

09

Ограничение мощности лазерного излучения углеродными материалами с нелинейным оптическим пороговым эффектом при форме импульса с плоской вершиной

© М.С. Савельев,^{1,2} П.Н. Василевский,¹ Ю.П. Шаман,³ А.Ю. Толбин,⁴ А.Ю. Герасименко,^{1,5} С.В. Селищев¹

¹ Институт биомедицинских систем, Национальный исследовательский университет „МИЭТ“, 124498 Москва, Зеленоград, Россия

² Институт регенеративной медицины, Первый МГМУ им. И.М. Сеченова, 119991 Москва, Россия

³ Научно-производственный комплекс „Технологический центр“, 124498 Москва, Россия

⁴ Институт физиологически активных веществ Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁵ Институт бионических технологий и инжиниринга, Первый МГМУ им. И.М. Сеченова, 119991 Москва, Россия
e-mail: saveliyev@bms.zone

Поступило в Редакцию 23 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 23 декабря 2022 г.

Принято к публикации 23 декабря 2022 г.

Исследованы возможности использования многопараметрического определения свойств углеродных нанотрубок на основе данных зависимости логарифма нормированного пропускания от смещения образца в случае Z-сканирования с открытой апертурой и от полной энергии импульса в случае измерений при фиксированном расположении образца. Использовано уравнение переноса излучения для пороговой зависимости коэффициента поглощения от интенсивности лазерного луча с плоской вершиной. Данные физических и вычислительных экспериментов показали чувствительность измеренных кривых в отношении значений констант оптической и пороговой плотности потока энергии, а также радиуса луча в перетяжке. Установлена возможность многопараметрического определения свойств жидких дисперсных сред углеродных нанотрубок с нелинейным оптическим пороговым эффектом и радиусом луча в перетяжке внутри таких образцов.

Ключевые слова: оптическое лимитирование, многопараметрический анализ, углеродные нанотрубки, Z-сканирование.

DOI: 10.21883/JTF.2023.04.55039.281-22

Введение

Для разработки совершенных пассивных средств ограничения мощности лазерного излучения на основе нелинейных оптических пороговых эффектов требуется создание новых материалов, свойства которых необходимо определить с помощью моделей, учитывающих профиль лазерного излучения. В настоящей работе исследование дисперсных сред углеродных нанотрубок проводилось по новой модели, созданной на основе уравнения переноса излучения для пороговой зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения в случае формы импульса с плоской вершиной. Ранее преимущественно использовались лишь беспороговая [1,2] и пороговая [3] модели для случая луча с гауссовой формой импульса. При этом для общего случая не удавалось получить аналитического решения, которое существует лишь для частного случая — малых значений нелинейного коэффициента поглощения при небольшом нелинейном ослаблении лазерного излучения для

беспороговой модели [1]. Для общего случая задачу можно решить только численными методами [3,4], для чего необходимо прибегать к высокопроизводительным вычислениям.

Лучи с плоской вершиной обладают постоянной интенсивностью в поперечном сечении [5,6], что, в свою очередь, приводит к изменению пропускания при нелинейном взаимодействии в сравнении с лучами профиля Гаусса. В настоящей работе впервые получено точное решение в элементарных функциях для луча с плоской вершиной в случае пороговой модели, что позволяет значительно упростить все вычисления. В результате были определены коэффициент нелинейного эффективного поглощения (β_{eff}) и пороговая интенсивность I_{thr} , а также диапазон, при котором изменение мощности лазерного излучения подчиняется закону Бугера–Ламберта, а абсорбер имеет пропускание не ниже 70%. При этом пороговая модель является частным случаем беспороговой и сводится к ней в случае $I_{\text{thr}} = 0$. Такое свойство позволяет производить многопараметрическое определение

оптических свойств при любой длительности и частоте следования импульсов вплоть до непрерывного лазерного излучения. Использование такой модели позволяет выявить вещества с пороговым эффектом. В случае Z-сканирования имеется сильная зависимость интенсивности от радиуса луча, что позволяет определить величину радиуса луча в перетяжке w_0 [2].

Материалы, обладающие высоким нелинейным поглощением, могут использоваться при создании пассивных ограничителей лазерного излучения [7,8]. Такие устройства способны повысить безопасность и надежность лазерных систем. Количество лазерных исследований увеличивается с годами, лазеры эффективно применяются для решения задач медицины, промышленности и науки [9,10]. Отдельно стоит выделить возрастающее число лидаров, которые используются почти повсеместно во многих сферах: навигация летательных аппаратов [11,12], автономных транспортных средств [13] и мобильных роботов [14], батиметрия [15,16] и топографирование земли [17,18], изучение атмосферных аэрозолей [19] и обнаружение газов [20]. При этом они охватывают большой диапазон длин волн [21,22]. Данные устройства способны увеличить максимально допустимую мощность лазерного излучения, чтобы не допустить разрушения камеры [23,24], светочувствительных детекторов и не нанести ущерб не защищенной сетчатке глаза [25,26].

1. Материалы и их спектральные исследования

Апробация пороговой модели для луча с плоской вершиной проведена с использованием дисперсий одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ). Такой материал позволяет получить ослабление лазерного излучения в широком диапазоне длин волн, что подтверждается исследованиями на нескольких длинах волн для одного и того же образца [27–29]. Существует возможность пришивки к ОУНТ различных молекул, в частности, фталоцианинов [30] для повышения нелинейного оптического ослабления за счет совокупного действия нескольких механизмов, приводящих к увеличению суммарного ослабления. Для достижения таких результатов проводились исследования ОУНТ, декорированных наночастицами [31,32] или функционализированных молекулами красителей [30,33]. Стоит отметить, что такого рода наногибриды должны образовывать устойчивые к седиментации дисперсии, и эта проблема остается в центре внимания и по сей день [34]. Одним из путей решения проблемы получения устойчивых дисперсий является применение поверхностно активных веществ (ПАВ), которые широко используются для исследования углеродных нанотрубок [34–38]. В качестве ПАВ в настоящей работе использовался додецилсульфат натрия (ДСН), о котором уже сообщалось ранее [35,36,39].

1.1. Материалы

В настоящей работе использовались исходные ОУНТ (углерод ЧГ, г. Черноголовка, Российская Федерация) и предварительно очищенные промывкой концентрированной соляной кислотой [30]. Для повышения устойчивости к седиментации использовался ДСН с перемешиванием смеси магнитной мешалкой и ультразвуком. Количество ОУНТ выбиралось таким образом, чтобы на двух длинах волн: $\lambda = 355$ и 532 nm пропускание материала с толщиной оптического слоя 3 mm было не менее 70% , а мощность лазерного излучения не превышала пороговую интенсивность I_{thr} . В случае исследований методом Z-сканирования с открытой апертурой положение образца выбиралось таким образом, чтобы в диапазоне $20–40$ cm относительно фокуса линзы нормированное пропускание T оставалось близким к единице; при фиксированном же расположении образца начальные условия задавались входной энергией импульса, которая для 355 и 532 nm составляла 5 и $16 \mu\text{J}$ соответственно. Отличительной чертой оптической схемы проводимых экспериментов от выполненных ранее [2,3,30,40] является использование специальной оптической компоненты — формирователя лазерного луча, который позволяет придать ему плоскую вершину в фокусе линзы для указанных длин волн. Стоит особо отметить, что в ультрафиолетовом диапазоне такие исследования проводятся гораздо реже и, как правило, требуют использования специализированной оптики.

1.2. Спектральные исследования использованных материалов

Комбинационное рассеяние света применено для диагностики ОУНТ. Небольшое количество нанотрубок в водной дисперсии предварительно высушивалось на подложке. Исследование проводилось при использовании лазерного излучения с длиной волны 532 nm в рабочем диапазоне регистрации комбинационного сдвига $100–1800$ cm^{-1} (рис. 1). Отношение интенсивности полос $I_D/I_G = 0.26$ для исходных ОУНТ и уменьшилось до $I_D/I_G = 0.04$ в случае очищенных ОУНТ. Эти данные подтверждают влияние процедуры очистки на ОУНТ, кроме того обнаружена полоса RBM-моды, которая зашумлена в случае исходных ОУНТ.

Приготовленные водные дисперсии исследованы методом оптической спектроскопии в диапазоне $250–850$ nm (рис. 2). На спектре отмечены длины волн, на которых проводились эксперименты по определению нелинейных оптических характеристик при апробации модели. В видимом диапазоне длин волн поглощение дисперсий с ОУНТ поддерживается почти на одном уровне, что делает их схожими с нейтральными светофильтрами и указывает на возможность их использования в широком диапазоне длин волн. При наблюдении в течение длительного времени, до трех месяцев, выпадение в осадок не обнаруживалось.

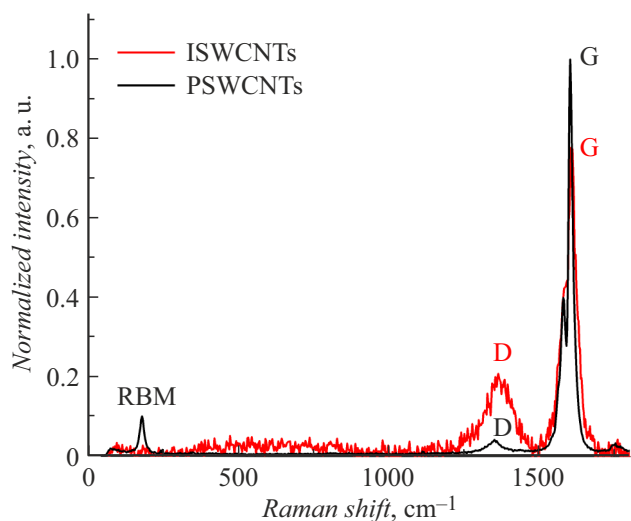


Рис. 1. Спектр комбинационного рассеяния для исходных ОУНТ ISWCNTs и очищенных ОУНТ PSWCNTs.

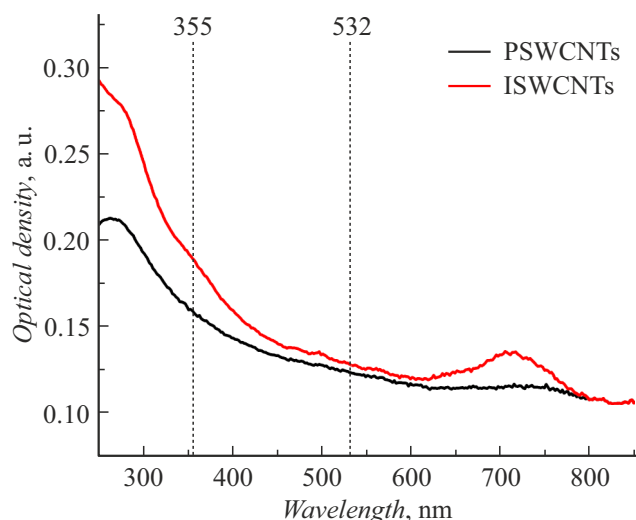


Рис. 2. Оптические спектры исходных ОУНТ ISWCNTs и очищенных ОУНТ PSWCNTs.

2. Теоретический анализ пороговой модели для луча с плоской вершиной

Несмотря на большое разнообразие моделей, описывающих соотношение нелинейного коэффициента поглощения с интенсивностью, они основаны на существенных приближениях, в частности, ограничиваются механизмами обратного насыщения поглощения, индуцированного двух- или трехфотонным поглощением, а также поглощением на свободных носителях [41]. При этом интерпретация результатов при возникновении индуцированного рассеяния вызывает сложности, связанные с увеличением оптического пути внутри образца и возрастанием вследствие этого поглощения [40]. Для

дисперсий более точно описать теоретическую кривую возможно с использованием пороговой модели, которая к тому же позволяет определить значение пороговой интенсивности [3]. Новое, простое аналитическое решение с использованием пороговой модели получено для случая луча с плоской вершиной. Этого удалось достичь путем использования дополнительных оптических элементов в составе формирователя лазерного луча.

Задачей настоящей работы является выяснение возможностей многопараметрического определения оптических свойств материалов двумя методами: фиксированным расположением материала и Z-сканированием с открытой диафрагмой для вычисления эффективного коэффициента нелинейного поглощения β_{thr} , пороговой интенсивности I_{thr} и радиуса луча в перетяжке w_0 .

2.1. Метод фиксированного расположения материала

Определение теоретического значения прошедшей интенсивности выполняется в соответствии с уравнением переноса излучения [2,3] для нелинейной пороговой зависимости коэффициента поглощения от падающей интенсивности I_0 . Сама зависимость коэффициента поглощения от интенсивности задается эффективными значениями, так как в дисперсиях может происходить образование микроплазмы или микропузырей, которые являются центрами рассеяния света [42] и способствуют увеличению оптического пути с ростом поглощения [40]. С учетом этого эффективный коэффициент поглощения $\mu(I_0)$ определяется следующим образом:

$$\mu(I_0) = \alpha_0 + \beta_{\text{eff}}(I_0 - I_{\text{thr}})\eta(I_0 - I_{\text{thr}}), \quad (1)$$

где α_0 — линейный коэффициент поглощения; β_{eff} — эффективный нелинейный коэффициент двухфотонного поглощения; η — функция Хевисайда, необходимая для определения порогового эффекта.

Падающая интенсивность I_0 в общем виде задается радиальным профилем импульса в поперечном сечении $A(\rho)$ в зависимости от расстояния от центра луча ρ [40]. При проведении эксперимента определяются значения полной энергии импульса U_0 , поэтому удобно выполнить нормирование профиля импульса на величину $1/(2\pi)$. Тогда для луча с плоской вершиной, обладающего постоянной интенсивностью в поперечном сечении, получим следующее выражение:

$$A(\rho) = \frac{1}{w_\pi^2 \pi} \eta(w_\pi - \rho), \quad (2)$$

где w_π — радиус луча π -формы с плоской вершиной.

Анализ результатов основан на зависимости нормированного пропускания T от полной входной энергии импульсов. Для использования метода наименьших квадратов (МНК) удобно воспользоваться величиной, представляющей собой логарифм нормированного пропускания Lt . Теоретические значения этой величины при

Таблица 1. Статистические результаты анализа данных по методу фиксированного расположения материала

Образец	λ , nm	d , cm	β_{eff}^- , cm · GW ⁻¹	$\beta_{\text{eff}}^{\text{av}}$, cm · GW ⁻¹	β_{eff}^+ , cm · GW ⁻¹	U_{thr}^- , μJ	$U_{\text{thr}}^{\text{av}}$, μJ	U_{thr}^+ , μJ
ОУНТ/вода	532	0.3	98.3	101.1	103.9	15.8	16.2	16.6
ОУНТ/вода	355	0.3	190.8	196.2	201.6	4.8	4.9	5.0

Таблица 2. Статистические результаты анализа данных по методу Z-сканирования

Образец	λ , nm	β_{eff}^- , cm · GW ⁻¹	$\beta_{\text{eff}}^{\text{av}}$, cm · GW ⁻¹	β_{eff}^+ , cm · GW ⁻¹	U_{thr}^- , μJ	$U_{\text{thr}}^{\text{av}}$, μJ	U_{thr}^+ , μJ	w_0^- , μm	w_0^{av} , μm	w_0^+ , μm
ОУНТ/вода	532	95.6	99.6	103.6	15.8	16.2	16.6	85.4	86.7	88.0
ОУНТ/вода	355	185.8	193.6	201.3	4.8	4.9	5.0	71.7	72.8	73.9

наблюдении порогового эффекта в соответствии с (1) для профиля с плоской вершиной (2) при проведении исследования по методу фиксированного расположения абсорбера определяются по формуле:

$$Lt_N = \ln(T_N) = \beta_{\text{eff}} \frac{U_{\text{thr}} - U_{0N}}{\pi \tau w_\pi^2} d, \quad (3)$$

где τ — длительность импульса, U_{thr} — пороговая полная энергия импульса, d — толщина слоя материала, а N — номер измерения.

В прямой задаче по соотношению (3) определяется зависимость нормированного пропускания от полной входной энергии импульсов для заданных значений оптических свойств материала. В обратной задаче по экспериментальной зависимости нормированного пропускания от полной энергии входного импульса определяются оптические параметры. Расчет параметров производился методом МНК путем минимизации суммы квадратов невязок. Для этого вводится функция двух переменных, которая зависит от искомым параметров:

$$S(\beta_{\text{eff}}, U_{\text{thr}}) = \sum_{i=1}^N \left[Lt_i + \beta_{\text{eff}} \frac{U_{0i} - U_{\text{thr}}}{\pi \tau w_\pi^2} d \right]^2, \quad (4)$$

где i — номер эксперимента, N — количество экспериментальных значений, Lt_i — значения логарифма нормированного пропускания, определенные из эксперимента.

Проведено статистическое исследование погрешностей с использованием (4) при 20 параллельных вычислительных экспериментах с применением t -критерия Стьюдента. В табл. 1 приведены данные для водных дисперсий очищенных ОУНТ. В табл. 1 средние значения $\beta_{\text{eff}}^{\text{av}}$ и $U_{\text{thr}}^{\text{av}}$, а β_{eff}^- , β_{eff}^+ , U_{thr}^- и U_{thr}^+ обозначают нижние и верхние границы доверительного интервала для данных величин с уровнем значимости 0.01.

2.2. Метод Z-сканирования с открытой апертурой

Аналогичным образом с использованием МНК можно определить оптические параметры и радиус луча

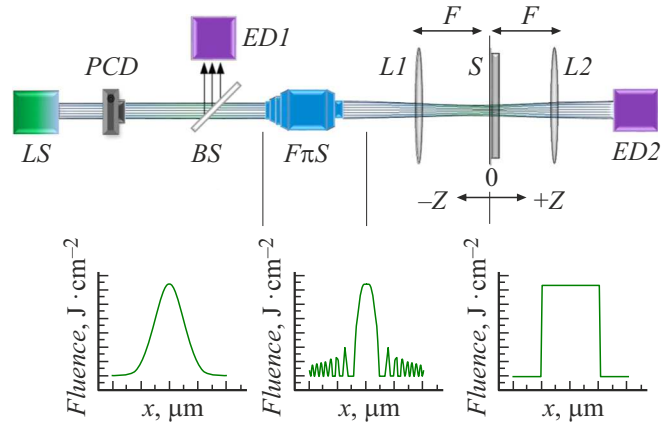


Рис. 3. Оптическая схема для измерений по методу фиксированного расположения образца. Пояснения в тексте.

в перетяжке по данным Z-сканирования с открытой диафрагмой. В данном случае при смещении образца z относительно фокуса линзы будет происходить изменение радиуса луча. Такое изменение размера луча приводит к варьированию плотности потока энергии, а для описания этого эффекта используется нормированный радиус луча:

$$w_n = \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}, \quad (5)$$

где z_0 — длина Рэлея, для метода фиксированного расположения материала $w_n = 1$.

Для Z-сканирования с открытой диафрагмой с учетом (5) получим зависимость логарифма нормированного пропускания в следующем виде:

$$Lt_N = \beta_{\text{eff}} \frac{2}{\pi^{3/2} \tau w_0^2} \left(U_{\text{thr}} - U_0 \frac{1}{w_n^2} \right) d, \quad (6)$$

где w_0 — радиус луча в перетяжке.

На основе выражения (6) далее вводится функция трех переменных для случая Z-сканирования с открытой

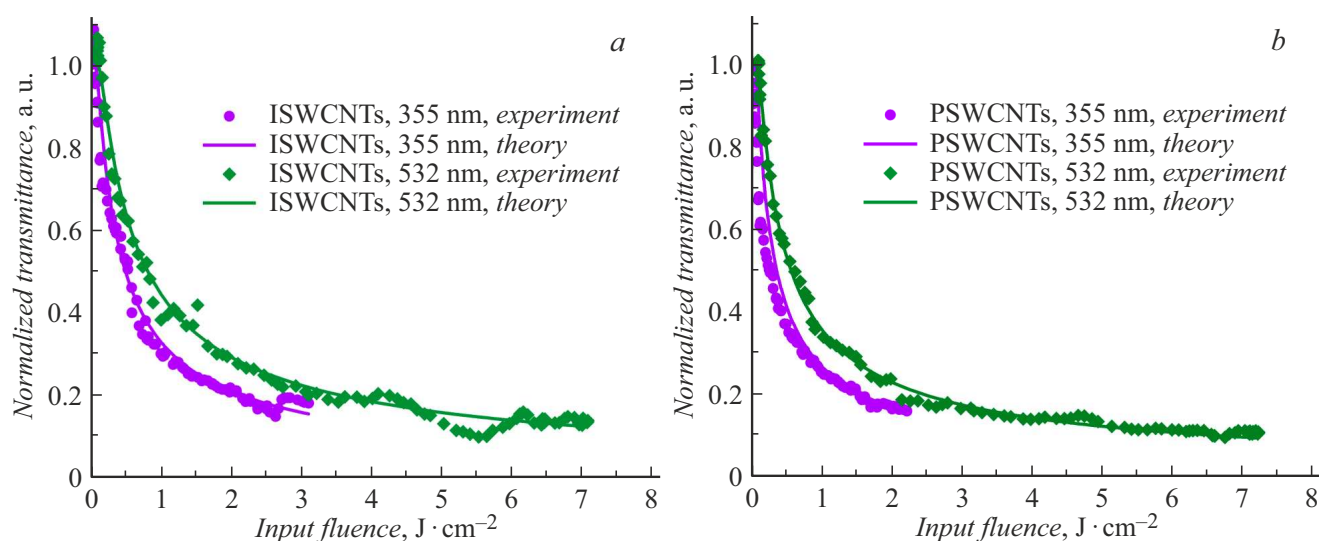


Рис. 4. Зависимость нормированного пропускания от падающей полной энергии импульса на длинах волн 532 и 355 нм для исходных ОУНТ ISWCNTs (a) и очищенных ОУНТ PSWCNTs (b).

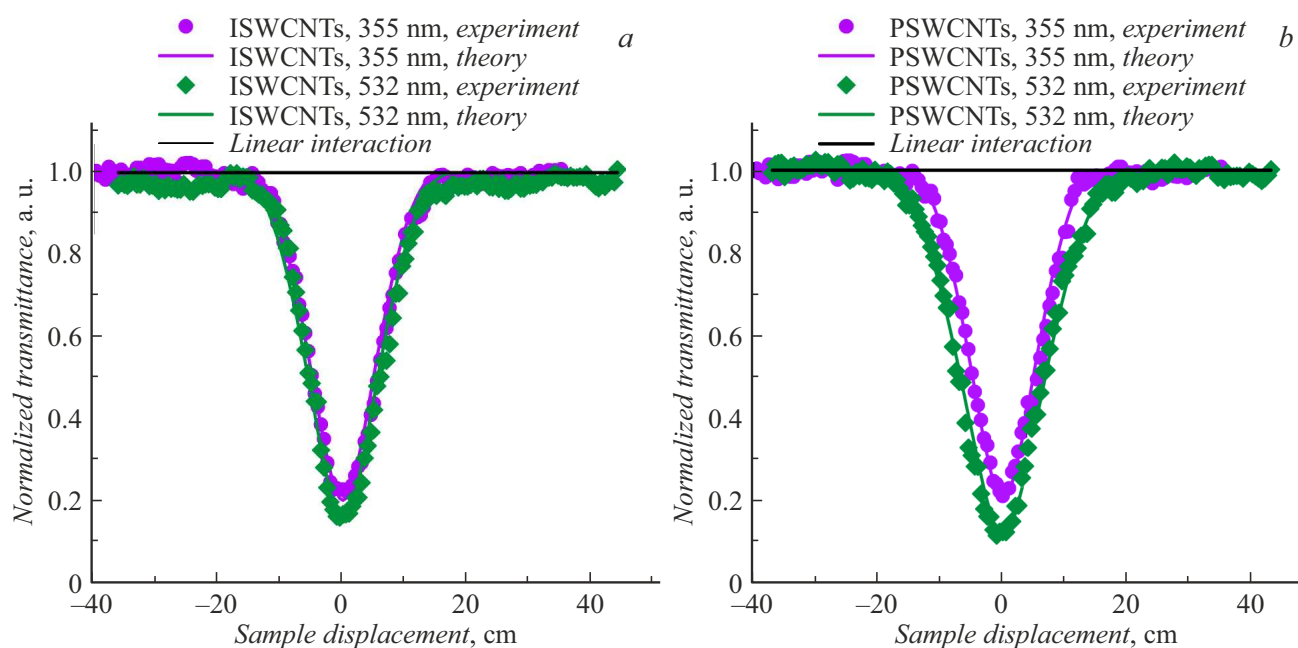


Рис. 5. Зависимость нормированного пропускания от смещения образца относительно фокуса линзы на длинах волн 532 и 355 нм для исходных ОУНТ ISWCNTs (a) и очищенных ОУНТ PSWCNTs (b).

диафрагмой

$$S(\beta_{\text{eff}}, U_{\text{thr}}, w_0) = \sum_{i=1}^N \left[Lt_i + \beta_{\text{eff}} \frac{2}{\pi^{3/2} \tau w_0^2} \left(U_{\text{thr}} - U_0 \frac{1}{w_n^2} \right) d \right]^2 \quad (7)$$

Результаты статистического исследования с использованием (7) с применением *t*-критерия Стьюдента приведены в табл. 2 для водных дисперсий очищенных ОУНТ. В случае *Z*-сканирования с открытой апертурой по экспериментальным данным можно определить сред-

ний радиус луча в перетяжке w_0^{av} и соответствующие верхние w_0^+ и нижние w_0^- границы доверительного интервала с уровнем значимости 0.01.

3. Апробация пороговой модели для луча с плоской вершиной

Исследования методом фиксированного расположения образца выполнены на установке, оптическая схема

Таблица 3. Сопоставление значений параметров различных дисперсий на двух длинах волн по двум методам

Образец (λ)	Параметры	Значение параметров по методу фиксированного расположения образца и CCD-камерой	Значение параметров по методу Z-сканирования	Расхождение значений параметров
Исходные ОУНТ/вода (532 nm)	β_{eff} , $\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1}$	78.3	78.1	0.2
	U_{thr} , μJ	16.3	16.5	0.2
	w_0 , μm	82.0	81.6	0.4
	DR , а.е.	18.4	18.2	0.2
	CA , а.е.	8.3	8.1	0.2
Исходные ОУНТ/вода (355 nm)	β_{eff} , $\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1}$	152.1	151.7	0.4
	U_{thr} , μJ	5.1	5.0	0.1
	w_0 , μm	69.1	68.5	0.6
	DR , а.е.	19.6	20.0	0.4
	CA , а.е.	5.7	5.4	0.3
Очищенные ОУНТ/вода (532 nm)	β_{eff} , $\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1}$	99.2	98.9	0.3
	U_{thr} , μJ	16.2	16.5	0.3
	w_0 , μm	86.0	85.7	0.3
	DR , а.е.	18.5	18.2	0.3
	CA , а.е.	11.1	10.9	0.2
Очищенные ОУНТ/вода (355 nm)	β_{eff} , $\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1}$	196.0	192.9	3.1
	U_{thr} , μJ	4.9	5.0	0.1
	w_0 , μm	72.6	72.4	0.2
	DR , а.е.	20.4	20.0	0.4
	CA , а.е.	6.6	6.4	0.2

которой представлена на рис. 3. В случае исследований импульсного излучения гауссовой формы требуется лишь фокусировка лазерного излучения при правильной настройке прибора. Для получения одиночного импульса с плоской вершиной на основе гауссовой формы необходимо использование формирователя луча $F\pi S$. В оптической схеме, представленной на рис. 3, такой профиль достигается в положении фокуса линз $L1$ и $L2$ (F — фокусное расстояние), где закрепляется образец S .

По методике фиксированного расположения проводились исследования с использованием в качестве источника лазерного излучения LS Nd:YAG-лазера (Lotis Tii) на длине волны второй и третьей гармоники. Энергия лазерного одиночного импульса изменяется при помощи устройства управления мощностью PCD поляризационного типа, а значения входной и выходной энергии измерялись детекторами энергии $ED1$ и $ED2$ соответственно. Для измерения входной энергии часть

излучения отводилась при помощи светоделительной пластины BS .

3.1. Измерения нормированного пропускания по методу фиксированного расположения материала

Определены зависимости нормированного пропускания от падающей полной энергии импульса для дисперсий исходных ОУНТ (рис. 4, *a*) и очищенных ОУНТ (рис. 4, *b*) в воде при использовании ДСН. Измерения проведены в кварцевой кювете с толщиной 3 mm. Измерения радиуса луча, попадающего на образец, производилось с использованием CCD-камеры с учетом расположения чувствительной матрицы. Измерения проводились в диапазонах значений входной полной энергии одиночного импульса для всех образцов 0.5–300 μJ и 0.5–100 μJ на длинах волн 532 и 355 nm соответственно. Максимальное значение соответствовало порогу разрушения кварцевой кюветы.

3.2. Измерения нормированного пропускания по методу Z-сканирования с открытой апертурой

При проведении измерений по методу Z-сканирования с открытой диафрагмой использовалась схема, описанная ранее [3,31]. Произведено исследование дисперсий исходных ОУНТ (рис. 5, *a*) и очищенных ОУНТ (рис. 5, *b*) в воде при использовании ДСН. Измерения проводились при фиксированной входной полной энергии одиночного импульса с шагом смещения образца 0.5 mm для всех образцов 300 и 100 μJ на длинах волн 532 и 355 nm соответственно.

3.3. Результаты

Расхождение параметров определено двумя описанными методами, что показывает возможность использования данных методик измерений с использованием новой пороговой модели для случая луча с плоской вершиной (табл. 3). Линейный коэффициент поглощения для всех образцов составил 1.46 cm^{-1} на длине волны 532 nm и 1.87 cm^{-1} на длине волны 355 nm. Значения динамического диапазона DR , представляющего собой отношение полных энергий одиночных импульсов с максимальной и пороговой величиной, и коэффициента ослабления CA , характеризующего максимальное ослабление по сравнению с исходным пропусканием, представлены в табл. 3.

Заключение

Пороговая модель для случая луча с плоской вершиной позволяет производить определение оптических параметров и радиуса луча по методам фиксированного расположения образца и по методу Z-сканирования с открытой диафрагмой. Схема с использованием формирователя луча позволяет достигать профиля луча с плоской вершиной. Определение оптических параметров с использованием пороговой модели в случае луча с плоской вершиной позволяет производить измерения дисперсий ОУНТ и может быть использовано для исследования образцов с неизвестными оптическими свойствами. Для случая луча с плоской вершиной выведено новое точное аналитическое решение в элементарных функциях, которое не удается получить для общего случая (луч гауссовой формы). Новый подход позволяет описать нелинейное взаимодействие лазерного излучения с материалом при постоянном распределении интенсивности в поперечном сечении, что было достигнуто при помощи формирователя луча. При этом точное решение в элементарных функциях сокращает количество арифметических и логических действий в численных методах и сокращает требования к быстродействию компьютера. Показана возможность построения теоретической кривой для случая Z-сканирования с открытой диафрагмой введением величины нормированного пропускания, характеризующего изменение радиуса

луча за линзой для переменного положения образца относительно фокуса.

Измерения на длинах волн 355 и 532 nm показывают возможность использования дисперсий ОУНТ для ослабления лазерного излучения за счет нелинейных эффектов. Применение очищенных ОУНТ позволяет достигать больших значений эффективного нелинейного коэффициента поглощения, при этом использование ДСН уменьшает агрегацию (скручивание в пучки) ОУНТ. Дисперсии очищенных ОУНТ лучше подходят для создания нелинейно-оптических элементов пассивных ограничителей лазерного излучения при софокусном расположении образца. Такие материалы ослабляют лазерное излучение источника с длительностью импульсов 20 ns и скоростью срабатывания меньше длительности самих импульсов. Указанная скорость превышает быстродействие любого активного устройства для защиты от поражения лазерным излучением высокой мощности.

Финансирование работы

Подготовка устойчивых к седиментации образцов и аналитические вычисления выполнены при поддержке РФФ 21-73-20016. Исследования по защите фоточувствительных детекторов и ПЗС-матриц с использованием ОУНТ выполнены при поддержке Министерства промышленности и торговли Российской Федерации (Государственный контракт № 20411.1950192501.11.003 от 29.12.2020, идентификатор 17705596339200009540).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.-H. Wei, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (4), 760 (1990). DOI: 10.1109/3.53394
- [2] С.А. Терещенко, В.М. Подгаецкий, А.Ю. Герасименко, М.С. Савельев. *Опт. и спектр.*, **116** (3), 486 (2014). DOI: 10.7868/S0030403414030210 [S.A. Tereshchenko, V.M. Podgaetskii, A.Y. Gerasimenko, M.S. Savel'ev. *Opt. Spectr.*, **116** (3), 454 (2014). DOI: 10.1134/S0030400X14030217]
- [3] S.A. Tereshchenko, M.S. Savelyev, V.M. Podgaetsky, A.Y. Gerasimenko, S.V. Selishchev. *J. Appl. Phys.*, **120** (9), 093109 (2016). DOI: 10.1063/1.4962199
- [4] A.A. Said, M. Sheik-Bahae, D.J. Hagan, T.H. Wei, J. Wang, J. Young, E.W. Van Stryland. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9** (3), 405 (1992). DOI: 10.1364/JOSAB.9.000405
- [5] G. Račiukaitis. *J. Laser Micro/Nanoengineering*, **6** (1), 37 (2011). DOI: 10.2961/jlmm.2011.01.0009
- [6] X.G. Huang. *Opt. Eng.*, **38** (2), 208 (1999). DOI: 10.1117/1.602255
- [7] G. Zhang, I.W. Primaatmaja, J.Y. Haw, X. Gong, C. Wang, C.C.W. Lim. *Quantum Information and Measurement VI 2021* (Washington, D.C., Optica Publishing Group, 2021), p. M2C.6. DOI: 10.1364/QIM.2021.M2C.6

- [8] H. Qian, S. Li, Y. Li, C.-F. Chen, W. Chen, S.E. Bopp, Y.-U. Lee, W. Xiong, Z. Liu. *Sci. Adv.*, **6** (20), (2020). DOI: 10.1126/sciadv.aay3456
- [9] M. Veisi, S. H. Kazemi, M. Mahmoudi. *Sci. Rep.*, **10** (1), 16304 (2020). DOI: 10.1038/s41598-020-73343-2
- [10] H. Fan, X. Wang, Q. Ren, X. Zhao, G. Zhang, J. Chen, D. Xu, G. Yu, Z. Sun. *Opt. Laser Technol.*, **42** (5), 732 (2010). DOI: 10.1016/j.optlastec.2009.11.017.
- [11] L. Zheng, P. Zhang, J. Tan, F. Li. *IEEE Access*, **7**, 163437 (2019). DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2952173
- [12] R. Zhou, W. Jiang, S. Jiang. *Remote Sens.*, **10** (12), 2051 (2018). DOI: 10.3390/rs10122051
- [13] S. Royo, M. Ballesta-Garcia. *Appl. Sci.*, **9** (19), 4093 (2019). DOI: 10.3390/app9194093
- [14] M. Hasan, J. Hanawa, R. Goto, H. Fukuda, Y. Kuno, Y. Kobayashi. *IEEE Trans. Electr. Electron. Eng.*, **16** (5), 778 (2021). DOI: 10.1002/tee.23358
- [15] L. Janowski, R. Wroblewski, M. Rucinska, A. Kubowicz-Grajewska, P. Tysiac. *Eng. Geol.*, **301**, 106615 (2022). DOI: 10.1016/j.enggeo.2022.106615
- [16] G. Mandlbürger, M. Pfennigbauer, R. Schwarz, S. Flöry, L. Nussbaumer. *Remote Sens.*, **12** (6), 986 (2020). DOI: 10.3390/rs12060986
- [17] S.M. Marselis, K. Abernethy, A. Alonso, J. Armston, T.R. Baker, J. Bastin, J. Bogaert, D.S. Boyd, P. Boeckx, D.F.R.P. Burslem, R. Chazdon, D.B. Clark, C. Coomes, L. Duncanson, S. Hancock, R. Hill, C. Hopkinson, E. Kearsley, J.R. Kellner, D. Kenfack, N. Labrière, S.L. Lewis, D. Minor, H. Memiaghe, A. Monteagudo, R. Nilus, M. O'Brien, O.L. Phillips, J. Poulsen, H. Tang, H. Verbeeck, R. Dubayah. *Glob. Ecol. Biogeogr.*, **29** (10), 1799 (2020). DOI: 10.1111/geb.13158
- [18] A.E. Thompson. *Remote Sens.*, **12** (17), 2838 (2020). DOI: 10.3390/rs12172838
- [19] J. Shen, N. Cao, Y. Zhao. *Optik (Stuttg.)*, **227**, 165980 (2021). DOI: 10.1016/j.ijleo.2020.165980
- [20] T. Shiina. *Ionizing Radiation Effects and Applications*, ed. by B. Djeddar (IntechOpen, London, United Kingdom, 2018), p. 186. DOI: 10.5772/intechopen.74630
- [21] C. Jiang, Y. Chen, W. Tian, X. Feng, W. Li, C. Zhou, H. Shao, E. Puttonen, J. Hyypä. *Satell. Navig.*, **1** (1), 29 (2020). DOI: 10.1186/s43020-020-00029-5
- [22] E. Garmire. *Opt. Express*, **21** (25), 30532 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.030532
- [23] W.M. Elwekeel, A. Salah, T. Ismail, H. Selmy, M. Alshershby, Y.A. Badr, B. Anis. *Opt. Mater. (Amst)*, **122**, 111732 (2021). DOI: 10.1016/j.optmat.2021.111732
- [24] B. Schwarz, G. Ritt, M. Koerber, B. Eberle. *Opt. Eng.*, **56** (3), 034108 (2017). DOI: 10.1117/1.OE.56.3.034108
- [25] M. Zhang, X. Xu, J. Liu, Y. Jiang, J. Wang, N. Dong, C. Chen, B. Zhu, Y. Liang, T. Fan, J. Xu. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **14** (29), 33787 (2022). DOI: 10.1021/acsaami.2c06476
- [26] T.C. Sabari Girisun, M. Saravanan, S. Venugopal Rao. *J. Appl. Phys.*, **124** (19), 193101 (2018). DOI: 10.1063/1.5050478
- [27] Y. Chen, Y. Lin, Y. Liu, J. Doyle, N. He, X. Zhuang, J. Bai, W.J. Blau. *J. Nanosci. Nanotechnol.*, **7** (4), 1268 (2007). DOI: 10.1166/jnn.2007.308
- [28] K.C. Chin, A. Gohel, H.I. Elim, W. Chen, W. Ji, G.L. Chong, C.H. Sow, A.T.S. Wee. *J. Mater. Res.*, **21** (11), 2758 (2006). DOI: 10.1557/jmr.2006.0338
- [29] L. Vivien, D. Riehl, P. Lançon, F. Hache, E. Anglaret. *Opt. Lett.*, **26** (4), 223 (2001). DOI: 10.1364/OL.26.000223
- [30] M.S. Savelyev, A.Y. Gerasimenko, V.M. Podgaetskii, S.A. Tereshchenko, S.V. Selishchev, A.Y. Tolbin. *Opt. Laser Technol.*, **117**, 272 (2019). DOI: 10.1016/j.optlastec.2019.04.036
- [31] F.H. Alkallas, H.A. Ahmed, R. Adel Pashameah, S.H. Alreface, A. Toghian, A. Ben Gouider Trabelsi, A.M. Mostafa. *Opt. Laser Technol.*, **155**, 108444 (2022). DOI: 10.1016/j.optlastec.2022.108444
- [32] T.A. Alrebbi, H.A. Ahmed, F.H. Alkallas, E.A. Mwafy, A.B.G. Trabelsi, A.M. Mostafa. *Radiat. Phys. Chem.*, **195**, 110088 (2022). DOI: 10.1016/j.radphyschem.2022.110088
- [33] A. Wang, L. Cheng, W. Zhao, W. Zhu, D. Shang. *Dye. Pigment.*, **161**, 155 (2019). DOI: 10.1016/j.dyepig.2018.09.057
- [34] B.I. Kharisov, O.V. Kharissova, H. Leija Gutierrez, U. Ortiz Méndez. *Ind. Eng. Chem. Res.*, **48** (2), 572 (2009). DOI: 10.1021/ie800694f
- [35] D. Bouchard, X. Chang, I. Chowdhury. *Environ. Nanotechnology, Monit. Manag.*, **4**, 42 (2015). DOI: 10.1016/j.enmm.2015.07.001
- [36] M. Davoodabadi, M. Liebscher, S. Hampel, M. Sgarzi, A.B. Rezaie, D. Wolf, G. Cuniberti, V. Mechtcherine, J. Yang. *Compos. Part B Eng.*, **209**, 108559 (2021). DOI: 10.1016/j.compositesb.2020.108559
- [37] R. Rastogi, R. Kaushal, S.K. Tripathi, A.L. Sharma, I. Kaur, L.M. Bharadwaj. *J. Colloid Interface Sci.*, **328** (2), 421 (2008). DOI: 10.1016/j.jcis.2008.09.015
- [38] Ю.Н. Толчков, Т.И. Панина, З.А. Михалева, Е.В. Галунин, Н.Р. Меметов, А.Г. Ткачев. *Химическая физика и мезоскопия*, **19** (2), 292 (2017).
- [39] О.С. Зуева, О.Н. Макшакова, Б.З. Идиятуллин, Д.А. Файзуллин, Н.Н. Беневоленская, А.О. Боровская, Э.А. Шарипова, Ю.Н. Осин, В.В. Сальников, Ю.Ф. Зуев. *Известия АН, серия химическая*, **5**, 1208 (2016).
- [40] M.S. Savelyev, A.Y. Gerasimenko, P.N. Vasilevsky, Y.O. Fedorova, T. Groth, G.N. Ten, D.V. Telyshev. *Anal. Biochem.*, **598**, 113710 (2020). DOI: 10.1016/j.ab.2020.113710
- [41] L.W. Tutt, T.F. Boggess. *Prog. Quantum Electron.*, **17** (4), 299 (1993). DOI: 10.1016/0079-6727(93)90004-S
- [42] Q. Zhang, Y. Qiu, F. Lin, C. Niu, X. Zhou, Z. Liu, M.K. Alam, S. Dai, W. Zhang, J. Hu, Z. Wang, J. Bao. *Nanoscale*, **12** (13), 7109 (2020). DOI: 10.1039/C9NR10516F