

## Взаимодействие гигаваттных лазерных импульсов с жидкими средами. Часть 2. Спектральные и угловые характеристики рассеяния на миллиметровых водных каплях

О.А. Букин<sup>2</sup>, Е.Е. Быкова<sup>1</sup>, Ю.Э. Гейнц<sup>1</sup>, С.С. Голик<sup>3</sup>, А.А. Землянов<sup>1</sup>,  
А.А. Ильин<sup>3</sup>, А.М. Кабанов<sup>1</sup>, Г.Г. Матвиенко<sup>1</sup>, В.К. Ошлаков<sup>1</sup>,  
Е.Б. Соколова<sup>2</sup>, Р.Р. Хабибуллин<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

<sup>2</sup>Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН  
690041, г. Владивосток, ул. Радио, 5

<sup>3</sup>Дальневосточный государственный университет  
690950, г. Владивосток, ул. Суханова, 8

Поступила в редакцию 7.02.2011 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов гигаваттной мощности с подвешенными каплями дистиллированной воды миллиметровых размеров. Исследовано угловое распределение спектральных характеристик свечения водной частицы.

*Ключевые слова:* фемтосекундное лазерное излучение, водная капля, фотоионизация, оптический пробой, испарение, взрывная фрагментация частицы, фазовая модуляция; femtosecond laser radiation, water droplet, photoionization, optical breakdown, evaporation, particle explosive fragmentation, phase modulation.

Микрочастицы жидкости или твердофазного вещества в форме сфер неизменно вызывают повышенный интерес специалистов в различных областях лазерной физики в плане реализации разнообразных нелинейно-оптических процессов, таких как вынужденное комбинационное рассеяние [1], многофотонно возбужденная флуоресценция и вынужденное излучение [2–4], генерация третьей [5] и более высоких гармоник [6], а также широкополосного оптического сигнала [7]. Перспективы использования микрочастиц в нелинейной оптике связаны, прежде всего, с их способностью фокусировать падающее на частицу излучение, что приводит к существенному увеличению интенсивности внутреннего оптического поля и заметному снижению порогов нелинейных процессов светорассеяния по сравнению со сплошной средой.

Высокая пиковая интенсивность, характерная для лазерных источников фемтосекундного излучения, является дополнительным фактором, облегчающим возбуждение нелинейных эффектов в аэрозольных частицах, в частности оптического пробоя [6, 7] и взрывного разрушения жидких частиц [8]. Внутри облученной прозрачной капли в местах наибольшей концентрации световой энергии за время лазерного импульса формируются плазменные очаги, которые являются областями активного поглощения лазерного излучения и последующей эмиссии света в широкой полосе спектра. Высокая направленность эмиссии плазмы в обратном направлении (на источник) открывает определенные перспективы для использования аэрозольных частиц в методиках лазерной дистанционной диагностики химического и микробиологического состава диспергированного вещества атмосферы и океана [3].

В наших предыдущих статьях [9, 10] были представлены результаты первых в России комплексных экспериментов, проведенных в объединенной лаборатории ИАиПУ ДВО РАН и ДВГУ совместно с ИОА СО РАН, по взаимодействию мощных ультракоротких лазерных импульсов с конденсированными средами. В частности, были исследованы динамика взрывного разрушения и спектры свечения подвешенных миллиметровых водных капель, облученных гигаваттным излучением фем-

\* Олег Алексеевич Букин (o\_bukin@mail.ru); Елена Евгеньевна Быкова (bee@iao.ru); Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Сергей Сергеевич Голик (golik\_s@mail.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Алексей Анатольевич Ильин (kunashir@gmail.com); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru); Виктор Константинович Ошлаков (ovk@iao.ru); Екатерина Борисовна Соколова (mastapes@mail.ru); Равиль Рафаэльевич Хабибуллин (ravil\_xp@mail.ru).

тосекундного титан-сапфирового лазера. Было установлено, что яркость, а также спектральный состав возникающего свечения каплей зависят от начальной мощности воздействующего лазерного излучения.

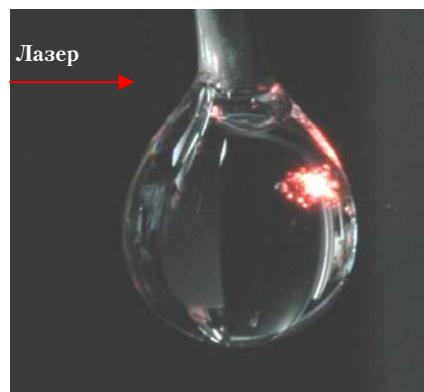
При достаточно большой интенсивности облучения в спектрах свечения капли выделялись эмиссионные линии атомарного кислорода и водорода. Физическая природа наблюдаемого свечения капли была объяснена действием двух физических механизмов, связанных с тепловым излучением нагретой до высоких температур жидкости и фазовой самомодуляцией светового импульса при его нелинейном распространении внутри жидкой капли.

Настоящая статья является продолжением упомянутых выше публикаций и содержит экспериментальную информацию по характеристикам углового распределения рассеянного излучения подвешенными водными каплями при их освещении фемтосекундными лазерными импульсами. Акцент нами сделан на установлении особенностей в спектральном наполнении сигнала рассеяния в различных частотных диапазонах и выяснении возможных причин, приводящих к наблюдающимся закономерностям.

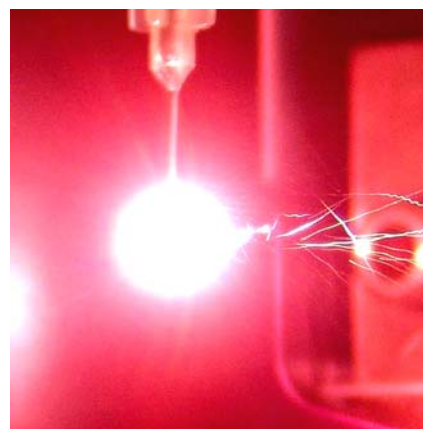
Экспериментальный стенд, на котором проводились исследования, подробно описан в [9]. Он включал в себя источник лазерного излучения, собранный по схеме CPA (Chirped Pulse Amplification) на базе кристалла Ti:Sapphire и работающий в частотно-импульсном режиме со следующими параметрами импульсов: несущая длина волны излучения  $\lambda_0 = 800$  нм, ширина спектра 35 нм, энергия в импульсе до 0,9 мДж, длительность  $\sim 40$  фс при гауссовском типе временной зависимости, частота следования импульсов 1 кГц. Воздействующий лазерный пучок диаметром 7 мм (по уровню  $1/e^2$ ) с помощью линзы с фокусным расстоянием  $f = 200$  мм фокусировался в область взаимодействия. Капли дистиллированной воды со средним диаметром  $2a_0 = 2 \pm 5$  мм подвешивались на конце иглы, при этом точка подвеса была смещена относительно фокуса пучка на расстояние 24 мм по направлению к источнику.

Спектральные измерения свечения капель проводились спектрометром, снабженным дифракционной решеткой и согласующей оптикой, что обеспечивало регистрацию сигнала в диапазоне длин волн от 195 до 1150 нм. Размер капли в эксперименте контролировался по анализу ее фотографического изображения, выполненного с высоким пространственным разрешением. Поскольку вследствие влияния подвеса и гравитации форма капли несколько отличалась от сферической, то в дальнейшем при представлении данных под истинным радиусом капли  $a_0$  будем понимать ее средний радиус, вычисляемый как  $a_0 = (a_{\perp} + a_{\parallel})/2$ , где  $a_{\parallel}$  и  $a_{\perp}$  — полуширина изображения капли параллельно и поперек воздействующего излучения соответственно.

В качестве примера на рис. 1 приведены два фотоснимка капли воды, находящейся под воздействием цуга ультракоротких лазерных импульсов.



*a*



*б*

Рис. 1. Оптический пробой и свечение водной капли с  $a_0 \approx 1$  мм, облученной цугом фемтосекундных лазерных импульсов, зафиксированные при различной временной выдержке: 1/500 с (*a*) и 1 с (*б*). Излучение падает слева

Фотографии получены при различной временной выдержке затвора (1/500 и 1 с) и при различном увеличении объектива. На обоих снимках отчетливо наблюдается свечение капли, причем видимая часть спектра этого свечения имеет красновато-оранжевый цвет, близкий по цветовой гамме к излучению He–Ne-лазера. Как показывает рис. 1, *a*, светящиеся области располагаются по всему объему капли, но наибольшая их плотность наблюдается в теневой полусфере. При этом здесь же видны светящиеся выбросы парокапельной смеси, направленные по ходу светового луча и имеющие размер в поперечнике  $\sim 100$ – $150$  мкм.

Экспериментальные спектры рассеянного на подвешенной водной капле лазерного излучения приведены на рис. 2 для трех характерных направлений: по ходу лазерного луча ( $\theta = 360^\circ$ ), поперек ( $\theta = 270^\circ$ ) и навстречу пучку ( $\theta = 191^\circ$ ). Здесь же для сравнения показан спектральный контур падающего на частицу светового излучения.

Как видно из рис. 2, существует определенная зависимость амплитуды и ширины спектрального распределения регистрируемого сигнала от угла рассеяния. В основном это касается диапазона длин волн 600–1000 нм, в то время как более коротковолновое крыло спектра рассеяния ( $< 600$  нм)

не претерпевает видимых изменений формы, а повторяет ход воздействующего излучения.

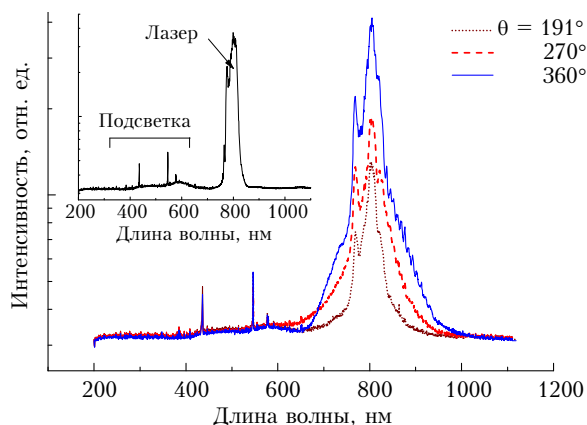


Рис. 2. Спектральная зависимость сигнала рассеяния (отн. ед.) от водной капли  $a_0 \approx 1,5$  мм под различными углами  $\theta$ . На вставке – спектр падающего лазерного импульса

Относительно спектра последнего отметим наличие искажений его центральной части, обусловленных самовоздействием мощного фемтосекундного импульса при прохождении через фокусирующую стеклянную (КРХ106AR.16, аналог российской ВК7) линзу. Также на вставке к рис. 2 виден ряд максимумов в видимой области спектра (линии HgI с центрами на 435,83; 546,1; 576,96; 578,97; 579,07; 546,08 и 435,83 нм), связанных с использованием во время измерений фоновой подсветки ртутной (галофосфатный люминофор) лампой дневного света [11].

Более детально угловое поведение усредненной по различным спектральным диапазонам амплитуды сигнала рассеяния  $\langle I \rangle$  показывает рис. 3.

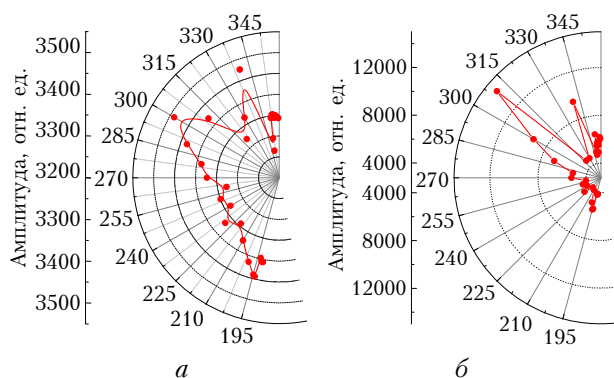


Рис. 3. Усредненная амплитуда сигнала рассеяния  $\langle I \rangle$  от водной капли ( $a_0 \approx 1,5$  мм) в зависимости от угла  $\theta$  в спектральных диапазонах 450–600 (а) и 600–1100 нм (б). Излучение падает снизу. Экспериментальные точки для наглядности соединены линией

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.

Благодаря разбиению полного спектра на подынтервалы, можно условно разделить основные физические процессы, трансформирующие спектральный состав рассеянного каплей излучения. С одной стороны, это свечение нагретой в результате термализации плазмы воды, а также результирующая рекомбинация свободных электронов в областях оптического пробоя. С другой стороны, это фазовая самомодуляция лазерного импульса при его распространении через водную среду под действием оптического эффекта Керра и плазменной дефокусировки.

Из рис. 3 следует, что диаграмма направленности рассеянного излучения от капли в общем случае не изотропна. Достаточно *слабая* неоднородность распределения по углу наблюдается в интервале длин волн  $\lambda = 450 \pm 600$  нм (рис. 3, а), 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 заднюю ( $\theta \leq 270^\circ$ ) полусферу капли характеризуется большей направленностью, т.е. только одним максимумом при  $\theta = 195^\circ$ , по отношению к излучению в переднюю часть капли, где, как видно, возникают сразу два выделенных направления рассеяния под углами  $300^\circ$  и  $340^\circ$ .

Подобная диаграмма свечения частицы реализуется, например, при возбуждении флуоресценции подкрашенных водных капель в результате одновременного поглощения нескольких фотонов воздействующего лазерного излучения [2]. Исходя из приведенных в [12] 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 направленным назад (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. 3, б. Диаграмма рассеяния по углу здесь *резко* неоднородная с абсолютным максимумом сигнала в направлении  $310^\circ$ . Несколько меньший по величине максимум наблюдается под углом  $330^\circ$ , а рассеяние вперед и назад происходит приблизительно с равной интенсивностью.

Полученный результат оказался несколько неожиданным, поскольку априори предполагалось, что для оптически крупной сферы ( $a_0 \gg \lambda_0$ ) макси-

мум 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 нами была исследована спектральная ширина рассеянного излучения  $D_\lambda$ , зависимость которой от угла приведена на рис. 4.

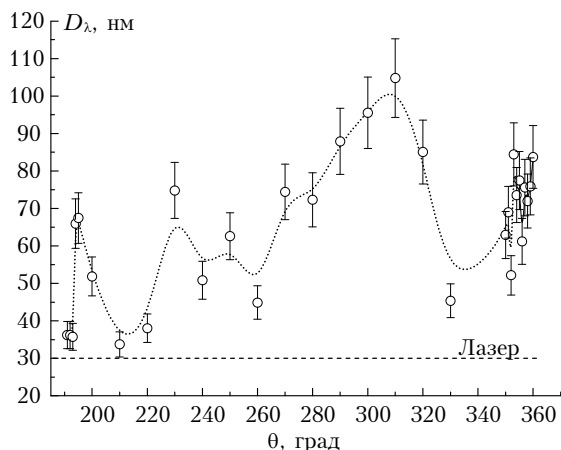


Рис. 4. Ширина спектра рассеянного от капли  $a_0 \approx 1,5$  мкм излучения в диапазоне 600–1100 нм в зависимости от угла приема. Штриховая прямая — спектральная ширина падающего излучения

Параметр  $D_\lambda$  рассчитывался как полная среднеквадратическая ширина спектрального распределения рассеянного излучения (см. рис. 1) в диапазоне длин волн 600–1100 нм.

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 широкомащтабным 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 (рис. 5). Величину этого смещения можно оценить, воспользовавшись приближением геометрической оптики.

Расчетный диаметр фокусированного воздействующего пучка в зоне расположения водной частицы равнялся  $\sim 600$  мкм, т.е. площадь светового пятна составляла всего около 5% по отношению к площади поперечного сечения капли и освещение частицы можно считать практически точечным.

В рамках геометрической оптики наибольшую интенсивность имеет световой луч, испытавший только два преломления на освещенной и теневой поверхности капли. Угол выхода  $\theta$  этого луча (который соответствует оси пучка), рассчитывается по следующей формуле:  $\theta = \alpha_1 + 2(180 - \alpha_2)$ . Здесь  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — углы падения и преломления соответственно, связанные законом Снеллиуса:  $\sin \alpha_1 = n_0 \sin \alpha_2$ , где  $n_0$  — показатель преломления воды.

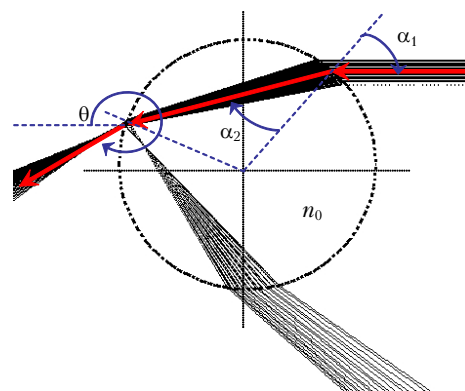


Рис. 5. Схема падения пучка световых лучей на сферическую частицу

Несложный расчет при  $n_0 = 1,33$ ,  $\theta = 310^\circ$  дает искомое значение угла падения светового луча  $\alpha_1 \approx 65^\circ$ , что соответствует его смещению от центра сферы к краю на 0,9 ее радиуса. Такая ситуация вполне могла реализоваться в обсуждаемых экспериментах, поскольку контролировать взаимное положение лазерного пучка и капли было затруднительно.

Обратимся вновь к приведенным на рис. 2 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 преломления 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 стоксову и антистоксову 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.

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  $d = 2a_0$  ( $a_0 = 1,5$  мкм), 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  $I_0$  на передней поверхности водного слоя достигала  $4,5 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Численно решалось нелинейное уравнение Шредингера для медленно меняющейся комплексной амплитуды световой волны при типичных значениях параметров оптической нелинейности воды [13]. Результаты расчетов динамики нормированной на начальное значение среднеквадратической ширины спектра импульса  $\bar{D}_\lambda = D_\lambda(z)/D_\lambda(z=0)$  в зависимости от продольной координаты  $z$  внутри слоя показаны на рис. 6. Здесь же приведена и пиковая плотность свободных электронов плазмы  $N_e$ , возникающей в воде под действием лазерного излучения.

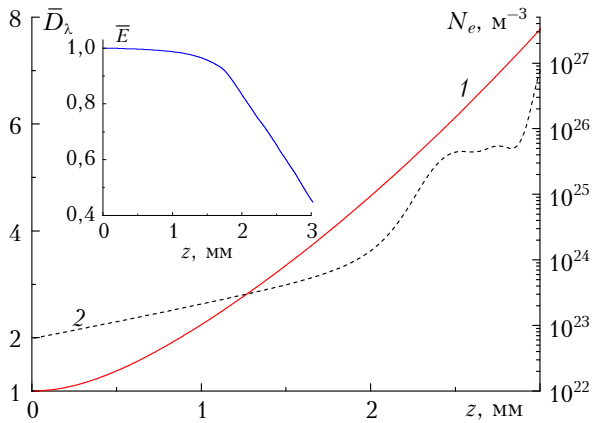


Рис. 6. Нормированная полуширина спектра  $\bar{D}_\lambda$  (1) и пиковая плотность свободных электронов  $N_e$  (2) при самовоздействии лазерного импульса в воде в зависимости от дистанции распространения. На вставке приведена нормированная на начальное значение энергии  $\bar{E} = E(z)/E_0$  импульса излучения

Как видно, в результате фазовой самомодуляции в слое воды лазерный импульс спектрально уширяется, причем это уширение по порядку величины сопоставимо с регистрируемым в эксперименте значением под углом максимума сигнала рассеяния (см. рис. 4 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 наш взгляд, 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 2 раза уменьшает почти на 40% финальное значение  $\bar{D}_\lambda$ .

Если говорить о параметрах возникающей в капле под действием импульса плазмы, то из рис. 6 следует, что 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, как следует из расчетов (не показаны здесь), 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  $\sim 10^{26} - 10^{27}$  м<sup>-3</sup>, что говорит о реализации здесь условий для оптического пробоя воды. В этой зоне становятся существенными потери энергии  $E$  светового импульса, связанные с плазмообразованием (см. вставку к рис. 6), а спектр излучения обогащается.

В заключение приведем еще один график, построенный по экспериментальным данным, который наглядно иллюстрирует то, как дистанция распространения излучения в жидкости влияет на его спектральную ширину. Рис. 7 показывает зависимость параметра  $D_\lambda$ , измеренного под углом рассеяния  $360^\circ$ , от среднего радиуса подвешенной водной капли.

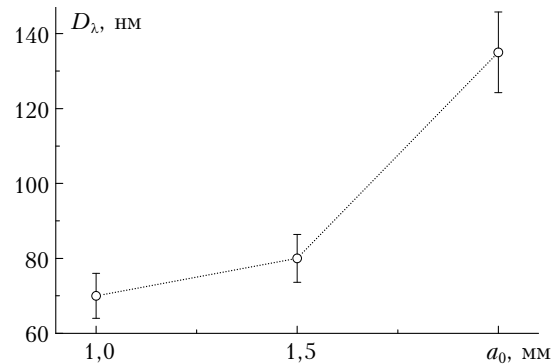


Рис. 7. Среднеквадратическая ширина спектра излучения, рассеянного под углом  $360^\circ$  от водных капель различного радиуса. Экспериментальные точки соединены отрезками для наглядности

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  $\varphi_N$  [14]:  $\delta\omega(z, t) = \partial\varphi_N(z, t)/\partial t$ . 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 [15], 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. 7.

В целом, исходя из анализа представленных данных, можно с высокой вероятностью 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), Министерства образования и науки (Гос. контракт № П567), Федерального агентства по науке и инновациям (Гос. контракт № 02.740.11.0083, № 02.740.11.0226), Интеграционного проекта № 81 СО РАН и ДВО РАН (грант № 09-П-СО-02-001), Проекта фундаментальных исследований РАН № 9.1, Программы 8.1 ОФН РАН и Лаврентьевского гранта СО РАН.

1. Kasparian J., Wolf J.-P. A new transient SRS analysis method of aerosols and application to a nonlinear femtosecond lidar // Opt. Commun. 1998. V. 152, iss. 4–6. P. 355–360.
2. Hill S.C., Boutou V., Yu J., Ramstein S., Wolf J.-P., Pan Y.-L., Holler S., Chang R.K. Enhanced-backward

directed multi-photon-excited fluorescence from dielectric microcavities // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85, N 1. P. 54–57.

3. Pan Y.-L., Hill S.C., Wolf J.-P., Holler S., Chang R.K., Bottiger J.R. Backward enhanced fluorescence from clusters of microspheres and particles of tryptophan // Appl. Opt. 2002. V. 41, N 15. P. 2994–2999.
4. Huang H.C., Pan Y.-L., Hill S.C., Pinnick R.G., Chang R.K. Real-time measurement of dual-wavelength laser-induced fluorescence spectra of individual aerosol particles // Opt. Express. 2008. V. 16, N 21. P. 16523–16528.
5. Kasparian J., Krämer B., Leisner T., Rairoux P., Boutou V., Vezin B., Wolf J.-P. Size dependence of nonlinear Mie scattering in microdroplets illuminated by ultrashort pulses // J. Opt. Soc. Amer. 1998. V. 15, N 7. P. 1918–1922.
6. Flettner A., Pfeifer T., Walter D., Winterfeldt C., Spielmann C., Gerber G. High-harmonics generation and plasma radiation from water microdroplets // Appl. Phys. B. 2003. V. 77, N 8. P. 747–751.
7. Favre C., Boutou V., Hill S.C., Zimmer W., Krenz M., Lambrecht H., Yu J., Chang R.K., Woeste L., Wolf J.-P. White-light nanosource with directional emission // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89, N 3. 035002-1–035002-4.
8. Lindinger A., Hagen J., Socaciu L.D., Bernhardt T.M., Wöste L., Duft D., Leisner T. Time-resolved explosion dynamics of H<sub>2</sub>O droplets induced by femtosecond laser pulses // Appl. Opt. 2004. V. 43, N 27. P. 5263–5269.
9. Анекимов Д.В., Букин О.А., Быкова Е.Е., Гейнц Ю.Э., Голк С.С., Землянов А.А., Землянов А.А., Ильин А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошляков В.К., Соколова Е.Б. Взаимодействие гигаваттных лазерных импульсов с жидкими средами. Часть 1. Взрывное вскипание крупных изолированных водных капель // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 7. С. 536–542.
10. Geints Y.E., Kabanov A.M., Matvienko G.G., Oshlakov V.K., Zemlyanov A.A., Golik S.S., Bukin O.A. Broadband emission spectrum dynamics of large water droplets exposed to intense ultrashort laser radiation // Opt. Lett. 2010. V. 35, N 16. P. 2717–2719.
11. URL: [http://en.wikipedia.org/wiki/File:Spectrum\\_of\\_halophosphate\\_type\\_fluorescent\\_bulb\\_\(f30t12\\_ww\\_rs\).png](http://en.wikipedia.org/wiki/File:Spectrum_of_halophosphate_type_fluorescent_bulb_(f30t12_ww_rs).png)
12. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. Моделирование многофотонно возбужденной флуоресценции сферической капли, облученной ультракоротким лазерным излучением, с помощью метода вычислительной электродинамики // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 12. С. 1120–1126.
13. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Филаментация мощного ультракороткого лазерного излучения в воздухе и в воде. Сравнительный анализ // Квант. электрон. 2010. Т. 40, № 2. С. 121–126.
14. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
15. Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Пестряков Е.В., Степанов А.Н., Трунов В.И. Лабораторные и численные эксперименты по прохождению мощного лазерного фемтосекундного излучения через воздушную и капельную среды // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20, № 5. С. 413–418.

O.A. Bukin, E.E. Bykova, Yu.E. Geints, S.S. Golik, A.A. Zemlyanov, A.A. Il'in, A.M. Kabanov, G.G. Matvienko, V.K. Oshlakov, E.B. Sokolova, R.R. Khabibullin. Interaction of GW laser pulses with liquid media. Part 2. Spectral and angular characteristics of scattering on millimeter-size water droplets.

The results of experiments on femtosecond GW laser pulse interaction with isolated millimeter sizes water droplets are presented. The temporal and spatial dynamics of optical breakdown in the volume of a liquid particle is investigated. Angular distribution of spectral characteristics of a water droplet emission is investigated.