# Продольный профиль люминесцентных треков, индуцированных лазерными филаментами в кристалле LiF

А.В. Кузнецов<sup>1</sup>, Е.Ф. Мартынович<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Иркутский филиал ФГБУН Института лазерной физики СО РАН, 664033, Россия, г. Иркутск, ул. Лермонтова, д. 130a

## Аннотация

Филаментация фемтосекундных лазерных импульсов в кристалле фторида лития LiF приводит к формированию люминесцентных треков из центров окраски, таких как  $F_2$ - и  $F_3^+$  - центры. Формирование треков применяется для создания оптических микроструктур в объеме кристалла, например, микроволноводов. При многоимпульсном облучении наблюдается увеличение длины треков. В данной теоретической работе при помощи численного моделирования показано, что нелинейность зависимости наблюдаемой интенсивности люминесценции центров окраски от их концентрации играет роль в видимом удлинении треков, наряду с другими известными механизмами.

Ключевые слова: люминесценция, филаментация, центр окраски, LiF.

<u>Цитирование</u>: Кузнецов, А.В. Продольный профиль люминесцентных треков, индуцированных лазерными филаментами в кристалле LiF / A.B. Кузнецов, Е.Ф. Мартынович // Компьютерная оптика. – 2025. – Т. 49, № 4. – С. 560-565. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1589.

<u>Citation</u>: Kuznetsov AV, Martynovich EF. Longitudinal profile of luminescent tracks induced by laser filaments in LiF crystal. Computer Optics 2025; 49(4): 560-565. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1589.

#### Введение

Фторид лития (LiF) используется как оптический материал благодаря прозрачности в ультрафиолетовой спектральной области до 120 нм и относительно низкой гигроскопичности. LiF способен приобретать окраску и фотолюминесцентные свойства под действием ионизирующих излучений, что объясняется формированием особых микроскопических дефектов в кристаллической решётке – центров окраски [1]. После появления лазеров, генерирующих интенсивные световые импульсы с длительностью порядка десятков-сотен фемтосекунд, было обнаружено, что LiF также окрашивается под действием таких импульсов [2-5]. Важное преимущество лазерного окрашивания состоит в контролируемой локализации воздействия. Стало возможным наведение в объёме кристаллов LiF различных микроскопических структур из центров окраски, таких как активные волноводы, микрорезонаторы, биты информации, воксели изображений.

Для формирования центров окраски в LiF под действием фемтосекундных лазерных импульсов необходима достаточно высокая интенсивность света, при которой проявляется самофокусировка. Самофокусировка, в свою очередь, приводит к так называемой филаментации [6] – концентрации света в протяжённых областях (филаментах), где благодаря высокой интенсивности происходит генерация электронных возбуждений – экситонов и электроннодырочных пар. В LiF электронные возбуждения затем трансформируются в центры окраски различных типов. В результате в кристалле остаются люминесцентные нитевидные треки филаментов. Хотя в треках, индуцированных филаментами, модифицированы различные оптические свойства материала, включая показатели преломления и поглощения, в экспериментах удобнее всего наблюдать люминесценцию  $F_{2^-}$  и  $F_3^+$  - центров окраски, находящуюся в видимом спектральном диапазоне. Центры окраски обоих типов могут одновременно возбуждаться светом с длиной волны около 450 нм.

Известно, что наблюдаемая интенсивность фотолюминесценции центров окраски нелинейно зависит от их концентрации – с ростом концентрации интенсивность сначала возрастает, затем достигает максимума при определенной концентрации, после чего снижается [7, 8]. Будем называть такое снижение наблюдаемой интенсивности концентрационным ослаблением люминесценции. Оно обусловлено различными физическими механизмами — снижением выхода люминесценции центров при большой концентрации, поглощением люминесценции видимого диапазона с переизлучением в инфракрасной области, поглощением возбуждающего излучения при его распространении внутрь области с высокой концентрацией центров.

Эффект концентрационного ослабления люминесценции проявляется, например, при наблюдении поперечных сечений люминесцентных треков филаментации в LiF при помощи конфокального люминесцентного микроскопа. Единичные лазерные импульсы индуцируют треки с шириной порядка длины волны излучения [9], причём наибольшая интенсивность люминесценции наблюдается на оси треков. Под действием возрастающего числа лазерных импульсов генерируются новые центры окраски. При этом интенсивность люминесценции на оси треков, где концентрация центров максимальна, снижается из-за концентрационного ослабления люминесценции, в результате чего поперечные сечения треков принимают вид колец (рис. 3 в [4], рис. 2 в [9]). При этом ширина треков, измеренная на половине высоты профиля, возрастает до десяти микрометров и более.

Таким образом, при многоимпульсном облучении кристалла концентрационное ослабление люминесценции центров окраски приводит к росту ширины треков, измеряемой на половине высоты их поперечного профиля.

При многоимпульсном облучении, кроме увеличения ширины треков, происходит и их удлинение. Это зафиксировано на фотографиях люминесцирующих треков, наведённых различным числом импульсов, при виде сбоку [10, 11]. Отметим также, что при достаточно большом числе лазерных импульсов в средней части продольных профилей треков появляется минимум интенсивности люминесценции (рис. 6 в [10], рис. 3 в [11]).

В публикациях рассматривались различные возможные причины удлинения треков, наводимых возрастающим числом импульсов. Например, волноводное воздействие треков, наведенных предыдущими импульсами, на распространение последующих импульсов. Однако концентрационное ослабление люминесценции никогда ранее не рассматривалось как одна из причин увеличения продольного размера треков, а математические модели многоимпульсного формирования треков филаментации в LiF не учитывали концентрационное ослабление люминесценции.

В данной работе мы впервые предполагаем, что концентрационное ослабление люминесценции центров окраски в треках филаментов является одной из физических причин удлинения треков при многоимпульсном облучении.

Для теоретической проверки данного предположения составлена математическая модель формирования наблюдаемых люминесцентных треков в LiF под действием серии лазерных импульсов, в которой феноменологически учтен эффект концентрационного ослабления люминесценции центров окраски. Прочие возможные механизмы удлинения исключены.

Модель демонстрирует на качественном уровне, что концентрационное ослабление люминесценции приводит к росту поперечного и продольного размеров треков филаментации даже без учёта прочих факторов.

#### Эксперимент

Проведен эксперимент, демонстрирующий концентрационное ослабление люминесценции  $F_2$ - и  $F_3^+$ центров окраски в треках филаментации в LiF.

Кристалл LiF облучён серией из 1000 фемтосекундных лазерных импульсов (0,8 мДж, 30 фс, 800 нм), излучаемых титан-сапфировым лазером FemtoPower Compact PRO с частотой повторения импульсов 1 кГц. Лазерный луч фокусировался линзой с фокусным расстоянием 30 см для предварительного повышения интенсивности излучения при входе в образец.

Критическая мощность самофокусировки  $P_{cr}$  в LiF на длине волны 800 нм составляет около 8,8 MBт [12]. Мощность импульсов в нашем эксперименте составляет 0,8 мДж/30 фс  $\approx 2,7 \cdot 10^4$  MBт >>  $P_{cr}$ . Поскольку эта мощность на несколько порядков превышает критическую мощность самофокусировки, каждый импульс расщепляется на множество филаментов из-за неустойчивости малых неоднородностей профиля пучка [13]. Каждый последующий импульс генерирует новые центры окраски в одних и тех же областях. Таким образом сформированы треки филаментов с высокой концентрацией центров окраски.

Сформированные треки филаментации исследованы при помощи сканирующего люминесцентного конфокального микроскопа PicoQuant Micro Time 200 и спектрометра Ocean Optics QE65000. На рис. 1 показано поперечное сечение одного из треков при фотовозбуждении с длиной волны 470 нм. Видно, что сечение имеет форму кольца. Сниженная интенсивность люминесценции на оси трека объясняется высокой концентрацией центров окраски, при которой проявляется концентрационное ослабление их люминесценции. На рис. 2 показаны спектры люминесценции относительно темной центральной области (сплошная линия) и более интенсивной окружающей области (пунктирная линия). Оба спектра состоят из двух полос. Центральные длины волн этих полос составляют около 670 и 540 нм, что позволяет соотнести их с F<sub>2</sub>- и F<sub>3</sub><sup>+</sup> - центрами окраски соответственно.



Рис. 1. Люминесценция F<sub>2</sub>- и F<sub>3</sub><sup>+</sup> - центров окраски в поперечном сечении трека филамента, наведённого в LiF приблизительно тысячей лазерных импульсов (0,8 мДж, 30 фс, 800 нм). Изображение получено с помощью конфокального микроскопа при возбуждении светом с длиной волны 470 нм

Заметим, что соотношение интенсивностей наблюдаемой люминесценции  $F_2$ - и  $F_3^+$ -центров окраски в грубом приближении одинаковое в обеих областях. Это обусловлено тем, что возбуждающее излучение поглощается центрами окраски при прохождении в область с большой концентрацией центров. Данное наблюдение позволяет нам при построении приближенной математической модели для простоты рассматривать  $F_2$ - и  $F_3^+$ -центры обобщённо, не различая.



Рис. 2. Спектры люминесценции двух областей поперечного сечения трека, показанного на рис. 1 – тёмной центральной области (сплошная линия) и светлого «кольца» (пунктир). Длина волны возбуждающего излучения составляет 470 нм

### Модель формирования трека филаментации

Представленная ниже математическая модель описывает процесс формирования изображения люминесцентного трека, индуцированного филаментацией последовательности фемтосекундных лазерных импульсов в кристалле LiF. В отличие от известных моделей многоимпульсной филаментации в LiF, данная модель учитывает концентрационное ослабление люминесценции центров окраски в треке, что важно для корректного сравнения экспериментальных фотографий треков с результатами моделирования. Кроме того, модель предполагает, что центры окраски, наведённые предшествующими импульсами, никак не влияют на распространение в кристалле последующих импульсов. Тем самым исключаются другие механизмы удлинения изображения трека, кроме концентрационного ослабления люминесценции, чтобы продемонстрировать, что оно само по себе может приводить к видимому удлинению треков с ростом числа импульсов.

В [14] было показано, что филаментация единичного лазерного импульса в свежем (ранее необлучённом) LiF описывается моделью, учитывающей генерацию экситонов и пренебрегающей генерацией электронно-дырочных пар (плазмы). Мы обобщаем этот вывод на случай многоимпульсного облучения.

Лазерные импульсы описываются в модели при помощи комплексной амплитуды светового поля  $A(r, z, \tau)$ . Здесь r и z – радиальная и продольная координаты в цилиндрической системе координат,  $\tau$  – бегущее время  $\tau = t - zn_0/c$  ( $n_0$  – линейный показатель преломления). Выбор аксиально-симметричной системы координат обусловлен тем, что нас интересует аксиально-симметричная задача самофокусировки линейно поляризованного лазерного пучка гауссового поперечного профиля с формированием единственного филамента на оси пучка.

При моделировании предполагается, что лазерный пучок при входе в среду (z=0) коллимирован, им-

пульсы имеют гауссову форму профиля интенсивности как в продольном, так и поперечном направлениях, причём параметры всех импульсов одинаковы. При данных предположениях начальная комплексная амплитуда светового поля в каждом импульсе описывается функцией

$$A(r, z = 0, \tau) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_0^2}\right),$$
(1)

где  $A_0$  – начальная пиковая амплитуда напряженности электрического поля;  $r_0$  и  $\tau_0$  – начальный радиус и начальная длительность импульса на уровне 1/e от пиковой интенсивности.

Эволюция комплексной амплитуды лазерного импульса при его распространении в среде описывается нелинейным уравнением Шрёдингера с учетом дисперсии, самофокусировки и нелинейного поглощения

$$2i\frac{\partial A}{\partial z} = \left[\frac{\Delta_{\perp}}{k_0} + k_2\frac{\partial^2}{\partial\tau^2} + \frac{2k_0n_2}{n_0}I - i\frac{U}{I}\frac{\partial\rho_{\text{ex}}}{\partial\tau}\right]A.$$
 (2)

Здесь комплексная амплитуда A, интенсивность  $I = (1/2)cn_0\varepsilon_0|A|^2$  и концентрация экситонов в процессе их генерации  $r_{\rm ex}$  являются функциями координат и бегущего времени  $(r, z, \tau); \Delta_{\perp}$  – поперечный оператор Лапласа;  $k_0 = \omega_0 n_0 / c$  – волновое число при центральной циклической частоте  $\omega_0$ , которая соответствует центральной длине волны в вакууме  $\lambda_0$ ;  $n_2 = 8,1\cdot10^{-17}$  см<sup>2</sup>/Вт – нелинейный показатель преломления;  $k^2 = |\partial^2 k / \partial^2|_{\omega = \omega_0}$  – модуль коэффициента дисперсии групповой скорости; U = 12,8 эВ – энергия, необходимая для генерации одного экситона в LiF.

Пространственное распределение концентрации экситонов в процессе их генерации при прохождении импульса определяется в нашей модели функцией  $\rho_{ex}(r, z, \tau)$ . Рост концентрации описывается уравнением

$$\frac{\partial \rho_{\text{ex}}}{\partial \tau} = W(|A|) \left( 1 - \frac{\rho_{\text{ex}}}{\rho_0} \right). \tag{3}$$

Здесь  $\rho_0$  – верхний предел концентрации генерируемых экситонов. Мы считаем его равным числу анионов фтора в LiF – около 6,1·10<sup>22</sup> см<sup>-3</sup>, для упрощения пренебрегая относительно малой вероятностью генерации экситонов на катионах лития. Скорость генерации экситонов *W* описывается формализмом Келдыша для скорости нелинейной фотоионизации [15].

После прохождения каждого импульса в кристалле остаются сгенерированные экситоны с некоторым результирующим пространственным распределением концентрации  $\rho_{ex}(r, z)$ , одинаковым для каждого импульса. Затем, за время между импульсами, все экситоны распадаются, трансформируясь в центры окраски с концентрацией  $\alpha \rho_{ex}(r, z)$ , где коэффициент  $\alpha < 1$  – доля экситонов, трансформированных в центры окраски. Таким образом, перед прохождением следующего импульса концентрация экситонов оказывается нулевой.

Центры окраски, создаваемые каждым импульсом, добавляются к центрам, созданным предыдущими импульсами. Тогда концентрация центров окраски после действия *n* импульсов оказывается в *n* раз больше в каждой точке среды, чем после действия первого импульса, и результирующее пространственное распределение центров описывается функцией  $\rho_c^n(r,z) = n\alpha\rho_c(r,z)$ .

Пусть наблюдаемая интенсивность люминесценции центров окраски  $\rho_{\ell}^{n}(r,z)$  при некоторых фиксированных условиях наблюдения зависит от концентрации центров и соответствующая зависимость характеризуется некоторой функцией  $\rho_{\ell}^{n} = \theta(\rho_{c}^{n})$  в каждой точке среды (r, z). Точный вид данной функции неизвестен, однако известны её ключевые особенности — линейный рост при малых концентрациях центров, достижение максимума при некоторой достаточно большой концентрации и стремление к нулю при дальнейшем росте концентрации. Данные особенности можно упрощенно описать при помощи следующей аналитической функции:

$$\rho_{\ell}^{n} = \theta(\rho_{c}^{n}) = \sigma \rho_{c}^{n} \exp(1 - \sigma \rho_{c}^{n}).$$
(4)

Здесь  $\sigma > 0$  является масштабирующим параметром. Максимальная интенсивность люминесценции  $\rho_{\ell}^{n}$  достигается при  $\sigma \rho_{c}^{n} = 1$ . Для иллюстрации на рис. 3 показан график функции (4).



Рис. 3. График функции (4), описывающей зависимость наблюдаемой интенсивности люминесценции от концентрации центров окраски

Для моделирования значения параметров заданы близкими к экспериментам, с которыми сравниваются результаты моделирования [9, 11, 12]:  $\lambda_0 = 3100$  нм,  $n_0(\lambda_0) = 1,363$ ,  $k_2(\lambda_0) = 266 \text{ фc}^2/\text{ мм}$ ,  $r_0 = 72$  мкм,  $\tau_0 = 75$  фс,  $E_p = 23$  мкДж. Величина параметра  $\sigma$  подобрана так, чтобы максимальная интенсивность люминесценции в наводимом треке достигалась после двух лазерных импульсов.

#### Результаты моделирования, обсуждение

На рис. 4 показаны профили поперечных сечений трека  $\rho_{\ell}^{n}(r,z)$ , наведённого различным числом им-

пульсов (n=1, 2, 4, 10, 100), при продольной координате z=9,36 мм, где расположен пик интенсивности люминесценции после воздействия первого импульса. При n=2 интенсивность люминесценции достигает своего верхнего предела на оси трека. С дальнейшим увеличением числа импульсов на оси трека (r=0) развивается локальный минимум интенсивности люминесценции из-за введённого в модель концентрационного ослабления люминесценции. При этом ширина трека увеличивается. Это соответствует экспериментальным наблюдениям поперечных сечений люминесцентных треков в форме кольца при облучении кристалла LiF большим числом лазерных импульсов.



Рис. 4. Расчётные распределения общей интенсивности люминесценции F<sub>2</sub>- и F<sub>3</sub><sup>+</sup> - центров окраски p<sup>n</sup><sub>l</sub>(r, z) в треке единичного филамента после облучения LiF последовательностями из n = 1, 2, 4, 10 и 100 лазерных импульсов (23 мкДж, 100 фс, 3100 нм). Число импульсов растёт сверху вниз. Излучение распространяется слева направо. Следует обратить внимание, что масштабы по горизонтальной и вертикальной осям различны

На рис. 5 в виде тоновых изображений показаны расчётные двумерные продольные сечения этого же трека  $\rho_{\ell}^{n}(r,z)$  также после воздействия n=1, 2, 4, 10и 100 импульсов. Также видно снижение интенсивности на оси трека при достаточно большом числе импульсов. Экспериментально практически невозможно наблюдать такие поперечные сечения при наблюдении треков сбоку из-за недостаточной разрешающей способности объективов конфокального микроскопа и фотокамер. Для сравнения результатов моделирования и экспериментальных фотографий треков проинтегрирование изведём расчётных профилей  $\rho_{\ell}^{n}(r,z)$  по поперечной координате r так, чтобы получить одномерные продольные профили интенсивности люминесценции  $\overline{\rho}_{\ell}^{n}(z)$ :

$$\overline{\rho}_{\ell}^{n}(z) = \int_{0}^{\infty} \rho_{\ell}^{n}(r, z) 2\pi r dr.$$
(5)

Полученные таким образом продольные профили интенсивности трека для n=1, 10 и 500 показаны на рис. 6. Видно увеличение длины профиля от приблизительно 1 до 2 мм. Таким образом, модель подтверждает, что концентрационное ослабление люминесценции центров окраски в треке филаментации может приводить к видимому удлинению трека при облучении кристалла LiF возрастающим числом лазерных импульсов как самостоятельный механизм (без учёта прочих факторов). Кроме того, в средней части продольного профиля модельного трека появляется локальный минимум, что качественно согласуется с экспериментом (рис. 6 в [10] и рис. 3 в [11]) и не было воспроизведено теоретическими моделями в предшествующих работах.



Рис. 5. Расчётные профили интенсивности люминесценции F2и F3<sup>+</sup> - центров окраски в поперечном сечении трека

филамента при значении продольной координаты z = 9,36 мм после облучения LiF последовательностями из n = 1, 2, 4, 10 и 100 лазерных импульсов (23 мкДж, 100 фс, 3100 нм)



Рис. 6. Расчётные продольные профили люминесцентного трека филамента в LiF после облучения последовательностями из n = 1, 10 и 500 лазерных импульсов (23 мкДж, 100 фс, 3100 нм). Излучение распространяется слева направо

## Заключение

В работе теоретически показано, что концентрационное ослабление люминесценции  $F_2$ - и  $F_3^+$ центров окраски в треках филаментации фемтосекундных лазерных импульсов во фториде лития играет роль в формировании экспериментально наблюдаемого продольного профиля люминесцентного изображения треков при воздействии множества повторяющихся импульсов. Предложена и апробирована модель формирования треков с учётом концентрационного ослабления люминесценции. В частности, модель на качественном уровне демонстрирует, что концентрационное ослабление люминесценции приводит к удлинению треков с ростом числа импульсов.

#### Благодарности

Работа поддержана научным проектом № 0243-2021-0004 «Прецизионные люминесцентные методы в лазерной физике и нанофотонике» в рамках плана фундаментальных исследований Российской академии наук на период до 2025 года.

## References

- Baldacchini G. Colored LiF: an optical material for all seasons. J Lumin 2002; 100(1-4): 333-343. DOI: 10.1016/S0022-2313(02)00460-X.
- [2] Courrol LC, Samad RE, Gomes L, Ranieri IM, Baldochi SL, Freitas AZ, Vieira Jr ND. Color center production by femtosecond pulse laser irradiation in LiF crystals. Opt Express 2004; 12(2): 288-293. DOI: 10.1364/OPEX.12.000288.
- [3] Martynovich EF, Glazunov DS, Grigorova AA, Starchenko AA, Kirpichnikov AV, Trunov VI, Merzlyakov MA, Petrov VV, Pestryakov EV. Highly nonlinear fundamental mechanisms of excitation and coloring of wide-gap crystals by intense femtosecond laser pulses. Opt Spectrosc 2008; 105(3): 348-351. DOI: 10.1134/S0030400X0809004X.
- [4] Martynovich EF, Kuznetsov AV, Kirpichnikov AV, Pestryakov EV, Bagayev SN. Formation of luminescent emitters by intense laser radiation in transparent media. Quantum Electron 2013; 43(5): 463-466. DOI: 10.1070/QE2013v043n05ABEH015117.
- [5] Gao S, Duan Y-Z, Tian Z-N, Zhang Y-L, Chen Q-D, Gao B-R, Sun H-B. Laser-induced color centers in crystals. Opt Laser Technol 2022; 146: 107527. DOI: 10.1016/j.optlastec.2021.107527.
- [6] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media. Phys Rep 2007; 441(2-4): 47-189. DOI: 10.1016/j.physrep.2006.12.005.
- [7] Baldacchini G, Menchini F, Montereali RM. Concentration quenching of the emission of F+3 and F2 color centers in LiF. Radiat Eff Defect S 2001; 155(1-4): 71-75. DOI: 10.1080/10420150108214095.
- [8] Baldacchini G, Menchini F, Montereali RM. Concentration quenching of photoluminescence: The case of F+3 and F2 color centers in LiF. J Electrochem Soc 2003; 150(5): H124. DOI: 10.1149/1.1566964.
- [9] Chekalin SV, Kompanets VO, Dormidonov AE, Kandidov VP. Influence of induced colour centres on the frequency– angular spectrum of a light bullet of mid-IR radiation in lithium fluoride. Quantum Electron 2017; 47(3): 259-265. DOI: 10.1070/QEL16285.
- [10] Chekalin S, Kompanets V, Dormidonov A, Kandidov V. Path length and spectrum of single-cycle mid-IR light bullets in transparent dielectrics. Quantum Electron 2018; 48(4): 372-377. DOI: 10.1070/QEL16644.
- [11] Chekalin S, Kompanets V. A method of laser coloration in experiments on filamentation of individual impulses and the formation of a light bullet in a homogeneous transparent dielectrics. Opt Spectrosc 2019; 127(1): 88-94. DOI: 10.1134/S0030400X19070051.
- [12] Brodeur A, Chin SL. Band-gap dependence of the ultrafast white-light continuum. Phys Rev Lett 1998; 80(20): 4406-4409. DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.4406.
- [13] Bespalov VI, Talanov VI. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids. JETP Lett 1966; 3: 307-309.
- [14] Kuznetsov A, Dormidonov A, Kompanets V, Chekalin S, Kandidov V. Formation of a waveguide in a LiF crystal by a mid-IR light bullet. Quantum Electron 2021; 51(8): 670-678. DOI: 10.1070/QEL17594.
- [15] Keldysh LV. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. JETP 1965; 20(5): 1307-1314.

# Сведения об авторах

Кузнецов Андрей Викторович, 1982 года рождения, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Иркутского филиала ФГБУН Института лазерной физики СО РАН. Научные интересы: фемтосекундная лазерная филаментация, центры окраски в кристаллах. E-mail: <u>a.v.kuznetsov@bk.ru</u>

Мартынович Евгений Федорович, 1942 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Иркутского филиала ФГБУН Института лазерной физики СО РАН. Автор и соавтор более 200 научных статей, 40 патентов и авторских свидетельств на изобретения, 2 монографий, научный редактор 16 сборников научных трудов по люминесценции и лазерной физике. Подготовил 4 докторов и 14 кандидатов наук. Научные интересы: радиационная и лазерная физика и их приложения, люминесцентные методы исследования механизмов взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом, селективное воздействие лазерного излучения на вещество. Е-mail: <u>femto@bk.ru</u>

ГРНТИ: 29.33.43 (распространение лазерного излучения). Поступила в редакцию 19 июля 2024 г. Окончательный вариант – 22 сентября 2024 г.

# Longitudinal profile of luminescent tracks induced by laser filaments in LiF crystal

A.V. Kuznetsov<sup>1</sup>, E.F. Martynovich<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Irkutsk Branch of Institute of Laser Physics SB RAS, Lermontova Str. 130a, Irkutsk, 664033, Russia

#### Abstract

Filamentation of femtosecond laser pulses in a lithium fluoride crystal LiF leads to the formation of luminescent tracks from color centers, such as  $F_2$  and  $F_3^+$  centers. Track formation is used to create optical microstructures in the bulk of a crystal, for example, microwave guides. An increase in the length of the tracks is observed under the action of series of repeated laser pulses. In this work, using numerical simulation, it is shown for the first time that the nonlinearity of the dependence of the observed luminescence intensity of color centers on their concentration plays a role in the visible prolongation of tracks along with other known mechanisms.

Keywords: luminescence, filamentation, color center, LiF.

<u>Citation</u>: Kuznetsov AV, Martynovich EF. Longitudinal profile of luminescent tracks induced by laser filaments in LiF crystal. Computer Optics 2025; 49(4): 560-565. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1589.

<u>Acknowledgements</u>: The research was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation within the Basic Research Plan of the Russian Academy of Sciences under project # 0243-2021-0004 "Precision Luminescent Methods in Laser Physics and Nanophotonics".

# Authors' information

Andrey Viktorovich Kuznetsov, (b. 1982) PhD of Physical and Mathematical Sciences. Senior Researcher at Irkutsk Branch of Institute of Laser Physics SB RAS. Research interests: femtosecond laser filamentation, color centers in crystals. E-mail: <u>a.v.kuznetsov@bk.ru</u>

**Evgueni Fedorovich Martynovich**, (b. 1942) PhD of Physical and Mathematical Sciences, professor, Chief Researcher at Irkutsk Branch of Institute of Laser Physics SB RAS. Author and co-author of more than 200 scientific articles, 40 patents, 2 monographs, scientific editor of 16 collections of scientific papers on luminescence and laser physics. Scientific interests: radiation and laser physics and their applications, luminescent methods for studying the mechanisms of interaction of intense laser radiation with matter, selective effects of laser radiation on matter. E-mail: <u>femto@bk.ru</u>

Received July 19, 2024. The final version - September 22, 2024.