

## Оригинальные статьи

Научная статья

УДК 537.226

<https://doi.org/10.17308/kcmf.2021.23/3437>

### Динамика тепловой волны в сферической замороженной капле воды с молекулами эозина при фемтосекундном возбуждении суперконтинуума

Н. А. Мыслицкая<sup>1,2✉</sup>, А. В. Цибульникова<sup>1</sup>, И. Г. Самусев<sup>1</sup>, В. А. Слежкин<sup>1,2</sup>, В. В. Брюханов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта,  
ул. А. Невского, 14, Калининград 237041, Российская Федерация

<sup>2</sup>Калининградский государственный технический университет,  
Советский пр., 1, Калининград 237022, Российская Федерация

#### Аннотация

В настоящей работе рассмотрены тепловые процессы в жидкой и замороженной каплях воды с добавлением молекул красителя и металлических наночастиц в момент генерации суперконтинуума. Исследованы оптические нелинейные процессы в охлажденной (+2 °С) и замороженной до температуры –17 °С водяной капле диаметром 1.92 мм с молекулами эозина и наночастицами абляционного серебра после фемтосекундного лазерного воздействия.

После фемтосекундного лазерного воздействия ( $\lambda = 1030$  нм) на охлажденную каплю воды и льдинку с молекулами эозина и наночастицами абляционного серебра возникает усиленная плазмонными процессами двухфотонная флуоресценция и генерация суперконтинуума (СК), затухающего в течение  $t = 0.02$  с. Исследована геометрия нелинейной крупномасштабной самофокусировки ( $L_{LSS} \sim 0.45\text{--}0.55$  мм) и экспериментально определено значение микромасштабной самофокусировки ( $L_{SSS} \sim 0.1$  мм) излучения СК в лазерном канале. Показано, что в результате превышения тепловой нелинейности над электронной происходит усиление диссипации энергии в канале СК. Проведено моделирование тепловых процессов и определен градиент температуры нагрева льдинки после воздействия фемтосекундным импульсом. На основе экспериментальных данных рассчитана скорость распространения тепловой волны, составившая  $v = 0.11$  м/с.

**Ключевые слова:** суперконтинуум, фемтосекундное возбуждение, вода, льдинка, флуоресценция эозина, абляционные наночастицы серебра, поверхностные плазмоны, двухфотонное возбуждение, тепловая оптическая нелинейность, градиент температуры, тепловая волна, скорость распространения волны

**Для цитирования:** Мыслицкая Н. А., Цибульникова А. В., Самусев И. Г., Слежкин В. А., Брюханов В. В. Динамика тепловой волны в сферической замороженной капле воды с молекулами эозина при фемтосекундном возбуждении суперконтинуума. *Конденсированные среды и межфазные границы*. 2021;23(2): 260–272. <https://doi.org/10.17308/kcmf.2021.23/3437>

**For citation:** Myslitskaya N. A., Tcibulnikova A. V., Samusev I. G., Slezhkin V. A., Bryukhanov V. V. Heat wave dynamics in frozen water droplets with eosin molecules under the femtosecond excitation of a supercontinuum. *Kondensirovannye sredy i mezhfaznye granitsy = Condensed Matter and Interphases*. 2021;23(2): 260–272. <https://doi.org/10.17308/kcmf.2021.23/3437>

✉ Мыслицкая Наталья Александровна, e-mail: [myslitskaya@gmail.com](mailto:myslitskaya@gmail.com)

© Мыслицкая Н. А., Цибульникова А. В., Самусев И. Г., Слежкин В. А., Брюханов В. В., 2021



Контент доступен под лицензией Creative Commons Attribution 4.0 License.

## 1. Введение

Впервые о явлении генерации белого света в диапазоне  $0.4\div 3.0$  мкм с формированием суперконтинуума (СК) с очень широким спектром (низкой временной когерентностью) при фемтосекундном лазерном воздействии с интенсивностью примерно  $1 \text{ ГВт/см}^2$  было сообщено в 1970 г. в работе Алфано и Шапиро [1].

Пространственно-временная высокоинтенсивная локализация оптической энергии сопровождается нелинейной поляризацией среды и генерацией плазменных филаментов с формированием СК. В научной литературе к настоящему времени опубликован значительный экспериментальный и теоретический материал по спектрально-энергетическим проблемам распространения высокоинтенсивного электромагнитного поля в различных средах [2–9].

При самофокусировке лазерного излучения с генерацией СК (в диапазоне длин волн 400–1500 нм) в различных средах наибольший интерес представляют исследования в конденсированных средах с наночастицами серебра (НЧС), в которых возникают изменения нелинейного коэффициента показателя преломления, обусловленные тепловыми эффектами [10–12]. Возникновение при самофокусировке трека лазерного импульса сопровождается нагревом среды и вспышкой белого света с добавкой  $\Delta n$  к показателю преломления вследствие нагрева среды, причем производная по температуре  $dn/dT$  может быть как положительной, так и отрицательной, следовательно, может наблюдаться как нелинейная самофокусировка, так и дефокусировка [13, 14].

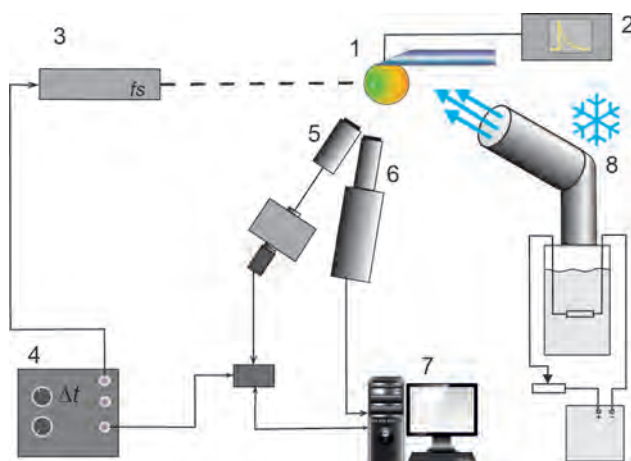
В настоящей работе рассматриваются тепловые процессы в водяных каплях – жидких и замороженных – с молекулами эозина и НЧС в момент генерации СК при фемтосекундном лазерном воздействии на среду. Во льду большая часть (80–90 %) нелинейного показателя преломления связана с электронной поляризацией в оптическом эффекте Керра, однако тепловая нелинейность, в особенности при импульсном фемтосекундном лазерном воздействии, существенна только для наносекундных и более длинных импульсов [15].

Вместе с тем, тепловая нелинейность представляет собой существенно нелокальный эффект из-за процессов теплопроводности, которые протекают не только в объеме распространения СК, где происходит поглощение излучения, но и в соседних областях.

В связи с этим настоящая работа посвящена исследованию кинетики тепловых процессов в канале СК при его генерации в льдинке с эозином и наночастицами абляционно-го серебра.

## 2. Экспериментальная часть

В работе изучали виспячие водяные капли на стальной игле с эозином и НЧС. Используемые в работе НЧС со средним радиусом 36 нм были получены методом фемтосекундной лазерной абляции химически чистого серебра в бидистиллированной воде. Диаметр капель составлял 1.92 мм, что оценивалось с помощью микроскопа Olympus VX43 с видеокамерой. Охлаждение капли от комнатной температуры до  $-17^\circ\text{C}$  осуществляли путем обдува ее газообразным азотом, полученным при нагревании жидкого азота в криостате с помощью термоэлемента. Температуру измеряли хромель-копелевой термопарой с проводами, расположенными внутри микрошприца, на котором вывешивали каплю. Спектрально-энергетические процессы регистрировали с помощью оптической линейки (ООО «ЛОМО ФОТОНИКА» на основе ПЗС-линейки Toshiba TCD-1304) с временным разрешением 0.2 мс и спектральным разрешением 2 нм,



**Рис. 1.** Схема основных элементов лазерной установки: 1 – держатель капли с термопарой; 2 – осциллограф, подключенный к термопаре; 3 – фемтосекундный лазерный комплекс Avesta TETA-25 на кристалле иттербия; 4 – двухканальный генератор импульсов Г5-56; 5 – монохроматор с оптической линейкой и телескопом; 6 – высокоскоростная видеокамера MotionPro X4 (фирма REDLAKE); 7 – компьютер со специализированной программой обработки сигналов; 8 – генератор газообразного азота

а также скоростной видеокамеры MotionPro X4 (REDLAKE). Исследование генерации свечения СК водных растворов проводили на фемтосекундном лазерном комплексе Avesta TETA-25 с иттербиевым кристаллом (параметры импульса: длительность  $\tau = 280$  фс, энергия  $W = 150$  мкДж, длина волны  $\lambda = 1030$  нм, частота повторения импульсов  $\nu = 25$  кГц, длительность одного цуга импульсов  $t_{\text{tr}} = 0.2$  с).

Капли растворов с молекулами эозина и НЧС замораживали до температуры  $T = -17$  °С, а затем образовавшиеся льдинки возбуждали цугом фемтосекундных импульсов и регистрировали спектры свечения СК.

С целью получения СК производили оптическое сжатие излучения кварцевой линзой с фокусным расстоянием  $f = 50$  мм, в результате чего в водяной капле происходило образование филаментов внутри канала свечения СК с диаметром менее 100 мкм. Плотность мощности излучения импульса составляла величину порядка  $6.8 \cdot 10^{16}$  Вт/м<sup>2</sup>. Возбуждение свечения всегда осуществляли цугом фемтоимпульсов с периодом следования 40 мкс и суммарной длительностью цуга  $t_{\text{tr}} = 0.2$  с (всего  $5 \cdot 10^5$  импульсов в цуге).

### 3. Результаты и обсуждение

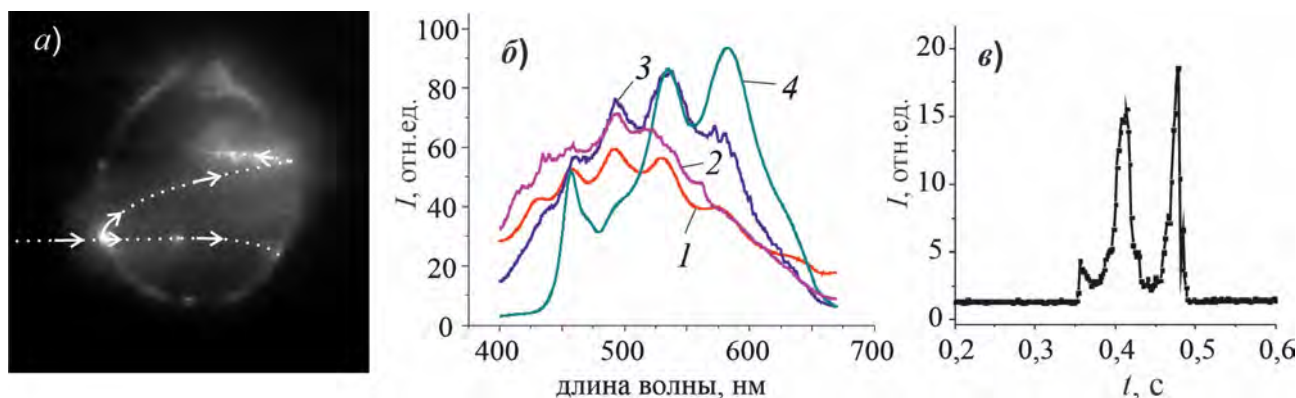
Изучение энергетических процессов при генерации СК в конденсированных средах в основном направлено на изучение жидких водных растворов [4, 7] в зависимости от температуры, наличия наночастиц металлов и других веществ. В нашей работе представляло интерес провести сравнительное исследование нелинейных процессов (оптических, тепловых) при генерации

СК в растворах эозина с НЧС при температурах вблизи нуля и в замороженных растворах. Поскольку молекулы красителей обладают высоким квантовым выходом, который можно специально усиливать с помощью плазмонных процессов в присутствии наночастиц благородных металлов (серебро, золото), поэтому при постоянных концентрациях ингредиентов их можно использовать как метод изучения процессов СК в водных растворах, а также в замороженных растворах.

В первой серии экспериментов были проведены исследования генерации СК при фемтосекундном лазерном воздействии на водные растворы эозина с концентрацией  $C_e = 2 \cdot 10^{-4}$  М в присутствии НЧС с концентрацией  $C_{\text{Ag}} \approx 10^{-12}$  М при низкой температуре. Мощность возбуждения водных растворов с НЧС и молекулами красителя составляла величину порядка  $< 1.0$  МВт без сжатия, а пиковая мощность импульса значительно превышала пороговую мощность самофокусировки в чистой дистиллированной воде, равную  $P_c = 0.63$  МВт [16] ( $P_c = c\lambda^2/(32\pi^2 n_2)$ , где  $n_2$  – нелинейный показатель преломления), что позволяло получать свечение СК при самофокусировке излучения с плотностью мощности порядка  $6.8 \cdot 10^{16}$  Вт/м<sup>2</sup> [17]. Молекулы эозина и НЧС в водный раствор были добавлены с целью воздействия плазмонного эффекта на процессы свечения флуоресценции раствора при генерации СК [18].

На рис. 2а представлен один из видеокадров водяной капли с выдержкой  $t_{\text{exp}} = 0.002$  с при температуре  $T = +2.0$  °С.

Свечение капли длится в течение возбуждающего лазерного цуга  $t_{\text{tr}} = 0.2$  с. В результа-



**Рис. 2.** Видеокадр водяной капли с эозином и НЧС (а). Стрелками показано распространение лазерного излучения после входа в каплю. Спектры (б) СК с огибающей кривой с фазовой модуляцией сигнала излучения в водяной капле при температуре  $T = 2.0$  °С: 1 и 2 – водяные капли чистой воды при разной мощности возбуждения; 3 и 4 – водяные капли с эозином без НЧС и в присутствии НЧС соответственно. Изменение (в) интегральной интенсивности свечения СК капли с эозином и НЧС за время цуга излучения  $t = 0.2$  с

те фокусировки линзой лазерного излучения ( $\lambda = 1030$  нм), падающего на поверхность капли, возникало яркое светящееся пятно белого цвета размером  $< 100$  мкм. Генерация свечения СК в этой точке обусловлена изменением коэффициента преломления на сферической поверхности капли при переходе воздух–вода. На фоне «силуэта» водяной сферической капли видны яркие филаменты свечения СК в разных областях капли. При вхождении луча в воду (указано стрелкой) регистрируется выброс паров воды в виде тумана. В верхней части капли пятна СК на входе проявляется трек преломленного луча (показано стрелкой), который по дуге «уходит» в верхнюю часть капли, где возникает филамент СК. По законам преломления луч отражается на внутренней границе вода–воздух и возникает генерация филамента СК с проблесками плазменных филаментов. В нижней части входного пятна СК лазерный луч остается горизонтальным, является продолжением возбуждающего луча (стрелка горизонтальная). В этом направлении по стрелке на некотором расстоянии от пятна СК регистрируется яркая светящаяся точка внутри капли, и далее луч искривляется и выходит из капли без генерации СК.

Можно рассмотреть два физических нелинейных процесса при распространении лазерного излучения в холодной капле при  $T = +2.0$  °С. Во-первых, есть часть входящего в каплю лазерного излучения, которая распространяется по законам линейной оптики по криволинейному треку (верхний луч на рис. 2а). Вместе с тем, мощность этого излучения уменьшилась и СК не регистрируется. Однако при переходе в точке преломления луча вода–воздух возникает дополнительная самофокусировка излучения и происходит генерация СК, которая быстро затухает, не доходя до центра капли. Во-вторых, вторая часть входящего излучения на нижней части пятна свечения СК (на рисунке нижняя часть), где в водяной среде возникает нелинейная самофокусировка инфракрасного излучения в некоторой точке на треке луча, где возникает свечение флуоресценции эозина ( $\lambda = 532$  нм) при двухфотонном возбуждении. Ниже этот вопрос будет дополнительно обсужден при исследовании процессов генерации СК в замороженной капле. Следует отметить, что при комнатной температуре в водяной капле таких процессов раздвоения луча не наблюдалось, а лишь появлялись хаотические тонкие филаменты плазменного искрового свечения и керровской нелинейной поляризации (см. статью [17]).

Таким образом, в охлажденной водяной капле вблизи температуры замерзания возникают различные нелинейные процессы преломления света и двухфотонного возбуждения процессов флуоресценции эозина с НЧС с филаментацией СК при переходе излучения в другую среду.

Известно, что филаменты СК лазерного излучения высокой интенсивности являются источниками широкополосного оптического излучения с максимумом на длине волны излучения. Поскольку в работе исследовались процессы генерации в водяных растворах с молекулами эозина и НЧС при интенсивном лазерном воздействии, представляло интерес получить сведения о спектральном составе СК при низкой температуре воды  $T = +2.0$  °С.

На рис. 2б представлены мгновенные спектры свечения СК в каплях чистой бидистиллированной воды при низкой температуре с уширением за счет фазовой модуляции излучения (рис. 2б, кривые 1 и 2), а также спектры СК с максимумами свечения в воде с молекулами эозина без НЧС (рис. 2б, кривая 3) и с НЧС (рис. 2б, кривая 4).

Возникновение фазовой модуляции в канале излучения со спектральным уширением СК будет сопровождаться спектральным излучением составляющих элементов в образцах разной физической природы. При анализе спектров генерации СК необходимо заметить, что самофокусировка сопровождается неконтролируемым изменением интенсивности фазы лазерного импульса, что приводит к сложной пространственной динамике лазерного луча, которая дополнительно осложняется флуктуацией излучения лазера [2]. Следовательно, в спектре будут наблюдаться хаотические изменения интенсивности свечения СК по фронту огибающей свечения СК. Таким образом, при регистрации спектров СК в диапазоне длин волн 400–700 нм на каждом кадре с выдержкой  $t_{\text{exp}} = 0.002$  с будет проявляться набор спектральных полос поглощения-излучения компонентов в канале СК. Так, исследуя особенности спектрального распределения максимумов свечения СК, можно выявить спектры СК чистой воды (рис. 2б, кривые 1 и 2). Полученные спектры хорошо известны, поскольку имеют эталонную научную ценность [4].

При наличии в растворе молекул эозина и НЧС происходит генерация свечения СК с возбуждением поверхностных локализованных плазмонов в НЧС, характеризуемое спектром рассеяния-излучения в диапазоне длин волн 420–460 нм (рис. 2б, кривая 3) [8, 18, 19]. На рис. 2б,

кривая 4, представлен спектр СК раствора эозина с НЧС. На этом спектре видно одновременное возбуждение усиленной флуоресценции молекул эозина в канале СК капли воды под влиянием плазмонов с максимумами на длинах волн 530 и 580 нм (рис. 2б, кривая 4), одновременно представлен спектр рассеяния-излучения НЧС в диапазоне длин волн 420–460 нм [20].

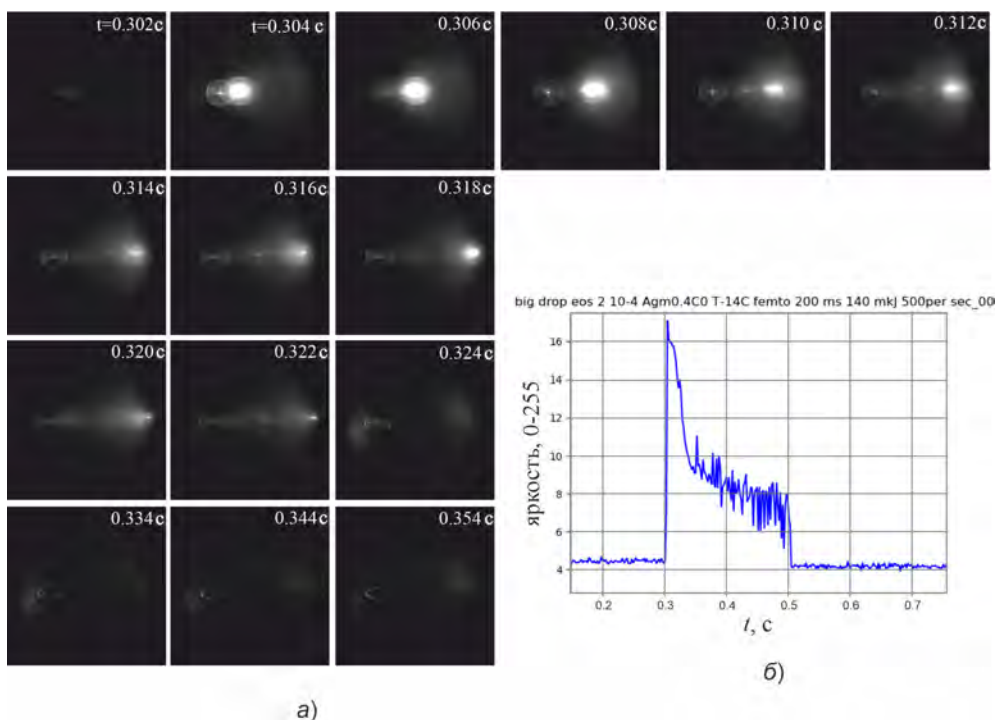
Таким образом, мгновенные спектры свечения СК растворов эозина с НЧС вблизи температуры замерзания ( $T = +2.0$  °С) отражают процессы генерации СК чистой воды и спектры СК двухфотонного возбуждения флуоресценции молекул эозина при плазмонном усилении флуоресценции под влиянием НЧС в растворе.

Следует заметить, что при изучении спектральных особенностей сверхкоротких импульсов в конденсированной среде, авторы в работе [21] показали, что спектральная динамика поддается моделированию. При этом моделирование возможно только для процессов генерации СК только при ультракоротких фемтосекундных лазерных импульсах из-за их сильной нелинейности, а также при образовании солитонов [22]. Поэтому при более длительных фемтосекундных возбуждениях СК можно исследовать только спектрально-временную эволюцию огибающей спектра излучения фемтосекундного импульса [2].

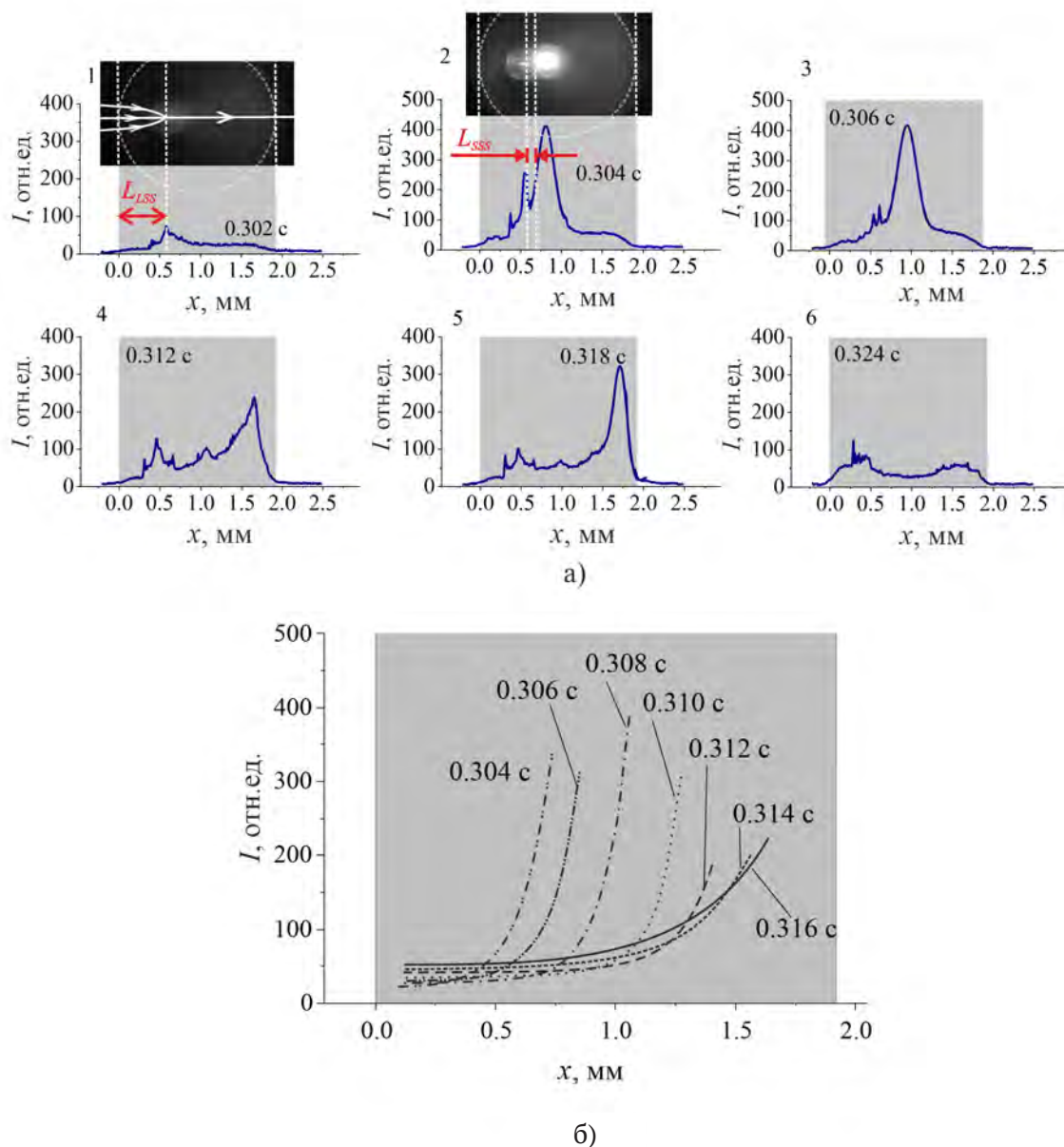
Совершенно по-иному происходят процессы генерации свечения СК в замороженных каплях с молекулами эозина ( $C_e = 2 \cdot 10^{-4}$  М) и НЧС ( $C_{Ag} \approx 10^{-12}$  М). На рис. 3а представлены видеокдры свечения СК льдинки (кадры записывались каждые  $t_{exp} = 0.002$  с) за время полного затухания СК в период текущего лабораторного времени от 0.302 с до 0.322 с от начала съемки ( $t_{sc} = 0.02$  с).

Рассмотрим оптические процессы преобразования энергии в льдинке при фемтосекундном лазерном возбуждении. Выше было показано, что канал свечения СК разбивается на отдельные светящиеся элементы (пиксели). Рассмотрим изменение интенсивности пикселей свечения СК вдоль канала излучения (площадь поперечного сечения которого равна  $7.85 \cdot 10^{-9}$  м<sup>2</sup>) по диаметру льдинки от времени и от координаты. Кроме того, определим закон уменьшения интегральной интенсивности пикселей (интенсивность сечения пикселей) в канале СК.

На рис. 4а представлены выборочно 6 профилей интенсивности свечения СК льдинки в разные моменты времени существования СК полной длительностью  $t_{sc} = 0.02$  с от зарождения до полного затухания. Полное время воздействия цуга лазерного излучения на льдинку составляет при этом  $t_{tr} = 0.2$  с.



**Рис. 3.** Видеокдры (а) свечения СК замороженной сферической капли при температуре  $-17$  °С с молекулами эозина и НЧС вдоль диаметра льдинки с указанием момента времени съемки. Кинетическая кривая изменения интенсивности свечения СК (б)



**Рис. 4.** Профили (а) интенсивности свечения СК вдоль диаметра льдинки с временным шагом  $\Delta t = 0.002$  с (для кадров с рис. 3а). На первом профиле (1) представлена оптическая длина  $L_{LSS}$  крупномасштабной фокусировки излучения лазера, входящего в льдинку. На профиле (2) интенсивности свечения СК указано расстояние мелкомасштабной фокусировки  $L_{SS}$ . Кинетика затухания (б) фронтов свечения СК по координате вдоль диаметра льдинки

Было установлено, что максимумы профилей интенсивности свечения СК сначала (покадрово) резко увеличиваются, а затем начинают уменьшаться, при этом перемещаясь вдоль диаметра льдинки до полного исчезновения за время 0.02 с. Были рассчитаны площади профилей пикселей, пропорциональные интенсивности СК, без учета фонового рассеяния света. Рассмотрим особенности зарегистрированных интенсивностей пикселей СК.

На первом кадре (рис. 4а, профиль (1), момент времени  $t_1 = 0.302$  с) зарегистрировано появление первого пикселя в канале свечения СК. Можно заметить, что первый пиксель (1) появляется не на нулевой координате  $x_0 = 0.0$  мм, а смещен на некоторое расстояние вглубь капли. Появление первого пикселя СК, очевидно, обусловлено самофокусировкой фемтосекундного лазерного луча на расстоянии  $L_{LSS}$  при переходе из воздушной среды в льдинку с последующей

керровской нелинейной поляризацией среды и многофотонными процессами [2, 7]. Действительно, после входа лазерного излучения из воздуха в льдинку, происходит нелинейная самофокусировка излучения лазера во льду с образованием пикселя свечения СК. На рис. 4а для профиля (1) изображена оптическая схема фокусировки лазерного луча на сферической поверхности льдинки в виде пятна с линейными размерами < 100 мкм, подобно тому, как и на поверхности охлажденной капли на рис. 2 с добавочным изображением второй светящейся точки СК в объеме водяной капли. Представленная оптическая схема (1) самофокусировки в объеме льдинки на рис. 4а указывает траекторию луча в льдинке после преломления во льду в точке на оптической оси льдинки.

Возникновение начального пикселя свечения СК связано с преломлением лазерного импульса на поверхности льдинки и его фокусированием, которое определяется величиной нелинейного коэффициента преломления света внутри льда:

$$n^* = n_0 + n_2 I_L(t), \tag{1}$$

где  $n_0$  – линейный табличный коэффициент преломления льда,  $n_0 = 1.32$ ;  $n_2$  – нелинейный коэффициент преломления,  $n_2 = 4.1 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт [23];  $I_L(t)$  – плотность мощности излучения, падающего на поверхность льдинки в результате сжатия лазерного импульса после фокусирующей линзы в воздухе (см. методику). Используя математическую модель работ [4, 24], оценим величину фокусного расстояния при так называемой макромасштабной критической самофокусировке фемтосекундного излучения лазера после нелинейного преломления излучения во льду по формуле:

$$L_{LSS} = \frac{0.367kr^2}{\left\{ \left[ \sqrt{\frac{P_0}{P_{cr}}} - 0.852 \right]^2 - 0.0219 \right\}^{1/2}} \tag{2}$$

где  $L_{LSS}$  – расстояние самофокусировки на главной оптической оси;  $P_0$  – мощность излучения;  $r = 50$  мкм – радиус пучка;  $P_{cr}$  – критическая мощность самофокусировки. Пиковая энергия в воде [4] для энергии лазерного импульса с  $\lambda = 1032$  нм равна  $W = 150$  мкДж, длительность импульса  $\tau = 280$  фс, тогда пиковая мощность излучения:

$$P_0 = \frac{E}{\tau} = 536 \text{ МВт}. \tag{3}$$

Критическую мощность излучения находим по Кандидову [4]:

$$P_{cr} = R_{cr} \frac{\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} = 2.96 \text{ МВт}. \tag{4}$$

Тогда расстояние самофокусировки излучения и образования во льду фокуса первого пикселя  $L_{LSS} = 0.44$  мм

Рассматривая профиль свечения СК (рис. 4а, профиль (1)), можно заметить, что расстояние до фокуса  $L_{LSS}$  от поверхности льдинки совпадает с расстоянием макромасштабной самофокусировки [23, 24] лазерного излучения во льду, которое находится примерно на расстоянии  $0.44 \div 0.55$  мм от поверхности капли и совпадает с действительным положением первого светящегося пикселя. Таким образом, совпадение экспериментальных значений с параметрами моделирования нелинейных процессов самофокусировки правильно отражает физические явления при генерации СК в сферической льдинке.

Рассматривая покадрово все пиксели за время генерации и затухания СК  $t_{sc} = 0.02$  с, можно заметить, что первый пиксель (1) остается неподвижным на расстоянии  $0.44 \div 0.55$  мм от поверхности льдинки в течение всего времени существования СК. Ранее в работе [17] было проведено исследование генерации СК при низкой температуре с НЧ серебра в воде и показано, что максимум свечения СК движется в среде со скоростью тепловой волны. В настоящем исследовании было установлено, что при фемтосекундном возбуждении СК льда с молекулами эозина (см. методику) сначала возникает свечение одного первого неподвижного пикселя СК в точке самофокусировки  $L_{LSS}$ . При этом на всех профилях (1–6) координата первого пикселя СК не смещается и интенсивность этого пикселя практически не меняется.

Было предположено, что причиной существования неподвижного пикселя свечения СК в первом кадре является свечение флуоресценции молекул эозина после воздействия на льдинку цуга высокоинтенсивных импульсов фемтосекундного лазера. Поскольку излучение лазера (кристалл иттербия) происходит на длине волны  $\lambda = 1030$  нм, то возбуждение молекулярной флуоресценции молекул эозина ( $\lambda_{ex} = 570$  нм) могло произойти только при двухфотонном возбуждении красителя. Таким образом, при нелинейной самофокусировке цуга лазерных импульсов внутри льдинки происходит генерация двухфотонной флуоресценции молекул эозина с

постоянной интенсивностью свечения. Поскольку время жизни флуоресценции молекул эозина составляет ~ 5 нс, то свечение флуоресценции остается квазинепрерывным под влиянием цуга фемтосекундных лазерных импульсов.

На рис. 4а, профиль (2) изображен профиль свечения СК льдинки, полученный при анализе следующего видеокadra, который состоит уже из двух максимумов свечения СК: сложный по форме пиксель с меньшей интенсивностью на координате 0.4–0.5 мм, который виден еще на предыдущем профиле, и за ним возникает второй на координате ~ 0.66 мм. Меньший по интенсивности пиксель был отождествлен как максимум свечения флуоресценции эозина при двухквантовом фемтосекундном лазерном возбуждении красителя. Второй, больший максимум на профиле (2), указывает на нелинейное нарастание скорости возмущений амплитуды свечения СК, в пределах которого возможен рост мелкомасштабных возмущений показателя преломления [25]. Рассматривая развитие интенсивности внутри второго профиля (2) в точках с координатами вдоль лазерного канала СК  $x = 0.4 \div 0.5$  мм и  $x = \sim 0.66$  мм, можно по формулам [23–25] оценить координатное смещение нарастания мелкомасштабной самофокусировки излучения в СК:

$$\frac{L_{LSS}}{L_{SSS}} \approx \sqrt{\frac{P_0}{P_{cr}}}, \quad (5)$$

где  $P_0/P_{cr}$  – отношение мощностей полной и критической, вычисленных по формулам (3–4);  $L_{LSS}/L_{SSS}$  – отношение длин крупномасштабной и мелкомасштабной самофокусировки. В этом случае  $L_{SSS} \sim 0.033$  мм – связана с нарастанием амплитуды нелинейной самофокусировки при изменении показателя преломления. Из анализа графиков (рис. 4а) можно оценить, что экспериментальное значение мелкомасштабной самофокусировки составляет  $L_{SSS} \sim 0.1$  мм, что в ~ 3 раза больше вычисленного значения нарастания интенсивности СК. Необходимо заметить, что нарастание интенсивности происходит по сложной зависимости, что указывает на нелинейные процессы преобразования энергии в льдинке при генерации СК. Так, например, на рис. 4б представлены кинетические кривые нарастания интенсивности переднего фронта свечения СК льдинки, рассчитанные по экспоненциальному закону, в различных координатах льдинки от времени покадровой регистрации. Можно заметить (рис. 4б), что покадровая кинетика

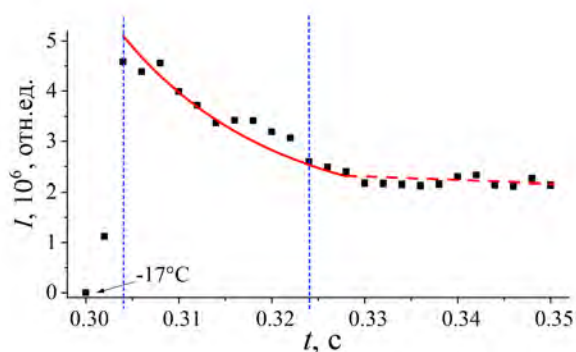
затухания свечения СК льдинки замедляется и проявляется «затяжка» времени затухания свечения СК после окончания процесса. Можно предположить, что изменение скорости затухания СК во льду происходит в результате нагревания льдинки, что вызывает соответствующее изменение показателя преломления. Возникающая тепловая нелинейность, как известно [26], представляет собой существенно нелокальный эффект, а именно: из-за переноса теплоты температура изменяется не только в объеме, где происходит поглощение лазерного излучения, но и в соседних областях [27–29].

Таким образом, исследованные оптические нелинейные процессы кинетики покадрового затухания свечения СК образцов льдинки показывают значительное влияние тепловых процессов при фокусировке и дефокусировке излучения внутри канала генерации СК. Известно, что дефокусировка бывает в жидкостях или твердых телах при тепловой нелинейности – уменьшение показателя преломления, что в этом случае обусловлено нагреванием среды под действием лазерного излучения. Так, за время ~ 40 мкс до появления следующего импульса в цуге происходит диссипация энергии СК в виде радиальной передачи тепловой энергии из объема лазерного канала в результате распада нелинейной керровской поляризации ( $\tau \sim 10^{-15}$  с). За время экспозиции каждого кадра на каплю действует цуг лазерного излучения из 50 импульсов, при этом в канале возбуждения и около него возрастает температура и изменяется показатель преломления. Далее, через время  $t_{sc} = 0.02$  с свечение СК деградирует по указанным причинам и после исчезновения в льдинке свечения СК наблюдается слабо затухающее рассеянное свечение льда с практически не изменяющейся интенсивностью.

Представляло интерес оценить величину термодинамической температуры в пространственно-временных координатах канала СК, в которых происходит полная деградация когерентного излучения суперконтинуума. С этой целью в работе были измерены покадрово площади всех зарегистрированных пикселей свечения СК исследованных образцов льдинок в единицах интегральной интенсивности свечения пикселей.

На рис. 5 показан график изменения интегральной интенсивности свечения пикселей СК за полное время  $t_{sc} = 0.02$  с существования СК с аппроксимацией экспоненциальной функцией





**Рис. 5.** График затухания интегральной интенсивности свечения пикселей суперконтинуума льдинки с молекулами эозина ( $C = 2 \cdot 10^{-4}$  М) и НЧ серебра ( $C_{Ag} \approx 10^{-12}$  М) при начальной температуре  $-17^\circ\text{C}$ . На временной шкале штриховыми линиями указан диапазон генерации свечения суперконтинуума

$$I(t) = I_0 + A_1 \cdot \exp\left(-\frac{t - t_1}{t_0}\right), \quad (6)$$

где  $I_0$  – интегральная интенсивность после затухания филамента СК, фоновый уровень;  $A_1$  – максимальное увеличение интенсивности СК относительно фонового уровня  $I_0$  в момент времени  $t_1$  – начала генерации СК;  $t_0$  – среднее время затухания СК льдинки после возбуждения.

При исследовании интенсивности свечения СК в канале вдоль диаметра льдинки в различное время регистрации было установлено (рис. 5), что сначала интенсивность пикселей СК быстро возрастает, достигая некоторого максимума, и далее экспоненциально затухает согласно формуле (6). Резкое возрастание генерации СК указывает на образование второго пикселя свечения (рис. 4а, профиль (2)), и достигает максимума в точке с координатой примерно 1.0 мм, где возникает нелинейная керровская поляризация [2] (в точке фокусировки лазерного излучения). После этого интенсивности последующих пикселей генерации СК со временем уменьшаются и смещаются вдоль координаты канала свечения СК. Средняя скорость смещения максимумов свечения пикселей СК вдоль диаметра льдинки составляет:  $v_1 = 1.92 \text{ мм}/0.018 \text{ с} = 106.6 \text{ мм}/\text{с} \approx 0.11 \text{ м}/\text{с}$ .

Следует заметить, что наблюдаемый на рис. 5 разброс интегральных значений интенсивности пикселей процесса генерации СК, которые представляют собой световодный канал со сверхшироким спектром, является стохастическим из-за модуляционной неустойчивости в среде с керровской кубической нелинейностью [2, 3]. При этом возможные физические процессы, приво-

дящие к уменьшению интенсивности свечения СК, происходят в результате процессов рассеяния энергии, полученной при поглощении излучения в нелинейной среде (электрон-фононное, разрушение анизотропии среды в световом поле и др.) и рассеяния энергии с генерацией тепловой волны в пределах канала СК.

Таким образом, возникающий оптический нагрев льда в результате генерации СК может вызывать тепловые процессы в канале свечения СК, скорость распространения которых будет определяться градиентом температуры и значениями коэффициентов температуропроводности среды. Как показано выше (формула (6)), затухание интегральной интенсивности генерации СК в льдинке описывается экспоненциальной зависимостью, одновременно с этим так же будут развиваться тепловые процессы по известным законам генерации и передачи тепла при лазерном воздействии [30–32]:

$$C_{(v)} \frac{\partial T}{\partial t} - a \Delta T = \delta \cdot I_L(r) \quad (7)$$

$T$  – термодинамическая температура;  $C_{(v)} = 1.812 \cdot 10^6 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$  – средняя удельная теплоемкость льда при  $-17^\circ\text{C}$ ;  $t$  – длительность воздействия излучения;  $a$  – температуропроводность;  $\delta$  – коэффициент поглощения льда на длине волны лазерного излучения ( $\delta = 10 \text{ м}^{-1}$  [33]);  $I_L(r)$  – интенсивность излучения лазера в пучке радиусом  $r$ . При импульсном фемтосекундном лазерном воздействии на льдинку можно пренебречь температуропроводностью  $a$ , а соответственно и вторым слагаемым в уравнении (7), и рассчитывать мгновенную температуру при генерации СК за короткий промежуток времени [21, 23, 34]. При этом все градиенты температуры между молекулами и НЧС за время регистрации свечения одного пикселя СК ( $t_{\text{exp}} = 0.002 \text{ с}$ ) будут нивелированы из-за быстрого переноса энергии. Можно также пренебречь теплоемкостью и массой молекул эозина и НЧС в генерируемом СК.

Рассчитаем увеличение температуры на оси льдинки за все время воздействия цуга электромагнитного импульса лазера из уравнения, считая, что за это время установилось стационарное температурное поле [23]:

$$\Delta T_{\text{fin}} = \frac{\delta I r^2}{\kappa}, \quad (8)$$

где  $\delta$  – коэффициент поглощения льда на длине волны излучения лазера,  $\langle I \rangle = Wv/S = 4.78 \cdot 10^8 \text{ Вт}/\text{м}^2$  – средняя плотность мощности излучения за

время действия цуга,  $S$  – площадь сечения лазерного пучка  $S = \pi r^2$ ,  $\kappa = 2.34$  Вт/(м·К) – коэффициент теплопроводности льда. Получим, что  $\Delta T_{fin} = 5.1$  К, т. е. температура на оси капли увеличилась до  $-11.9$  °С.

Используя данные об экспоненциальной зависимости затухания свечения СК на рис. 5, считая, что интенсивность свечения пропорциональна температуре, и учитывая полученные данные о том, что начальная температура равна  $-17$  °С, а температура насыщения  $-11.9$  °С, можно оценить первоначальное резкое увеличение температуры в канале за время  $0.002$  с, когда температура достигла максимального значения, а более инерционные процессы теплопроводности еще не проявили себя. Максимальному значению интенсивности на графике соответствует температура  $-6.0$  °С.

Сделаем также оценку температуры для момента максимальной интенсивности пикселя свечения СК на координате льдинки  $x \sim 0.8$  мм от поверхности, учитывая, что нагрев идет за счет линейного поглощения энергии излучения 50-ти импульсов лазера в цуге за время  $t_{exp} = 0.002$  с. Учитывая, что расстояние, на которое распространяется нагрев за счет теплопередачи можно оценить как  $l = (a \cdot t_{exp})^{1/2} \approx 51$  мкм [35], то в канале радиусом  $r + l$  среднее увеличение температуры будет равно:

$$\Delta T_{ch} = \frac{(1 - \exp(-\delta 2R)) W v t_{exp}}{C_{(v)} \pi (r + l)^2 2R} \approx 1.3 \text{ °С,}$$

но следует учитывать неравномерное распределение тепла в этом объеме.

Также можно оценить среднее конечное приращение температуры во всем объеме нагретого льда после распада СК за время  $t_{sc} = 0.02$  с, которое оказалось равным всего лишь  $\Delta T = 0.2$  °С, поэтому в таких задачах необходимо учитывать, что температурное поле в объеме капли распределено неравномерно. За указанное время произошло полное исчезновение свечения СК льдинки в результате сложных физических процессов рассеяния энергии: распад нелинейной поляризации, рассеяние оптической и тепловой энергии и пр. Одним из индикаторов необратимого рассеяния энергии в СК льдинки была регистрация появления рассеянного свечения льдинки в целом, что может быть обусловлено тепловым нагревом льда без видимого расплавления после воздействия цугом импульсов длительностью  $t_{tr} = 0.2$  с.

Таким образом, после первого импульса и фокусировки лазерного луча в результате до-

полнительного преломления на сферической поверхности замороженной капли воды с молекулами эозина и НЧС возникает усиление СК с максимальной интенсивностью. За время существования свечения СК льда ( $t_{sc} = 0.02$  с) происходит нагревание льдинки в лазерном канале от  $-17$  до  $-11.9$  °С.

Появление градиента температуры в лазерном канале с молекулами эозина и НЧС после фемтосекундного лазерного фотовозбуждения среды позволяет смоделировать процессы генерации тепловой волны в нелинейной среде, а именно, рассчитать скорость распространения тепловой волны согласно уравнению [30]:

$$v = \sqrt{\frac{\kappa}{C_{(v)} \tau_r}}, \quad (9)$$

где  $v$  – скорость распространения тепловой волны;  $\kappa = 2.34$  Вт/(м·К) – теплопроводность льда при  $-17$  °С;  $C_{(v)} = C\gamma$  – объемная теплоемкость льда, где  $C = 1.972 \cdot 10^3$  Дж/(кг·К) – удельная теплоемкость льда;  $\gamma = 919$  кг/м<sup>3</sup> – плотность льда;  $\tau_r = 1 \cdot 10^{-5}$  с – время диэлектрической релаксации льда [36]. Вычисления показывают, что  $v \approx 0.359$  м/с.

Таким образом, до полного распада СК в нагретом лазером льду с эозином и НЧС происходит генерация тепловой волны со скоростью  $v = 0.11$  м/с, значение которой практически совпадает с теоретическим значением скорости процесса распространения тепловой волны во льду.

#### 4. Выводы

В работе изучены оптические нелинейные процессы в водяной и замерзшей капле – льдинке с молекулами эозина и НЧС в момент генерации суперконтинуума (СК) при фемтосекундном лазерном воздействии на среду. В результате было установлено следующее:

1. Под воздействием цуга (длительность  $t_{tr} = 0.2$  с) фемтосекундных импульсов при плотности мощности порядка  $6.8 \cdot 10^{16}$  Вт/м<sup>2</sup> ( $\lambda = 1030$  нм) на сферическую водяную каплю с температурой  $+2.0$  °С, содержащей эозин и НЧС, наблюдался спектр когерентного излучения СК с фазовой модуляцией и спектром плазмонов НЧС в области длин волн  $420$ – $460$  нм. Генерация поверхностных плазмонов на НЧС капли приводило к усилению интенсивности двухфотонной флуоресценции молекул эозина в филаментах свечения СК.

2. Воздействие цуга лазерного излучения на льдинку с эозином и НЧС при  $-17$  °С приводило

к его самофокусировке после перехода через границу воздух-лед и генерированию когерентного белого свечения СК. С помощью высокоскоростной видеокамеры регистрировались пиксели покадрового свечения СК льдинки с временным шагом  $t_{\text{exp}} = 0.002$  с до полного затухания свечения СК за время  $t_{\text{sc}} = 0.02$  с. После этого наблюдалось только затухающее рассеянное свечение льдинки без СК за время  $t_{\text{tr}} = 0.2$  с.

3. При анализе геометрии самофокусировки свечения первых пикселей СК были определены расстояние нелинейной крупномасштабной самофокусировки  $L_{\text{LSS}} \sim 0.44\text{--}0.55$  мм и экспериментальное значение расстояние мелко-масштабной самофокусировки  $L_{\text{SSS}} \sim 0.1$  мм излучения, которые указывают на высокую скорость нарастания интенсивности излучения в канале СК на первых двух пикселях. При повторении импульсов возбуждения с темновым периодом  $t \sim 40$  мкс происходило превышение тепловой нелинейности над электронной, что вызывало ускорение диссипации энергии в канале СК. На последующих кадрах наблюдается также временная экспоненциальная затяжка затухания свечения на пикселях свечения СК вдоль канала генерации в результате процессов теплопроводности.

4. При моделировании процесса генерации СК был установлен экспоненциальный закон его затухания после воздействия лазерным импульсом и определена мгновенная максимальная температура в случае первого пикселя свечения СК льдинки, равная  $T_{\text{max}} = -6.0$  °С. Установившаяся температура льда в канале излучения после затухания СК равна  $T \approx -11.9$  °С. Таким образом, было установлено, что льдинка после воздействия фемтосекундным цугом электромагнитного импульса не расплавилась.

5. Кинетика свечения пикселей СК вдоль диаметра льдинки с эозином и НЧС указывает на существование температурного градиента, который приводит к генерированию тепловой волны в нелинейной среде, распространяющейся, согласно моделированию, со скоростью  $v \approx 0.359$  м/с. Сравнение величин скоростей содержательного моделирования и реального значения скорости показывает, что  $v_1 \sim v$ .

Таким образом, полученные результаты исследования фемтосекундной генерации СК льдинки с эозином и НЧС показали, что тепловая оптическая нелинейность возникает, развивается и деградирует за время жизни СК во льду.

## Заявленный вклад авторов

Мыслицкая Н. А. – проведение исследования, обработка экспериментальных данных, подготовка рисунков, проведение расчетов, написание текста. Цибульникова А. В. – проведение исследования, обсуждение результатов. Слежкин В. А. – приготовление образцов, проведение исследования, обсуждение результатов, написание текста. Самусев И. Г. – концепция исследования, методология исследования, обсуждение результатов. Брюханов В. В. – научное руководство, концепция исследования, развитие методологии, написание обзора, проведение расчетов, написание текста, итоговые выводы.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет известных финансовых конфликтов интересов или личных отношений, которые могли бы повлиять на работу, представленную в этой статье.

## Список литературы

1. Alfano R. R., Shapiro S. L. Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass. *Phys. Rev. Lett.* 1970;24(11): 584–587. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.584>
2. Желтиков А. М. Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами. *Успехи физических наук*, 2006;176(6): 623–649. <https://doi.org/10.3367/ufnr.0176.200606d.0623>
3. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics Reports*, 2007;441(2-4): 47–189. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.12.005>
4. Кандидов В. П., Шлемов С. А. Явление филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов и его практические приложения. В книге: Панченко В. Я. (ред.) *Глубокое каналирование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе*. М.: Интерконтакт Наука; 2009. с. 185–266.
5. Chin S. L. *Femtosecond Laser Filamentation*. N.Y.: Springer; 2010. 130 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-1-4419-0688-5>
6. Чекалин С. В., Кандидов В. П. От самофокусировки световых пучков — к филаментации лазерных импульсов. *Успехи физических наук*. 2013;183(2): 133–152. <https://doi.org/10.3367/UFNR.0183.201302b.0133>
7. Апексимов Д. В., Букин О. А., Быкова Е. Е., Гейнц Ю. Э., Голик С. С., Землянов Ал. А., Землянов А. А., Ильин А. А., Кабанов А. М., Матвиенко Г. Г., Ошлаков В. К., Соколова Е. Б., Хабибуллин Р. Р.

Взаимодействие гигаваттных лазерных импульсов с водными каплями. *Прикладная физика*. 2011;6: 13–21. Режим доступа: <http://applphys.orion-ir.ru/appl-11/11-6/PF-11-6-13.pdf>

8. Кудряшов С. И., Самохвалов А. А., Агеев Э. И., Вейко В. П. Сверхбыстрая широкополосная нелинейная спектроскопия коллоидного раствора золотых наночастиц *Письма в ЖЭТФ*. 2019;109(5): 301–305. <https://doi.org/10.1134/S0370274X19050047>

9. Hoppius J. S., Maragkaki S., Kanitz A., Gregoric P., Gurevich E. L. Optimization of femtosecond laser processing in liquids. *Applied Surface Science*. 2019;467–468: 255–260. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.10.121>

10. Liu W., Kosareva O., Golubtsov I. S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V. P., Chin S. L. Femtosecond laser pulse filamentation versus optical breakdown in H<sub>2</sub>O. *Applied Physics B: Lasers and Optics*. 2003;76(3): 215–229. <https://doi.org/10.1007/s00340-002-1087-1>

11. Driben R., Husakou A., Herrmann J. Supercontinuum generation in aqueous colloids containing silver nanoparticles. *Optics Letters*. 2009;34(14): 2132–2134. <https://doi.org/10.1364/OL.34.002132>

12. Sutherland R. L. *Handbook of Nonlinear Optics*. 2nd Edition. CRC Press; 2003. p. 337–499. <https://doi.org/10.1201/9780203912539>

13. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. *Физическая оптика*. М.: Наука, 2004. 656 с.

14. Беспрозванных В. Г. Первадчук В. П. *Нелинейная оптика: учеб. пособие*. Пермь: Изд-во Перм. гос. техн. ун-та; 2011. 200 с.

15. Zhai S., Huang L., Weng Z., Dai W. Parabolic two-step model and accurate numerical scheme for nanoscale heat conduction induced by ultrashort-pulsed laser heating. *Journal of Computational and Applied Mathematics*. 2020;369: 112591. <https://doi.org/10.1016/j.cam.2019.112591>

16. Lee Smith W., Liu P., Bloembergen N. Superbroadening in H<sub>2</sub>O and D<sub>2</sub>O by self-focused picosecond pulses from a YAlG: Nd laser. *Physical Review A*. 1977;15(6): 2396–2403. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.15.2396>

17. Myslitskaya N. A., Tcibul'nikova A. V., Slezhkin V. A., Samusev I. G., Antipov Ju. N., Bryukhanov V. V. Generation of supercontinuum in filamentation regime in a water droplet containing silver nanoparticles at low temperature. *Optics and spectroscopy*. 2020;128(12): 1954–1962. <https://doi.org/10.1134/s0030400x20120978>

18. Климов В. В. *Наноплазмоника*. М.: Физматлит; 2009. 480 с.

19. Балькин В. И., Мелентьев П. Н. Оптика и спектроскопия единичной плазмонной наноструктуры. *Успехи физических наук*. 2018;188(2): 143–168. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.06.038163>

20. Мыслицкая Н. А., Боркунов Р. Ю., Царьков М. В., Слежкин В. А., Самусев И. Г., Брюханов В. В. Спектральная и температурная динамика процессов в водной капле, содержащей молекулы озона и наночастицы серебра, при лазерном возбуждении в ИК- и видимом диапазоне. *Журнал физической химии*. 2019;93(8): 1224–1231. <https://doi.org/10.1134/s004445371908020x>

21. Bespalov V. G., Kozlov S. A., Shpolyanskiy Yu. A., Walmsley I. A. Simplified field wave equations for the nonlinear propagation of extremely short light pulses. *Physical Review A*. 2002;66: 013811. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.66.013811>

22. Розанов Н. Н., Высотина Н. В., Шацев А. Н., Десятников А. С., Шадривов И. В., Носков Р. Е., Кившарь Ю. С. Дискретные волны переключения и диссипативные солитоны в когерентно возбуждаемых наноструктурах и материалах. *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. 2012;4(80): 1–12. Режим доступа: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=17799659>

23. Сизмин Д. В. *Нелинейная оптика*. Саров: СарФТИ; 2015, 146 с.

24. Marburger J. H. Self-focusing: Theory. *Progress in Quantum Electronics*. 1975;4(1): 35–110. [https://doi.org/10.1016/0079-6727\(75\)90003-8](https://doi.org/10.1016/0079-6727(75)90003-8)

25. Беспалов В. И., Таланов В. И. О нитевидной структуре пучков света в нелинейных жидкостях. *Письма в ЖЭТФ*. 1966;3: 471–475. Режим доступа: [http://jetpletters.ru/cgi-bin/articles/download.cgi/782/article\\_12073.pdf](http://jetpletters.ru/cgi-bin/articles/download.cgi/782/article_12073.pdf)

26. Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. *Прикладная нелинейная оптика*. 2-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ; 2004. 512 с.

27. Шен И. Р. *Принципы нелинейной оптики*: пер. с англ. / под ред. С. А. Ахманова. М.: Наука; 1989. 560 с.

28. Boyd R. W. *Nonlinear optics*. 3rd ed. Boston: Academic Press; 2007. 640 p.

29. Лыков А. В. *Теория теплопроводности*. М.: Высшая школа; 1966. 592 с.

30. Tabiryan N. V., Luo W. Soret feedback in thermal diffusion of suspensions. *Physical Review E*. 1998;57(4): 4431–4440. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.57.4431>

31. Baffou G., Rigneault H. Femtosecond-pulsed optical heating of gold nanoparticles. *Physical Review B*. 2011;84: 035415-1-13. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.035415>

32. Warren S. G., Brandt R. E. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation. *Journal of Geophysical Research*. 2008;113(D14220). <https://doi.org/10.1029/2007JD009744>

33. Brown A. M., Sundararaman R., Narang P., Goddard III W. A., Atwater H. A. Ab initiophonon coupling and optical response of hot electrons in plasmonic metals. *Physical Review B*. 2016;94(7): 075120-1–075120-10. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.075120>

34. Кухлинг Ч. *Справочник по физике*. Пер. с нем. М.: Мир; 1982. 519 с.

35. Либенсон М. Н., Яковлев Е. Б., Шандыбина Г. Д. *Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Часть II. Лазерный нагрев и разрушение материалов. Учебное пособие / под общей редакцией В. П. Вейко*. СПб: НИУ ИТМО; 2014. 181 с.

36. Johari G. P., Whalley E. The dielectric properties of ice Ih in the range 272–133 K. *The Journal of Chemical Physics*. 1981;75(3): 1333-1340. <https://doi.org/10.1063/1.442139>

### Информация об авторах

*Мыслицкая Наталья Александровна*, к. ф.-м. н., с. н. с. Научно-образовательного центра «Фундаментальная и прикладная фотоника. Нанопотоника», Институт физико-математических наук и информационных технологий, Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Российская Федерация; доцент кафедры физики, Калининградский государственный технический университет, Калининград, Российская Федерация; e-mail: [myslitskaya@gmail.com](mailto:myslitskaya@gmail.com). ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0001-6701-5328>.

*Цибульникова Анна Владимировна*, к. ф.-м. н., с. н. с. Научно-образовательного центра «Фундаментальная и прикладная фотоника. Нанопотоника», Институт физико-математических наук и информационных технологий, Балтийский феде-

ральный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Российская Федерация; e-mail: [anna.tsibulnikova@mail.ru](mailto:anna.tsibulnikova@mail.ru). ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0001-8578-0701>.

*Слежкин Василий Анатольевич*, к. х. н., с. н. с. Научно-образовательного центра «Фундаментальная и прикладная фотоника. Нанопотоника», Институт физико-математических наук и информационных технологий, Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Российская Федерация; доцент кафедры химии, Калининградский государственный технический университет, Калининград, Российская Федерация; e-mail [vslezhkin@mail.ru](mailto:vslezhkin@mail.ru). ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0002-2801-7029>.

*Самусев Илья Геннадьевич*, к. ф. - м. н., руководитель Научно-образовательного центра «Фундаментальная и прикладная фотоника. Нанопотоника», Институт физико-математических наук и информационных технологий, Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Российская Федерация; e-mail: [is.cranz@gmail.com](mailto:is.cranz@gmail.com). ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0001-5026-7510>.

*Брюханов Валерий Вениаминович*, д. ф.-м. н., профессор, в. н. с. НОЦ «Фундаментальная и прикладная фотоника. Нанопотоника», Институт физико-математических наук и информационных технологий, Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Российская Федерация; e-mail: [bryukhanov\\_v.v@mail.ru](mailto:bryukhanov_v.v@mail.ru). ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0003-4689-7207>.

*Поступила в редакцию 20.11.2020; одобрена после рецензирования 29.03.2021; принята к публикации 15.05.2021; опубликована онлайн 25.06.2021.*