Г., Ошлаков В. К., Соколова Е. Б., Хабибуллин Р. Р., 2011

жденное комбинационное рассеяние, многофотонно возбужденная флуоресценция и вынужденное излучение, генерация третьей гармоники. Высокая интенсивность фемтосекундного излучения, возбуждающего нелинейные процессы светорассеяния внутри микрочастицы, а также высокая направленность назад рассеянного излучения делают аэрозоль привлекательным объектом для методик лазерной дистанционной диагностики химического и микробиологического состава диспергированного вещества атмосферы и океана.

В данной статье представляются результаты исследований в рамках одной из задач, а именно, разрушение водных капель при воздействии цугом фемтосекундных лазерных импульсов.

### Схема и методика проведения экспериментов

Комплексные эксперименты по взаимодействию с жидкими и жидкокапельными средами лазерных импульсов гигаваттной мощности были выполнены в объединенной лаборатории ИАПУ ДВО РАН и ДВГУ совместно с ИОА СО РАН по схеме, представленной на рис. 1. В качестве объекта исследования использовались неподвижные капли дистиллированной воды со средним диаметром  $2a_0 = 2$  мм, которые подвешивались на конце иглы. Воздействующий лазерный пучок диаметром 7 мм (по уровню  $e^{-2}$  от максимальной интенсивности) с помощью линзы 7 с фокусным расстоянием 200 мм фокусировался таким образом, чтобы его диаметр был немногим меньше поперечника капли с целью не повредить иглу и избежать влияния нагрева иглы при длительном воздействии цугом лазерных импульсов. Без учета самофокусировки диаметр пучка в зоне воздействия на частицу составлял 1,27 мм.

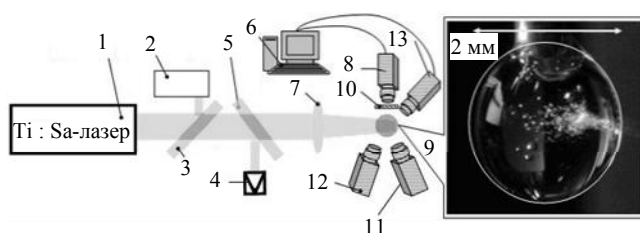


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — лазерная система с параметрами  $\lambda = 800$  нм,  $E = 1$  мДж,  $f = 1$  кГц; 2 — автокоррелятор PSCOUT PL-SP-LF, Spectra Physics; 3, 5 — поворотные пластины; 4 — измеритель энергии и мощности лазерного излучения Spectra Physics 407A; 6 — компьютер; 7 — фокусирующая линза,  $F = 20$  см; 8 — спектрометр Ocean Optics HR4000; 9 — капля; 10 — светофильтр; 11 — фотокамера NICON E8700; 12 — видекамера JVC GZ-MG255; 13 — ИК-спектрометр USB4000 (Ocean Optics)

Лазерный источник 1, состоящий из непрерывного лазера накачки (Millennia Pro 5sJ, Spectra

Physics с  $\lambda = 532$  нм, средняя мощность 4 Вт), фемтосекундного титан-сапфирового генератора (Tsunami, Spectra Physics с  $\lambda = 800$  нм, ширина спектра  $\leq 65$  нм, длительность импульсов от 30 фс, частота генерации импульсов 75 МГц), импульсного лазера накачки (Empower, Spectra Physics с  $\lambda = 527$  нм, средняя мощность 10 Вт), фемтосекундного титан-сапфирового усилителя (SpitFire40F, Spectra Physics,  $\lambda = 800$  нм, ширина спектра 35 нм), работал в частотно-импульсном режиме с частотой повторения 1 кГц и энергией в импульсе  $E_0 = 1$  мДж. Минимальная длительность импульсов составляла 40 фс. Спектральные измерения свечения капель проводились спектрометром 8 марки HR4000 (“Ocean Optics”, входная щель 25 мкм), снабженным дифракционной решеткой с 300 штр/мм и согласующей оптикой, обеспечивая тем самым регистрацию сигнала в диапазоне длин волн от 195 до 1150 нм. Спектрально-угловое распределение свечения капель проводилось с использованием углового позиционера с шагом в  $1^\circ$ . Калибровка искажающего влияния линзы на спектральный контур воздействующего лазерного импульса проводилась спектрометром 13. Кроме того, проводилась фото- и видеорегистрация капель при воздействии лазерных импульсов на капли (посредством приборов 11 и 12, соответственно). Мощность лазерных импульсов менялась в пределах 1—25 ГВт.

### Обзор процессов испарения и взрывного вскипания микронных водных капель под действием мощного фемтосекундного лазерного излучения

В экспериментальной работе [1] ранее было зафиксировано, что воздействие интенсивного лазерного излучения фемтосекундной длительности ( $\lambda_0 = 805$  нм) на изолированные водные капли микронных размеров (с диаметром  $\sim 100$  мкм) может сопровождаться их испарением и взрывным разрушением. Представленные данные указали на многообразие реализаций процесса взрывной фрагментации капли при ультракоротком воздействии и его зависимость от энергии и длительности лазерного импульса. Взрыв капель имел характер выбросов пароконденсата из фронтальной (навстречу излучению) и теневой (по ходу светового луча) поверхностей жидкой частицы, где были локализованы зоны тепловыделения. Эти выбросы могли быть симметричными и несимметричными относительно направления действия излучения. С увеличением мощности лазерного импульса наблюдалось формирование явно выраженной газовой полости в теневой полусфере капли и ее разрушение.

В работах [2, 3] при ультракоротком облучении свободно падающих капель дистиллированной и соленой воды (50—70 мкм в диаметре) одиночными импульсами излучения титан-сапфирового лазера было зафиксировано интенсивное свечение всей капли в видимой области спектра без ее механического разрушения. Присутствие эмиссионных линий ионов  $\text{Na}^+$  в спектре свечения и некогерентный характер самого свечения позволили авторам сделать вывод о том, что наблюдающееся свечение капли имеет плазменную природу, а не связано с фазовой самомодуляцией воздействующего лазерного импульса, прошедшего каплю. Характерный размер этих плазменных областей в [3] был оценен на уровне нескольких микрометров, а их пространственное положение соответствовало локализации основных максимумов интенсивности оптического поля внутри сферической капли ("горячим точкам").

Возможный физический сценарий взрывного вскипания жидкой частицы в поле ультракороткого лазерного излучения (УКИ) был развит в [4, 5]. Было показано, что в отличие от известных экспериментов по взрыву капель длинными лазерными импульсами, например, при воздействии нано- и микросекундного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера на капли воды (см. монографию [6] и ссылки в ней), при ультракоротком лазерном облучении капель их взрыв реализуется специфическим образом. В данном случае нет прямого нагрева жидкости излучением, поскольку вода в ближнем ИК-диапазоне обладает пренебрежимо малым поглощением (безразмерный показатель поглощения на длине волны 800 нм не превышает  $\sim 10^{-7}$  по данным работы [7]). Тем не менее, УКИ вследствие своей экстремально высокой плотности мощности ( $\sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>) за время импульса способно создать плотную плазму в зонах внутренней фокусировки оптического поля микрочастицы. Фотоионизация в этом случае проходит преимущественно по механизму многофотонного поглощения излучения молекулами воды, что приводит к экстремально быстрому (за времена порядка сотни фемтосекунд) увеличению концентрации свободных зарядов в "горячих точках" капли.

Формирующиеся плазменные области являются своеобразными внутренними тепловыми источниками, инициирующими вскипание жидкости в результате термализации свободных электронов. Диссипация запасенной в плазменных областях энергии во внутреннюю энергию вещества частицы реализуется, как правило, уже после прохождения лазерного импульса (характерные времена порядка нескольких десятков пикосекунд). Этот процесс сопровождается газодинамическим расширением перегретого двухфазного вещества и

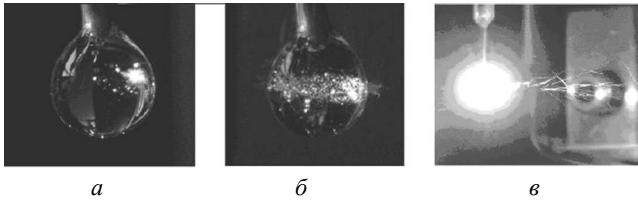
может привести к фрагментации или даже механическому разрушению капли как целого.

Подчеркнем, что капля в сравнении с протяженным объемом той же жидкости обладает более выраженной нелинейной оптической активностью, что обусловлено ее морфологией, а именно, квазисферической формой поверхности. 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. Степень подъема интенсивности растет с увеличением размера капли и для "оптически крупных" частиц может достигать нескольких порядков величины. Это приводит к тому, что целый ряд нелинейно-оптических эффектов, реализующихся в жидкости, например, эффекты вынужденного рассеяния [6], а также эффект оптического пробоя, в микронных каплях имеют значительно более низкий порог своего проявления, чем в оптической кювете. В частности, экспериментально измеренное значение пороговой интенсивности пробоя  $I_{bd}$  чистой воды 100-фс лазерными импульсами с  $\lambda_0 = 800$  нм составляет:  $I_{bd} \approx 56$  ТВт/см<sup>2</sup> [8]. В то же время, по данным [2], оптический пробой 50-микронных водных капель регистрировался при падающей интенсивности  $I_0 = 7$  ТВт/см<sup>2</sup>, а численные расчеты, представленные в [9], указывают на возможность достижения критической плотности свободных электронов (для воды  $n_e = 1,7 \cdot 10^{27}$  м<sup>-3</sup>) в таких частицах уже при пиковой интенсивности в фемтосекундном импульсе  $I_0 = 0,1$  ТВт/см<sup>2</sup>.

### Результаты экспериментов с миллиметровыми каплями

Ниже будут представлены результаты экспериментальных исследований воздействия интенсивного фемтосекундного лазерного излучения на капли воды, имеющие миллиметровые размеры. Крупные капли жидкости могут считаться в некотором роде переходным этапом между аэрозольной частицей и жидкостью в оптической кювете. С одной стороны, у них по-прежнему граница раздела жидкость—газ имеет сферическую форму, и, следовательно, присутствует эффект фокусировки падающей световой волны, а с другой — объем таких капель становится уже значительным для того, чтобы избежать разрушения частицы при взрывном вскипании жидкости в "горячих точках". Поэтому основное внимание в экспериментах было уделено регистрации динамической картины развития оптического пробоя и последующего вскипания крупных жидких частиц в поле ультракороткого излучения.

На рис. 2 приведена серия фотографий капли воды, облученной цугом лазерных импульсов. Фотографии получены в последовательные моменты времени от начала воздействия за суммарный промежуток  $\sim 1$  с при выдержке каждого кадра  $1/500$  с. Поскольку положение капли было фиксировано в пространстве, можно утверждать, что от кадра к кадру с изменением времени варьировался и энерговыход в жидкую частицу.



**Рис. 2. Фотографии водной капли с  $a_0 \approx 1$  мм, облученной цугом фемтосекундных лазерных импульсов различной мощности. Излучение падает слева:**  
а — начало цуга; б — середина цуга; в — конец цуга

Видно, что на всех снимках прослеживается появление свечения внутри капли. Это свечение начинается в теневой полусфере (рис. 2, а) и с увеличением времени воздействия захватывает все новые и новые области жидкости, постепенно переходя в освещенную излучением часть частицы (рис. 2, б). При этом через некоторое время из теневой полусферы возникают выбросы парокapельной смеси, которые локализованы на главном диаметре частицы и имеют размер в поперечнике  $\sim 100$ – $150$  мкм.

Свечение внутри капли имеет красновато-оранжевый цвет, который соответствует излучению абсолютно черного тела, нагретого до температуры  $T$  от 1000 до 2000 К. Жидкость внутри прозрачной частицы нагреться до таких температур может только в результате термализации плазмы, возникшей в результате оптического пробоя в поле лазерного пучка. В пользу этого предположения говорит также и то, что область свечения имеет гранулированную структуру, образованную мелкими паровыми пузырями с диаметром 20–50 мкм.

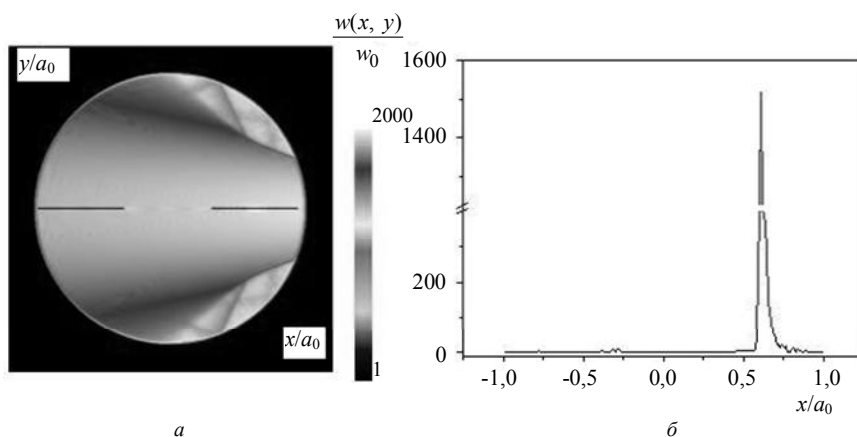
Это свидетельствует о протекании фазового перехода первого рода (т. е. о кипении) в жидкости. Выбросы материала частицы из ее теневой поверхности демонстрируют взрывной характер этого кипения и реализацию высоких давлений в областях плазмообразования, которые, по оценкам [5], могут достигать 20 кбар. Газодинамическая разгрузка области высокого давления сопровождается возникновением ударной волны и следующей за ней волны разряжения в жидкости, что является причиной появления кавитации в холодных зонах частицы и формирования несветящихся газовых пузырей, которые при должном увеличении можно обнаружить на рис. 2.

Рассмотрение фотоснимков на рис. 2 показывает, что в целом конфигурация светящихся областей следует пространственному профилю интенсивности лазерного пучка внутри капли, а именно, на начальном этапе плазменный очаг внутри капли имеет форму пятна, центр которого находится у теневой поверхности частицы, а к концу экспозиции светящаяся область уже простирается через весь поперечник капли.

Действительно, обратимся к рис. 3, где представлены проведенные в рамках обобщенной теории Ми [10] теоретические расчеты распределения

плотности световой энергии  $w(x, y) = \int_0^{\infty} I(t; x, y) dt$

внутри водной капли с несколько меньшим (в силу технических причин), чем в экспериментах, размером, причем считается, что капля облучена узким лазерным пучком с гауссовским по времени и поперечному сечению профилем интенсивности. Значения  $w$  на данном рисунке рассчитаны к концу импульса и нормированы на свое начальное пиковое значение  $w_0 = I_0 t_p \sqrt{\pi}$ . При этом радиус светового пучка  $R_0$  составлял 60 % от радиуса капли, длительность лазерного импульса  $t_p = 100$  фс, а показатель преломления воды был  $n = 1,33$ . Принималось, что капля имеет сферическую форму и находится в воздухе.



**Рис. 3. Пространственное распределение нормированной плотности световой энергии по главному сечению (а) в плоскости  $x, y$  и вдоль диаметра по оси  $x$  (б) водной капли с  $a_0 = 500$  мкм при облучении ее гауссовским пучком с  $R_0 = 60$  мкм и  $\lambda_0 = 800$  нм, направленным в центр капли. Излучение падает слева. Координаты  $x, y$  отсчитываются от центра капли**

Из рис. 2 и 3 следует, что энергия светового пучка внутри капли преимущественно сконцентрирована в цилиндрической области с радиусом  $r_c \approx 0,65 R_0$  и поперечником  $\sim 50$  мкм, где и происходит зарождение оптического пробоя жидкости. Плотность энергии в других зонах капли незначительно отличается от плотности энергии падающего излучения, и только вдоль главного диаметра капли имеется подъем значений  $w$ , примерно, на порядок величины.

### Спектральные характеристики свечения капель в поле мощных фемтосекундных лазерных импульсов

При достаточно продолжительном воздействии излучения на водную каплю (несколько десятков секунд) процессы диффузионного и конвективного теплопереноса из области "горячих точек" приводят к прогреву всего объема частицы. Нагретая капля начинает активно кипеть с образованием множества паровых пузырьков, испаряться и производить выбросы горячих светящихся жидких фрагментов с достаточно крупными размерами (десятки микрометров).

Рис. 2, в наглядно показывает эту фазу вскипания жидкой частицы. Белый цвет свечения капли и фрагментов связан с электрической перегрузкой матрицы фотоаппарата при длительной экспозиции. Спектральный состав исходного импульса излучения и свечения капли показан на рис. 4. Из-

свечения, как видно, близка к спектральному контуру падающего излучения (кривая 1 на рис. 4), что говорит об отсутствии регистрируемого плазмообразования в капле. При длительности импульса  $t_p = 800$  фс пиковая интенсивность падающего на частицу излучения составляла всего  $I_0 \approx 2$  ГВт/см<sup>2</sup>, что даже с учетом внутренней фокусировки поля недостаточно для преодоления порога пробоя воды.

Увеличение мощности импульса (кривые 2—5 на рис. 4) приводит к деформациям первоначально гауссовского спектрального контура свечения (кривая 1 на рис. 4, а), возрастает уровень регистрируемого спектрального сигнала, и возникает связанный со свечением плазмы "хвост" в видимой области спектра. Угловое поведение усредненной по различным спектральным диапазонам амплитуды сигнала рассеяния  $\langle I \rangle$  показывает серия графиков на рис. 4, б, в, где величина  $\langle I \rangle$  вычислялась как среднеарифметическое по массиву экспериментальных данных  $I(\theta, \lambda_j)$ ,  $j = 1 \dots 2068$ , следующим образом:

$$\langle I(\theta) \rangle = \frac{1}{j_2 - j_1} \sum_{j=j_1}^{j_2} I_j(\theta),$$

где  $I_j(\theta) = I(\theta, \lambda_j)$ , а индексы  $j_1$  и  $j_2$  выбирались из условия соответствия выбранному диапазону длин волн. Разбиение полного спектра на подын-

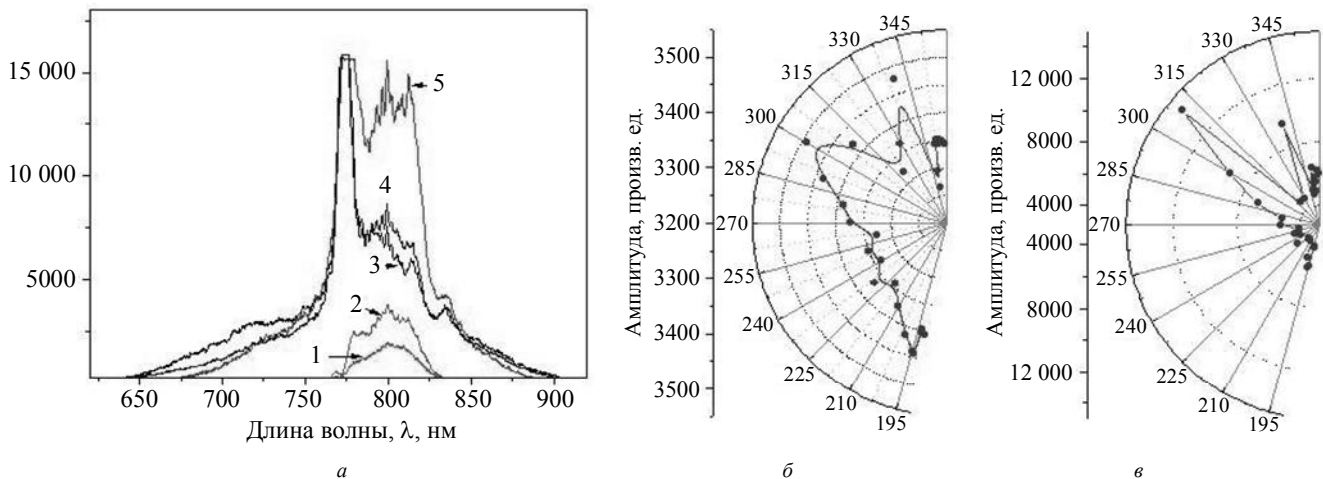


Рис. 4. Спектры свечения (в усл. ед.) капли воды, усредненные по 100 измерениям:

а — при различной длительности (мощности) лазерного импульса  $t_p$ : кривая 1 — 800 фс; 2 — 685 фс; 3 — 285 фс; 4 — 143 фс; 5 — 55 фс; б — усредненная амплитуда сигнала рассеяния  $\langle I \rangle$  от водной капли ( $a_0 \approx 1,5$  мм) в зависимости от угла  $\theta$  в спектральных диапазонах 450—600 нм; в — то же в диапазоне 600—1100 нм. Направление лазерного излучения — снизу вверх

менение длительности лазерного импульса, производимое при помощи chirpирования излучения, меняло величину пиковой интенсивности, падающей на каплю световой волны. При большой длительности импульса форма спектрального контура

тервалы имеет своей целью условно разделить основные физические процессы, трансформирующие спектральный состав падающего на каплю излучения. С одной стороны, это свечение нагретой в результате термализации плазмы воды, а также

излучательная рекомбинация свободных электронов в областях оптического пробоя. С другой — фазовая самомодуляция лазерного импульса при его распространении через водную среду под действием оптического эффекта Керра и плазменной дефокусировки.

Из рис. 4 следует, что диаграмма направленности рассеянного излучения от капли в общем случае не изотропна. Достаточно слабая неоднородность распределения по углу наблюдается в интервале длин волн  $\lambda = 450\text{—}600$  нм (рис. 4, б), который соответствует "белому" свечению очагов оптического пробоя внутри капли. Диапазон относительного изменения интенсивности по различным направлениям здесь не превышает  $\sim 70\%$ . При этом излучение в освещенную ( $\theta \leq 270^\circ$ ) полусферу капли характеризуется большей направленностью, т. е. только одним максимумом при  $\theta = 195^\circ$ , по сравнению с излучением в теневую часть капли, где, как видно, возникают сразу два выделенных направления рассеяния под углами  $300$  и  $350^\circ$ .

Подобная диаграмма свечения частицы реализуется, например, при возбуждении флуоресценции подкрашенных водных капель в результате одновременного поглощения нескольких фотонов воздействующего лазерного излучения. Исходя из приведенных в [11] результатов теоретического анализа данного процесса, можно заключить, что причина такого углового распределения рассеянного света обусловлена самой морфологией жидкой частицы, имеющей близкую к сферической форму поверхности и оказывающей фокусирующее действие на падающее лазерное излучение. В результате этого плазменные области, являющиеся источниками "белого" света, сосредотачиваются преимущественно в теневой полусфере капли. Это делает свечение капли назад направленным (так называемый, "прожекторный" тип излучения по терминологии [12]), а по ходу действия возбуждающего пучка наблюдается излучение в широкий конус.

Второй из рассматриваемых спектральных диапазонов включает в себя основную мощность падающего излучения. Это видно по изменению шкалы оси ординат на рис. 4, в. Диаграмма рассеяния по углу здесь резко неоднородная с абсолютным максимумом сигнала в направлении  $310^\circ$ . Несколько меньший по величине максимум наблюдается под углом  $340^\circ$ , а рассеяние вперед и назад происходит приблизительно с равной интенсивностью.

Полученный результат оказался несколько неожиданным, поскольку априори предполагалось, что для оптически крупной сферы ( $a_0 \gg \lambda_0$ ) максимум сигнала рассеяния в частотном диапазоне

исходного излучения будет находиться в направлении, совпадающем с направлением действия лазерного пучка, т. е. вперед ( $\theta \approx 360^\circ$ ). В связи с этим была исследована спектральная ширина рассеянного излучения  $D_\lambda$ , зависимость которой от угла приведена на рис. 5. Параметр  $D_\lambda$  рассчитывался как полная среднеквадратичная ширина спектрального распределения рассеянного излучения (см. рис. 1) в диапазоне длин волн  $600\text{—}1100$  нм.

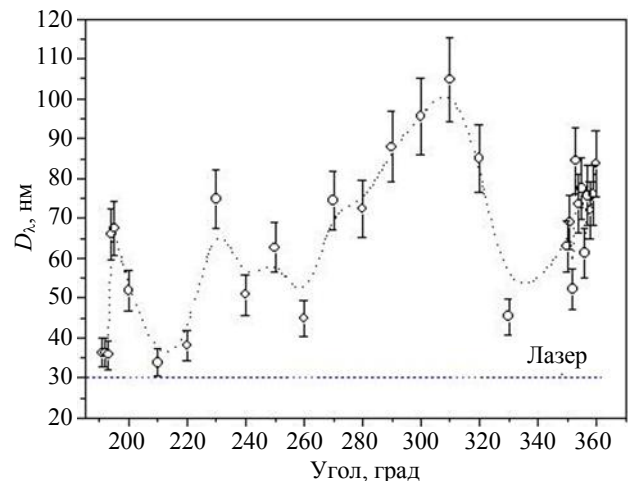


Рис. 5. Среднеквадратичная ширина  $D_\lambda$  спектра рассеянного от капли с  $a_0 \approx 1,5$  мм излучения в диапазоне  $600\text{—}1100$  нм в зависимости от угла приема. Штриховая прямая — спектральная ширина падающего излучения

Оказалось, что под углом максимума амплитуды рассеяния ( $310^\circ$ ) реализуется и наибольшая ширина спектра. Другими словами, в данном направлении самовоздействие лазерного импульса внутри водной частицы, приводящее к его широкомасштабным спектральным трансформациям, протекает наиболее эффективно. Очевидно, что в данном направлении и располагается ось пучка на выходе из капли. Этот факт становится понятным, если допустить, что во время измерений лазерный пучок освещал каплю не в ее геометрический центр, а был смещен ближе к краю.

Обратимся вновь к приведенным на рис. 4, а спектрам рассеянного каплей излучения и рассмотрим подробнее один из возможных физических механизмов их уширения, связанный с фазовой самомодуляцией лазерного импульса, распространяющегося через водную частицу.

Оптический эффект Керра, как известно, является первопричиной самофокусировки мощного лазерного излучения в различных средах, включая и жидкости. По мере своего распространения излучение вызывает нелинейное изменение поляризуемости молекул среды, что выражается в появлении линейной зависимости показателя пре-

ломления от интенсивности световой волны, искажений ее фазового фронта и, как следствие, уширения спектрального состава. При мгновенном характере керровской нелинейности (это приближение справедливо для большинства конденсированных сред) уширение гауссовского по времени лазерного импульса происходит равномерно в стоксовую и антистоксовую области спектра. Прогрессирующее за счет самофокусировки увеличение интенсивности лазерного импульса может привести к фотоионизации среды и появлению плазмы. Формирующийся при этом газ свободных электронов меняет оптические свойства среды и стремится понизить ее коэффициент преломления. Благодаря временной инерционности плазмообразования главным образом искажается задняя часть лазерного импульса и возникает дополнительное уширение спектра излучения в "синюю" область.

### Численный эксперимент

Для оценки величины накапливающихся искажений спектра мощного лазерного импульса за счет его самовоздействия внутри водной частицы был выполнен соответствующий численный эксперимент. Для упрощения расчетов капля была заменена эквивалентным по толщине слоем воды, протяженностью  $d = 2a_0$  ( $a_0 = 1,5$  мм), а фокусирующее действие сферической поверхности раздела капля—воздух моделировалось внешней фокусировкой падающего на водный слой излучения, т. е. параболическим фазовым фронтом волны с радиусом кривизны  $f = d$ . Диаметр гауссовского лазерного пучка в расчетах равнялся 600 мкм, длительность импульса составляла 40 фс (ширина спектра  $D_\lambda = 30$  нм), полная энергия  $E_0 = 0,9$  мДж. При этом пиковая интенсивность излучения на передней поверхности водного слоя достигала  $I_0 = 4,5 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>.

В результате фазовой самомодуляции в слое воды лазерный импульс спектрально уширяется, причем величина этого уширения по порядку величины сопоставима с регистрируемым в эксперименте значением под углом максимума сигнала рассеяния (см. рис. 5 для  $\theta = 310^\circ$ ). Заметное уширение спектра импульса начинается уже после прохождения им примерно четверти диаметра капли и возрастает по мере увеличения дистанции распространения. Количественное отличие в значениях спектрального уширения в теории и эксперименте объясняется, на взгляд авторов, достаточно упрощенной моделью водной капли, использованной в расчетах, которая не учитывает реальную траекторию световых потоков внутри освещенной в край сферической частицы. Отметим, что уже простое снижение остроты фокусировки лазерного пучка путем повышения фокусного расстояния  $f$

"виртуальной линзы" в два раза, уменьшает почти на 40 % финальное значение  $\bar{D}_\lambda$ .

Если говорить о параметрах возникающей в капле под действием импульса плазмы, то максимальная плотность свободных электронов, генерируемых в воде в результате ее фотоионизации, уже на передней границе модельной водной среды имеет значение, характерное для филаментации светового пучка [13]. При этом поперечный размер образующегося на оси пучка плазменного канала составляет всего несколько микрометров. Поэтому плазма поначалу не вносит каких-либо масштабных изменений в спектральные и энергетические характеристики излучения.

Ближе к дальней границе слоя жидкости, где располагается фокальная перетяжка пучка, значения  $n_e$  достигают уже величин  $\sim 10^{26} - 10^{27}$  м<sup>-3</sup>, что говорит о реализации здесь условий для оптического пробоя воды. В этой зоне становятся существенными потери энергии светового импульса, связанные с плазмообразованием, а спектр излучения обогащается.

### Спектральная ширина распространяющегося излучения

В данном разделе приведем еще один график, построенный по экспериментальным данным, который наглядно иллюстрирует то, как дистанция распространения излучения в жидкости влияет на его спектральную ширину. Рис. 6 показывает зависимость параметра  $D_\lambda$ , измеренного под углом рассеяния  $360^\circ$ , от среднего диаметра подвешенной водной капли.

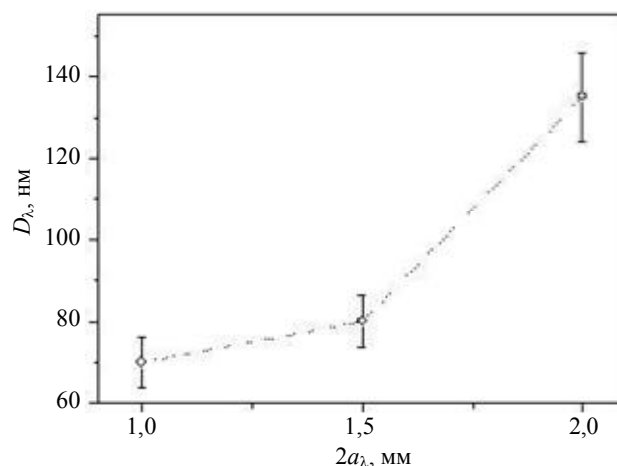


Рис. 6. Среднеквадратичная ширина спектра излучения  $D_\lambda$ , рассеянного под углом  $360^\circ$  от водных капель различного диаметра

Уже из простого анализа одномерного распространения гармонической световой волны в среде с нелинейностью следует, что изменение частоты такой волны  $\delta\omega(z, t)$  на дистанции  $z$  определяется

через временную производную от нелинейной фазы волны  $\varphi_N : \delta\omega(z, t) = \partial\varphi_N(z, t)/\partial t$ . В условиях преобладания в среде эффектов керровской самофокусировки и плазмообразования, когда световой пучок филаментируется и внутри него формируется квазипостоянный по пиковой интенсивности и поперечному размеру световой канал, нетрудно показать [13], что эффективная ширина спектра такого излучения будет пропорциональна длине участка филаментации, т. е. в рассматриваемом здесь случае диаметру капли:  $D_\lambda \propto (2a_0) \partial n_N / \partial t$ , где  $n_N$  — зависящая от параметров излучения и оптических характеристик среды нелинейная добавка к коэффициенту преломления. Именно такая зависимость и прослеживается на рис. 6.

### Заключение

В работе представлены результаты экспериментальных исследований взаимодействия цуга мощных фемтосекундных лазерных импульсов с одиночными миллиметровыми каплями дистиллированной воды. Эксперименты показали, что в поле ультракороткого светового излучения крупные оптически прозрачные капли испаряются и вскипают с выбросом части своей массы в виде пара и жидких фрагментов. Это вскипание носит взрывной характер и при продолжительном действии излучения охватывает большую часть объема жидкой частицы. Причиной взрывной фрагментации, как показывает теоретический анализ, является фазовый переход жидкости в местах локализации зон плазмообразования внутри капли. Эти зоны, в свою очередь, могут возникать в жидкости при ее ультракоротком лазерном облучении в результате многофотонной ионизации молекул, поддержанной эффектом фокусировки оптического поля сферической поверхностью капли.

Взрывное вскипание капель, облученных цугом фемтосекундных лазерных импульсов с центральной длиной волны в ближней ИК-области, сопровождается их свечением в видимой части спектра. Яркость этого свечения, а также его спектральный состав зависят от начальной мощности воздействующего лазерного излучения. При достаточно большой интенсивности облучения в спектрах свечения капли выделяется эмиссионная линия иона кислорода и повышается спектральная интенсивность "красного" крыла. Исходя из анализа представленных данных, можно заключить, что основной причиной широкомасштабного изменения спектра лазерного импульса при его рассеянии на миллиметровой водной капле является самомодуляция фазы излучения вследствие оптической нелинейности жидкости за счет эффекта Керра и

плазмообразования. Спектральное уширение рассеянного на миллиметровой капле воды импульсного излучения происходит по всем направлениям за исключением, может быть, только направления назад, и характеризуется максимумом под углом  $50^\circ$  к направлению падения пучка на каплю. По отношению к центральной длине волны спектральное уширение протекает достаточно симметрично в области коротких и длинных волн, что свидетельствует о преобладающей роли в процессе спектральных трансформаций излучения эффекта Керра. Вклад "плазменной" составляющей в нелинейную поляризуемость воды и, следовательно, в фазовую самомодуляцию лазерного импульса выражен значительно слабее, а наличие очагов оптического пробоя жидкости проявляется в основном в появлении широкополосного и практически изотропного свечения капли в видимой области спектра. Увеличение размера водной частицы при прочих равных условиях сопровождается дополнительным уширением спектра наблюдаемого рассеянного излучения, по крайней мере, в попутном падающему излучению направлении.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-05-00738а), Федерального агентства по образованию (гос. контракт № П367), Министерство образования и науки (гос. контракт № 16.552.11.7019), Федерального агентства по науке и инновациям (гос. контракт № 02.740.11.0083), Интеграционного проекта СО РАН № 81, Проекта фундаментальных исследований № 9.1 Программы РАН, Программы 8.1 ОФН РАН.*

### Литература

1. Lindinger A., Hagen J., Socaciu L. D., Bernhardt T. M., Wöste L., Duft D., Leisner T. // Appl. Opt. 2004. V. 43. No. 27. P. 5263.
2. Favre C., Boutou V., Hill S. C., Zimmer W., Krenz M., Lambrecht H., Yu J., Chang R. K., Woeste L., Wolf J.-P. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. No. 3. Art. 035002 (4 p.).
3. Courvoisier F., Boutou V., Favre C., Hill S. C., Wolf J.-P. // Opt. Lett. 2003. V. 28. No. 3. P. 206.
4. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А. // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22. № 8. С. 725.
5. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А. // Там же. № 9. С. 844.
6. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Зувев В. Е., Кабанов А. М., Погодаев В. А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.
7. Fan C. H., Sun J., Longtin J. P. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. No. 4. P. 2530.



8. Noack J., Vogel A. // IEEE J. Quantum Electron. 1999. V. 35. No. 8. P. 1156.
9. Землянов А. А., Гейнц Ю. Э. // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. № 4. С. 306.
10. Khaled E. E. M., Hill S. C., Barber P. W. // Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 524.
11. Букин О. А., Голик С. С., Ильин А. А., Кульчин Ю. Н., Соколова Е. Б., Бауло Е. Н. // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22. № 3. С. 296.
12. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Панина Е. К. // Там же. 2010. Т. 23. № 12. С. 1120.
13. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. № 2. С. 121.

## Interaction of GW laser pulses with water droplets

*D. V. Apeximov, E. E. Bykova, Yu. E. Geints, A. A. Zemlyanov, A. M. Kabanov,  
G. G. Matvienko, V. K. Oshlakov, R. R. Khabibullin*

Zuev Institute of Atmospheric Optics, SB RAS  
1 Academician Zuev sq., Tomsk, 634021, Russia  
E-mail: kam@iao.ru

*O. A. Bukin, E. B. Sokolova*

Institute for Automation and Control Processes, FEB RAS  
5 Radio str., Vladivostok, 690041, Russia  
E-mail: o\_bukin@mail.ru

*S. S. Golik, A. A. Ilyin*

Far-Eastern National University  
8 Sukhanov str., Vladivostok, 690950, Russia  
E-mail: golic\_s@mail.ru

*Al. A. Zemlyanov*

Siberian Physical-Technical Institute at Tomsk State University  
1 Novosobornaya sq., Tomsk, 634050, Russia  
E-mail: zeml16@mail.ru

***The results of the experiments on femtosecond GW laser pulse interaction with isolated millimeter-sized water droplets are presented. Temporal and spatial dynamics of optical breakdown in a liquid particle volume is investigated. The mechanical fragmentation of the droplet as a result of the evaporation and explosion of superheated areas is also discussed. The spectral characteristics of water particle emission during its explosive boiling are investigated.***

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Re, 42.68.Mj

**Keywords:** femtosecond laser radiation, water droplet, photoionization, optical breakdown, particle explosive fragmentation.