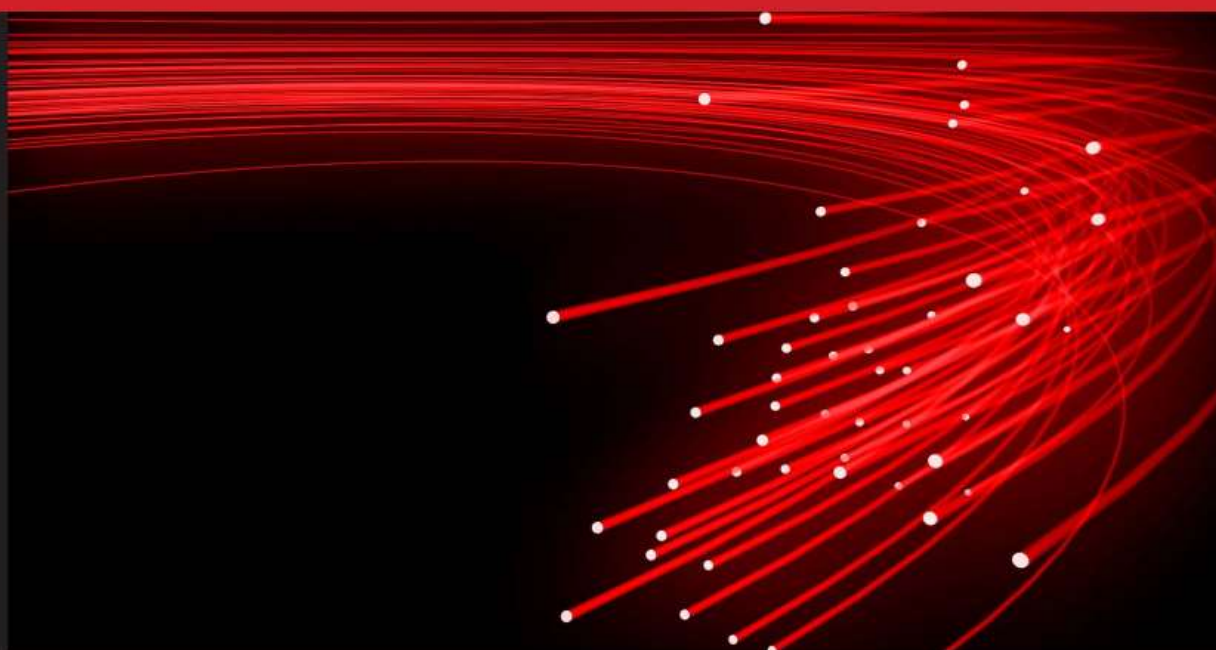


Лазеры. Измерения. Информация



Том 1, № 4 / 2021

Новороссийск
2021

Лазеры. Измерения. Информация. 2021. Том № 01. № 04 (04)

<https://lasers-measurement-information.ru>

Лазеры. Измерения. Информация

Научный сетевой журнал

Издаётся с марта 2021 года

Выходит 4 раза в год

ISSN 2713-0568

Том 1, № 4 (4)

Декабрь 2021 г. - февраль 2022 г.

Главный редактор: В. Е. Привалов

Ответственный редактор: В. Г. Шеманин

Редакционная коллегия: А. Н. Власов, В. Н. Дёмкин, Г. С. Евтушенко, И. Г. Иванов, М. М. Кугейко, Г. П. Михайлов, Л. А. Русинов, А. Л. Соколов, В. А. Степанов, А. А. Тихомиров, С. А. Филист, А. Э. Фотиади, Е. Г. Чуляева

Учредитель: ФГБОУ ВО БГТУ им. В. Г. Шухова

Издатель: Филиал БГТУ им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске

Адрес редакции:

353919, Россия, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75

Тел. +78617221333

<https://lasers-measurement-information.ru>

e-mail: editor-laser@nb-bstu.ru

Свидетельство о регистрации: серия Эл № ФС77-81070 от 02 июня 2021 г.

Опубликовано 29.12.2021

© Филиал БГТУ им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске, 2021

Содержание:

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Привалов В. Е., Шеманин В. Г.

Зондирование молекул водорода в атмосфере лидаром дифференциального поглощения и рассеяния из космоса стр. 4

Кугейко М. М.

Проблемы оптико-физических измерений (интерпретация измерительной информации) стр. 14

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ. КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Вальшин А. М.

Измерение реактивной составляющей импеданса плазмы лампы-вспышки для твердотельного лазера стр. 18

ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

Веденин Е. И., Дьяченко В. Ю., Чартий П. В.

Контроль параметров взвешенных частиц и обнаружение сверхнормативных выбросов с помощью автоматизированной лазерной системы непрерывного контроля аэрозольных выбросов цементного производства стр. 22

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Привалов В. Е., Шеманин В. Г., Мкртычев О. В.

Оптические характеристики стеклянных композитов с многослойными наноразмерными покрытиями стр. 33

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568_2021_1_4_4

УДК 535.362

ГРНТИ 29.31.27

Зондирование молекул водорода в атмосфере лидаром дифференциального поглощения и рассеяния из космоса

^{1*} Привалов В. Е., ² Шеманин В. Г.

¹ 195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29,
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

² 353919, Россия, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75,
филиал Белгородского государственного технологического университета
им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске

e-mail: * vaevpriv@yandex.ru, shemanin-v-g@nb-bstu.ru

Компьютерное моделирование лидарного уравнения дифференциального поглощения и рассеяния с учетом полуширин линий генерации лазеров и аппаратной функции самого лидара для мониторинга молекул водорода в атмосферном пограничном слое на уровне концентрации порядка 10^{13} см^{-3} и выше с космической орбиты в диапазоне высот от 100 км и вплоть до геостационарной орбиты выполнено в настоящей работе. Получено, что время измерения для такого уровня концентраций на длине волны лазерного излучения 2,4 мкм и высоты от 100 до 36000 км лежит в диапазоне 3,4 мс...2142 с или 7,4 мин.

Ключевые слова: лидар дифференциального поглощения, мониторинг молекул водорода, лидарное уравнение.

Введение

Большие перспективы использования водорода как нового вида чистого топлива требует создания систем для контроля его утечки из баллонов и трубопроводов, особенно в местах эксплуатации и перекачки. В реальной атмосфере доля молекул H_2 составляет $5 \cdot 10^{-7}$ мольных доли (0,5 ppm) [1] или $1,345 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Однако дистанционный контроль и измерение концентраций на таких уровнях представляет большую проблему [2].

Так как сечение поглощения лазерного излучения молекулами обычно значительно превышает как эффективное (с учётом тушения) сечение флуоресценции, так и сечение комбинационного рассеяния света [A1] то на основе ослабления лазерного излучения с соответствующим образом подобранной частотой можно создать чувствительный метод определения средней концентрации молекул. Для того, чтобы выделить вклад поглощения интересующей молекулы в ослабление лазерного луча, обычно применяется метод дифференциального поглощения. В этом методе предполагается использование лазерного излучения на двух длинах волн: одной – в центре полосы поглощения молекулы, а другой – в крыле этой полосы. Большинство полос поглощения молекул, представляющих интерес для дистанционного зондирования, лежит в инфракрасной области спектра и

соответствует колебательно-вращательным переходам [3, 4]. Основной недостаток этого метода – низкое пространственное разрешение и недостаточная чувствительность инфракрасных детекторов. Высокие чувствительность и пространственное разрешение могут быть достигнуты при сочетании дифференциального поглощения с рассеянием. Этот метод впервые был предложен для дистанционного определения содержания водяного пара в атмосфере [5]. Он основан на сравнении рассеянных назад лазерных сигналов: одного – в максимуме линии поглощения молекулы, а другого – на крыле линии. В этом случае пространственное разрешение и мощные сигналы на используемых длинах волн обуславливаются большим сечением рассеяния Ми, а отношение сигналов даёт требуемую величину дифференциального поглощения. Благодаря этому метод дифференциального поглощения и рассеяния обладает наилучшей чувствительностью при зондировании некоторых молекулярных составляющих атмосферы с больших расстояний. Хотя чувствительность фотодетекторов делает методы, основанные на флуоресценции и дифференциальном поглощении и рассеянии, более пригодными для зондирования молекул, имеющих полосы поглощения в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, повышение чувствительности инфракрасных детекторов придают методу дифференциального поглощения и рассеяния более универсальный характер [1]. Именно поэтому в последнее время получили широкое распространение лидары дифференциального поглощения и рассеяния, которые используются во всех видах лазерной дистанционной техники, основанной на резонансном поглощении.

По результатам выполненных ранее исследований различных типов лидаров [2, 3, 6], предназначенных для зондирования газовых молекул в атмосфере, можно предположить, что для обнаружения концентраций молекул порядка $10^{13} \cdot \text{см}^{-3}$ и выше в атмосфере будет наиболее предпочтительным использование систем дифференциального поглощения. В связи с этим на основе ослабления лазерного излучения с соответствующим подбором длины волны можно создать чувствительный метод измерения концентрации газовых молекул в атмосфере.

Разработка новых дистанционных методов измерения концентрации молекул H_2 в атмосфере Земли на уровне порядка $10^{13} \cdot \text{см}^{-3}$ для их мониторинга с космической орбиты в рамках дистанционного зондирования Земли требует оценки возможностей лидарного мониторинга для решения таких задач. В работах [1, 3] был выполнен анализ методов лазерного зондирования молекул предельных углеводородов в атмосфере и получено, что лидар дифференциального поглощения и рассеяния может использоваться для дистанционного измерения концентрации молекул на таком уровне. Однако представляет интерес теоретическая оценка возможностей такого лидара для мониторинга молекул водорода в атмосферном пограничном слое на уровне концентрации порядка $10^{13} \cdot \text{см}^{-3}$ и выше с космической орбиты в диапазоне высот от 100 км и вплоть до геостационарной орбиты.

Поэтому целью настоящей работы является выбор оптимальных параметров лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекул водорода в атмосфере в режиме счёта фотонов с космической платформы на заданных высотах.

Лидар дифференциального поглощения и рассеяния

Лидар дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекул водорода в атмосфере построен на базе моностатического лидара, у которого два лазерных луча распространяется вдоль оси приёмного телескопа [1, 7]. Оптическая схема этого лидара приведена на рис. 1. В этом варианте лидара дифференциального поглощения и рассеяния используется двухволновой излучатель на двух параметрических генераторах света с

накачкой второй гармоникой одного YAG-Nd лазера на длине волны 532 нм. Одна длина волны лазерного излучения попадает в центр ИК полосы поглощения молекул водорода 2,4 мкм (или частоте $\nu_1 = 125$ ТГц), а другая – вне этой полосы на длине волны 2,1 мкм (или частоте $\nu_2 = 142,9$ ТГц), попадающая в область прозрачности атмосферы согласно [8, 9] и обе с длительностями импульсов 10 нс и энергиями в импульсе до 10 мДж при частоте следования лазерных импульсов f до 100 кГц [2, 10]. Лазерное излучение двух параметрических генераторов света 8 и 14 на длинах волн 2,4 и 2,1 мкм направляется зеркалами 13 и 7 вдоль оси приемного телескопа 18 перпендикулярно поверхности Земли.

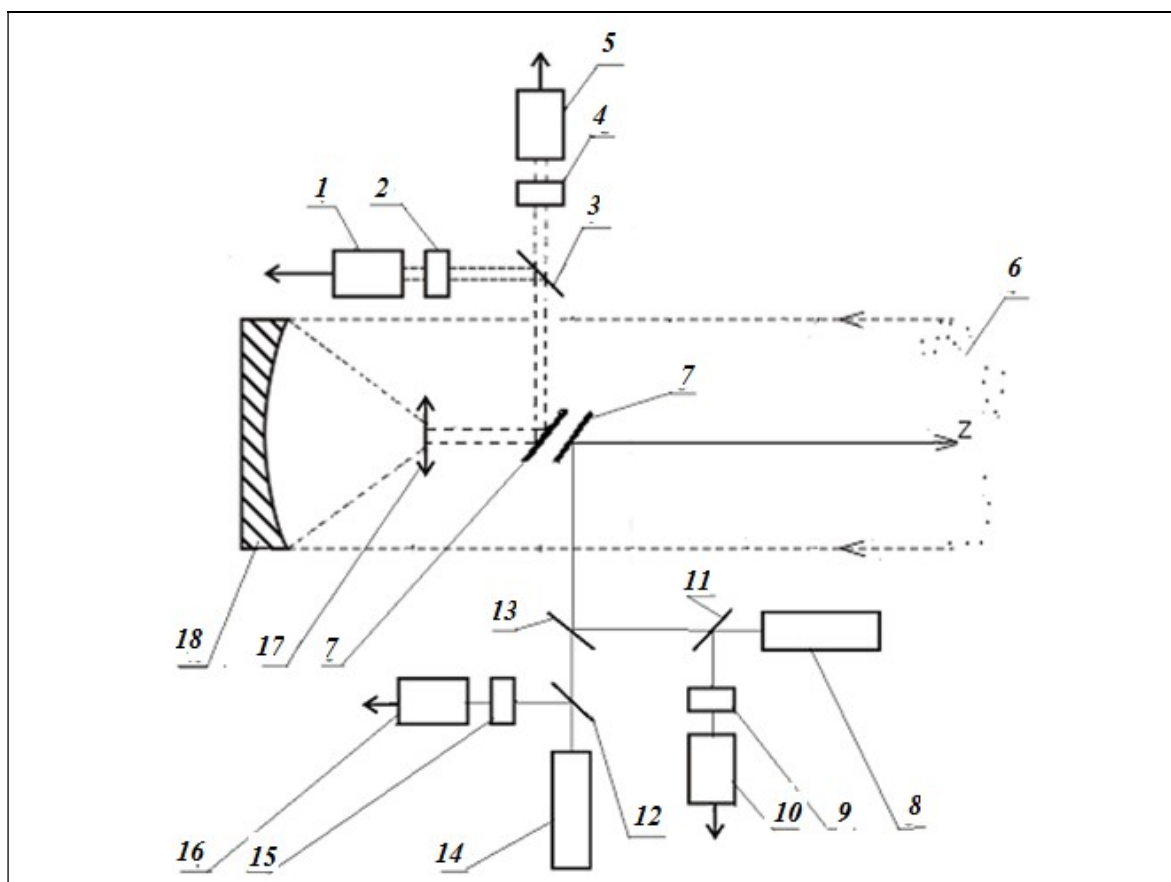


Рис. 1. Оптическая схема варианта лидара дифференциального поглощения и рассеяния: 1, 5, 10, 16 – фотоприёмники, 2, 4, 9, 15 – светофильтры ИКС, 3 – дихроичное зеркало 2,4/2,1, 6 – мишень, 7 – глухие зеркала, 11, 12 – плоскопараллельные кварцевые пластины; 13 – полупрозрачное зеркало; 8, 14 – лазеры; 17 – линзовый объектив и 18 – сферическое зеркало приёмного телескопа

Прошедшее через атмосферу зондирующее излучение на длине волны 2,4 мкм ослабляется за счет поглощения исследуемыми молекулами водорода [1–3, 9], а рассеянное аэрозолем и газовыми молекулами атмосферы назад излучение на этой длине волны и на длине волны 2,1 мкм собирается на космической платформе телескопом типа Ньютона со сферическим зеркалом 18 диаметром 0,4 м и линзовым объективом 17 в параллельный пучок. Этот пучок направляется глухим зеркалом 7 на дихроичное зеркало 3, которым создаются два луча на длинах волн 2,4 и 2,1 мкм и каждый направляется через свой интерференционный фильтр 2 или 4 на свой фотоприемник 1 или 5, напряжение с которых U_2 и U_3 записывается платой сбора данных в ПК. Часть

лазерного излучения каждого лазера 8 и 14 направляется кварцевыми пластинами 11 и 12 через интерференционные фильтры 9 и 15 на фотоприемники 10 и 16 (напряжения U_0 и U_1) для контроля энергии лазерных импульсов и формирования начала отсчёта времени измерения.

Лидарное уравнение

Оптические характеристики атмосферы на трассе зондирования z зададим коэффициентом ослабления $k(v, z)$, а свойства топографической мишени – коэффициентом отражения или суммарным коэффициентом упругого рассеяния Ми и молекулярного рассеяния Рэлея $\rho(\pi, v)$ [1].

Каждый из двух лазеров передающей системы лидара будет характеризоваться мощностью посылаемого в атмосферу лазерного излучения P_1 или P_2 или числом фотонов n_1 или n_2 , длительностью импульса лазера τ_1 или τ_2 . Линию генерации лазера будем считать Гауссовой с максимумом на частоте ν_1 или ν_2 и полуширинами Γ_1 или Γ_2 [4]. Тогда мощность лазерного излучения P_1 (или P_2) на фотоприемнике лидара можно представить в соответствии с [2] и интегрируя по всей ширине линии генерации от $(\nu_1 - \Gamma)$ до $(\nu_1 + \Gamma)$, в виде:

$$P(v, z) = \frac{c\tau_L}{2} \frac{1}{z^2} S_0 G(z) P_0 \int_{\nu_1 - \Gamma}^{\nu_1 + \Gamma} T^2(v, z) \rho(\pi, v) A(v) \Phi(v) dv, \quad (1)$$

где $T(v, z)$ – пропускание на частоте v участка трассы от лидара до исследуемого объёма, равное, согласно [1],

$$T(v, z) = \exp\left[-\int_0^z k(v, z') dz'\right], \quad (2)$$

а $k(v, z)$ – коэффициент ослабления лазерного излучения в атмосфере, $A(v)$ – спектральный коэффициент пропускания приёмной системы лидара [2, 11] или его аппаратная функция и $G(z)$ – геометрическая функция лидара [1, 2]. Эта функция полностью определяется параметрами оптической схемы лидара [1] и лежит в пределах $0 < G(z) < 1$.

Подставляя в это выражение (1) формулу (2) и функцию Гаусса $\Phi(v)$ [12] окончательно получим лидарное уравнения для упругого рассеяния в направлении назад для линии генерации лазера конечной полуширины Γ , как и в [13], в виде

$$P(v, z) = \frac{c\tau_L}{2} S_0 \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \frac{G(z)}{z^2} \int_{\nu_1 - \Gamma}^{\nu_1 + \Gamma} \left\{ \exp\left[-2 \int_0^z k(v, z') dz'\right] - \frac{(v - \nu_0)^2}{2\Gamma^2} \right\} \rho(\pi, v) A(v) dv. \quad (3)$$

Информация о концентрации молекул водорода содержится в сомножителе $T(v, z)$ в (2), причем коэффициент ослабления в атмосфере $k(v, z)$ определяется соотношением вида [9, 13, 14]

$$k(v, z) = k_0(v, z) + \sigma(v)N(z). \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое является коэффициентом ослабления атмосферы на длине волны лазерного излучения за вычетом исследуемых молекул, а второе – произведение сечения резонансного поглощения молекул йода на их концентрацию.

Для реализации метода дифференциального поглощения и рассеяния [9] возьмём два лидарных уравнения типа (3) для двух частот лазерного излучения ν_1 и ν_2 , которые определены выше и разделим одно на другое:

$$\frac{P(\nu_1, z)}{P(\nu_2, z)} = \frac{c_1 G_1(z)}{c_2 G_2(z)} \frac{\int_{\nu_1 - \Gamma_1}^{\nu_1 + \Gamma_1} \exp\left[-2 \int_0^z k(\nu_1, z') dz' - (\nu - \nu_1)^2 / (2\Gamma_1^2)\right] \rho(\pi, \nu_1) A(\nu) dv}{\int_{\nu_2 - \Gamma_2}^{\nu_2 + \Gamma_2} \exp\left[-2 \int_0^z k(\nu_2, z') dz' - (\nu - \nu_2)^2 / (2\Gamma_2^2)\right] \rho(\pi, \nu_2) A(\nu) dv}. \quad (5)$$

Заменяя $k(\nu_1, z)$ в числителе (5) на выражение (4) в результате получаем уравнение для самого общего случая дифференциального поглощения и рассеяния в предположении о различии всех сомножителей, зависящих от частоты лазерного излучения, как и в [1, 14]:

$$\frac{P(v_1, z)}{P(v_2, z)} = \frac{c_1 G_1(z)}{c_2 G_2(z)} \frac{\int_{v_1 - \Gamma_1}^{v_1 + \Gamma_1} \exp\{-2 \int_0^z [k_0(v_1, z') + \sigma(v_1) N(z')] dz' - (v - v_1)^2 / (2\Gamma_1^2)\} \rho(\pi, v_1) A(v) dv}{\int_{v_2 - \Gamma_2}^{v_2 + \Gamma_2} \exp\{-2 \int_0^z k_0(v_2, z') dz' - (v - v_2)^2 / (2\Gamma_2^2)\} \rho(\pi, v_2) A(v) dv}. \quad (6)$$

Рассмотрим решение уравнения (6) при следующих предположениях. Аппроксимируем аппаратную функцию так же Гауссовой кривой с единичной амплитудой и будем считать коэффициенты отражения $\rho(\pi, v)$ числами, величины которых были представлены в [4]. Тогда, с учётом лидарных констант в выражении (3), уравнение (6) перепишем в виде

$$\frac{P(v_1, z)}{P(v_2, z)} = \frac{\tau_1 P_1 G_1(z) \rho(\pi, v_1)}{\Gamma_1 \tau_2 P_2 G_2(z) \rho(\pi, v_2)} \frac{\int_{v_1 - \Gamma_1}^{v_1 + \Gamma_1} \exp\{-2 \int_0^z [k_0(v_1, z') + \sigma(v_1) N(z')] dz' - (v - v_1)^2 (\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2) / (2\Gamma_1^2 \Gamma_a^2)\} dv}{\int_{v_2 - \Gamma_2}^{v_2 + \Gamma_2} \exp\{-2 \int_0^z k_0(v_2, z') dz' - (v - v_2)^2 (\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2) / (2\Gamma_2^2 \Gamma_a^2)\} dv}. \quad (7)$$

Будем считать, что атмосфера однородна, и коэффициент ослабления лазерного излучения в атмосфере будет функцией только частоты $k(v, z) = k(v)$. Контур полосы поглощения молекул водорода аппроксимируем функцией Лоренца [1, 2] в виде:

$$\sigma(v) = \sigma_0(v_1) \frac{\Gamma_3}{\pi} \frac{1}{\Gamma_3^2 + (v - v_3)^2}, \quad (8)$$

где $\sigma(v_1)$ – величина сечения поглощения молекулы водорода на частоте лазерного излучения $v_1 = 125$ ТГц, которая находится в максимуме полосы поглощения молекул H_2 и полушириной $\Gamma_3 = 45,5$ ГГц, как и в [3]. Рассмотрим отдельно числитель выражения (7) с учётом (8):

$$\int_{v_1 - \Gamma_1}^{v_1 + \Gamma_1} \exp\left\{-2k_0(v_1)z - \frac{1}{\pi} \frac{2\sigma_0(v_1)\Gamma_3}{\Gamma_3^2 + (v - v_3)^2} \int_0^z N(z') dz' - \frac{(v - v_1)^2 (\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2)}{2\Gamma_1^2 \Gamma_a^2}\right\} dv. \quad (9)$$

Так как в знаменателе функции Лоренца расстояние от центра полосы до линии генерации v_3 больше её полуширины $(v - v_3) > \Gamma$, то можно функцию приближённо заменить константой $\sigma_0(v_1)$ и пренебречь зависимостью от частоты во втором слагаемом:

$$\int_{v_1 - \Gamma_1}^{v_1 + \Gamma_1} \exp\left\{-2k_0(v_1)z - \sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz' - \frac{(v - v_1)^2 (\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2)}{2\Gamma_1^2 \Gamma_a^2}\right\} dv. \quad (10)$$

Последнюю экспоненту в (10) преобразуем, используя интеграл ошибок $\text{erf}(\Gamma)$ [15], к виду

$$2\Gamma\Gamma_a \sqrt{\frac{2\pi}{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}} \text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right) \exp\left\{-2k_0(v_1)z - \sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz'\right\}. \quad (11)$$

Используя выражение (11), уравнение (7) перепишем в виде:

$$\frac{P(v_1, z)}{P(v_2, z)} = \frac{\tau_1 P_1 G_1(z) \rho(\pi, v_1)}{\tau_2 P_2 G_2(z) \rho(\pi, v_2)} \frac{\sqrt{\frac{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}} \text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right) \exp\left\{-2k_0(v_1)z - \sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz'\right\}}{\text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right) \exp\{-2k_0(v_2)z\}}. \quad (12)$$

Перейдём, как и ранее в [10, 16], к оптической плотности в виде:

$$D = \ln \frac{P(v_2, z)}{P(v_1, z)} = \ln \left[\frac{E_2 G_2(z) \rho(\pi, v_2) \text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right)}{E_1 G_1(z) \rho(\pi, v_1) \text{erf}\left(\frac{\sqrt{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2}\Gamma_a}\right)} \sqrt{\frac{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}} - \right. \\ \left. -2k_0(v_2)z + 2k_0(v_1)z + \sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz' \right]. \quad (13)$$

Таким образом, лидарное уравнение (13) позволяет найти концентрацию исследуемых молекул, если известны остальные параметры задачи. Значит, задавая диапазон искомых концентраций молекул, можно оценить параметры требуемого варианта лидара.

Результаты и обсуждение

На первом этапе для оценки величины сигнала рассеяния выполним численное решение лидарного уравнения для суммарного рассеяния Ми на аэрозольных частицах и молекулах газов в атмосфере в направлении назад в режиме синхронного счёта фотонов [10] для лазерного излучения на длине волны 2,4 мкм и перепишем уравнение (3) в числах фотонов [4] в виде:

$$n(z) = n_0 \cdot K_1 \cdot \Delta z \cdot G(z) f t \cdot S_0 \frac{\exp[-2 \int_0^z k(v_1, z') dz']}{z^2} \rho(\pi, v_1), \quad (14)$$

Причём величина суммарного коэффициента обратного рассеяния в атмосфере равна, по данным [1], $\rho(\pi, v) = 10^{-7}$.

Будем рассматривать однократное рассеяние и однородную атмосферу [2, 11]. Мерой сигнала рассеяния, как и в [4], будет длительность времени измерения t , которое выразим из уравнения (14) в виде

$$t = \frac{n(v, z) z^2}{B Y_1(v, z)}, \quad (15)$$

где $Y_1(v, z) = n_0(z) T^2(\lambda, z) \rho$.

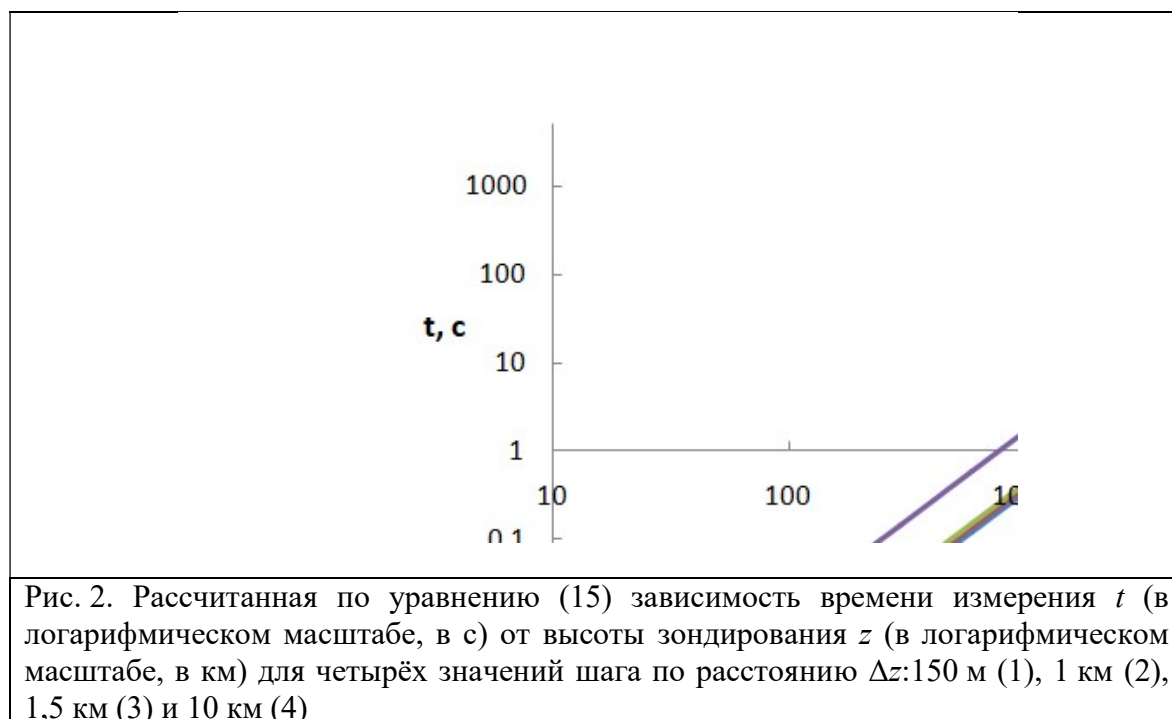
Для нашей экспериментальной ситуации возьмём концентрацию молекул водорода в диапазоне $N(z) = 10^{11} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Значение максимума полосы валентных НН колебаний молекул H_2 из [1–3] равно 4161 см^{-1} или 2,4 мкм. В качестве опорного канала взято лазерное излучение второго лазера с длиной волны 2,1 мкм. Значения коэффициентов ослабления для этих частот $k(v_1, z)$ и $k(v_2, z)$ по данным [8] равны соответственно $0,08 \text{ км}^{-1}$ и $0,09 \text{ км}^{-1}$. Для полосы поглощения водорода максимальное значение сечения резонансного поглощения на длине волны 2,4 мкм по данным [3] $\sigma_0(v_1) = 0,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, а полуширина этой полосы – $\Gamma_3 = 45,5 \text{ ГГц}$ [9]. Значение лидарной константы $K_1 = 0,49$ было измерено в [2, 3, 7], поперечное сечение зеркала приёмного телескопа лидара равно $0,13 \text{ м}^2$, а шаг по расстоянию Δz выбирался от 100 м до 10 км в зависимости от уровня концентрации исследуемых молекул и высоты нахождения космического аппарата. При расчётах пропускания атмосферы на заданных длинах волн учитывалась зависимость величины коэффициента ослабления $k(v, z)$ от высоты z в соответствии с [8, С. 382].

Рассмотрим численное решение уравнения (15) в предположении, что $G(z)$ для нашего случая равно 1, и за время измерения t будут зарегистрированы 200 фотонов. Зондирование молекул водорода производится с космического аппарата, находящегося как на геостационарной (или геосинхронной) орбите высотой 35786 км, так и с высоты орбиты 100 км и более для концентрации исследуемых молекул $N(z) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Результаты решения уравнения (15) представлены на рис. 2.

Как следует из графика рис. 2 увеличение шага по расстоянию Δz в уравнении (15) на порядок приводит к пропорциональному увеличению времени измерения. Минимальное время измерения для высоты 100 км составит для шага по расстоянию 150 м почти 3,4 мс, а для шага 10 км – 16,5 мс, для высоты 600 км и шага 150 м – 123 мс, а шага 10 км – почти 600 мс при частоте следования лазерных импульсов 100 кГц. Для геостационарной орбиты с высотой 35786 км минимальное время измерения для шага по расстоянию 150 м равно 443 с, а для шага 10 км – 2142 с или 7,4 мин и почти 35,7 мин.

Для оценки потенциальных возможностей такой системы дистанционного зондирования молекул водорода в атмосфере с космической платформы было выполнено численное решение лидарного уравнения для дифференциального поглощения и рассеяния (13), которое рассмотрим в предположении о равенстве всех констант в виде [16]:

$$D = \ln \frac{P(v_2, z)}{P(v_1, z)} = 2\alpha(v_1)z - 2\alpha(v_2)z + 2\sigma_0(v_1) \int_0^z N(z') dz'. \quad (16)$$



В общем случае оптическая плотность D при дифференциальном поглощении [10] определяется сечением резонансного поглощения σ_0 исследуемых молекул, их концентрацией $N(z)$ и толщиной поглощающего слоя атмосферы Δz . С другой стороны, эта оптическая плотность определяется логарифмом отношения лидарных сигналов или чисел фотонов на двух выбранных частотах или длинах волн лазерного излучения согласно лидарному уравнению (16).

Используя те же самые значения параметров задачи, по уравнению (16) были выполнены расчёты времени измерения t лидаром дифференциального поглощения и рассеяния для значения концентраций исследуемых молекул $N(z) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и диапазона высот от 100 до 36000 км с шагом по расстоянию Δz от 50 до 10000 м. Результаты расчётов приведены на рис. 3.

Графики на рис. 3 показывают зависимость времени измерения лидарного сигнала от величины шага по высоте, причём для значения 10^{15} см^{-3} эта длина составляет около 1 м, но в то же время для концентрации 10^{11} см^{-3} длина трассы увеличивается почти до 10 км. Это связано с тем, что метод дифференциального поглощения имеет ограничения снизу и сверху на диапазон возможных значений произведений концентрации на толщину поглощающего слоя, определяемого временем одного измерения $t_1 = 2\Delta z/c$ [2]. Так как динамический диапазон фотоприемников ограничен [2], будем считать, что максимальное значение оптической плотности может быть равно 2. Для исследования зависимости оптической плотности D от величины шага по высоте Δz и уровня концентрации $N(z)$ были выполнены расчёты по уравнению (16) для значений оптической плотности в диапазоне 0,1...2. На рис. 4 представлена зависимость оптической плотности в этом диапазоне значений шага по расстоянию Δz от уровня концентрации исследуемых молекул от 10^{11} см^{-3} до 10^{14} см^{-3} .

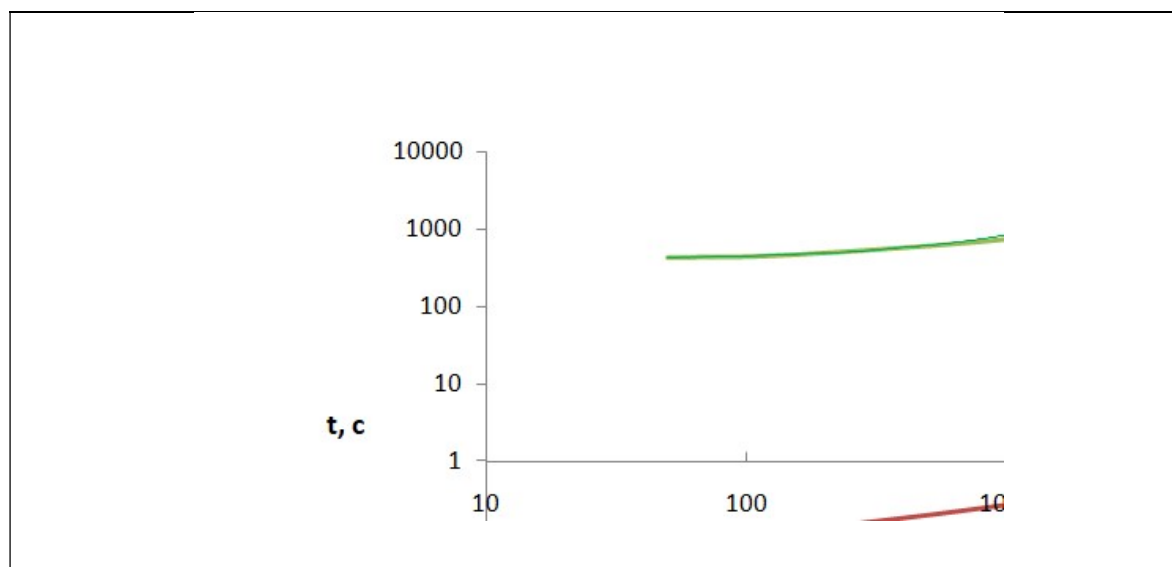


Рис. 3. Рассчитанная по уравнению (16) зависимость времени измерения t (в логарифмическом масштабе, в с) от значений шага по расстоянию Δz (в логарифмическом масштабе, в м) для трёх значений высоты зондирования z : 100 км (1), 600 км (2) и 36000 км (3)

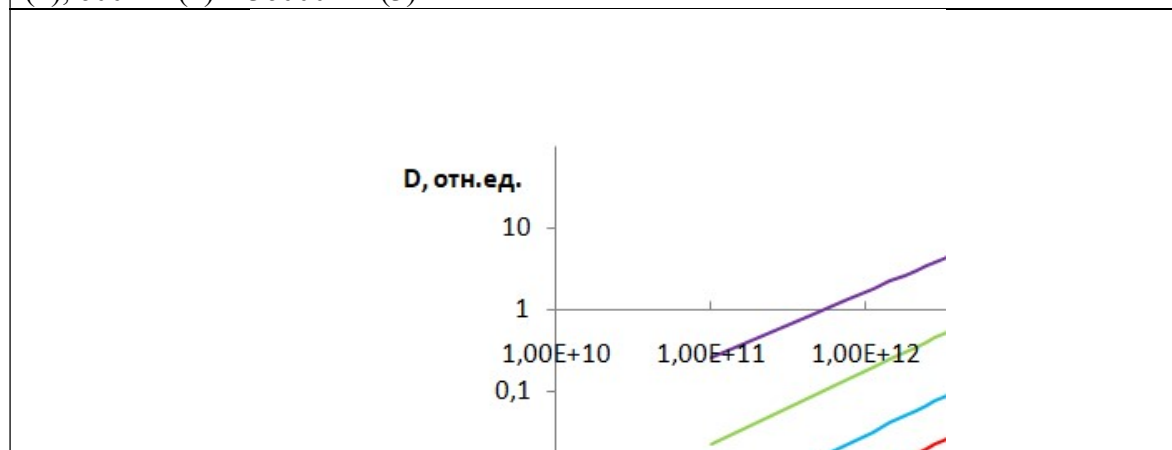


Рис. 4. График рассчитанной по уравнению (16) зависимости оптической плотности D (в логарифмическом масштабе, в отн. ед.) от значений концентрации молекул $N(z)$ (в логарифмическом масштабе, в см^{-3}) в диапазоне $10^{11} \dots 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для четырёх значений шага по расстоянию Δz : 50 м (1), 150 м (2), 1,5 км (3) и 10 км (4)

Анализ графика на рис. 4 показывает возможность регистрации сигнала с концентрацией молекул 10^{11} см^{-3} на трассах зондирования от 3,5 до 51 км, а если длина трассы постоянна и равна 10 км, то для тех же параметров лидара можно зарегистрировать уровни концентрации молекул водорода в диапазоне $2,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \dots 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, что и подтверждается рис. 4.

Заключение

Для оценки полученных результатов учтём перемещение космической платформы с лидаром. Эта платформа движется по круговой орбите со скоростью не менее 7,9 км/с. В то же время из-за вращения Земли поле зрения приёмного телескопа на её поверхности

перемещается со скоростью 464 м/с. Тогда эта точка на поверхности переместится за время измерения на минимальное расстояние около 992,96 км для времени измерения 2142 с на геостационарной орбите. Кроме того, поле зрения приемного телескопа с расходимостью приблизительно 10^{-3} будет выглядеть на земной поверхности как круг с диаметром 36 км. Поэтому максимальный измерительный объем за время регистрации 2142 с для исследуемых молекул водорода будет равен 357799,68 км³ для высоты столба атмосферы 10000 м.

Таким, образом, анализ полученных результатов показывает, что время измерения для уровня концентрации исследуемых молекул водорода 10^{13} см⁻³ на длине волны лазерного излучения 2,4 мкм и высоты от 100 до 36000 км лежит в диапазоне 3,4 мс...2142 с или 7,4 мин для такого варианта лидара дифференциального поглощения и рассеяния. Поэтому можно вести речь о регистрации таким лидаром с космической платформы концентрации исследуемых молекул водорода на уровне 10^{13} см⁻³.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ, проекты № 19-42-230004 и №19-45-230009

Конфликт интересов

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и им ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

Список литературы

1. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М. Мир. 1987. 550 С.
2. Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазеры и экологический мониторинг атмосферы – СПб.: Лань, 2013 – 288 с.
3. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Оптимизация лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекулярного водорода в атмосфере // ЖТФ. 999. Т. 69. №. 8. С. 65–68.
4. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Мониторинг молекул сероводорода в атмосферном пограничном слое лидаром дифференциального поглощения и рассеяния из космоса. // Оптический журнал. – 2018. – Т.85. – Вып.4. – С. 49–52.
5. Murray E. R., Hake R. D., Jr., Van der Laan J. E., Hawley J. G. Atmospheric water vapour measurement with a 10 micrometer DIAL system // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 28. No. 4. P. 542–543.
6. Privalov V. E., Shemanin V. G. Lidars for Control and Measurements // Proceedings of SPIE. 1998. V. 3345. P. 6–10.
7. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Параметры лидара дифференциального поглощения для обнаружения молекулярного йода в атмосфере // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 2. С. 40–42.
8. Справочник по лазерам. Под ред. А. М. Прохорова Т.И. – М.: Советское Радио, 1978 – 591 с.
9. Зуев В. В., Катаев М. Ю., Макогон М. М., Мицель А. А. Лидарный метод дифференциального поглощения. Современное состояние исследований // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 8. С. 1136–1164.

10. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Лидарное уравнение с учетом конечной ширины линии генерации лазера. // Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79. № 2. С. 170–180.
11. Донченко В. А., Кабанов М. В., Кауль Б. В., Самохвалов И. В. Атмосферная электрооптика. Томск: Изд-во НТЛ. 2010. С. 178–181.
12. Долгих Г. И., Привалов В. Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Изд. Дальнаука, 2009. 202 с.
13. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. [Уравнение лазерного зондирования для реального аэрозольного лидара](#). // Фотоника. 2013. № 2(38), С. 72–78.
14. Privalov V. E., Shemanin V. G. Molecular Iodine Laser Monitoring in Atmosphere. // Proceedings of SPIE. 2000. Vol. 4316. P. 36–42.
15. Математическая энциклопедия, Т. 2 /Под ред. И. М. Виноградова. М.: Сов. Энциклопедия. 1979, С. 566, 567.
16. Privalov V. E., Shemanin V. G. The Lidar Equation Solution Depending on the Laser Radiation Line Width Studies // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2013. V. 22, No. 4. P. 244–249. DOI: 10.3103/S1060992X13040073

Probing of hydrogen molecules in the atmosphere with a differential absorption and scattering lidar from space

^{1*} Privalov V. E., ² Shemanin V. G.

¹ 195251, Russia, St. Petersburg, st. Polytechnic, 29,
 Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

² 353900, Russia, Novorossiysk, st. Myskhakskoe highway, 75,
 branch of the Belgorod State Technological University named after V. G. Shukhov in
 Novorossiysk

Computer simulation of the lidar differential absorption and scattering equation taking into account the half-widths of the laser generation lines and the instrumental function of the lidar itself for monitoring hydrogen molecules in the atmospheric boundary layer at a concentration level of the order of 10^{13} cm⁻³ and higher from a space orbit in the altitude range from 100 km to geostationary orbits is carried out in the present work. It was found that the measurement time for such a concentration level at a laser radiation wavelength of 2.4 microns and an altitude of 100 to 36000 km lies in the range of 3.4 ms ... 2142 s or 7.4 minutes.

Key words: differential absorption lidar, monitoring of hydrogen molecules, lidar equation.

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568_2021_1_4_14

УДК 535.243, 535.36

ГРНТИ 29.31.26, 76.13.15

ВАК 01.04.05, 05.11.07

Проблемы оптико-физических измерений (интерпретация измерительной информации)

Кугейко М. М.

*220030, Беларусь, г. Минск, пр-т Независимости 4,
Белорусский государственный университет*

e-mail: kugeiko@bsu.by

Рассмотрены, требующие развития, задачи интерпретации измерительной информации в оптико-физических измерениях. Отмечается необходимость использования наиболее точных методов теории переноса излучения в диагностике биообъектов.

Ключевые слова: оптико-физические измерения, теория переноса, биообъекты, интерпретация измерительной информации.

1. Интерпретация измерительной информации

Оптико-физические измерения, в которых информация об измеряемом объекте получается с использованием оптического диапазона длин волн, в настоящее время широко используется в разнообразных областях науки, техники, народного хозяйства. Интенсивное развитие они получили с появлением таких источников излучения как лазеры, светодиоды.

Практически все оптико-физические измерения относятся к классу косвенных, состоящих в определении искомого значения физической величины линий на основании результатов прямых измерений других физических величин, функционально связанных с искомой величиной.

Важной задачей, требующей решения в косвенных оптико-физических измерениях является интерпретация измерительной информации. В методах, где исследуется отклик среды как целого, интерпретация измерительной информации – это наиболее сложный этап. Наличие погрешностей в измерениях делает задачу обращения ещё и некорректной. Для решения таких задач требуется использование априорной информации об объекте исследования, регулирующих алгоритмов [1,2].

Задача количественной оценки определённых параметров объектов обычно реализуется в два этапа. На первом этапе определяются оптические параметры объекта путём сравнения экспериментальных и расчётных – теоретических (в рамках модели переноса и взаимодействия света). На втором этапе решается обратная задача по восстановлению определяемых из полученных значений оптических параметров.

Для обеспечения необходимой для практики точности требуется использование методов теории переноса излучения не использующих различные приближения о доминирующем процессе

взаимодействия, что, в свою очередь требует больших вычислительных затрат и, поэтому, исключает возможность интерпретации экспериментальных данных в режиме реального времени (например, при использовании наиболее точного метода Монте-Карло) [3].

Необходимость использования априорной информации, допущений об исследуемом объекте в настоящее время, например, не позволила метрологически аттестовать лазерно-локационные системы в создаваемых глобальных сетях (мировой, европейской, СНГ, РБ) мониторинга загрязнений окружающей среды (для интерпретации измерительной информации используются дополнительные радиометрические измерения), системы неинвазивной оптической диагностики биофизических параметров биообъектов и т.д.. Кроме того, возможность простого и адекватного описания процесса распространения света в средах принципиально важно для развития научно обоснованных оптических методов исследования, контроля, диагностики различных объектов и сред, терапии различных заболеваний, анализа крови и т. д.

Таким образом, эффективное использование оптико-физических методов измерений в диагностике, контроле, в технологических процессах, в научных исследованиях и т. п. требует развитого методического обеспечения при проведении измерений в условиях априорной неопределённости, разработки на этой основе новых оптико-электронных систем различного назначения

Среди оптических методов, предназначенных для количественной диагностики биологических тканей, наиболее простыми и эффективными являются методы диффузной отражательной спектроскопии, основанные на воздействии на ткань излучением с различной длиной волны или с широким спектром и анализе спектральных и пространственных (спектроскопия с пространственным разрешением) характеристик излучения, рассеянного тканью в обратном направлении. Важным достоинством данных методов является относительная дешевизна и доступность необходимого оборудования, поскольку измерения могут выполняться на основе коммерчески-доступных спектрофотометров с интегрирующей сферой или волоконно-оптических устройств [4–15]. Детектируемые оптические сигналы являются суперпозицией рассеяния и поглощения ткани и поэтому несут информацию о её оптических параметрах и концентрациях оптически-активных хромофоров. Количественные оценки параметров ткани получают путём моделирования процесса переноса в ней излучения и сравнения теоретических расчётов потоков рассеянного тканью света с экспериментальными данными. Разработанные к настоящему времени аналитические методы теории переноса излучения [14, 16] используют различные приближения, в соответствии с которыми доминирующим процессом ослабления света в среде и её отдельных слоях является поглощение или рассеяние. Данные методы позволяют достаточно просто и быстро рассчитывать потоки обратно рассеянного светом по заданным значениям её структурных и оптических параметров. Однако эти преимущества даются ценой снижения точности расчётов, а используемые допущения методов существенно ограничивают область их применения. Численные методы решения уравнения переноса излучения, такие как метод Монте-Карло [3], дискретных ординат [17], «добавления-удвоения» [18] и др., хоть и свободны от предположений относительно оптических параметров среды, однако требуют больших затрат машинного времени и поэтому в настоящее время не находят применения в клинической диагностической практике, а используются исключительно для решения научных задач. Известен также ряд полуэмпирических методов [8–11], основанных на аппроксимациях результатов оптических измерений для множества калибровочных образцов с известными оптическими параметрами. Данные методы правомерны лишь для однородных сред, все оптические свойства которых определяются двумя оптическими параметрами – коэффициентом поглощения и транспортным коэффициентом рассеяния. При этом они могут давать

некорректные или даже бессмысленные результаты, в тех случаях, когда значения оптических параметров среды выходят за пределы области, охватываемой калибровочными образцами. Узкая область применения подобных методов, сложность учёта многослойного строения среды и вариаций других её оптических параметров, таких как анизотропия рассеяния и показатель преломления, существенно затрудняют применение данных методов на практике. Таким образом, несмотря на достаточно большое количество методов теории переноса излучения, разработка быстрых и надежных методов расчёта спектрально-пространственных характеристик обратного рассеяния однородных и многослойных биотканей все ещё остаётся актуальной задачей.

2. Заключение

Эффективное использование оптико-физических методов измерений в диагностике, контроле, в технологических процессах, в научных исследованиях и т. п. требует развитого методического обеспечения при проведении измерений в условиях априорной неопределённости. Для диагностики биообъектов и обеспечения необходимой для практики точности требуется применение методов теории переноса излучения не использующих различные приближения о доминирующем процессе взаимодействия, что, в свою очередь требует больших вычислительных затрат и, поэтому, исключает возможность интерпретации экспериментальных данных в режиме реального времени (например, при использовании наиболее точного метода Монте-Карло).

Конфликт интересов

Автор статьи заявляет, что у него нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и ему ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

Список литературы

1. Зуев В. Е., Наац И. Э. Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1992. 240 с.
2. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. 509 с.
3. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Под ред. Марчука. Новосибирск: Наука, 1971. 296 с.
4. Иванов А. П., Дик В. П., Барун В. В. Малогабаритный спектрофотометр для диагностики параметров биотканей и гуморальных сред // сборник науч. трудов VIII Международной научной конференции «Лазерная физика и оптические технологии», (Минск, 27–30 сентября 2010 г.). Минск, 2010. Т. 1. С. 271–275.
5. Yudovsky D., Pilon L. Retrieving skin properties from in vivo spectral reflectance measurements // J. Biophotonics. 2011. Vol. 4, № 5. P. 305–314.
6. Patent US 5,353,790. Method and apparatus for optical measurement of bilirubin in tissue: [A61N5/06](#), [G01N21/47](#) / S. L. Jacques, D. G. Oelberg, I. Saidi; applicant of invention: [Board Of Regents, The University Of Texas System](#) – № US 07/822,461; claimed 17.01.1992; published 11.10.1994.
7. G. Zonios [et. al.]. Diffuse reflectance spectroscopy of human adenomatous colon polyps in vivo // Appl. Opt. 1999. Vol. 38, № 31. P. 6628–6637.

8. Johns M., Giller C., Liu H. Determination of hemoglobin oxygen saturation from turbid media using reflectance spectroscopy with small source-detector separation // *Appl. Spectroscopy*. 2001. Vol. 55, № 12. P. 1686–1694.
9. Dam J. S. [et. al.]. Fiber-optic probe for noninvasive real-time determination of tissue optical properties at multiple wavelengths // *Appl. Opt.* 2001. Vol. 40, № 7. P. 1155–1164.
10. Ghosh N. [et. al.] Measurement of optical transport properties of normal and malignant human breast tissue // *Appl. Opt.* 2001. Vol. 40, № 1. P. 176–184.
11. Bargo P. R. [et. al.]. In vivo determination of optical properties of normal and tumor tissue with white light reflectance and an empirical light transport model during endoscopy // *J. Biomed. Opt.* 2005. Vol. 10, № 3. P. 1–15.
12. Palmer G. M., Ramanujam N. Monte-Carlo based inverse model for calculating tissue optical properties. Part I: Theory and validation on synthetic phantoms // *Appl. Opt.* 2006. Vol. 45, № 5. P. 1062–1071.
13. Patent № US 2009/0270702 A1. Method and apparatus for measuring cancerous changes from reflectance spectral measurements obtained during endoscopic imaging. A61B 5/1455, A61B 6/00 / H. Zeng, Y. S. Fawzy; applicant of invention: S. L. Jacques, D. G. Oelberg, I. Saidi – № US 11/722,822; claimed 20.01.2006; published 29.10.2009.
14. Zonios G. A., Dimou A.. Modeling diffuse reflectance from semi-infinite turbid media: application to the study of skin optical properties // *Optics Express*. 2006. Vol. 14, № 19. P. 8661–8674.
15. Bevilacqua F. [et. al.] In vivo local determination of tissue optical properties: applications to human brain // *Appl. Opt.* – 1999. – Vol. 38, № 22. – P. 4939–4950.
16. Барун В. В. Поглощение света кровью при низкоинтенсивном лазерном облучении кожи / В. В. Барун, А. П. Иванов // *Квантовая электроника*. –2010. – Т. 40, № 4. – С. 371–376.
17. Liou K. N. An introduction to atmospheric radiation. Second edition / K. N. Liou. – New York, London: Academic Press, 2002. – 583 p.
18. Light transport in tissue [Electronic resource] / S. A. Prahl. PhD Thesis. – Univ. Texas at Austin, 1988. – Mode of access: <http://omlc.org/~prahl/pubs/abs/prahl88.html>. – Date of access : 28.01.2016.

Problems of optical and physical measurements (interpretation of measurement information)

Kugeiko M. M.

220030, Belarus, Minsk, Independence Avenue 4, Belarusian State University

Considered, requiring development, problems of interpretation of measurement information in optical-physical measurements. The necessity of using the most accurate methods of the theory of radiation transfer in diagnostics of biological objects is noted.

Key words: optical-physical measurements, transfer theory, biological objects, interpretation of measurement information.

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568_2021_1_4_18
ГРНТИ 29.31.26

Измерение реактивной составляющей импеданса плазмы лампы-вспышки для твердотельного лазера

Вальшин А. М.

*450076, Республика Башкортостан, Уфа, ул. Заки Валиди 32
Башкирский государственный университет*

e-mail: editor-laser@nb-bstu.ru

Экспериментально измерена индуктивность плазмы лампы-вспышки для твердотельного лазера при высокочастотной накачке. Обнаружено значение индуктивности, превосходящей теоретические значения величины индуктивной составляющей почти на два порядка. Показано, что измерение реактивной составляющей проводимости наряду с определением активной составляющей проводимости плазмы позволит оценить реальное значение частоты столкновений электронов с нейтральными атомами при разных условиях эксперимента.

Ключевые слова: импеданс плазмы, высокочастотная накачка, индуктивность плазмы.

Для диагностики и измерения характеристик плазмы необходимо определить значения полного разрядного тока, напряжения на разрядном промежутке (т. е. вольт-амперная характеристика разряда) размеры светящихся областей плазмы, а также среднюю проводимость и среднюю электрическую мощность в разряде. Значение импеданса плазмы существенно влияет на точность измерения этих параметров.

В работах [1–3] рассмотрены различные варианты импеданса плазмы. Значения импеданса плазмы, как правило, обозначены в виде чистого активного сопротивления, или как активного сопротивления и индуктивности, реактивное сопротивление которого существенно меньше величины активного сопротивления плазмы, ввиду этого в дальнейшем не учитывается.

Целью данной работы является экспериментальные измерения индуктивной составляющей импеданса плазмы лампы-вспышки твердотельного лазера.

Принцип измерения реактивной составляющей импеданса плазмы заключается в следующем. В высокочастотный генератор с малым выходным сопротивлением последовательно включаются лампа-вспышка и колебательный контур. В начале вместо лампы-вспышки включается эквивалентное омическое сопротивление величиной 1 Ом, далее настройкой частоты генератора добиваемся резонанса в колебательном контуре и определяем резонансную частоту. Далее то же самое проделываем с лампой-вспышкой.

Схема экспериментальной установки для измерения индуктивной составляющей импеданса плазмы приведена на рис. 1. Экспериментальная установка включает в себя 2 блока: Блок дежурной дуги (ВЧГ-1) и блок силовой высокочастотной накачки (ВЧГ-2), которые включены к лампе-вспышке. Оба блока состоят из высокочастотных генераторов

перестраиваемой частоты в пределах 1...3 МГц собственной разработки. Оба генератора работают в непрерывном режиме. В блоке высокочастотной дежурной дуги ВЧГ-1 вырабатываются колебания с амплитудой до 6 кВ при точной настройке частоты ВЧГ-1 на собственную частоту колебательного контура LC , данной амплитуды напряжения достаточно для зажигания лампы. После того как происходит пробой в лампе, зажигается дуговой разряд. После зажигания дуги мы включаем второй генератор ВЧГ-2 к лампе путём замыкания ключа К2. Индуктивность L_x играет роль буферного сопротивления, поскольку его индуктивное сопротивление более чем на порядок превышает импеданс лампы-вспышки. Выходное напряжение второго генератора подключается через последовательный колебательный контур к лампе-вспышке, находящаяся в режиме горения дежурной дуги. После этого мы настраиваем частоту второго генератора ВЧГ-2 на собственную частоту колебательного контура L_0C_0 путём получения максимального тока в контуре и определяем резонансную частоту. Далее мы отключаемся от лампы и включаем вместо лампы эквивалентное активное сопротивление величиной 1 Ом. Резонансная частота, измеренная с активным сопротивлением, оказалась равной 890 кГц. А резонансная частота в случае с лампой оказалось равной 797 кГц.

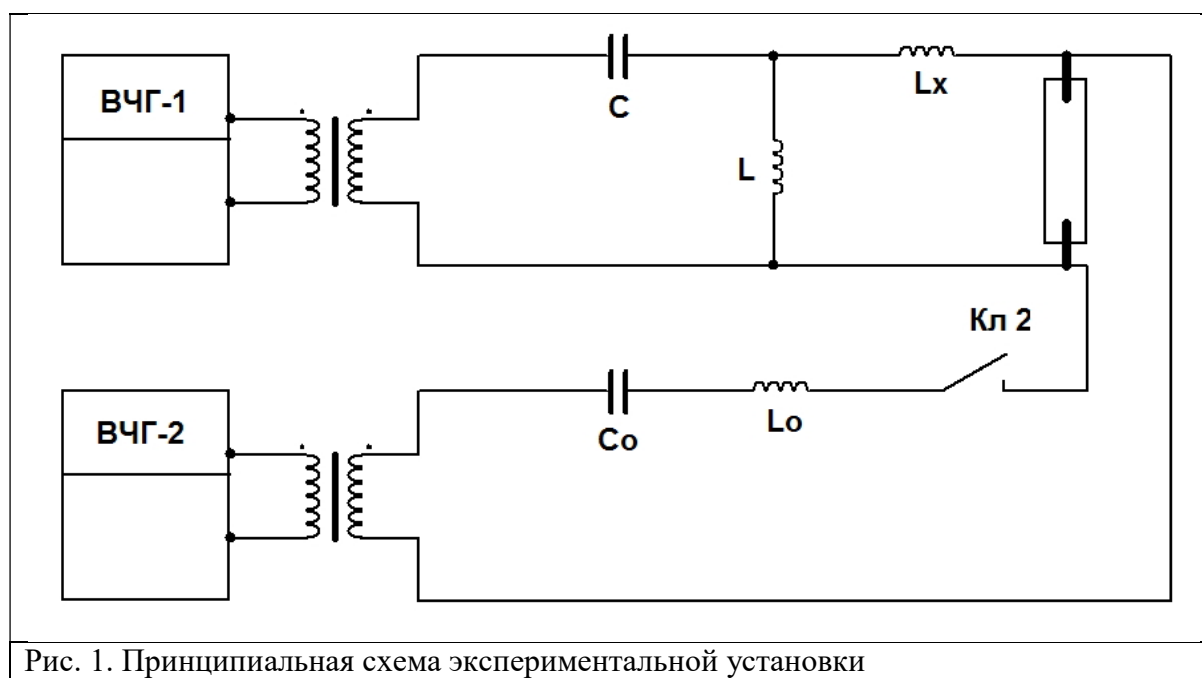


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

Для расчётов используем известную формулу: $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_0C_0}}$, $1 = 4\pi f_0^2 L_0 C_0$, и определяем $4\pi f_0^2 L_0 C_0 = 4\pi f_1^2 L_1 C_0$, где:

$$L_1 = \left(\frac{f_0}{f_1}\right)^2 L_0,$$

при $L_1 = L_0 + L_{\text{пл}}$, $L_1 = 1,25L_0$, $L_1 = L_0 + 0,25L_0$, $L_{\text{пл}} = 0,25L_0$.

Значения C_0 и L_0 выбираются из условий резонансной частоты на 890 кГц. В нашем случае L_0 составляла 10 мкГн. Подставляя это значение в последнее уравнение, получаем

$$L_{\text{пл}} = 2,5 \text{ мкГн.}$$

Таким образом нам удалось измерить индуктивность плазмы при высокочастотной накачке.

Теперь оценим величину индуктивности, которую приводят в теоретических работах авторы [3], предполагая, что индуктивность плазмы оценивается как индуктивность

провода, с размерами, совпадающими с размерами плазмы внутри импульсной лампы. Индуктивность прямого провода имеет значение только на высоких частотах, поскольку отрезки такого провода используются для соединения как пассивных, так и активных компонентов и в качестве выводов. Индуктивность прямого провода из немагнитного материала определяется по формуле:

$$L = 0,002l \left[2,3 \log \left(\frac{4l}{d} - 0,75 \right) \right],$$

где l и d длина и диаметр провода в сантиметрах соответственно, а L в мкГн.

В нашем случае размеры лампы ДНП6/60, используемой в нашем эксперименте $l = 6$ см (расстояние между электродами), $d = 0,6$ см (внутренний диаметр трубки), расчётное значение индуктивности плазмы составляет ≈ 42 нГн, а измеренное нами значение индуктивности плазмы составило $\approx 2,5$ мкГн.

Таким образом наш экспериментальный результат показывает, что реальное значение индуктивности плазмы более чем в 40 раз превышает теоретические расчётные значения, на которые ссылаются в работе [3], а в других работах вовсе не учитывают, что является не совсем корректным.

Нами обнаружено существенно большее значение индуктивности, превосходящей теоретические значения величины индуктивной составляющей почти на два порядка. В работе [4] соотношение активной проводимости к реактивной проводимости определяется следующим выражением: $\sigma_a/\sigma_p = R_p/R_a = v_{ea}/\omega$, где σ_a и σ_p – активная и реактивная проводимости плазмы соответственно, R_p и R_a – реактивное и активное сопротивление плазмы соответственно, v_{ea} – частота столкновений электронов с нейтральными атомами, ω – циклическая частота высокочастотного генератора. Действительно, на частотах 13 МГц и выше реактивное сопротивление меньше активного сопротивления и при дальнейшем повышении частоты можно не учитывать реактивную составляющую. Однако на частотах порядка МГц реактивное сопротивление становится существенно больше, чем активное сопротивление. В нашем случае измерение реактивной составляющей проводимости наряду с определением активной составляющей проводимости плазмы позволит оценить реальное значение частоты столкновений электронов с нейтральными атомами при разных условиях эксперимента, а не ссылаться на усреднённые расчётные значения.

Результаты, полученные в этой работе, требуют дальнейших экспериментальных исследований и теоретических обоснований полученных результатов, что планируется выполнить в ближайшее время.

Конфликт интересов

Автор статьи заявляет, что у него нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и ему ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

Список литературы

1. Кралькина Е. А. Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления и возможности оптимизации источников плазмы на его основе УФН. 178, 519 (2008).
2. Импульсные источники света / под общ. ред. И. С. Маршака, 2 изд. М.: Энергия, 1978. 478 с.
3. Рухадзе А. А., Александров А. Ф. Физика сильнооточных электроразрядных источников света Изд.2.М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2012. 184 стр.

4. Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н., Яценко Н. А. Высокочастотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М.: Изд-во МФТИ; Наука–Физматлит, 1995. 320 с.

Measurement of the reactive component of the plasma impedance of a flash lamp for a solid-state laser

Valshin A. M.

*450076, Republic of Bashkortostan, Ufa, st. Zaki Validi 32
Bashkir State University*

The plasma inductance of a flash lamp for a solid-state laser under high-frequency pumping is experimentally measured. The value of the inductance is found to be almost two orders of magnitude higher than the theoretical values of the inductive component. It is shown that the measurement of the reactive component of the conductivity, along with the determination of the active component of the plasma conductivity, will make it possible to estimate the real value of the frequency of collisions of electrons with neutral atoms under different experimental conditions.

Key words: plasma impedance, high-frequency pumping, plasma inductance.

ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

doi: 10.51639/2713-0568_2021_1_4_22

УДК 681.5.08

ГРНТИ 29.31.29

Контроль параметров взвешенных частиц и обнаружение сверхнормативных выбросов с помощью автоматизированной лазерной системы непрерывного контроля аэрозольных выбросов цементного производства

* Веденин Е. И., Дьяченко В. В., Чартий П. В.

353900, Россия, Новороссийск, ул. Маркса 20
Новороссийский политехнический институт КубГТУ

e-mail: * svetokdojdei@mail.ru

В соответствие с действующим природоохранным законодательством предприятия по производству цемента обязаны осуществлять непрерывный автоматический контроль выбросов загрязняющих веществ, в перечень которых входят взвешенные частицы. Осуществлять контроль взвешенных частиц возможно лазерными системами на основе метода дифференциального ослабления, которые имеют ряд преимуществ в сравнении с системами на основе других существующих методов. В качестве системы непрерывного контроля взвешенных частиц предлагается использовать лазерную систему на основе метода дифференциального ослабления на трёх длинах волн. Применение такой системы позволяет определять сверхнормативные аэрозольные выбросы в результате отказов пылегазоочистного оборудования на ранних этапах их формирования, точнее рассчитывать рассеивание взвешенных частиц в атмосфере, что приводит к сокращению загрязнения окружающей среды и уменьшению экономических потерь в сравнении с другими системами. В работе рассмотрен алгоритм обработки цифровых сигналов в рассмотренной лазерной системе, позволяющий рассчитывать средний объёмно-поверхностный диаметр и массовую концентрацию аэрозольных частиц и обнаруживать сверхнормативные аэрозольные выбросы.

Ключевые слова: взвешенные частицы, аэрозольные выбросы, лазерная система контроля, выбросы цементного производства.

Согласно [1, 2] юридические лица, которые осуществляют деятельность на объектах I категории негативного воздействия на окружающую среду (далее НВОС), обязаны оснастить стационарные источники выбросов загрязняющих веществ в атмосферный воздух средствами автоматического контроля. К объектам первой категории согласно [3] относятся предприятия по производству цементного клинкера во вращающихся печах или в других печах (с проектной мощностью 500 тонн в сутки и более).

Согласно [4] типовая автоматизированная система для контроля промышленных выбросов состоит из:

- комплекса средств измерений (измерительных каналов), включающего измерительные газоаналитические каналы (для измерения содержания загрязняющих веществ, содержания кислорода, диоксида углерода), измерительный канал взвешенных (твёрдых)

частиц (для измерения содержания взвешенных (твёрдых) частиц), измерительные каналы параметров газового потока (для измерения температуры, давления, скорости, влажности); - технических средств фиксации и передачи информации, включающих контроллер, специализированное ПО и АРМ оператора системы.

Согласно [5] на предприятиях по производству цемента непрерывному производственному контролю подлежат следующие загрязняющие вещества: взвешенные вещества (пыль), NO_2 , NO , CO .

В качестве средства измерения (измерительного канала) взвешенных частиц возможно использовать системы контроля на основе лазерных методов. Согласно [5] для автоматического непрерывного измерения массовой концентрации ЗВ используют газоанализаторы, при использовании которых отсутствует необходимость в пробоотборе, транспортировании и подготовке пробы. Системы контроля на основе лазерных методов соответствуют указанным требованиям. Кроме того, лазерные методы имеют ряд преимуществ перед другими известными методами контроля взвешенных частиц (высокая точность измерения, большая дальность действия, высокая защищенность от помех при измерении, возможность исследовать потоки с высокой оптической плотностью, перспектива развития лазерной техники).

Среди лазерных методов контроля для измерения концентрации взвешенных частиц подходят методы решения обратной задачи. В указанных методах лазерное зондирование осуществляется под различными углами наблюдения (методом обратного рассеяния (угол наблюдения 180°), методом малых углов (угол наблюдения $\approx 0^\circ$), методом интегрального светорассеяния (угол наблюдения $0 \dots 180^\circ$)).

В цементном производстве технологические газопылевые потоки последовательно проходят несколько ступеней очистки. При этом каждая ступень играет роль аэродинамического классификатора. Поэтому эффективное применение лазерных методов зондирования таких потоков требует использовать одновременно несколько длин волн лазерного излучения [6]. У лазерных систем на основе метода дифференциального ослабления есть ряд преимуществ, среди которых: техническая реализация и юстировка систем отличается относительной простотой; возможность зондирования высокотемпературных аэрозольных потоков большой оптической плотности; малочувствительны к вибрациям. Таким образом, лазерные системы на основе дифференциального ослабления имеют преимущества перед системами контроля взвешенных частиц других типов и позволяют контролировать аэрозольные потоки на выходе систем пылегазоочистки [10–13].

В качестве системы непрерывного контроля аэрозольных выбросов цементного производства нами предлагается использовать лазерную систему на основе метода дифференциального ослабления на трёх длинах волн.

Структурная схема системы непрерывного контроля аэрозольных выбросов на основе метода дифференциального ослабления на трёх длинах волн представлена на рис. 1.

Рассмотрим устройство и принцип действия системы непрерывного контроля аэрозольных выбросов на основе метода дифференциального ослабления на трёх длинах волн. Лазеры 1 генерируют лазерное излучение интенсивностью I_0 на трёх разных длинах волн λ_1 , λ_2 и λ_3 , которое, проходя сквозь поток аэрозольных частиц в газопотоке 2, в результате частичного рассеяния ослабляется до значения интенсивности I . Значения интенсивности ослабленного излучения I фиксируются посредством фотоприёмника 3 и в виде электрических сигналов через схему двойного синхронного детектирования 4 передаются на аналого-цифровой преобразователь 5. Схема двойного синхронного детектирования используется для подавления шумов и помех, а также для предотвращения взаимного влияния лазерных сигналов друг на друга. Часть излучения

генерируемого лазерами интенсивностью I_0 посредством светоделительных стёкол отводится на опорный фотоприёмник 7, с выхода которого в виде электрических сигналов проходит через схему двойного синхронного детектирования 8 и поступает на АЦП 5. Поступившие на аналого-цифровой преобразователь 5 электрические сигналы преобразуются посредством АЦП в цифровые сигналы. Цифровые сигналы с АЦП 5 поступают на обработку в ПК 6, где осуществляется расчёт среднего объёмно-поверхностного диаметра d_{32} и массовой концентрации аэрозольных частиц. Для предотвращения запыления оптических окон 9 лазеров и фотоприёмника установлены системы обдува, представляющие из себя фильтр в корпусе 10, в который за счёт разряжения в газоходе через фильтрующие стенки поступает очищенный атмосферный воздух, и соединённый с корпусом фильтра штуцер 11, через который осуществляется обдув оптических окон воздухом.



Рассмотренная лазерная система была отработана на специальном пылевом стенде, построенном в виде замкнутого контура, в котором осуществляется импульсная инжекция аэрозоля в воздушный поток с последующей релаксацией концентрации и распределения аэрозоля во всем объёме [14] и позволяет контролировать массовую концентрацию и средний объёмно-поверхностный диаметр взвешенных частиц [11].

Измерение среднего объёмно-поверхностного диаметра взвешенных частиц позволяет определять сверхнормативные аэрозольные выбросы в результате отказов пылегазоочистного оборудования (далее ПГО) на ранних этапах их формирования. Предотвращение потерь взвешенных частиц на ранних этапах возникновения отказов ПГО позволяет сокращать потери мелкодисперсных частиц, которые в значительной

степени влияют на качество цемента. Контроль дисперсного состава взвешенных частиц даёт возможность обнаружить отказавшую ступень ПГО. Согласно [9] измерение среднего объёмно-поверхностного диаметра позволяет более точно рассчитывать рассеивание взвешенных частиц в атмосфере. Также информация о дисперсном составе взвешенных частиц влияет на плату за негативное воздействие на окружающую среду в соответствии с [7, 9].

В работе [9] проведён сравнительный анализ критериев возникновения сверхнормативных выбросов, среди которых возрастание значения среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц, падение перепада давления на последней ступени очистки, возрастание массовой концентрации.

Для оценки эффективности использования изменения среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц в качестве критерия возникновения сверхнормативного аэрозольного выброса и возможности сравнения его с другими существующими критериями возникновения таких выбросов введено понятие кратности отказа K – кратности возрастания массовой концентрации аэрозольных частиц на выходе последней ступени очистки во время её отказа по отношению к массовой концентрации на выходе исправной системы очистки [8, 15].

Для определения минимальной кратности, которую позволяет обнаружить изменение среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц, сравнивались изменения среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц при различных режимах пылегазоочистного оборудования [7] с возрастанием среднего объёмно-поверхностного диаметра при различных кратностях отказа на примере прорыва рукава рукавного фильтра [8, 15].

В [7] была выполнена оценка изменения среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц в результате варьирования дисперсного состава цементного аэрозоля, поступающего на очистку, регенерации рукавного фильтра (d_{32} до рег., d_{32} после рег.), колебаний скорости очистки на первой ступени очистки.

Рассчитанное значение среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц при оценённой кратности отказа $K = 2$ составило $d_{32\text{отказ}} = 0,47$ мкм, это значение превышает d_{32} фильтра в исправном состоянии на 0,05 мкм, а также превышает максимальное значение d_{32} исправной последней ступени очистки с учётом регенерации $d_{32} = 0,42$ мкм [9].

Таким образом, минимальная кратность отказа, которую возможно обнаружить по возрастанию среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц $K = 2$.

Для оценки минимальной кратности отказа, которую возможно обнаружить по возрастанию концентрации, сравнивались колебания массовой концентрации до и после регенерации рукавного фильтра с возрастанием концентрации при различных кратностях отказа на примере прорыва рукавного фильтра.

При оценённой кратности отказа равной 4 значение массовой концентрации равно 0,034 г/м³ превышает максимальное значение массовой концентрации после регенерации. Отсюда минимальная кратность отказа, которую позволяет обнаруживать возрастание массовой концентрации $K = 4$.

Для оценки минимальной кратности отказа, которую возможно обнаружить по изменению перепада давления, сравнивались колебания перепада давления на последней ступени очистки, связанные с варьированием скорости очистки на первой ступени с изменением перепада давления при различных кратностях отказа на примере прорыва рукавного фильтра.

По результатам расчётов в [9] гидравлическое сопротивление в результате колебаний скорости очистки изменяется в 1,83 раза. При оценённой кратности отказа 47 гидравлическое сопротивление рукавного фильтра до регенерации падает больше чем в

1,83 раза. Отсюда минимальная кратность отказа, которую позволяет обнаруживать изменение перепада давления $K = 47$.

По результатам сравнительного анализа существующих критериев возникновения сверхнормативных выбросов, проведенных в [8], изменение среднего объёмно-поверхностного диаметра позволяет обнаруживать сверхнормативные аэрозольные выбросы при минимальной кратности отказа в сравнении с существующими критериями возникновения таких выбросов.

Рассмотрим алгоритм обработки цифровых сигналов в системе непрерывного контроля аэрозольных выбросов на основе метода дифференциального ослабления на трех длинах волн, применение которого позволяет рассчитывать средний объёмно-поверхностный диаметр и массовую концентрацию аэрозольных частиц и обнаруживать сверхнормативные аэрозольные выбросы.

Перед началом измерений для обработки цифровых сигналов осуществляются калибровочные измерения с целью вычисления используемых в расчётах констант (k – коэффициент олабления, l – оптическая длина зондирования, м), рассчитываются функциональные зависимости $F(d_{32})$ (зависимость d_{32} от усредненного фактора эффективности $\bar{Q}_i$) для каждой длины волны, на которой будут осуществляться измерения, вносятся пороговые значения массовой концентрации и среднего объёмно-поверхностного диаметра, превышение которых сигнализирует о возникновении сверхнормативного выброса.

Алгоритм обработки цифровых сигналов представлен на рис. 2. Сигналы ослабленного излучения U_i и опорный U_{0i} через интерфейс USB поступают в ПК. В ПК осуществляется непрерывная запись сигналов U_i , U_{0i} с помощью программы.

По записанным сигналам вычисляются значения оптической плотности для трех длин волн по формуле:

$$\tau_{\lambda i} = \ln \frac{U_{0i}}{U_i}. \quad (1)$$

По рассчитанным значениям оптической плотности параллельно осуществляются расчёт массовой концентрации и определение среднего объёмно-поверхностного диаметра.

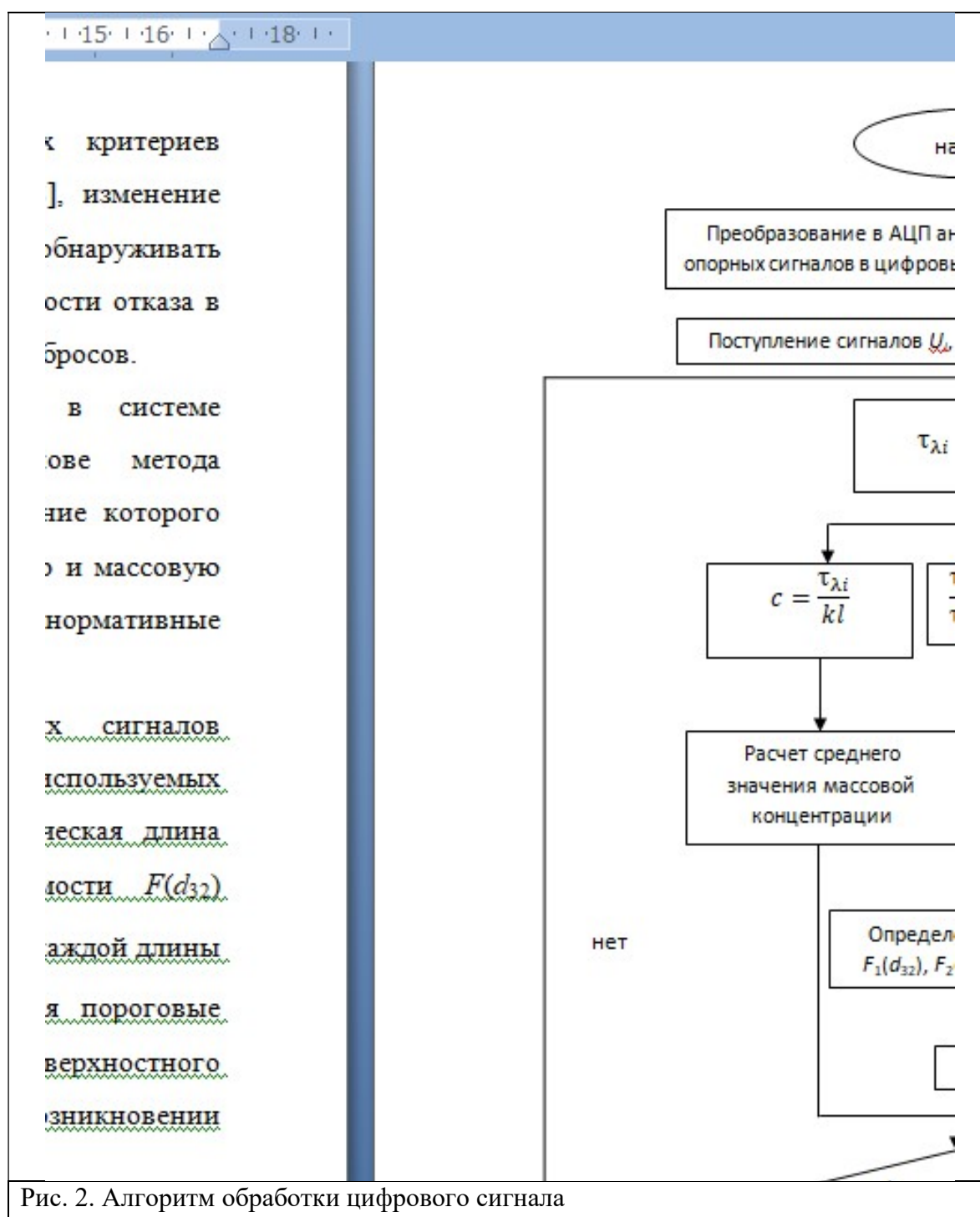
Массовая концентрация вычисляется по формуле:

$$c_i = \frac{\tau_{\lambda i}}{kl}. \quad (2)$$

По рассчитанным значениям массовой концентрации по трём значениям оптической плотности рассчитывается среднее значение массовой концентрации.

Отношение измеренных оптических плотностей на двух длинах волн равно отношению рассчитанных усредненных факторов эффективности ослабления и выражает функцию среднего размера частиц. Таким образом, для определения среднего объёмно-поверхностного диаметра последовательно вычисляются значения функций $F(d_{32})$ по отношениям оптической плотности на трёх длинах волн:

$$\begin{aligned} \frac{\tau_{\lambda 405}}{\tau_{\lambda 65}} &= F_1(d_{32}) \\ \frac{\tau_{\lambda 65}}{\tau_{\lambda 405}} &= F_2(d_{32}) \\ \frac{\tau_{\lambda 10}}{\tau_{\lambda 650}} &= F_3(d_{32}) \\ \tau_{\lambda 1064} & \end{aligned}$$



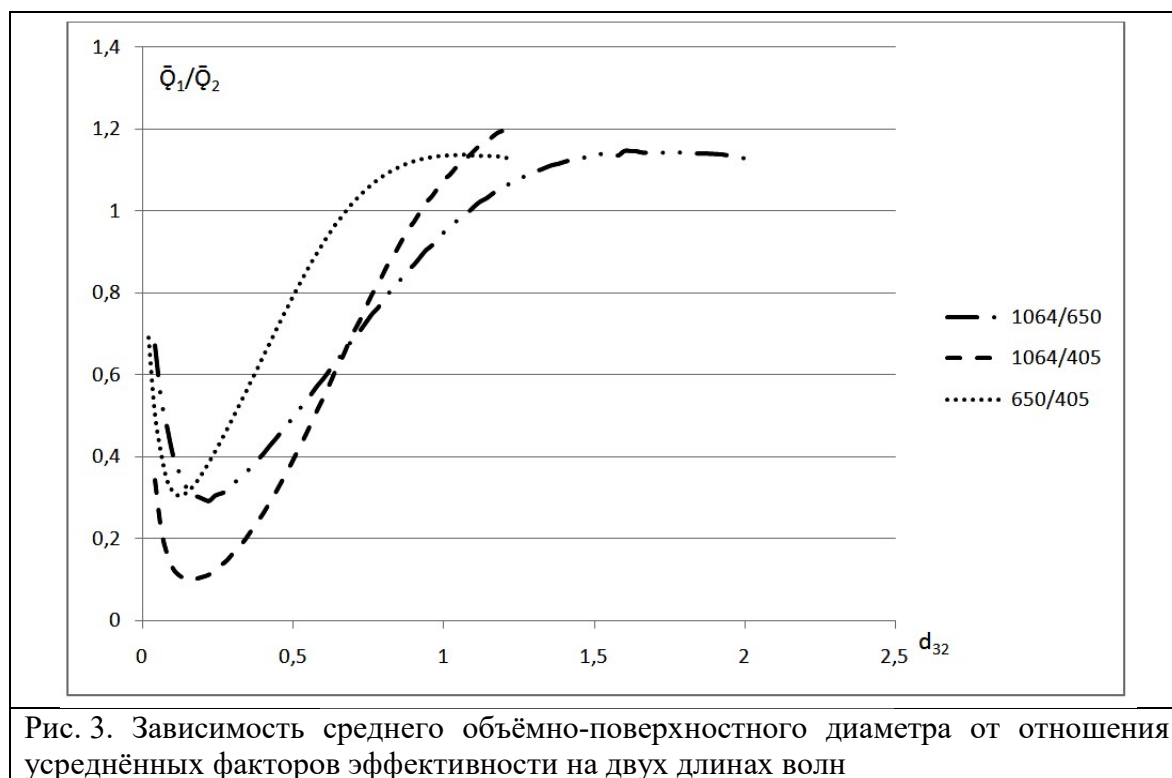
Зависимость среднего объёмно-поверхностного диаметра от отношения усреднённых факторов эффективности на двух длинах волн (и соответственно от оптических плотностей на двух длинах волн) представлено на рис. 3.

Затем сравнивают рассчитанные значения $F_1(d_{32})$, $F_2(d_{32})$, $F_3(d_{32})$ между собой.

В случае если $F_1(d_{32}) > F_2(d_{32})$ или $F_1(d_{32}) > F_3(d_{32})$, средний объёмно-поверхностный диаметр определяют по функциям $F_2(d_{32})$, $F_3(d_{32})$. Функция $F_1(d_{32})$ не может учитываться для определения среднего объёмно-поверхностного диаметра при таких условиях, так как в этом случае согласно кривым функций зависимости отношений усреднённых факторов

эффективности от среднего объёмно-поверхностного диаметра (рис. 3) значение функции $F_1(d_{32})$ попадает в область, не позволяющую достоверно оценить значение d_{32} .

Если описанное выше условие не выполняется, определение среднего объёмно-поверхностного диаметра ведётся по функциям $F_1(d_{32})$, $F_2(d_{32})$, $F_3(d_{32})$.



Определение среднего объёмно-поверхностного диаметра осуществляется путём выбора значения d_{32} , соответствующего рассчитанному значению $F_i(d_{32})$ из внесённого в ПК массива значений $f_i(d_{32})$ рассчитанных для длин волн, на которых осуществляется измерение и соответствующих им значений d_{32} .

По рассчитанным значениям среднего объёмно-поверхностного диаметра по трём (двум) значениям функций $F_i(d_{32})$ рассчитывается среднее значение d_{32} .

Рассчитанные значения массовой концентрации и измеренные значения среднего объёмно-поверхностного диаметра в реальном времени сравниваются с установленными пороговыми значениями, позволяющими определить отказ системы пылегазоочистки.

Если значение среднего объёмно-поверхностного диаметра превышает максимальное значение среднего объёмно-поверхностного диаметра до регенерации рукавного фильтра $d_{32 \text{ до рег. max}} = 0,46$ мкм ($d_{32} > 0,46$ мкм), происходит оценка, превышает ли значение массовой концентрации максимальное значение массовой концентрации после регенерации $c > c_{\text{после рег. max}}$. Если превышение $c > c_{\text{после рег. max}}$ не происходит, то подаётся сигнал об отказе системы пылегазоочистки небольшой кратностью $2 < K < 4$. В случае превышения массовой концентрации максимального значения массовой концентрации после регенерации оценивается, выполняется ли превышение среднего объёмно-поверхностного диаметра значения d_{32} при кратности отказа $K = 4$ ($d_{32} > 0,54$ мкм). Если превышение $d_{32} > 0,54$ мкм наблюдается, подаётся сигнал о возникновении отказа кратностью $K > 4$. Если превышения $d_{32} > 0,54$ мкм не происходит, подаётся сигнал об износе рукавного фильтра, так как критерием обнаружения минимальной кратности отказа и износа рукавного фильтра по возрастанию массовой концентрации является

выполнение условия $c > c_{\text{после рег. max}}$, при этом минимальной кратности отказа, которую позволят обнаруживать возрастание массовой концентрации ($K = 4$) соответствует значение $d_{32} > 0,54$ мкм, минимальному износу, который позволяет обнаруживать массовая концентрация (при снижении степени очистки на 0,6 %) значение $d_{32} > 0,48$ мкм, что меньше 0,54 мкм. Измерения массовой концентрации и среднего объёмно-поверхностного диаметра при этом продолжают для определения момента, когда система пылегазоочистки придёт в исправное состояние, и последующего её контроля.

После получения сигнала об отказе системы пылегазоочистки осуществляются меры по предотвращению поступления сверхнормативных выбросов в атмосферу. Если превышения значений массовой концентрации и среднего объёмно-поверхностного диаметра пороговых значений не наблюдаются, измерения продолжают в штатном режиме.

Все вычисления и операции по обработке сигналов осуществляются непрерывно в реальном времени.

В [9] оценено влияние учёта среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц на расчёт рассеивания взвешенных частиц в атмосфере.

Согласно [16] максимальное значение приземной концентрации вредного вещества c_m (мг/м³) при выбросе газовойздушной смеси из одиночного точечного источника с круглым устьем достигается при опасной скорости ветра u_m на расстоянии x_m (м) от источника и зависит от безразмерного коэффициента F , учитывающего скорость оседания вредных веществ в атмосферном воздухе.

Безразмерный коэффициент F может быть определён двумя способами [16]:

1) для газообразных ЗВ и мелкодисперсных аэрозолей диаметром не более 10 мкм $F = 1$; для аэрозолей (за исключением мелкодисперсных аэрозолей диаметром не более 10 мкм) при среднем эксплуатационном коэффициенте очистки выбросов не менее 90 % — 2; от 75 до 90 % — 2,5; менее 75 % и при отсутствии очистки — 3.

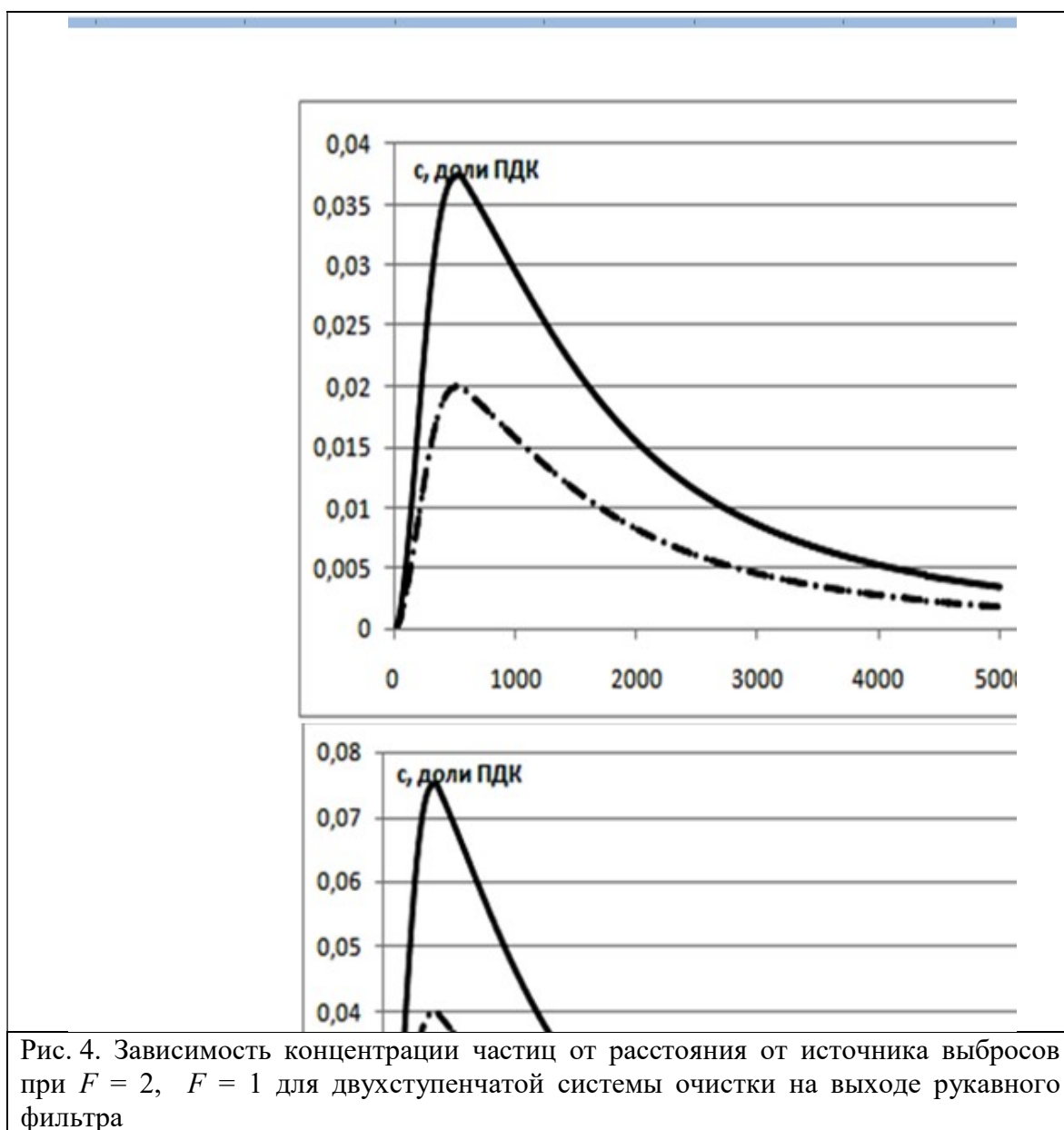
2) при наличии данных инструментальных измерений распределения в выбросе аэрозолей по размерам определяются диаметр d_g , так что масса всех частиц диаметром больше d_g составляет 5 % общей массы частиц, и соответствующая d_g скорость оседания ε (м/с). Значение коэффициента F устанавливается в зависимости от безразмерного отношения ε/u_m . При этом $F = 1$ в случае $\varepsilon/u_m \leq 0,015$ и $F = 1,5$ в случае $0,015 < \varepsilon/u_m \leq 0,030$.

В [16] оценено рассеивание частиц в атмосфере для двух ступенчатой системы очистки, первая ступень которой представлена циклоном, вторая рукавным фильтром без учёта и с учётом дисперсного состава частиц. Без учёта дисперсного состава безразмерный коэффициент $F = 2$, с учётом дисперсного состава $F = 1$. В соответствии с [16] были рассчитаны значения концентрации c (мг/м³) при значениях расстояния x от 1 до 5000 м при $F = 2$ и $F = 1$. По найденным значениям концентрации c (доли ПДК) построены графики зависимости концентрации c от расстояния от источника выбросов x (рис. 4).

По найденным графикам видно, что зависимость концентрации частиц от расстояния от источника выбросов на выходе рукавного фильтра при $F = 2$ (определено без учёта среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц d_{32}) отличается от зависимости концентрации частиц от расстояния от источника выбросов при $F = 1$ (определено с учётом среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц d_{32}). Таким образом, учёт среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц d_{32} влияет на расчёт рассеивания цементного аэрозоля. Следовательно, учёт среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц, измеряемого лазерными методами, позволит более объективно рассчитывать рассеивание взвешенных частиц в атмосфере.

Применение систем на основе многоволнового лазерного зондирования в качестве средства измерения (измерительного канала) взвешенных частиц в автоматизированных

системах контроля экономически выгоднее в сравнении с использованием других измерительных систем.



Измерение среднего объёмно-поверхностного диаметра путём многоволнового лазерного зондирования позволяет осуществить следующие сокращения издержек производства:

- экономия на компенсационных выплатах и штрафных санкциях при аварийных выбросах взвешенных частиц;
- уменьшение издержек от безвозвратных потерь сырья при аварийных выбросах взвешенных частиц;
- сокращение времени простоя технологического оборудования, вызванного диагностикой ПГО при отказах;
- экономия при плате за негативное воздействие на окружающую среду;

- экономия на природоохранных мероприятиях и возможность увеличения объёмов производства без превышения значений предельно-допустимых концентраций на нормируемых территориях.

Таким образом, лазерная система на трех длинах волн позволяет уменьшать погрешности измерения массовой концентрации и среднего объемно-поверхностного диаметра частиц, что позволит уменьшить негативное воздействие на окружающую среду и сократить издержки производства.

Конфликт интересов

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и им ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

Список литературы

1. Федеральный закон от 21 июля 2014 г. N 219-ФЗ «О внесении изменений в Федеральный закон «Об охране окружающей среды» и отдельные законодательные акты Российской Федерации».
2. Федеральный закон от 31.07.2020 N 252-ФЗ «О внесении изменений в Федеральный закон «Об обществах с ограниченной ответственностью» в части совершенствования процедуры внесения в единый государственный реестр юридических лиц сведений о выходе участника общества с ограниченной ответственностью из общества».
3. Постановление Правительства РФ от 28 сентября 2015 г. N 1029 «Об утверждении критериев отнесения объектов, оказывающих негативное воздействие на окружающую среду, к объектам I, II, III и IV категорий».
4. ГОСТ Р 8.958-2019 Государственная система обеспечения единства измерений (ГСИ). Наилучшие доступные технологии. Автоматические измерительные системы для контроля вредных промышленных выбросов. Методы и средства испытаний.
5. ГОСТ Р 56828.45-2019 Наилучшие доступные технологии. Производство цемента. Производственный экологический контроль.
6. Chartiy P. V., Privalov V. E., Shemanin V. G. [Nano-and micropowder laser multy wavelengths sensing and aerodynamic classification](#) // [Key Engineering Materials](#). 2010. Т. 437. С. 571–574.
7. Чартий П. В., Шеманин В. Г., Веденин Е. И., Половченко С. В. Функции распределения частиц по размерам при различных режимах работы пылеулавливающего оборудования // Безопасность в техносфере. 2016. Т. 5. № 1. С. 41–47.
8. Чартий П. В., Шеманин В. Г., Веденин Е. И. Лазерная система предупреждения аэрозольных выбросов // Безопасность в техносфере. 2014. Т. 3. № 5. С. 25–31.
9. Веденин Е. И., Дьяченко В. В., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерный контроль среднего объемно-поверхностного диаметра частиц для оценки параметров аэрозольного загрязнения атмосферы // Безопасность в техносфере. 2017. Т. 6. № 6. С. 3–11.
10. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерная система предупреждения аварийных выбросов промышленных аэрозолей в атмосферу // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013. Т. 56. № 8-3. С. 278–280.
11. Веденин Е. И., Шеманин В. Г., Чартий П. В. Устройство контроля параметров аэрозольных потоков // Патент на полезную модель RU 159104 U1, 27.01.2016. Заявка № 2015119092/28 от 20.05.2015.

12. Веденин Е. И., Половченко С. В., Роговский В. В., Чартий П. В. Исследование времени стабилизации модельных аэродисперсных потоков после импульсной инъекции аэрозоля // В сборнике: Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы. Сборник докладов XIX Международного симпозиума. 2013. С. 82–85.
13. Шеманин В. Г., Дьяченко В. В., Роговский В. В., Половченко С. В., Веденин Е. И., Каунов В. С., Чартий П. В. Разработка научных основ и методов лазерного мониторинга загрязнения окружающей среды // Отчёт о НИР (Кубанский государственный технологический университет).
14. Половченко С. В., Роговский В. В., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерная диагностика релаксационных аэродисперсных потоков // Научно-технический вестник Поволжья. 2013. № 2. С. 41–43.
15. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерная система мониторинга аэрозольных выбросов в атмосферу // В сборнике: Лазеры. Измерения. Информация. труды конференции. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет. 2014. С. 98–99.
16. Методы расчётов рассеивания выбросов вредных (загрязняющих) веществ в атмосферном воздухе утв. Приказом Минприроды России № 273 от 06.06.2017 г.

Controlling the parameters of suspended particles and detecting excess emissions using an automated laser system for continuous monitoring of aerosol emissions from cement production

* Vedenin E. I., Dyachenko V. V., Charty P. V.

*353900, Russia, Novorossiysk, st. Marx 20
 Novorossiysk Polytechnic Institute KubGTU*

In accordance with the current environmental legislation, cement production enterprises are obliged to carry out continuous automatic control of pollutant emissions, the list of which includes suspended particles. Controlling suspended particles is possible with laser systems based on the differential attenuation method, which have a number of advantages over systems based on other existing methods. As a system for continuous monitoring of suspended particles, it is proposed to use a laser system based on the method of differential attenuation at three wavelengths. The use of such a system makes it possible to determine excess aerosol emissions as a result of failures of dust and gas cleaning equipment at the early stages of their formation, to more accurately calculate the dispersion of suspended particles in the atmosphere, which leads to a reduction in environmental pollution and a decrease in economic losses in comparison with other systems. The paper considers an algorithm for processing digital signals in the considered laser system, which allows calculating the average volume-surface diameter and mass concentration of aerosol particles and detecting over-norm aerosol emissions.

Key words: particulate matter, aerosol emissions, laser control system, cement production emissions.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

doi: 10.51639/2713-0568_2021_1_4_33

УДК 535.016

ГРНТИ 29.31.27

Оптические характеристики стеклянных композитов с многослойными наноразмерными покрытиями

^{1*} Привалов В. Е., ² Шеманин В. Г., ² Мкртычев О. В.

¹ 195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29,

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

² 353919, Россия, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75,

филиал Белгородского государственного технологического университета
им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске

e-mail: * vaevpriv@yandex.ru, shemanin-v-g@nb-bstu.ru, mkrtychev-o-v@nb-bstu.ru

Выполнено исследование зависимости оптических характеристик нано покрытий, в том числе показателя преломления, спектра пропускания композита, коэффициент отражения покрытия и пороговых плотностей энергии лазерного абляционного разрушения от числа нанесенных на поверхность слоев диоксида кремния или диоксида титана. Получены эмпирические зависимости значений этих величин от числа слоев. Это позволит создать новые материалы для нанопотоники с заданными линейными и нелинейными оптическими свойствами.

Ключевые слова: золь-гель технология, многослойные нанопокртия, стеклянный композит, толщина плёнки, показатель преломления плёнки, спектр пропускания композита, коэффициент отражения покрытия, пороговая плотность энергии лазерного абляционного разрушения.

Введение

Нанесение наноразмерных оксидных покрытий для эффективного изменения свойств стеклянных оптических деталей позволяет расширить область их применения. Многослойные нано покрытия применяются и для изменения оптических характеристик – повышения пропускания света оптическими деталями или придания им необходимых светоотражающих свойств [1]. Такие покрытия получают методами золь-гель технологии за счёт нанесения плёнообразующего раствора на стеклянную подложку [2]. В этом случае стеклянная поверхность покрывается оксидными многослойными нанопокртиями [3]. Причём, помимо основного функционального назначения, нанопокртие дополнительно обеспечивает устойчивостью к воздействию окружающей среды [4].

Ранее в работах [5–8] были выполнены исследования влияния показателя преломления наноразмерных покрытий, полученных методом золь-гель технологии на поверхности стеклянного образца, на величины пропускания света в видимой области спектра или коэффициента отражения одновременно с результатами по их лазерному абляционному

разрушению для более полного понимания процессов, происходящих в таких золь-гель покрытиях.

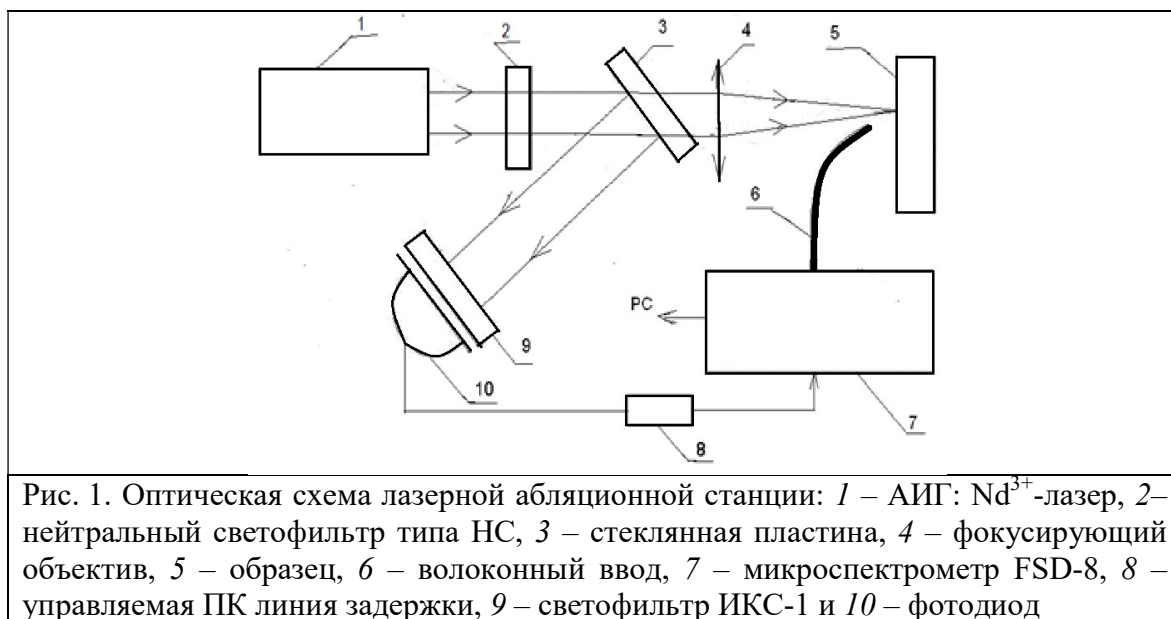
Целью настоящей работы является исследование зависимости оптических характеристик нанопокровтий, в том числе пороговых плотностей энергии абляционного разрушения под действием импульсного лазерного излучения длительностью 20 нс, от числа нанесённых на поверхность слоёв SiO_2 или TiO_2 . В результате будут получены эмпирические зависимости значений коэффициентов отражения в видимой области и пороговых плотностей энергии лазерного абляционного разрушения композита, от числа слоёв. Исследование свойств таких покрытий позволит создать новые материалы для нанофотоники с новыми линейными и нелинейными оптическими свойствами.

Образцы и методы измерений

Образцы наноразмерных покрытий на поверхности стеклянных подложек получали методом золь-гель технологии. Золи готовили с применением азотной или соляной кислот. Суммарное массовое содержание оксидов в золе составляло 5 масс. %. На подложку из флотат-стекла нанопокровтия наносили методом окунания, причём скорость извлечения подложек из золя сохранялась строго постоянной, так как изменение скорости нанесения покрытий могло оказывать влияние на плотность упаковки частиц золя в слой покрытия и его свойства [9]. После нанесения образцы выдерживали 1...2 часа на воздухе для завершения процессов гидролиза и поликонденсации. Затем термообработка производилась в СВЧ-печи.

Толщину и показатель преломления измеряли спектроэллипсометром Uvisel 2 фирмы Horiba Jobin-Ivon, а величину пропускания света образцами в области 480...800 нм измеряли микроспектрометром типа FSD-8 (НЦВО ИОФ РАН). Источником света служила галогеновая лампа 3000K G4 JC 20Вт. Среднее значение пропускания света T для изученных композитов определялось как среднее в области спектра 500...700 нм в результате многократных измерений.

Лабораторная лазерная абляционная станция для исследования тех же образцов была собрана на базе экспериментальной установки из [10] и её структурная схема приведена на рис. 1.



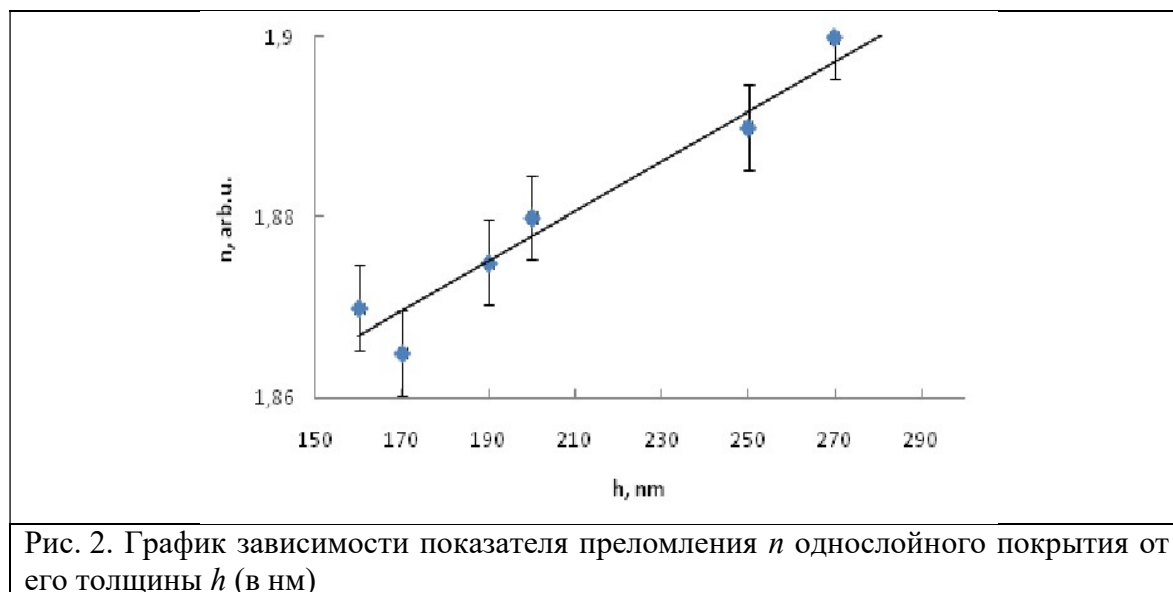
Источник излучения I – лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом – генерировал импульсы на длине волны 1064 nm длительностью 20 ns с энергией до 100 mJ в режиме с модуляцией добротности пассивным затвором. Излучение лазера I фокусировалось специальным линзовым объективом 4 на поверхность образца композита 5. Изменение плотности энергии F лазерного импульса в диапазоне от 0,1 до 150 J/cm² достигалось как выбором фокусного расстояния объектива 4, так и ослаблением излучения калиброванными нейтральными светофильтрами 2.

На этой станции были выполнены экспериментальные исследования зависимости вероятности лазерной абляционной деструкции от плотности энергии лазерного излучения для образцов композитов. Зависимости вероятности пробоя p от плотности энергии лазерного импульса были получены для всех образцов согласно [10], а значения пороговой плотности энергии F были получены из этих зависимостей для условия равенства вероятности пробоя $p=0,5$. Используя этот подход, были выполнены исследования зависимости пороговой плотности энергии лазерного абляционного разрушения образцов композитов от числа слоев с одновременным измерением пропускания света образцами в видимой области спектра.

Результаты и обсуждение

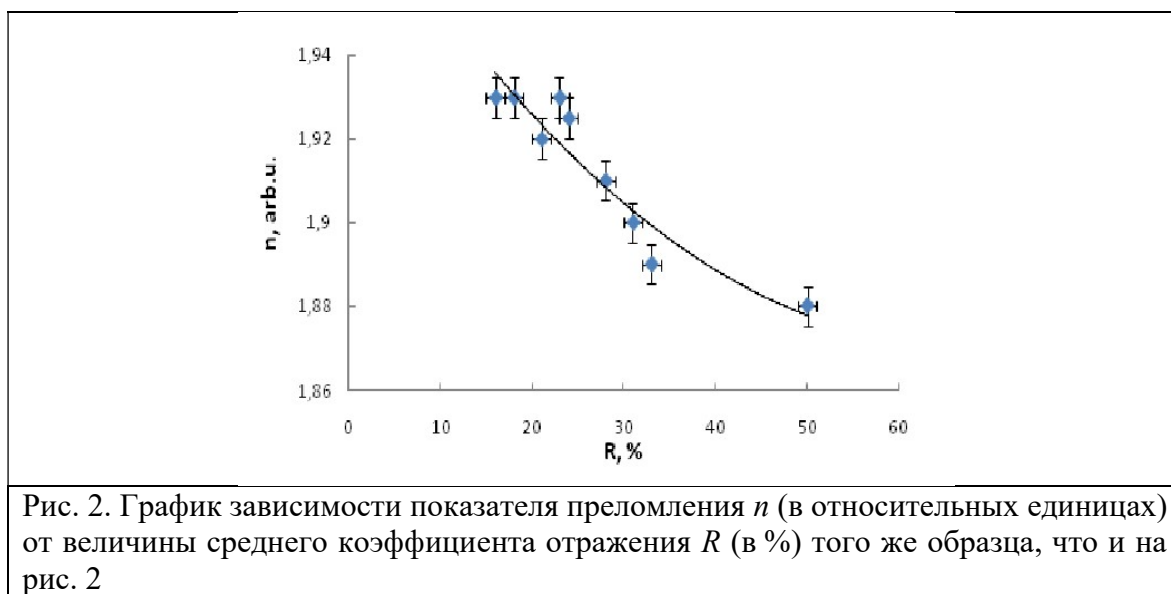
На первом этапе были измерены параметры однослойного покрытия из диоксида титана на поверхности стекла марки М1. Влияние толщины нано покрытия на основе TiO₂ на показатель преломления представлено на рис. 2.

Эти экспериментальные данные свидетельствуют об увеличении показателя преломления с ростом толщины, причем эта скорость нарастания $\Delta n/\Delta h$ составляет величину порядка 0,01 на 100 nm толщины покрытия. Поэтому изменяя толщину покрытия можно получить необходимое значение показателя преломления в диапазоне 1,86 – 1,92, что в конечном счете влияет и на другие оптические свойства композита.

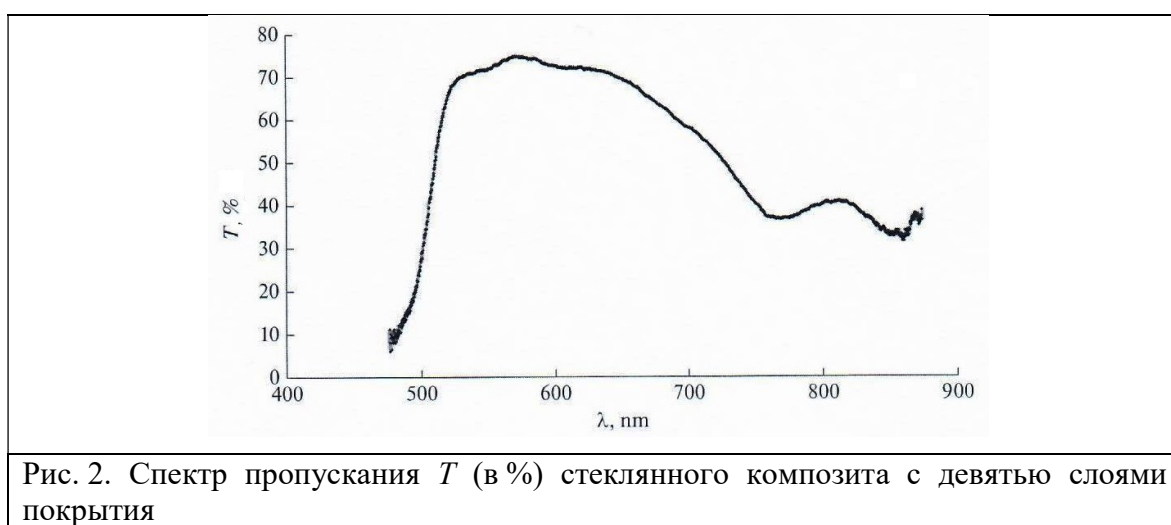


Далее были выполнены исследования зависимости показателя преломления от величины пропускания света образцами для того же образца. График этой зависимости приведён на рис. 3.

Как следует из графика рис. 3, рост показателя преломления нанопокрывтия ведёт к квадратичному уменьшению коэффициента отражения образца. Это свидетельствует о росте плотности упаковки частиц золя в слое покрытия [9]. Следует отметить, что показатели преломления натрия и кремния в стекле равны соответственно 1,59 и 1,458-1,475, так что они оказывают явный снижающий эффект в покрытиях на основе диоксида титана, чей показатель преломления в стекле достигает 2,13 [11].



Стекланные композиты с многослойными покрытиями [3] состоят обычно из чередующихся слоёв из диоксида кремния и диоксида титана и в нашем эксперименте – с чётным (24 слоя, начиная со слоя SiO_2 и заканчивая слоем TiO_2) и нечётным (23 слоя, начиная и заканчивая слоями TiO_2). На рис. 4 приведён спектр пропускания T стеклнного композита с девятью слоями покрытия.



По средним значениям пропускания света T для изученных композитов было определено среднее значение коэффициента отражения R в той же области спектра 500...700 нм и получены зависимости R от числа слоёв N , которые приведены на графиках рис. 5 и рис. 6 для нечётного и чётного числа слоёв соответственно. Одновременно с измерением

пропускания света образцами в видимой области спектра были измерены значения пороговой плотности энергии лазерного абляционного разрушения этих же образцов и графики зависимости пороговой плотности энергии лазерного абляционного разрушения образцов композитов от числа слоёв так же приведены на рис. 5, 6.

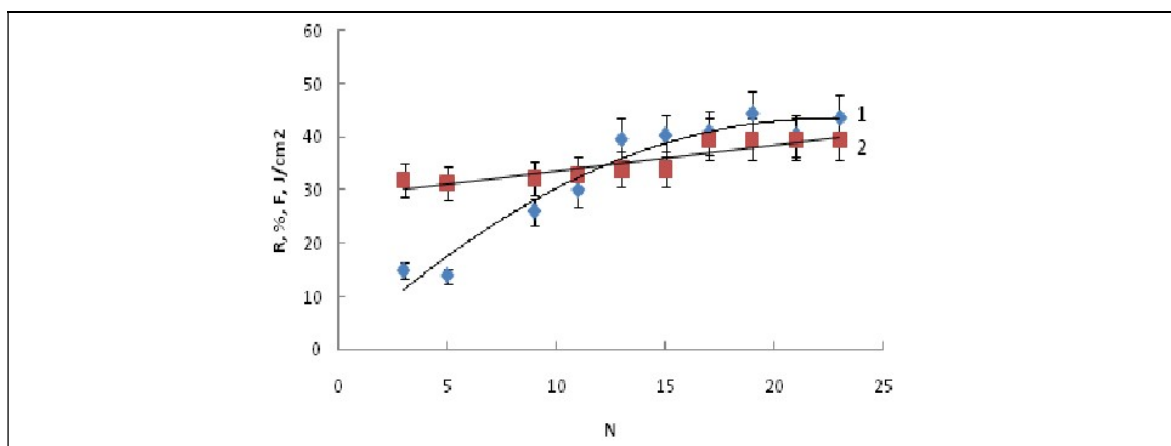


Рис. 5. График зависимости коэффициента отражения многослойного покрытия R (1, в %) и пороговой плотности энергии лазерного абляционного разрушения F (2, в Дж/см²) для образцов с нечётным числом слоёв N

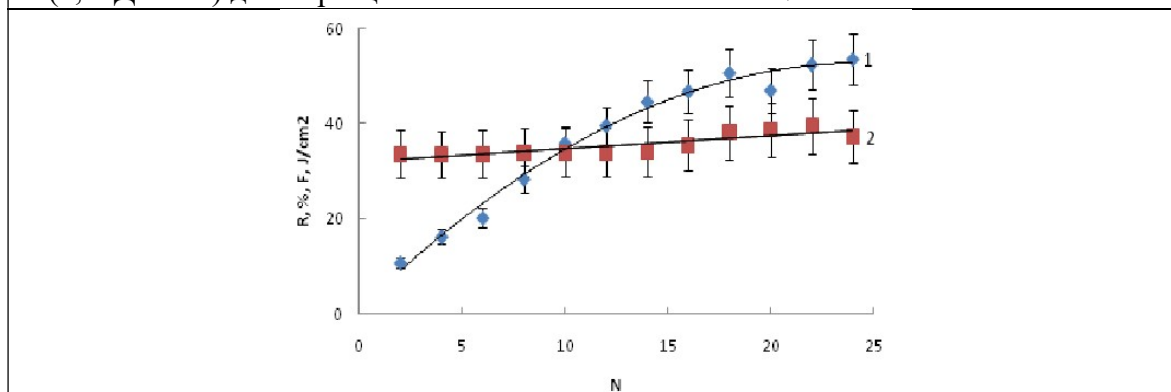


График зависимости коэффициента отражения многослойного покрытия R (1, в %) и пороговой плотности энергии лазерного абляционного разрушения F (2, в Дж/см²) для образцов с чётным числом слоёв N

На рис. 5 представлены графики зависимости среднего коэффициента отражения R света в области 500...700 нм многослойного покрытия и пороговых плотностей энергии лазерной абляции для изученных композитов с нечётным числом слоёв от 3 до 23. Надо отметить, что для значения пороговых плотностей отнесённых к среднему пропусканию света композитом такая закономерность была обнаружена ранее в работе [12]. Линии трендов на этом рис. 5 хорошо аппроксимируются параболой для среднего коэффициента отражения, как и на рис. 3. и прямой – для зависимости пороговой плотности энергии лазерной абляции.

Идентичная картина наблюдается и на рис. 6 для композитов с чётным числом слоёв.

Линия трендов имеют такой же вид как и на рис. 5, но зависимость пороговой плотности энергии лазерной абляции от чётного числа слоёв выражена в меньшей степени. Причём, по данным графиков на рис. 5 увеличение нечётного числа слоёв с 3 до 23 приводит к увеличению среднего коэффициента отражения многослойного покрытия с 15 до 43 %, а пороговой плотности энергии лазерной абляции с 32 до 40 Дж/см² в соответствии с

высказанной ранее идеей о росте плотности упаковки частиц золя в слой покрытия [9]. Аналогичная картина наблюдается на рис. 6 и для чётного числа слоёв в покрытии. При увеличении чётного числа слоёв с 2 до 24 происходит увеличение среднего коэффициента отражения с 11 до 54 %, а пороговой плотности энергии – с 34 до 37 Дж/см².

Заключение

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о линейном увеличении показателя преломления с ростом толщины однослойного нанопокрyтия и квадратичном росте пропускания образца. Это может быть связано с ростом плотности упаковки частиц золя в слое покрытия.

Экспериментальные зависимости среднего коэффициента отражения многослойным покрытием света в области 500...700 нм показали, что увеличение нечётного числа слоёв с 3 до 23 приводит к увеличению среднего коэффициента отражения многослойного покрытия с 15 до 43 %, чётного числа слоёв с 2 до 24 – с 11 до 54 %.

Обнаруженная зависимость пороговой плотности энергии лазерного абляционного разрушения от числа слоёв показывает, что величина пороговой плотностью энергии заметно растёт с увеличением числа слоёв композита.

Таким образом, модификация свойств стеклянных образцов многослойными нанопокрyтиями позволит создать композитные материалы для нанопотоники с новыми линейными и нелинейными оптическими свойствами.

Благодарности

Работа была частично поддержана грантами РФФИ, , проект №19-42-230004 и проект №19-45-230009.

Конфликт интересов

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и им ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

Список литературы

1. Шеманин В. Г., Аткарская А. Б. // Журн. техн. физики. 2014. Т. 84. № 10. С. 95; Shemanin V. G., Atkarskaya A. B. // Tech. Physics. 2014. V. 59. № 10. P. 1514. doi: 10.1134/S1063784214100284
2. Гонопольский А. М. Патент РФ № 2133049, 1999.
3. Колодредо Перес Сильвия (ES), Оканья Хурадо Мануэль (ES), Мигес Гарсия Эрнан Руй (ES) Патент РФ №2 454688, 2012.
4. Atkarskaya A. B., Shemanin V. G. // Opt. Mem. and Neural Networks (Inform. Opt.). 2013. V. 22. № 4. P. 250. doi: 10.3103/S1060992X1304005X
5. Аткарская А. Б., Нарцев В. М., Шеманин В. Г. / Материаловедение. 2017. № 9. С. 44.
6. Atkarskaya A. B., Nartzev V. M., Privalov V. E., Shemanin V. G. // Opt. Mem. and Neural Networks (Inform. Opt.). 2017. V. 26. № 1. P. 34.
7. Аткарская А. Б., Дьяченко В. В., Нарцев В. М., Шеманин В. Г. // Ж. техн. физики. 2017. Т. 87. № 1. С. 87; Atkarskaya A. B., Dyachenko V. V., Nartzev V. M., Shemanin V. G. //Tech. Physics. 2017. V. 62. № 1. P. 97.

8. Аткарская А. Б., Нарцев В. М., Прохоренков Д. С., Шеманин В. Г. //Опт. журн. 2016. Т. 83. № 7. С. 15.
9. Аткарская А. Б. , Евтушенко Е. И. , Нарцев В. М., Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. // Научно-техн. ведомости С.-Пб. Гос. Политехн. Ун-та. Физ.-мат. науки. 2015. № 1. С. 139.
10. Atkarskaya A. B., Mkrtychev O. V., Privalov V. E., Shemanin V. G. // Opt. Mem. and Neural Networks (Inform. Opt.). 2014. V. 23. № 4. P. 265. doi: 10.3103/S1060992X14040018
11. Физико-химические основы производства оптического стекла / Под ред. Л. И. Дёмкиной. Л.: Химия, 1976, 456 с.
12. Галеев Р. М., Валиахметов О. Р., Сафиуллин Р. В., Имаев В. М., Имаев Р. М. // Физ. мет. и металловедение. 2009. Т. 107. № 3. С. 331.

Optical characteristics of glass composites with multilayer nanoscale coatings

^{1*} Privalov V. E., ² Shemanin V. G., ² Mkrtychev O. V.

¹ 195251, Russia, St. Petersburg, st. Polytechnic, 29,
 Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

² 353900, Russia, Novorossiysk, st. Myskhakskoe highway, 75,
 branch of the Belgorod State Technological University named after V. G. Shukhov in
 Novorossiysk

The dependence of the optical characteristics of nano coatings, including the refractive index, the transmission spectrum of the composite, the reflection coefficient of the coating, and the threshold energy densities of laser ablation damage, on the number of layers of silicon dioxide or thiane dioxide deposited on the surface, has been studied. Empirical dependences of the values of these quantities on the number of layers have been obtained. This will make it possible to create new materials for nanophotonics with specified linear and nonlinear optical properties.

Key words: sol-gel technology, multilayer nanocoatings, glass composite, film thickness, refractive index of the film, transmission spectrum of the composite, coating reflection coefficient, threshold energy density of laser ablation destruction.