# Лазеры. Измерения. Информация



Новороссийск 2023

Лазеры. Измерения. Информация Научный сетевой журнал Издаётся с марта 2021 года Выходит 4 раза в год ISSN 2713-0568 Том 3, № 4 (12) декабрь 2023 г. – февраль 2024 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, А. Н. Солдатов, 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: <u>editor-laser@nb-bstu.ru</u>

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

Опубликовано 29.12.2023

© Филиал БГТУ им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске, 2023

Содержание:

## ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Колпакова Е. В., Чербачи Ю. В., Шеманин В. Г.	
Уравнение для аэрозольного лидара с учётом неоднородности атмосферы	стр. 4

## ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Мусоров И. С., Три	губ М. В., Евтуше	нко Г. С.					
Высокочастотный	CuBr-усилитель	яркости	для	визуализации	объектов	И	
быстропротекающи	их процессов						стр. 10

## ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Половченко С. Н	В., Сарычев П. И.,	Чартий П. Е	3.			
Компьютерное	моделирование	параметров	рассеяния	лазерного	излучения	
полидисперсны	ми аэрозольными	и частицами.				стр. 19

## ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Дьяченко В. В., Шеманин В. Г.	
Лидарные измерения концентрации аэрозольных частиц	стр. 36

# ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ. КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Мкртычев О. В.	
Определение величины пробойной энергии покрытий из диоксидов гафния при	
облучении поверхности микросекундными импульсами	стр. 49

## ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_3\_4\_4 УДК 621.3728 ГРНТИ 29.33.00 ВАК 1.3.19

## Уравнение для аэрозольного лидара с учётом неоднородности атмосферы

<sup>1</sup> Колпакова Е. В., <sup>1</sup> Чербачи Ю. В., \*<sup>1,2</sup> Шеманин В. Г.

<sup>1</sup> Филиал БГТУ им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске 353919, Россия, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75 <sup>2</sup> НПИ (филиал) КубГТУ, Новороссийск, Россия

e-mail: kolpakova.evge@yandex.ru, ycherbachi@bk.ru, vshemanin@mail.ru

Приведены результаты компьютерного моделирования лидарного уравнения для рассеяния Ми атмосферным аэрозолем в направлении назад при зондировании атмосферы на горизонтальных трассах на расстоянии до 1500 м. Учёт неоднородности атмосферы или пространственной зависимости пропускания атмосферы на выбранной длине волны 1064 нм и погрешности измерения коэффициента ослабления на этой же длине волны приводит к относительной погрешности измерения лидарного сигнала в 25% при зондировании на длине волны лазерного излучения 1064 нм на расстояния до 1200 м.

*Ключевые слова*: аэрозольный лидар, уравнение, рассеяиие Ми, измерение, пропускание атмосферы, относительная погрешность.

### Введение

Ранее, в работах [1–3] было рассмотрено лидарное уравнение для рассеяния Ми аэрозольными частицами в направлении 180 град или назад в предположении, что линия генерации лазера является дельта-функцией, но атмосфера однородна [4, 5]. Неоднородность атмосферы и ее влияние на результаты зондирования была отмечена в ряде работ [6–9]. А использование широкополосных лазерных источников в лидарах дифференциального поглощения и рассеяния в [10] требует учета такого влияния на результаты зондирования. Это дополнительно повысит точность результатов дистанционных измерений концентрации как аэрозольных частиц [5, 11], так и молекул загрязняющих веществ в атмосфере.

Целью настоящей работы является учёт неоднородности атмосферы в моностатическом аэрозольном лидаре для её зондирования и оценка относительной погрешности измерения лидарного сигнала.

Для этого было выполнено численное моделирование зависимостей пропускания атмосферы и мощности рассеяния Ми аэрозолем назад в условиях неоднородной атмосферы для оценки погрешности лидарных измерений.

#### Лидарное уравнение и параметры задачи

В продолжение работ [1, 2] учтём в лидарном уравнении типа [1] неоднородность реальной атмосферы. Лидарное уравнение для рассеяния Ми в направлении назад для линии генерации лазера конечной полуширины Г запишем, как и в [1], в виде

$$P = \frac{c\tau_L}{2} \frac{1}{z^2} S_0 G(z) \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \int_{\nu_0 - \Gamma}^{\nu_0 + \Gamma} \left\{ e^{-2\int_0^z \alpha(\nu, z') dz'} \right\} \sigma(\pi, \nu, z) A(\nu) e^{-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\Gamma^2}} d\nu.$$
(1)

Рассмотрим решение уравнения (1) при следующих предположениях.

Будем считать, что длина волны зондирующего излучения такова, что поглощение молекулами атмосферных газов пренебрежимо мало по сравнению с рассеянием [3]. Кроме того, введём в соответствии с [7] лидарное отношение в виде

$$b(v,z) = \frac{\sigma(\pi, v, z)}{\alpha(v, z)}$$
(2)

которое также является функцией частоты лазерного излучения и расстояния зондирования. Перепишем уравнение (1), используя выражение для лидарного отношения (2), в виде

$$z^{2}P(v,z) = CG(z) \int_{v_{0}-\Gamma}^{v_{0}+\Gamma} \{\exp[-2\int_{0}^{z} \alpha(v,z')dz']\} b(v,z)\alpha(v,z)A(v) \exp\{-(v-v_{0})^{2}/(2\Gamma^{2})\} dv$$
(3)  

$$C = \frac{c\tau_{L}}{2} S_{0} \frac{P_{0}}{\sqrt{2\pi\Gamma}}$$

где обозначена калибровочная константа лидара

Аппроксимируем аппаратную функцию гауссовой кривой с амплитудой равной коэффициенту пропускания приемного канала лидара К как

$$A(\nu) = K \exp\{-(\nu - \nu_0)^2 / (2\Gamma_a^2)\}$$
(4)

Учитывая, что  $\Gamma_a > \Gamma$  можно положить, что последняя экспонента в (1) равна 1 и, считая  $b(v,z) \approx b(z)_{\rm H} \ \alpha(v,z) \approx \alpha(z)$ , т.е. практически не зависящими от частоты v в исследуемом диапазоне  $2\Gamma_a$ . Учитывая всё это и обозначая  $(\nu - \nu_0) = x$ , перепишем уравнение (3) в виде:

$$z^{2}P(v,z) = CG(z)b(z)\alpha(z)\exp[-2\int_{0}^{z}\alpha(r)dr]\int_{-\Gamma_{a}}^{\Gamma_{a}} \{\exp\{-x^{2}/(2\Gamma_{a}^{2})\}dx$$
(4)

Преобразуем последнюю экспоненту в (4), используя интеграл ошибок erf(z) [12], и получим значение этого интеграла 0,63КГ<sub>а</sub>. Теперь вернёмся к первому интегралу по *r*. Предположим, что трасса неоднородной трассы и на каждом шаге по расстоянию Δz по измеренному  $\sigma(v,z)$  будем рассчитывать  $\alpha(v,z)$  по уравнению (2). Для каждого значения  $\alpha_i(v,z)$  будем брать значения  $\sigma_{i-1}(\pi,v,z)$  и  $b_{i-1}(v,z)$  из предыдущего шага. Тогда из уравнения (4), вводя так называемую лидарную S-функцию вида  $S(z) = z^2 P(v, z) / G(z)_{[7]}$ . имеем

$$S(\nu, z) = C\sigma(z) \exp[-2\sum_{i=1}^{n} \{[\sigma(z)/b(z)]z\} 0.63K\Gamma_{a}$$
(5)

В итоге получаем лидарное уравнение для однократного упругого рассеяния с учётом неоднородности атмосферы, т. е. непостоянства  $\sigma_{i-1}(z)$  с шагом по расстоянию зондирования  $\Delta z = 7,5$  м или времени одного измерения 50 нс.

## Результаты моделирования и обсуждение

Рассмотрим моностатический аэрозольный лидар с такой же оптической схемой как и в [5]. Оптические оси излучателя (лазера) и приёмного телескопа направлены вдоль оси Z. В качестве излучателя рассмотрим вариант YAG-Nd лазера на основной гармонике с длиной волны 1064 нм. Лазерный излучатель лидара будем характеризовать, как и ранее в [5, 13], энергией и мощностью посылаемого в атмосферу лазерного излучения  $E_0$  и  $P_0$ , длительностью импульса лазера  $\tau_0$ , а линию генерации лазера будем считать гауссовой с

максимумом на частоте  $V_o$  и полушириной  $\Gamma$ . Все необходимые параметры для расчётов для выбранной длины волны лазерного излучения 1064 нм были взяты из работ [3, 4, 7, 8, 11] и собраны в таблице 1.

Таблица 1

Длина волны лазерного излучения, коэффициенты ослабления и рассеяния в атмосфере и относительная спектральная чувствительность фотоприёмника на этой длине волны

относительная спектральная турствительность фотоприсмника на этон длине волны							
Длина	Коэффициент	Коэффициент	Лидарный	Относительная			
волны, нм	пны, нм ослабления рассеяния		коэффициент	спектральная			
	$\alpha(v,z),  \mathrm{KM}^{-1}$	$\sigma(v,z)$ км <sup>-1</sup>	b(v,z)	чувствительность			
				ΦΠ ξ(λ)			
1064	0,09	0,0094	0,104	0,05			

Результаты численного моделирования пропускания атмосферы такого варианта аэрозольного лидара представлены на рис. 1. Для заданного значения коэффициента ослабления (см. табл. 1) зависимость пропускания атмосферы от расстояния зондирования (это экспонента от интеграла по r) приводит к трем кривым, из которых верхняя (3) – коэффициент ослабления линейно убывает, нижняя (2) – коэффициент ослабления линейно убывает, нижняя (2) – коэффициент ослабления постояния слабления и постоянного  $\alpha_0$ . Тогда верхняя и нижняя кривые имеют коэффициент ослабления, который определяется по уравнению  $\alpha_i = \alpha_0 \pm 0.05\alpha_0$  (6). Эти результаты хорошо согласуются с данными [7, 11].



Относительная погрешность измерения пропускания атмосферы в диапазоне расстояний зондирования до 1,5 км может быть получена по этим данным рис. 1 и представлена на рис. 3. Её величина начинает превышать 5 % при зондировании на длине волны лазерного излучения 1064 нм – с 800 м.

Далее учтём эти результаты в численном решении лидарного уравнения (5) для рассеяния Ми в направлении назад для линии генерации лазера конечной полуширины  $\Gamma$ . В качестве фотоприёмника лидара будем рассматривать микро спектрометр FSD-8 [14]. Предположим, что на длинах волн зондирующего излучения поглощение молекулами атмосферных газов будет пренебрежимо мало по сравнению с рассеянием аэрозолем [4] и тогда коэффициент ослабления внутри лазерной линии будет мало зависеть от частоты V

в исследуемом диапазоне 2Г и  $\alpha(v,z) \approx \alpha(z)$ . Аналогично и  $\sigma(\pi,v,z) \approx \sigma(z)$ . Остальные параметры лидара следующие: пиковая мощность импульса лазерного излучения  $P_0 = 100$  кВт, его длительность – 10 нс, площадь приёмного телескопа S<sub>0</sub>=0.12 м<sup>2</sup>. Значения коэффициента рассеяния Ми в направлении 180<sup>0</sup> взяты из работ [3, 4, 7] и их средние значения приведены в таблице 1. Считая G(z) равным 1 в нашем случае, проанализируем зависимость результатов численного решения уравнения (5) для нашей экспериментальной ситуации, которая представлена на рис. 2.

Оценим погрешности решения уравнения (5), полагая, что основной вклад вносят погрешности измерения пропускания атмосферы и коэффициента обратного рассеяния. Для вычисления погрешности найдём дифференциал уравнения (5) и заменив дифференциалы на конечные приращения и разделив полученное на уравнение (5), окончательно получим для относительной погрешности наших измерений:

Результаты расчётов по уравнению (7) для выбранных длин волн лазерного излучения и расстояний зондирования до 1500 м представлены на рис. 3.



гис. 5. Гассчитанные по формуле (7) зависимости относительной погрешности измерения мощности рассеянного назад излучения Ми E (в относительных единицах) от расстояния зондирования z (в м) для длины лазерного излучения 1064 нм (2). Кривая 2 — это зависимость относительной погрешности измерения пропускания атмосферы от расстояния зондирования на той же длине волны.

Эти результаты (кривая 2) заметно отличаются от данных кривой 1 и относительная погрешность измерения лидарного сигнала (кривая 2) в 25 % может быть получена при зондировании на длине волны лазерного излучения 1064...1200 м.

## Заключение

Таким образом, из изложенного выше следует, что относительная погрешность измерения мощности рассеянного назад излучения Ми будет главным образом определяться погрешностями измерения пропускания атмосферы и коэффициента обратного рассеяния как и в [9]. Для случая однократного рассеяния и однородной атмосферы значение этой мощности будет максимальным и будет определяться только спектральной зависимостью пропускания слоя атмосферы до области зондирования на расстоянии *z* для постоянной пиковой мощности лазера.

Следует подчеркнуть, что рассчитанная зависимость пропускания атмосферы на выбранной длине волны 1064 нм приводит к относительной погрешности измерения лидарного сигнала в 25 % при зондировании на расстояния до 1200 м.

## 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. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. <u>Уравнение лазерного зондирования для реального аэрозольного лидара</u>. //Фотоника. 2013. №2(38), С. 72–78.

2. 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.

3. Зуев В. Е., Кауль Б. В., Самохвалов И. В., Кирков К. И., Цанев В. И. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей. Новосибирск: Наука. 1986. 186 с.

4 Донченко В. А., Кабанов М. В., Кауль Б. В., Самохвалов И. В. Атмосферная электрооптика. Томск: Изд-во НТЛ. 2010. С. 178–181

5. Privalov V.E., Shemanin V.G. // Measurement Techniques. 2014. V. 57. No. 4. P. 396–400. https://doi.org/10.1007/s11018-014-0467-3

6. LIDAR: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere / Ed. Weitkamp C. NewYork: Springer Science+Business Media, Inc. 2005

7. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир. 1987.

8. Veselovskii I., Whiteman D. N., Korenskiy M., Kolgotin A., Dubovik O., Perez-Ramirez D., Suvorina A. // Atmos. Meas. Tech. 2013. V. 6. Iss. 9. P. 2671–2682.

9. Маричев В. Н., Бочковский Д. А. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 5. С. 399-406.

10. Креков Г. М., Крекова М. М., Суханов А. Я., Лысенко А. А. // Письма в Журнал технической физики. 2009. Т. 35, Вып. 15. С.8–15.

11 Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере. С.-Пб. Балтийский ГТУ «ВОЕНМЕХ». 2001.

12 Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука. 1968. 344 с.

13. Romanovskii O. A. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2008. V. 17. No. 2. P. 131–137.

14. Справочник по лазерам. /Под ред. Прохорова А. М. Т. І. М.: Советское Радио. 1978.

## The equation for aerosol lidar taking into account the atmosphere inhomogeneity

<sup>1</sup> Kolpakova E.V., <sup>1</sup> Cherbachi Yu.V., <sup>\*1,2</sup> Shemanin V.G.

<sup>1</sup> Branch of V. G. Shukhov Belgorod State Technological University in Novorossiysk, Novorossiysk, Russia

<sup>2</sup> Novorossiysk Polytechnic Institute (branch) Kuban State Technological University, Novorossiysk, Russia

The results of computer simulation of the lidar equation for Mie scattering by atmospheric aerosol in the backward direction when probing the atmosphere on horizontal tracks at a distance of up to 1500 m are presented. Taking into account the inhomogeneity of the atmosphere or the spatial dependence of atmospheric transmission at the selected wavelength of 1064 nm and the measurement error of the attenuation coefficient at the same wavelength leads to a relative measurement error of lidar signal of 25% when probing at a wavelength of 1064 nm laser radiation at distances up to 1200 m.

Key words: aerosol lidar, equation, scattering, measurement, atmospheric transmission, relative error.

#### ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_3\_4\_10 УДК 621.373.8 ГРНТИ 29.33.00 ВАК 1.3.19

## Высокочастотный CuBr-усилитель яркости для визуализации объектов и быстропротекающих процессов

<sup>\*1</sup> Мусоров И. С., <sup>1,2</sup> Тригуб М. В., <sup>1,3</sup> Евтушенко Г. С.

<sup>1</sup> Томский политехнический университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина 30 <sup>2</sup> Институт оптики атмосферы СО РАН, 634055, Россия, г. Томск, пл. акад. Зуева В. Е. <sup>3</sup> НИИ РИНКЦЭ, 127055, Россия, г. Москва, ул. Образцова, д. 12, корп. 2

e-mail: musorov@tpu.ru, trigub@iao.ru, evt@tpu.ru

В работе приведены результаты по разработке высокочастотного усилителя яркости на парах бромида меди, построенного на базе высокочастотного генератора импульсов накачки. Проведено исследование влияния энерговклада, вводимого в разряд, на усилительные характеристики активной среды. Представлены результаты по исследованию радиальных профилей однопроходного усиленного и лазерного излучения на частотах от 100 до 195 кГц. Также приведены результаты по визуализации тестового объекта на различных частотах следования импульсов усиления.

*Ключевые слова*: усилитель яркости, визуализация тестового объекта, пониженный энерговклад, усилительные характеристики.

### Введение

При разработке активных оптических систем (АОС) с усилителями яркости (УЯ) на самоограниченных переходах в парах металлов для визуализации объектов, необходимым требованием является работа УЯ в режиме сверхсветимости. И если для типичных частот повторения импульсов накачки в единицы/десятки кГц это реализовано [1], то для частот 100 кГц и выше возникает ряд проблем. Основной из них является сам факт получения сверхизлучения при таких частотах, что, как показано было ранее, возможно при реализации режима пониженного энерговклада в разряд [2]. Далее идут требования по значениям излучения, коэффициента усиления, мощности апертуре сверхизлучения/усиления достаточными для успешной работы в составе АОС. А именно такие АОС, с высокими частотами следования импульсов излучения/усиления (лазерные мониторы), сегодня востребованы для визуализации объектов и быстропротекающих процессов, в том числе в условиях мощной фоновой засветки, в дополнение к известным [3–16].

## Первый раздел: результаты экспериментов

В данной статье, с использованием источника накачки, описанного в работе [17], произведена экспериментальная оценка влияния энерговклада на усилительные

характеристики лазеров на парах бромида меди с повышенными частотами следования импульсов накачки. В эксперименте, в качестве усилителя использовалась газоразрядная трубка (ГРТ) диаметром активной зоны 7 мм и длиной 40 см. В качестве буферного газа использовался Ne, давление которого составляло 20...30 тор. Активная среда могла работать в режиме усилителя и генератора (лазера) с частотой следования импульсов (ЧСИ) от 100 до 300 кГц. Реализация режима пониженного разряда в разряд достигнута за счет укорочения фронта импульса накачки до 20 нс и длительности (по полувысоте) до 30 нс. На рис. 1 приведены осциллограммы импульсов накачки для частот 150 и 195 кГц, а также сверхизлучения и однопроходового усиления [18].



При этом, вводимая в разряд энергия в диапазоне частот 150...217 кГц не превышала 60 мкДж/см<sup>3</sup> за импульс. Что и позволило реализовать режимы сверхизлучения и однопроходового усиленного излучения в указанном диапазоне частот. Длительность импульсов напряжения (по полувысоте) в диапазоне частот 100...300 кГц составляла  $(33 \pm 3)$  нс. Анализ экспериментальных данных свидетельствует, что для получения значимых значений (сотни мВт) сверхизлучения и однопроходового излучения (усиленного после отражения от зеркала) для частот следования импульсов накачки свыше 100 кГц необходимо не только сокращать длительность импульса накачки (уменьшать энерговклад), но и увеличивать давление паров активного вещества (обеспечивать рост  $T_{CuBr}$ ). При этом доля сверхизлучения, относительно однопроходового излучения среды. Эффективный коэффициент усиления ( $K_{ef}$ ), определяемый отношением энергии импульса однопроходового излучения к энергии сверхизлучения, изменяется в диапазоне о 2,4 до 4,5 в зависимости от концентрации рабочих атомов меди (определяемой температурой контейнеров с CuBr- $T_{CuBr}$ ) и энерговклада в разряд.

Энергия сверхизлучения уменьшается с увеличением частоты, но остается значительной (единицы мкДж и более), превышая более чем на порядок энергию спонтанного излучения на основной линии излучения 510,6 нм. Это важно, поскольку спонтанное излучение формирует собственный шум усилителя яркости [1], ухудшающий контраст предаваемого изображения, при работе УЯ в составе лазерного монитора [2].

По экспериментально полученным значениям мощностей сверхизлучения и однопроходового усиления была произведена оценка усилительных характеристик высокочастотной CuBr-активной среды. Для частот повторения импульсов накачки 150...217 кГц коэффициент ненасыщенного усиления (g<sub>0</sub>) составляет 0,07 ± 0,01 см<sup>-1</sup>, с

учётом погрешности эксперимента. Это значение сопоставимо с усилением CuBrактивной среды (0,07 см<sup>-1</sup>), с большим объёмом активной среды и меньшей частотой следования импульсов накачки (20 кГц) [19]. И как показано ниже, полученных значений мощности сверхизлучения и усиления активной среды оказывается достаточно для получения изображения объектов, при частотах следования импульсов накачки свыше100 кГц.

Для работы усилителя яркости в составе лазерного монитора необходимо, чтобы профиль излучения был однородным. Мы провели исследование радиального распределения излучения при частотах следования импульсов накачки свыше 100 кГц. На рис. 2 показаны радиальные профили однопроходного усиленного и лазерного излучения на частотах от 100 до 195 кГц.



Из представленных зависимостей, видно, что с увеличением частоты следования импульсов накачки характер поведения радиальных профилей излучения и усиления практически не меняется. В частности, отсутствует «провал» профиля излучения/усиления в центре ГРТ, который характерен для подобных активных сред при работе без водородосодержащих добавок. Происходит только сужение профиля, что характерно для активных сред при повышении ЧСИ возбуждения. Сохранение достаточно равномерного (с отсутствием провала в центре) радиального профиля усиления в ГРТ малого диаметра при повышенных ЧСИ связано с наличием в активной среде малой неконтролируемой примеси HBr (менее 0,2 тор) [2].

# Визуализация тест-объекта с использованием высокочастотного CuBr- усилителя яркости

На следующем этапе работ с использованием макета ВЧ-усилителя яркости проведена визуализация тестового объекта на частотах 100, 150 и 200 кГц. Целью проведения данного эксперимента было выявить возможность осуществления визуализации тестового объекта малого размера при повышенных частотах следования импульсов излучения/усиления активной среды. В качестве тестового объекта выступало переходное отверстие печатной платы диаметром 0,6 мм (справа на рис. 3).



Визуализация проводилась с использованием схемы лазерного проекционного микроскопа, приведенной на рис. 4 Сверхизлучение, формируемое активной средой усилителя яркости, с помощью линзы 1 фокусировалось на поверхности тестового объекта. Отражённая часть сверхизлучения попадала в активную зону усилителя яркости, что обеспечивало его усиление. Далее, усиленное излучение, несущее информацию о тестовом объекте, с помощью линзы 2 проецировалось на экран. С данного экрана осуществлялась регистрация высокоскоростной камерой.



На рис. 5 приведены результаты визуализации тестового объекта на различных частотах следования импульсов усиления (в условиях естественной комнатной засветки).



Рис. 5. Результаты визуализации тестового объекта на различных частотах следования импульсов усиления: 100 кГц – а, 150 кГц – б, 200 кГц – в.

На рис. 5а отчётливо видны контуры переходного отверстия и его металлизированного участка. На рис. 5б наблюдается участок с незначительным «пересветом», что свидетельствует о насыщении активной среды усилителя яркости. На рис. 5в снижена контрастность, что можно объяснить уменьшением коэффициентом усиления с ростом частоты. В полученных изображениях отсутствуют значимые искажения, что говорит о равномерном распределении коэффициента усиления по диаметру ГРТ.

## Заключение

В работе произведена экспериментальная оценка влияния энерговклада на усилительные характеристики активной среды на парах бромида меди с повышенными частотами следования импульсов генерации. Показано, что для реализации режима сверхизлучения/усиления при частотах следования свыше 100 кГц следует использовать режим пониженного энерговклада в разряд. С использованием разработанного макета CuBr-усилителя яркости, работающего на частоте 200 кГц, проведена визуализация тестобъекта (переходное отверстие печатной платы диаметром 0,6 мм).

Полученные результаты свидетельствуют о возможности использования полученного усилителя яркости в активных оптических системах, для осуществления визуализации различных объектов и быстропротекающих процессов с временным разрешением не хуже 5 мкс. А возможно и с более лучшим, так как режим сверхизлучения на сегодня реализован в эксперименте до 300 кГц, а модельные данные указывают, что и эта частота не является предельной [20].

## 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.

## Благодарности

Статья выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания 2023 г. № 075-01634-23-00

## Список литературы

1. Г. Г. Петраш, Оптические системы с усилителями яркости (Изд. «Наука», Москва, 1991), Т. 206, с. 3-149.

2. Евтушенко Г. С., Казарян М. А., Торгаев С. Н., Тригуб М. В., Шиянов Д. В. Скоростные усилители яркости на индуцированных переходах в парах металлов. Изд-во STT, Томск. 2016. - 246 с. - ISBN 978-5-93629-562-1.

3. Юсупов Р. А., Китлер В. Д., Кирдяшкин А. И., Тригуб М. В., Евтушенко Г. С. Динамический мониторинг структурообразования гетерогенных систем в процессах горения с использованием лазерного излучения // Известия вузов. Физика. - 2013 - Т. 56 - №. 9/3. - С. 226-228.

4. Beloplotov D. V., Trigub M. V., Tarasenko V. F., Evtushenko G. S., Lomaev M. I. Laser monitor visualization of gas-dynamic processes under pulse-periodic discharges initiated by runaway electrons in atmospheric pressure air // Atmospheric and Oceanic Optics - 2016 - Vol. 29. - No. 4. - p. 371–375.

5. Trigub M. V., Platonov V. V., Evtushenko G. S., Osipov V. V., Evtushenko T. G. Laser monitor for high speed imaging of materials modification and production // Vacuum, 2017. Vol. 143. No 3. pp. 486-490.

6. Webb C. E., Jones J. D. C. Handbook of Laser Technology and Applications. Taylor & F, 2004. 2752 p.

7. Barh A., Rodrigo P. J., Meng L., Pedersen C., Tidemand-Lichtenberg P. Parametric upconversion imaging and its applications // Advances in Optics and Photonics. 2019. Vol. 11, No. 4. P. 952-1019. DOI: 10.1364/aop.11.000952.

8. Абросимов Г. В., Польский М. М., Саенко В. Б. Использование лазерной среды для фотографирования поверхности, закрытой слоем плазмы // Квантовая электроника. 1988. Т. 15, № 4. С. 850–854.

9. Асиновский Э. И., Батенин В. М., Климовский И. И., Марковец В. В. Исследования областей замыкания тока на электродах слаботочной угольной дуги атмосферного давления с помощью лазерного монитора // Теплофизика высоких температур. 2001. Т. 39, № 5. С. 794–809.

10. Abramov D. V., Arakelian S. M., Galkin A. F., Klimovskii I. I., Kucherik A. O., Prokoshev V. G. A laser-induced process on surface of a substance and their laser diagnostics in real time // Laser Physics. -2005. - Vol. 15,  $-N_{2}$  9. - P. 1313–1318.

11. Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Галкин А. Ф., Квачева Л. Д., Климовский И. И., Кононов М. А., Михалицын Л. А., Кучерик А. О., Прокошев В. Г., Савранский В. В. Плавление углерода, нагреваемого сконцентрированным лазерным излучением в воздухе при атмосферном давлении и температуре, не превышающей 4000К // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 84, № 5. – С. 315–320.

12. Buzhinskij O. I., Vasiliev N. N., Moshkunov A. I., Slivitskaya I. A., Slivitsky A. A. Copper vapor laser application for surface monitoring of divertor and first wall in ITER // Fusion Engineering and Design. 2002. Vol. 60, No. 2. P. 141–155. DOI: 10.1016/S0920-3796(01)00610-X.

13. Исаков Б. К., Калугин М. М., Парфенов Е. Н., Потапов С. Н. Исследование усиления в активных средах на переходах атомов меди и марганца применительно к созданию проекционных систем с усилителями яркости изображения // Журнал технической физики. 1983. Т. 33, № 4. С. 704–714.

14. Кузнецов А. П., Бужинский Р. О., Губский К. Л., Савелов А. С., Саранцев С. А., Терехин А. Н. Визуализация плазмоиндуцированных процессов проекционной системой с усилителем яркости на основе лазера на парах меди // Физика плазмы. – 2010. – Vol. 36, – № 5. – Р. 463–472.

15. Прокошев В. Г. Микро- наноструктуры и гидродинамические неустойчивости, индуцированные лазерным излучением на поверхности твердых тел, и их диагностика методами лазерной и зондовой микроскопии: дисс. д.ф.-м..н. Новосибирск, 2009. 310 с.

16. L. Li, A. V. Mostovshchikov, A. P. Ilyin, P. A. Antipov, D. V. Shiyanov, F. A. Gubarev. Imaging system with brightness amplification for a metal-nanopowder combustion study // Journal of Applied Physics. – 2020. – Vol. 127, Art. No 194503. – pp. 194503-1–194503-11.

17. С. Н. Торгаев, Д. Н. Огородников, И. С. Мусоров, А. Е. Кулагин, Г. С. Евтушенко. Высокочастотный источник накачки активных сред на парах металлов // ПТЭ, 2020, Т.63, № 1, с. 69-74.

18. Мусоров И. С., Торгаев С. Н., Евтушенко Г. С. СиВг-усилитель яркости с частотой следования импульсов сверхизлучения/усиления до 200 кГц // Письма в ЖТФ, 2021, том 47, вып. 17, с. 18-21.

19. S. Mohammadpour Lima Various buffer gas effects on amplifying parameters of a copper bromide laser // Laser Physics, 2020, Vol.30, No 3. DOI: 10.1088/1555-6611/ab7013.

20. Musorov, I. S., Torgaev, S. N., Kulagin, A. E., Evtushenko, G. S. 300 kHz metal vapor brightness amplifier // Optical and Quantum Electronics, 2023, 55(1), article 52, https://doi.org/10.1007/s11082-022-04178-6.

## High-frequency CuBr brightness amplifier for objects and fast processesvisualization

<sup>\*1</sup> Musorov I. S., <sup>1,2</sup> Trigub M. V., <sup>1,3</sup> Evtushenko G. S.

<sup>1</sup> National research Tomsk polytechnic university, 634050, Russia, Tomsk, Lenina avenue 30 <sup>2</sup> V. E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS

634055, Russia, Tomsk, 1, Academician Zuev square

<sup>3</sup>*Federal research center for projects evaluation and consulting services* 

127055, Russia, Moscow, Obraztsova St. 12, Bldg. 2

email: \*musorov@tpu.ru, trigub@iao.ru, evt@tpu.ru

The work presents the results of the development of a high-frequency brightness amplifier on copper bromide vapor, built on a high-frequency pump pulse generator. A study was carried out of introduced energy input into the discharge on theactive medium amplification characteristics influence. The results of the study of radial profiles of single-pass amplified and laser radiation at frequencies from 100 to 195 kHz are presented. Also, thetest objectvisualizing results at various amplification pulse repetition rates are presented.

*Keyword*: brightness amplifier, visualization of the test object, reduced energy input, amplification characteristics.

## Funding

This article is written with the support of the Ministry of Science and higher education of Russian Federation as part of a state assignment2023 № 075-01634-23-00.

## References

1. G. G. Petrash, Opticheskie sistemy s usiliteliami iarkosti (Izd. «Nauka», Moskva, 1991), T. 206, p. 3-149.

2. Evtushenko G. S., Kazarian M. A., Torgaev S. N., Trigub M. V., Shiianov D. V. Skorostnye usiliteli iarkosti na indutsirovannykh perekhodakh v parakh metallov. Izd-vo STT, Tomsk. 2016. - 246 p. - ISBN 978-5-93629-562-1.

3. Usupov R. A., Kitler V. D., Kirdiashkin A. I., Trigub M. V., Evtushenko G. S. Dinamicheskii monitoring strukturoobrazovaniia geterogennykh sistem v protsessakh goreniia s ispol'zovaniem lazernogo izlucheniia // Izvestiia vuzov. Fizika. - 2013 - T. 56 - no. 9/3. - C. 226-228.

4. Beloplotov D. V., Trigub M. V., Tarasenko V. F., Evtushenko G. S., Lomaev M. I. Laser monitor visualization of gas-dynamic processes under pulse-periodic discharges initiated by runaway electrons in atmospheric pressure air // Atmospheric and Oceanic Optics - 2016 - Vol. 29. - No. 4. - p. 371–375.

5. Trigub M. V., Platonov V. V., Evtushenko G. S., Osipov V. V., Evtushenko T. G. Laser monitor for high speed imaging of materials modification and production // Vacuum, 2017. Vol. 143. No 3. pp. 486-490.

6. Webb C. E., Jones J. D. C. Handbook of Laser Technology and Applications. Taylor & F, 2004. 2752 p.

7. Barh A., Rodrigo P. J., Meng L., Pedersen C., Tidemand-Lichtenberg P. Parametric upconversion imaging and its applications // Advances in Optics and Photonics. 2019. Vol. 11, No. 4. P. 952-1019. DOI: 10.1364/aop.11.000952.

8. G V Abrosimov, M M Pol'skiĭ and V B Saenko. Use of a laser medium in photography of a surface shielded by a plasma layer // 1988 Sov. J. Quantum Electron. 18 544

9. Asinovskii, E. I., Batenin, V. M., Klimovskii, I. I. et al. Laser-Monitor-Assisted Investigation of the Regions of Closure of Current on the Electrodes of an Atmospheric-Pressure Low-Current Carbon Arc. High Temperature 39, 739–752 (2001). https://doi.org/10.1023/A:1012341329617.

10. Abramov D. V., Arakelian S. M., Galkin A. F., Klimovskii I. I., Kucherik A. O., Prokoshev V. G. A laser-induced process on surface of a substance and their laser diagnostics in real time // Laser Physics. -2005. - Vol.  $15, -N_{2}9. -$  P. 1313–1318.

11. Abramov, D. V., Arakelyan, S. M., Galkin, A. F. et al. Melting of carbon heated by focused laser radiation in air at atmospheric pressure and temperature below 4000 K. Jetp Lett. 84, 258–261 (2006). https://doi.org/10.1134/S0021364006170061

12. Buzhinskij O.I., Vasiliev N. N., Moshkunov A. I., Slivitskaya I. A., Slivitsky A. A. Copper vapor laser application for surface monitoring of divertor and first wall in ITER // Fusion Engineering and Design. 2002. Vol. 60, No. 2. P. 141–155. DOI: 10.1016/S0920-3796(01)00610-X.

13. Isakov B. K., Kalugin M. M., Parfenov E. N., Potapov S. N. Issledovanie usileniia v aktivnykh sredakh na perekhodakh atomov medi i margantsa primenitel'no k sozdaniiu proektsionnykh system s usiliteliami iarkosti izobrazheniia // Zurnal tekhnicheskoi fiziki. 1983. T. 33, no 4. S. 704–714.

14. Kuznetsov A. P., Buzhinskii R. O., Gubskii K. L., Savelov A. S., Sarantsev S. A., Terekhin A. N. Vizualizatsiia plazmoindutsirovannykh protsessov proektsionnoi sistemoi s usilitelem iarkosti na osnove lazera na parakh medi // Fizika plazmy. 2010. Vol. 36, – no 5. P. 463–472.

15. Prokoshev V. G. Mikro- nanostruktury i gidrodinamicheskie neustoichivosti, indutsirovannye lazernym izlucheniem na poverkhnosti tverdykh tel, i ikh diagnostika metodami lazernoii zondovoi mikroskopii: diss. d.f.-m..n. Novosibirsk, 2009. 310 s.

16. L. Li, A. V. Mostovshchikov, A. P. Ilyin, P. A. Antipov, D. V. Shiyanov, F. A. Gubarev. Imaging system with brightness amplification for a metal-nanopowder combustion study // Journal of Applied Physics. – 2020. – Vol. 127, Art. No 194503. – pp. 194503-1–194503-11.

17. Torgaev, S. N., Ogorodnikov, D. N., Musorov, I. S. et al. A High-Frequency Pumping Source for Metal Vapor Active Media. InstrumExpTech 63, 62–67 (2020). https://doi.org/10.1134/S002044122001008X

18. Musorov, I. S., Torgaev, S. N. & Evtushenko, G. S. A CuBr-Based Brightness Amplifier with a Repetition Frequency of Superradiance/Amplification Pulses up to 200 kHz. Tech. Phys. Lett. 47, 869–872 (2021). https://doi.org/10.1134/S1063785021090108.

19. S. Mohammadpour Lima Various buffer gas effects on amplifying parameters of a copper bromide laser // Laser Physics, 2020, Vol.30, No 3. DOI: 10.1088/1555-6611/ab7013.

20. Musorov, I. S., Torgaev, S. N., Kulagin, A. E., Evtushenko, G. S. 300 kHz metal vapor brightness amplifier // Optical and Quantum Electronics, 2023, 55(1), article 52, https://doi.org/10.1007/s11082-022-04178-6.

### ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_3\_4\_19 УДК 621.3728 ГРНТИ 29.31.29 ВАК 1.3.19

## Компьютерное моделирование параметров рассеяния лазерного излучения полидисперсными аэрозольными частицами

Половченко С. В., Сарычев П. И., \* Чартий П. В.

Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного технологического университета, Новороссийск, Россия

e-mail: polosveta@mail.ru, \* pvc-60@yandex.ru

В работе предложены метод решения обратных задач для лазерного зондирования промышленных аэрозольных потоков и аналитическая параметризация для зависимости среднего геометрического размера частиц и среднего геометрического отклонения логарифмически-нормального распределения от среднего объёмно-поверхностного диаметра. Проведено исследование алгоритмов расчёта оптических характеристик как отдельных частиц, так и полидисперсных систем. Построен специальный алгоритм расчёта оптических характеристик, реализованный в компьютерных кодах с использованием Delphi 2009, который имеет хорошее согласие с ранее разработанными программами.

*Ключевые слова*: полидисперсные аэрозольные частицы, лазерное излучение, лазерное зондирование потоков.

### Введение

Различные аэрозоли часто встречаются в повседневной жизни, а также присутствуют во многих технологических процессах [1]. Промышленные аэрозольные потоки характеризуются значительными полидисперсностью и концентрациями. При этом, как правило, дисперсный состав и концентрация несут в себе информацию о состоянии технологического процесса. Для контроля таких параметров аэрозолей требуются измерительные комплексы, отвечающие следующим требованиям: достоверность, оперативность, компактность и возможность компьютерной обработки необходимого объема данных в режиме реального времени.

На сегодняшний день наибольшее распространение получили лазерные и оптические методы исследования аэрозолей [2]. Такой выбор определен следующими свойствами: вопервых, неразрушающим воздействием оптического излучения на структуру аэрозоля; вовторых, хорошо разработанной теорией распространения и взаимодействия электромагнитного излучения с различными средами; в-третьих, существованием большого количества промышленно выпускаемых разнообразных типов источников излучения, оптических систем и их компонентов и в-четвёртых, большим выбором прикладных программных продуктов и математических методов расчёта.

Цель настоящей работы заключается в разработке алгоритма измерения и восстановления параметров аэрозоля при исследовании лазерными методами, которые позволят создать автоматизированный лазерный экспресс-анализатор с высокими пространственным и временным разрешением.

В результате будет разработан метод решения обратных задач для лазерного зондирования промышленных аэрозольных потоков и предложена аналитическая параметризация для зависимости среднего геометрического размера частиц и среднего геометрического отклонения логарифмически-нормального распределения от среднего объемно-поверхностного диаметра. А в итоге разработан программный комплекс для обработки результатов многоволнового лазерного зондирования.

### Взаимодействие лазерного излучения с однородным шаром по теории Ми

Основные положения теории Г. Ми [27] были получены в результате применения теории электромагнитного поля Максвелла к задаче рассеяния света однородной сферической частицей, на которую в определенном направлении падает плоская волна. Метод решения состоит в том, что падающее поле выражается через сферические волны с центрами на поверхности идеальной сферы. При наличии соответствующих граничных условий решается дифференциальное уравнение для амплитуды вектора результирующего поля на поверхности сферы и на бесконечном расстоянии от неё в так называемой волновой зоне. Этот метод позволяет получить аналитическое решение данной проблемы самым строгим образом, поскольку использует формальную теорию и классический математический анализ [22, 27, 28].

В формулировке задачи Ми используются следующие основные параметры: r – радиус сферической частицы,  $\lambda$  – длина волны,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число, x = kr – безразмерный параметр дифракции,  $m = v - i\chi$  – комплексный показатель преломления сферической частицы по отношению к окружающей внешней среде (v – показатель преломления,  $\chi$  – показатель поглощения),  $\theta$  – угол рассеяния.

что падающее плоской Предположим, В виде волны излучение является неполяризованным. Тогда величина электрического вектора может быть выражена через сумму двух взаимно перпендикулярных и независимых гармонических колебаний, имеющих единичную амплитуду в плоскости ху и распространяющихся в положительном направлении z. Каждое из этих колебаний можно выразить в виде  $E_{\text{пад}} = exp[-i(kz - i)]$  $\omega t$ ], где  $\omega = ck$ - циклическая частота. Пусть это электромагнитное поле взаимодействует с однородной изолированной сферической частицей. В результате взаимодействия появляется поле излучения, рассеянное в иных направлениях, чем поле падающего излучения. Кроме данного поля необходимо рассмотреть поле падающего излучения, поток которого ослабляется за счёт поглощения и рассеяния излучения сферической частицей. Предполагается, что это излучение не переизлучается вновь сферической частицей на данной или какой-нибудь другой частоте. Рассматривая при этих допущениях поле рассеянного излучения, можно выразить его через две скалярные компоненты  $A_1$  и  $A_2$ амплитуды вектора электрического поля  $A_{\text{pac}}$ , которая не имеет составляющей в своего распространения. Компоненты направлении  $A_1$ И  $A_2$ соответственно перпендикулярны и параллельны плоскости рассеяния, в которой измеряется угол рассеяния  $\theta$ . Решение Ми [22] дает комплексные выражения для амплитуд  $A_1$  и  $A_2$  в виде сходящихся рядов

$$kA_1 = S_1(m, x, \theta) = \sum_{n=1}^{N} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n)$$
(1)

$$kA_2 = S_2(m, x, \theta) = \sum_{n=1}^{N} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n),$$
<sup>(2)</sup>

где  $S_1(m, x, \theta)$ и $S_2(m, x, \theta)$  – безразмерные комплексные амплитуды рассеяния для двух ортогональных направлений, n – неотрицательные целые числа,  $a_n$  и  $b_n$ - коэффициенты Ми,  $\pi_n$ ,  $\tau_n$ - угловые коэффициенты.

Полный вывод формул приводится в [21, 23, 27, 28, 29, 30, 31, 32].

Основными интегральными характеристиками теории распространения волн в дисперсных средах являются сечения ослабления, рассеяния и поглощения [21]. Полное эффективное сечение или коэффициент ослабления  $\sigma_{ocn}$ , рассеяния  $\sigma_{pac}$ , поглощения  $\sigma_{nor}$  – отношение потока излучения, соответственно изымаемого частицей из падающего на неё пучка, рассеянного во всех направлениях, поглощенного частицей, к плотности потока излучения в падающем на частицу пучке. Эти коэффициенты имеют размерность площади. Согласно закону сохранения энергии  $\sigma_{ocn} = \sigma_{pac} + \sigma_{nor}$ .[29].

Факторы эффективности ослабления  $Q_{\text{осл}}$ , рассеяния  $Q_{\text{рас}}$  и поглощения  $Q_{\text{пог}}$ , характеризующие долю ослабленной, рассеянной и поглощенной частицей энергии соответственно по сравнению с энергией электромагнитной волны, падающей на её геометрическое сечение. Факторы эффективности являются безразмерными величинами и связаны между собой соотношением  $Q_{\text{осл}} = Q_p + Q_n$ . [21]. Для сферических частиц

$$Q_{\text{OCA}} = \frac{\sigma_{\text{OCA}}}{\pi r^2}, Q_{\text{p}} = \frac{\sigma_{\text{pac}}}{\pi r^2}, Q_{\text{ff}} = \frac{\sigma_{\text{for}}}{\pi r^2}.$$
(3)

Рассмотрим вектор Пойнтинга  $\dot{N}$  для потоков падающего и рассеянного излучений. Их отношение определит дифференциальное поперечное сечение рассеяния  $d\sigma$  для частицы в единичном телесном угле на расстоянии R, т. е.

$$d\sigma(m, x, \theta) = \left| \frac{\dot{N}_{\text{pac}}}{\dot{N}_{\text{nag}}} \right| R^2 d\omega,$$
<sup>(4)</sup>

где  $\dot{N} = \frac{1}{2} \Re{\{\dot{E} \times \dot{H}\}}$  - усреднённый по времени поток энергии падающего или рассеянного излучения,  $\dot{H}$  – вектор напряженности магнитного поля,  $d\omega$ - элемент телесного угла. Интегрируя по единичному телесному углу, получим

$$\sigma_{\text{pac}}(m,x) = \int_{\Omega=4\pi} d\sigma(m,x,\theta) = \frac{1}{2} \int_{\Omega=4\pi} (A_1 A_1 + A_2 A_2) d\Omega,$$
(5)

Производя интегрирование амплитуд (1) и (2), входящих в формулу (5), получим фактор эффективности рассеяния

$$Q_{\text{pac}}(m,x) = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{N} (2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2)$$
(6)

Для фактора эффективности ослабления с использованием оптической теоремы квантовой механики получено выражение [22]

$$Q_{\text{осл}}(m,x) = \frac{4}{x^2} \Re\{S(m,x,\theta)\} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{N} (2n+1) \Re(a_n + b_n)$$
(7)

Из закона сохранения энергии следует, что фактор эффективности поглощения определяется

$$Q_{\text{пог}}(m, x) = Q_{\text{осл}}(m, x) - Q_{\text{pac}}(m, x)$$
(8)

Для определения матрицы рассеяния вводятся действительные безразмерные параметры интенсивности  $i_i$  (j = 1,2,3,4) [32]

$$i_{1}(\theta) = S_{1}S_{1} ,$$

$$i_{2}(\theta) = S_{2}S_{2}$$

$$i_{3}(\theta) = \Re\{S_{1}, S_{2}\}$$

$$i_{4}(\theta) = -\Im\{S_{1}, S_{2}\}$$
(9)

Разделив обе части интеграла (5) на  $\sigma_{\rm pac}(x) = \pi r^2 Q_{\rm pac}(m,x)$ , получим условие нормировки

$$1 = \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega=4\pi} \left( \frac{A_1 A_1}{r^2 Q_{\text{pac}}(m, x)} + \frac{A_2 A_2}{r^2 Q_{\text{pac}}(m, x)} \right) d\omega = = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega=4\pi} \left( \frac{2i_1(\theta)}{x^2 Q_{\text{pac}}(m, x)} + \frac{2i_2(\theta)}{x^2 Q_{\text{pac}}(m, x)} \right) d\omega,$$
(10)

где интегрирование проводится по всему телесному углу. Выражение

$$\frac{2i_1(\theta)}{x^2 Q_{\text{pac}}(m,x)} + \frac{2i_2(\theta)}{x^2 Q_{\text{pac}}(m,x)} = \frac{2}{x^2 Q_{\text{pac}}(m,x)} \left(i_1(\theta) + i_2(\theta)\right)$$
(11)

называют нормированной индикатрисой рассеяния, поскольку интеграл от неё по всем направлениям равен  $4\pi$ , т. е. полному телесному углу вокруг частицы. Определив безразмерные величины  $P_i(\theta)$ как

$$P_j(\theta) = \frac{4i_j(\theta)}{x^2 Q_{\text{pac}}(m, x)} = \frac{4\sigma(\theta)}{r^2 Q_{\text{pac}}(m, x)}$$
(12)

индикатрису рассеяния можно представить  $I(\theta) = 1/2 (P_1(\theta) + P_2(\theta))$ , а матрицу рассеяния [22]

$$\sigma(\theta) = \frac{\pi r^2 Q_{\text{pac}}(m, x)}{4\pi} \begin{pmatrix} P_1(\theta) & 0 & 0 & 0\\ 0 & P_2(\theta) & 0 & 0\\ 0 & 0 & P_3(\theta) & P_4(\theta)\\ 0 & 0 & -P_4(\theta) & P_3(\theta) \end{pmatrix}$$
(13)

# Процедура программирования безразмерных комплексных амплитуд рассеяния $S_1(m, x, \theta)$ и $S_2(m, x, \theta)$

Значение основных функций рассеяния полностью определяются точностью вычисления комплексных коэффициентов Ми  $a_n$  и  $b_n$ , а также вещественных функций  $\pi_n$ ,  $\tau_n$ , зависящих только от угла рассеяния. Коэффициенты  $a_n$  и  $b_n$  зависят от комплексного показателя преломления, длины волны и радиуса сферической частицы. Коэффициенты  $\pi_n$ ,  $\tau_n$  определяются через полиномы Лежандра и их производные [22, 32]:

$$\pi_{n}(\mu) = \frac{a}{d\mu} P_{n}(\mu);$$
  

$$\tau_{n}(\mu) = \mu \pi_{n}(\mu) - (1 - \mu^{2}) \frac{d}{d\mu} \pi_{n}(\mu);$$
(14)

где  $\mu = \cos\theta$ ,  $(-1 \le \mu \le 1)$ ;

$$P_n(\mu) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d\mu^n} (\mu^2 - 1)^n$$

Из этих выражений следуют соотношения:

$$\pi_n(-\mu) = (-1)^{n-1} \pi_n(\mu);$$
  

$$\tau_n(-\mu) = (-1)^n \tau_n(\mu);$$
(15)

которые могут быть полезны, например, для нахождения  $\pi_n(\theta)$  и  $\tau_n(\theta)$  при  $\frac{\pi}{2} < \theta \le \pi$ , если вычислены их значения для углов рассеяния  $0 \le \theta < \frac{\pi}{2}$ .

Используя основные свойства полиномов Лежандра [33, 34]

$$(n+1)P_{n+1}(\mu) = (2n+1)\mu P_n(\mu) - nP_{n-1}(\mu);$$
  

$$(\mu^2 - 1)\frac{d}{d\mu}P_n(\mu) = n[\mu P_n(\mu) - P_{n-1}(\mu)];$$
(16)

получим, что коэффициенты  $\pi_n(\theta)$  и  $\tau_n(\theta)$  удовлетворяют следующим рекуррентным соотношениям:

$$\pi_{n}(\theta) = \frac{2n-1}{n-1} \pi_{n-1}(\theta) \cos\theta - \frac{n}{n-1} \pi_{n-2}(\theta)$$

$$= [\pi_{n}(\theta) - \pi_{n-2}(\theta)] \cos\theta - (2n-1)\pi_{n-1}(\theta) \sin^{2}(\theta) + \tau_{n-2}(\theta)$$
(17)

$$\tau_n(\theta) = [\pi_n(\theta) - \pi_{n-2}(\theta)] \cos\theta - (2n-1)\pi_{n-1}(\theta)\sin^2(\theta) + \tau_{n-2}(\theta)$$
начиная с  $\pi_0 = 0, \pi_1 = 1, \tau_0(\theta) = 0, \tau_1(\theta) = \cos\theta$  [22, 27].

Для направлений, точно соответствующих рассеянию вперед ( $\theta = 0$ ) и назад ( $\theta = \pi$ ), коэффициенты  $\pi_n(\theta)$  и  $\tau_n(\theta)$  определяются формулами:

$$\pi_n(0) = \tau_n(0) = \frac{n(n+1)}{2}$$

$$\pi_n(\pi) = -\tau_n(\pi) = (-1)^{n+1} \frac{n(n+1)}{2}$$
(18)

Использование их в рядах для амплитудных функций  $S_1(m, x, \theta)$ из (1) и  $S_2(m, x, \theta)$  из (2) дает выражения:

$$S(0) = S_1(0) = S_2(0) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{2} (a_n + b_n)$$

$$S_1(\pi) = -S_2(\pi) = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{2n+1}{2} (a_n - b_n)$$
(19)

Таким образом, фактор эффективности рассеяния назад определяется [29]:

$$Q_{pn}(m,x) = \frac{1}{x^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} (2n+1)(a_n - b_n) \right|^2$$
(20)

Коэффициенты Ми  $a_n$  и  $b_n$  в явном виде определяются из условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на поверхности сферической частицы по формулам [23]:

$$a_{n} = \frac{\mu m^{2} j_{n}(mx) [x j_{n}(x)]' - \mu_{1} j_{n}(x) [mx j_{n}(mx)]'}{\mu m^{2} j_{n}(mx) [x h_{n}^{(1)}(x)]' - \mu_{1} h_{n}^{(1)}(x) [mx j_{n}(mx)]'}$$

$$b_{n} = \frac{\mu_{1} j_{n}(mx) [x j_{n}(x)]' - \mu j_{n}(x) [mx j_{n}(mx)]'}{\mu_{1} j_{n}(mx) [x h_{n}^{(1)}(x)]' - \mu h_{n}^{(1)}(x) [mx j_{n}(mx)]'}$$
(21)

где  $\mu_1 = sin\theta$ . полученные выражения можно упростить, введя функции Рикатти-Бесселя [23]  $\psi_n(x) = xj_n(x), \xi_n(x) = xh_n^{(1)}(x)$ , где  $h_n^{(1)}(x) = j_n(x) + iy_n(x)$  – сферические Бесселевы функции третьего рода (сферические функции Ханкеля). Если учесть, что

магнитная проницаемость частицы и окружающей среды одинакова, то после преобразований получим [21]:

$$a_{n} = \frac{m\psi_{n}(y)\psi'_{n}(x) - \psi_{n}(x)\psi'_{n}(y)}{m\psi_{n}(y)\xi'_{n}(x) - \xi_{n}(x)\psi'_{n}(y)}$$

$$b_{n} = \frac{\psi_{n}(y)\psi'_{n}(x) - m\psi_{n}(x)\psi'_{n}(y)}{\psi_{n}(y)\xi'_{n}(x) - m\xi_{n}(x)\psi'_{n}(y)}$$
(22)

где y = mx = p - iq,  $m = v - i\chi$ , p = vx,  $q = \chi x$ .

Таким образом, выписаны формулы для нахождения всех коэффициентов и можно переходить к рассмотрению практических вычислений.

#### Различные алгоритмы расчёта коэффициентов Ми для одиночных частиц

Развитие вычислительной техники позволило существенно сократить время, требуемое для суммирования рядов (1)–(2), но тем не менее остаются определённые трудности, связанные с вычислением самих коэффициентов рассеяния. Нетрудно заметить, что при суммировании берется число n от 1 до  $\infty$ . Естественно, бесконечность в верхнем пределе взята условно, необходимо взять столько слагаемых, чтобы обеспечить сходимость ряда с заданной точностью. Ряды Ми сходятся плохо, и необходимо определится с тем, что будет являться критерием для определения достаточного числа членов ряда [21, 22, 28, 29, 35].

Во всех расчётах определяющим является отношение размера сферической частицы к длине волны падающего излучения. Чем больше безразмерный параметр дифракции x, тем больше необходимо брать слагаемых в сумме для получения точных выражений для сечений. Кроме того, число рассмотренных членов зависит и от величины комплексного показателя преломления, поэтому ориентировочно число членов ряда увеличивается до |m|x. В связи с этим различные авторы используют разные критерии и предлагают разные формулы для вычисления максимального числа членов, которые необходимы для точных вычислений [31, 36, 37, 38,39, 40].

Помимо этого, при расчёте специальных функций, входящих в коэффициенты рассеяния возникают ошибки округления, связанные с неизбежным представлением числа с бесконечным количеством цифр числом с конечным количеством цифр, что со временем приводит к неверным результатам.

Анализ литературных источников показал, что к вопросам сходимости обращалось множество авторов. Согласно [21, 22, 29] достаточно ограничиться числом членов  $N \approx x$ , т. е.  $N \approx \frac{2\pi r}{\lambda}$ ; практически тоже предлагается и в [41, 42], сформулировав этот критерий в виде  $|a_n|^2 + |b_n|^2 \leq 10^{-14}$ . Более точный подход был предложен в работе [42]  $N \approx x + c \cdot x^{\frac{1}{3}}$ . Этот подход был учтён в [44], развит и предложена зависимость количества членов ряда от величины параметра дифракции x

$$N = \begin{cases} x + 4x^{\frac{1}{3}} + 1,0,02 \le x \le 8, \\ x + 4,05x^{\frac{1}{3}} + 2,8 < x < 4200, \\ x + 4x^{\frac{1}{3}} + 2,4200 \le x \le 20000. \end{cases}$$
(23)

Нижним пределом в [44] указано значение *x* равное 0,02, но в работе [29] эту границу расширили до 0,001.

Вычисление специальных функций, как уже было отмечено выше, связано с накоплением ошибок в расчётах, что в итоге может привести к неверным результатам. Существует большое количество алгоритмов, целью которых ставится минимизация ошибок и времени расчётов. На сегодняшний день существует множество алгоритмов,

отличающихся точностью вычислений, прикладной направленностью. Практически все они основываются на ранее разработанных и модифицированных на сегодняшний день под развившиеся информационные технологии:

алгоритм Шифрина К. С. [24, 36]; алгоритм Дейрменджан Д. [22]; алгоритм Каttawar G. W., Plass G. N [32, 50]; алгоритм Dave J. V. [41, 42]; алгоритм Lentz W. J [47, 48]; алгоритм Борен К., Хафмен Д [23,51-56]; алгоритм Wiscombe W. J. [40, 44]; алгоритм Aden A. L. [45].

В работе [57] предлагается универсальный алгоритм расчёта оптических характеристик однородных сферических частиц. Этот алгоритм позволяет рассчитывать практически любые характеристики рассеяния света на аэрозольных частицах (сечения, матрицу рассеяния, коэффициенты разложения индикатрисы по полиномам Лежандра) и имеет единый набор формул для всей области возможных параметров расчётов, т. е. не требует использования каких-либо асимптотических соотношений. Изложенный алгоритм, если только речь не идёт о коэффициентах разложения индикатрисы с номерами большими двух, практически не накладывает никаких требований на объём свободной памяти ЭВМ, что особенно важно при его использовании в качестве блока в более общей программе. За основу в данном алгоритме использовали прямую рекурсию для функции  $y_n(x)$ , модифицированный алгоритм Ленца для расчётов логарифмической производной и ещё ряд нововведений. Для определения количества членов для суммирования ряда воспользовались формулой, предложенной [23]  $N = 2 + x + 4x^{1/3}$ .

### Алгоритмы расчёта оптических характеристик полидисперсных систем

Под полидисперсными системами понимается совокупность сферических частиц, отличающихся друг от друга только размерами и имеющих одинаковые оптические константы [22]. В реально встречающихся средах имеет место распределение частиц по размерам, которое обычно аппроксимируется непрерывным распределением n(r), таким, что число частиц в единице объёма с радиусами из интервала (r, r + dr) равно n(r)dr, а всего частиц в единице объёма  $N = \int_{r_1}^{r_2} n(r)dr$ , где  $r_1$  и  $r_2$  – соответственно, минимальный и мекециали и и всего частиц в единице объёма  $N = \int_{r_1}^{r_2} n(r)dr$ , где  $r_1$  и  $r_2$  – соответственно, минимальный и мекециали и и всего частих в распределение в соответственно.

и максимальный радиусы частиц в рассматриваемой полидисперсной системе [32].

В предположении независимости рассеяния отдельными частицами элементы матрицы преобразования для единицы объёма будут выражаться через соответствующие элементы матрицы преобразования для частиц радиуса *r*.

Объёмные коэффициенты рассеяния  $K_{pac}$ , ослабления  $K_{ocn}$  и поглощения  $K_{nor}$ , имеющие размерность [длина<sup>-1</sup>], определяются как суммарные сечения соответствующих процессов всех частиц в единице объёма:

$$K_{\text{pac}}_{\text{nor}} = \int_{r_1}^{r_2} \sigma_{\text{pac}}(r) n(r) dr = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 Q_{\text{pac}}(r) n(r) dr$$
(38)

Определение факторов эффективности для отдельной частицы можно распространить на случай частиц, имеющих распределение по размерам, получим, так называемые усреднённые факторы эффективности:

$$Q_{\text{pac}}_{\text{nor}} = \frac{K_{\text{pac}}}{G} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 Q_{\text{pac}}(r) n(r) dr}{\int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 n(r) dr}$$
(39)

Для рассеяния Ми элементы фазовой матрицы можно выразить через параметры  $P_j(\theta)$ , (j = 1,2,3,4), если обобщить их определение через параметры интенсивности  $i_j(\theta, r)$  для частицы радиуса r на случай полидисперсных частиц следующим образом [22, 32, 61]

$$P_j(\theta) = \frac{1}{k^2 K_{\text{pac}}} \int_{r_1}^{r_2} i_j(\theta, r) n(r) dr$$
(40)

Перейдём теперь непосредственно к интегрированию характеристик рассеяния для каждого радиуса частиц по заданному их распределению с целью получения характеристик рассеяния полидисперсной среды. Поскольку определяющим в теории Ми является безразмерный параметр дифракции x = kr, перейдём в формулах (38) и (40) к переменной x. Объёмные коэффициенты рассеяния  $K_{\text{рас}}$  и ослабления  $K_{\text{осл}}$  будут иметь вид

$$K_{\text{pac}}_{\text{осл}} = \frac{\pi}{k^3} \int_{x_1}^{x_2} x^2 Q_{\text{pac}}(x) n(x) dx,$$
(41)

а элементы нормированной матрицы рассеяния

$$P_j(\theta) = \frac{4\pi}{k^3 K_{\text{pac}}} \int_{x_1}^{x_2} i_j(\theta, x) n(x) dx.$$
(42)

При практическом нахождении интегралов (41) и (42) возникает проблема минимизации узлов квадратурной формулы, так как каждое вычисление подынтегральной функции – это расчёт по формулам Ми, который, особенно в области больших радиусов, занимает немало машинного времени. Поэтому построение практического алгоритма интегрирования по ансамблю аэрозольных частиц сводится к решению трех взаимосвязанных задач: выбору квадратурной формулы, числа узлов интегрирования и пределов интегрирования (особенно верхнего предела).

### Специальный алгоритм расчёта оптических характеристик полидисперсных систем

Так как каждая из рассмотренных выше программ была разработана под определённые цели, то они имеют некоторые ограничения: во всех программных реализациях используются только стандартные функции распределения (обобщённое гаммараспределение, логарифмически-нормальное распределение и т. п.). В [56] отсутствует возможность определения объёмных коэффициентов рассеяния (ослабления, поглощения). Невозможность данными программами обрабатывать табличное представление функции вызвало необходимость создания специального алгоритма, при помощи которого можно было бы обрабатывать как функции, заданные таблично, так и в виде формул.

В расчётах коэффициентов Ми  $a_n$  и  $b_n$  для одиночных частиц использовалось следующее сочетание: вычисление  $A_n(y)$ ,  $j_n(x)$  происходило по схеме обратной рекурсии, а  $y_n(x)$  – по схеме прямой рекурсии. Количество слагаемых при суммировании рядов (1) и (2) определялось по формуле (23). При интегрировании по ансамблю частиц использовалась квадратурная формула трапеций с последовательным удвоением узлов интегрирования.

В разработанной программе пользователю предоставляется выбор способа задания функции. Если выбрана функциональная зависимость, то необходимо задать параметры соответствующего распределения, иначе загружаются данные из электронной таблицы. В программе есть возможность задавать значения комплексного показателя преломления, длину волны, шаг по углу для расчёта элементов фазовой матрицы.

Результаты работы программы: вычисление объёмных коэффициентов рассеяния, ослабления, поглощения (41), рассеяния назад, вычисление элементов фазовой матрицы (42).

## Сравнение вычислений различными алгоритмами

Для подтверждения корректности работы разработанного специального алгоритма было проведено сравнение с результатами других авторов. Большинство исследователей предпочитают не публиковать результаты промежуточных расчётов, тем более в виде таблиц. Значения факторов эффективностей, как правило, представлены в виде графиков. Это обстоятельство весьма затрудняет сравнение результатов. Использовать графики для получения численных результатов удаётся с точностью до двух-трёх знаков после запятой.

В табл. 1 приведены результаты факторов эффективностей, рассчитанных по специальному алгоритму и программе 5-НД [29] для нескольких параметров дифракции при комплексном показателе преломления равном m = 1,78 - 0,1i.

Таблица 1

и программой 5-НД для отдельных частиц						
	Специальный алгоритм	Программа 5-НД				
	x = 0,001					
$Q_{ m ocл}(m,x)$	1,5978567281729400E- 04	1,597857339E-04				
$Q_{\rm pac}(m,x)$	4,7730489893549800E- 13	4,773048986E-13				
$Q_{\Pi 0 \Gamma}(m, x)$	1,5978567233998900E- 04	1,597857335E-04				
$Q_{\rm p,r}(m,x) = \begin{array}{c} 7,1595734840324700 \text{E-} \\ 13 \end{array}$		7,159569698E-13				
x = 1						
$Q_{\text{осл}}(m, x)$	0,7625276740478900	0,7625276749				
$Q_{\rm pac}(m,x)$	0,4807205962489600	0,4807205962				
$Q_{\rm nor}(m,x)$	0,2818070777989300	0,2818070787				
$Q_{\rm p,m}(m,x)$	0,3641072298190790	0,3641072242				
x = 200						
$Q_{\text{осл}}(m, x)$	2,0575054991844600	2,057505499				
$Q_{\rm pac}(m,x)$	1,1629304059839100	1,162930406				
$Q_{\Pi 0 \Gamma}(m, x)$	0,8945750932005560	0,8945750932				

Сравнение вычислений специальным алгоритмом и программой 5-НЛ для отдельных частии

Проверка расчёта объёмных коэффициентов и элементов фазовой матрицы проводилась для обобщённого гамма-распределения. При использовании моделей, предложенных в [22] были получены следующие результаты:

#### Таблица 2

# Сравнение расчётов, выполненных специальным алгоритмом и другими программами для ансамбля частиц

	Специальный	Программа [22]	Программа [67]
	алгоритм		
	M	одель водяной дымки М	
$K_{\text{осл}}(m, x)$	0,00076294	0,0007633	0,0007680
$K_{\rm pac}(m,x)$	0,00761		0,0007660
$K_{\text{пог}}(m, x)$	0,00000198		0,0000020
	N	Іодель водяной дымки L	
$K_{\text{осл}}(m, x)$	0,000010899	0,00001088	0,000010901
$K_{\rm pac}(m,x)$	0,00000692		0,000006921
$K_{\rm mor}(m,x)$	0,000003979		0,000003980

Проверка согласия расчётов индикатрисы рассеяния в данных моделях показала, что расхождения значений с программой [22] не более 2 %, а с программой [67] не более 2,5 %. Аналогично были рассмотрены 12 моделей и по каждой было получено хорошее согласие расчётов по различным программам. Полученные результаты позволили сделать вывод о применимости специального алгоритма для компьютерного моделирования характеристик рассеяния полидисперсных систем.

# Результаты компьютерного моделирования параметров рассеяния полидисперсного аэрозоля

Как известно, априорная информация об исследуемом объекте является необходимой составляющей для решения любых обратных задач оптики [68]. Крайне необходима информация не просто о средних значениях параметров аэрозоля, но и о характере и диапазоне их вариаций. Как правило, в качестве статистической априорной информации используется модель микрофизических аэрозольных параметров. Для моделей оптических измерений необходимы оптические характеристики аэрозолей, что порождает их генерации из микрофизических.

Компьютерное моделирование производилось по следующей схеме. За основу взято обобщенное гамма-распределение с изменяющимся максимальным радиусом частицы от 5 мкм до 30 мкм с шагом 5 мкм, изменяющейся модой в каждом таком распределении с определённым шагом. Пример используемых функций распределения для частиц размером до 5 мкм. На рис. 1 приведены данные по изменению модального радиуса

Для каждой функции распределения рассчитывались объёмные коэффициенты  $K_{ocn}(m, x)$ ,  $K_{pac}(m, x)$ ,  $K_{nor}(m, x)$ ,  $K_{pn}(m, x)$ , элементы фазовой матрицы  $P_j(\theta)$  в широком диапазоне изменения длин волн (0,1...11 мкм с шагом 0,1 мкм), изменения вещественной части комплексного показателя преломления (1...2 с шагом 0,1), изменения угла  $\theta$  (0<sup>0</sup> – 180<sup>0</sup>). Одновременно с оптическими характеристиками рассчитывались и микрофизические: средний массовый, средний объёмно-поверхностный радиус.

В результате была получена компьютерная база данных в виде набора характеристик рассеяния для определённой модели аэрозоля. При расчётах предполагалось, что комплексный показатель преломления не зависит от длины волны.



# Разработка оптических моделей полидисперсного аэрозоля в диапазоне размеров частиц 0,01...30 мкм

Рассмотрим некоторые из полученных результатов. На рис. 2 представлена зависимость объемного коэффициента ослабления от длины волны для различных показателей преломления. Изменение вещественной части приведено на рисунке, мнимая часть бралась постоянно 0,005.



На рис. 3 приведена зависимость объёмного коэффициента ослабления  $K_{ocn}(m, x)$ от модального радиуса  $r_o$  для аэрозоля до 5 мкм при различных длинах волн при фиксированном комплексном показателе преломления m = 1,5 - 0,005i. Как было показано ранее для расчётов использовался более широкий диапазон длин волн, на рис. 3 показана только небольшая выборка.



На рис. 4 представлена зависимость индикатрисы рассеяния от угла зондирования  $\theta$  при различных комплексных показателях преломления  $m = v - i\chi$  при фиксированной длине волны  $\lambda=0,6$  мкм для аэрозоля с модальным радиусом  $r_o=2$  мкм.





На рисунках показана лишь малая часть проведённых исследований только для объёмного коэффициента ослабления и индикатрисы рассеяния. Полученная база данных для остальных объёмных коэффициентов позволяет выявить наиболее чувствительные и практически не реагирующие на изменения параметры. Это позволит получить решение поставленной задачи с наперёд заданной точностью.

## Заключение

Проведено исследование алгоритмов расчёта оптических характеристик, как отдельных частиц, так и полидисперсных систем. Построен специальный алгоритм расчёта оптических характеристик, реализованный в компьютерных кодах с использованием Delphi 2009, который имеет хорошее согласие с ранее разработанными программами [38]. С использованием полученного алгоритма создана компьютерная база данных оптических характеристик в широком диапазоне изменения размеров частиц, длин волн и углов зондирования, комплексного показателя преломления [39], которая позволяет повысить точность решения обратных задач лазерного зондирования.

## 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 Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере. С.- Пб. Балтийский ГТУ «ВОЕНМЕХ». 2001.

2. Архипов В.А. Лазерные методы диагностики гетерогенных потоков. Томск : Изд-во Томского ун-та, 1987.

3. Mie G. Ann. Phys., 1908. V. 25, P, 377-445.

4. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. – М.: Мир, 1971.

5. Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма. М. – Л. Гостехиздат, 1949

6. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во ИЛ, 1961.

7. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.

8. Айвазян Г.М. Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках. Л.: Гидрометеоиздат, 1991.

9. Kerker M. Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation. N-Y. Academic, 1969.

10. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, Т.1. М.: Мир, 1981.

11. Лукашевич Н.Л., Шари В.П. Численный расчет характеристик рассеяния света полидисперсными сферическими частицами. Методические вопросы. М. ИПМ АН СССР. Препринт № 83, 1977, 62 стр.

12. Математическая энциклопедия. В 5 Т. М.: Изд. Сов. Энциклопедия. 1984.

13. Суетин П.К. Классические ортогональные многочлены. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.

14. Wriedt T. Mie theory 1908, on the mobile phone 2008. // J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2008. V. 109. P. 1543–1548.

15. Таблицы по светорассеянию. / Под ред. К.С. Шифрина, И.Л. Зельмановича. Т.1, 1966. Т.2, 1968, Т.3, 1968, Т.4, 1971. Т.5, 1973. Л.: Гидрометеоиздат, 1966-1973.

16. Jiangi Shen, Xiashu Cai. Algorithm of Numerical Calculation on Lorentz Mie Theory. //Progress In Electromagnetics Research Symposium. 2005, Hangzhou, China.

17. Ruo-Jian Zhu , Jia Wang, Guo-Fan Jin. Mie scattering calculation by FDTD employing a modified Debye model for Gold material. // Optik. 2005. V. 116. P. 419–422.

18. Jianqi Shen. Algorithm of Numerical Calculation on Lorentz Mie Theory. // PIERS Online 1. 200. V. 6, P. 691-694.

19. Wiscombe W. J. Mie scattering calculations: Advances in technique and fast, vector – speed computer codes. // NCAR/TN-140 STR. National Center of Atmospheric Research, Boulder, Colo, 1979.

20. Dave J.V. Scattering of visible light by large water spheres. // Applied Optics. 1969. V. 8. No.1. P. 155–164.

21. Dave J.V. Scattering of electromagnetic radiation by a large absorbing sphere. //IBM J. Res. and Development. 1969. V. 13. No 3. P. 302 - 313.

22. Wiscombe W.J. Improve Mie scattering algorithms. // Appl. Optics. 1980. V. 19. No.9. P. 1505–1509.

23. Шигапов А.Б., Шайдуллин Р.Н., Ганеев Р.Р., Садыков М.Д., Калимуллин А.В. Индикатриса рассеяния полидисперсными частицами аэрозолей. // Известия ВУЗов. Проблемы энергетики. 2008. № 5-6. С. 21-27

24. Peng-Wang Zhai, Changhui Lia, Kattawar G.W., Ping Yang. FDTD farfield scattering amplitudes: Comparison of surface and volume integration methods. // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2007. V. 106. No. 1-3. P. 590-594.

25. Lentz W.J. A method of computing spherical Bessel function of complex argument with tables. // Researchand development technical rept. Rept no ECOM–5509, AD–767223/1GA, 1973. – 160 p.

26. Lentz W.J. Generating Bessel functions in Mie scattering calculation using continued fractions. // Applied Optics. 1976. V. 15. No.3. P. 668–671.

27. Grandy W.T. Scattering of waves from large spheres. Cambridge University Press. 2005.

28. Guei-Gu Siu, Lu Cheng. Mie solution of light scattering from spheres of radii up to 80 mkm with digit-array method. // JOSA B. 2002. V.19. No. 8. P. 1922-1929.

29. Du H. Mie-scattering calculation. //Applied Optics.2004. V. 43. No. 9. P. 1951-1956.

30. Bateman H. The mathematical analysis of electrical and optical wave motion on the basis of Maxwell's equations. Cambridge University Press. 1915.

http://www.archive.org/download/mathematicalanal00baterich/ mathematicalanal00baterich. pdf, accessed 15. Aug. 2008.

31 Laven P. The optics of a water drop. Mie scattering and the Debye series. 2013. www.philiplaven.com

32 Laven P. Mie Plot 4.3/ A computer program for scattering of light from a sphere using Mie theory & the Debye series. 2013. <u>www.philiplaven.com</u>

33. Aden A.L. Electromagnetic scattering from spheres with sizes comparable to the wavelength. // Appl. Phys. 1951. V. 22. No.5. P. 601–605.

34. Васильев А.В. Универсальный алгоритм расчета оптических характеристик однородных сферических частиц. І. Одиночные частицы. // Вестник СПбГУ, сер.4: Физика, химия. 1996. Вып. 4 (№ 25), С. 3 – 11.

35. Архипов В.А., Шереметьева У.М. Аэрозольные системы и их влияние на жизнедеятельность. Томск: Изд. Томского Гос. Пед. университета. 2007.

36. <u>http://atmos.iao.ru/</u>. Атмосфера и окружающая среда. 2009.

37. Тимофеев Ю.М. Об обратных задачах атмосферной оптики. // Известия АН, Физика атмосферы и океана. 1998. Т.34, № 6, С.793-798.

38. Половченко С.В. Расчет оптических характеристик полидисперсных систем. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014661007 от 21 октября 2014

39. Половченко С.В. Оптические характеристики полидисперсных систем в широком диапазоне изменения входящих параметров Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2014621475 от 22 октября 2014

# Computer simulation of laser radiation scattering parameters by polydisperse aerosol particles

Polovchenko S. V., Sarychev P. I., Charty P. V.

## Novorossiysk Polytechnic Institute (branch) Kuban State Technological University, Novorossiysk, Russia

polosveta@mail.ru, pvc-60@yandex.ru

The paper proposes a method for solving inverse problems for laser remote sensing of industrial aerosol flows and analytical parameterization for the dependence of the average geometric particle size and the average geometric deviation of the logarithmically normal distribution on the average volume-surface diameter. Algorithms for calculating the optical characteristics of both individual particles and polydisperse systems have been studied. A special algorithm for calculating optical characteristics has been created and implemented in computer codes using Delphi 2009. It has a good agreement with previously developed codes.

Key words: polydisperse aerosol particles, laser radiation, laser probing of flows.

## References

1 Privalov V.E., Shemanin V.G. Parameters of lidars for remote sensing of gas molecules and aerosol in the atmosphere. S.-Pb. Baltic State Technical University "VOENMECH". 2001.

2. Arkhipov V.A. Laser methods for diagnosing heterogeneous flows. Tomsk: Tomsk University Publishing House, 1987.

3. Mie G. Ann. Phys., 1908. V. 25, P, 377-445.

4. Deyrmendzhan D. Scattering of electromagnetic radiation by spherical polydisperse particles. – M.: Mir, 1971.

5. Stratton J. Theory of electromagnetism. M. - L. Gostekhizdat, 1949

6. Van de Hulst G. Scattering of light by small particles. M.: Publishing house IL, 1961.

7. Boren K., Hufman D. Absorption and scattering of light by small particles. M.: Mir, 1986.

8. Ayvazyan G.M. Propagation of millimeter and submillimeter waves in clouds. L.: Gidrometeoizdat, 1991.

9. Kerker M. Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation. N-Y. Academic, 1969.

10. Ishimaru A. Propagation and scattering of waves in randomly inhomogeneous media, Vol.1. M.: Mir, 1981.

11. Lukashevich N.L., Shari V.P. Numerical calculation of light scattering characteristics by polydisperse spherical particles. Methodological issues. M. Institute of Applied Mathematics of the USSR Academy of Sciences. Preprint No. 83, 1977, 62 pp.

12. Mathematical encyclopedia. In 5 T. M.: Publishing house. Sov. Encyclopedia. 1984.

13. Suetin P.K. Classical orthogonal polynomials. M.: FIZMATLIT, 2005.

14. Wriedt T. Mie theory 1908, on the mobile phone 2008. // J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2008. V. 109. P. 1543–1548.

15. Tables on light scattering. / Ed. K.S. Shifrina, I.L. Zelmanovich. T.1, 1966. T.2, 1968, T.3, 1968, T.4, 1971. T.5, 1973. L.: Gidrometeoizdat, 1966-1973.

16. Jiangi Shen, Xiashu Cai. Algorithm of Numerical Calculation on Lorentz Mie Theory. //Progress In Electromagnetics Research Symposium. 2005, Hangzhou, China.

17. Ruo-Jian Zhu, Jia Wang, Guo-Fan Jin. Mie scattering calculation by FDTD employing a modified Debye model for Gold material. // Optik. 2005. V. 116. P. 419–422.

18. Jianqi Shen. Algorithm of Numerical Calculation on Lorentz Mie Theory. // PIERS Online 1. 200. V. 6, P. 691-694.

19. Wiscombe W. J. Mie scattering calculations: Advances in technique and fast, vector – speed computer codes. // NCAR/TN-140 STR. National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colo., 1979.

20. Dave J.V. Scattering of visible light by large water spheres. // Applied Optics. 1969. V. 8. No.1. P. 155–164.

21. Dave J.V. Scattering of electromagnetic radiation by a large absorbing sphere. //IBM J. Res. and Development. 1969. V. 13. No. 3. P. 302 - 313.

22. Wiscombe W.J. Improve Mie scattering algorithms. //Appl. Optics. 1980. V. 19. No.9. P. 1505–1509.

23. Shigapov A.B., Shaidullin R.N., Ganeev R.R., Sadykov M.D., Kalimullin A.V. Indicatrix of scattering by polydisperse aerosol particles. // News of universities. Energy problems. 2008. No. 5-6. pp. 21-27

24. Peng-Wang Zhai, Changhui Lia, Kattawar G.W., Ping Yang. FDTD farfield scattering amplitudes: Comparison of surface and volume integration methods. // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2007. V. 106. No. 1-3. P. 590-594.

25. Lentz W.J. A method of computing spherical Bessel function of complex argument with tables. // Researchand development technical rept. Rept no ECOM-5509, AD-767223/1GA, 1973. -160 p.

26. Lentz W.J. Generating Bessel functions in Mie scattering calculation using continued fractions. // Applied Optics. 1976. V. 15. No. 3. P. 668–671.

27. Grandy W.T. Scattering of waves from large spheres. Cambridge University Press. 2005.

28. Guei-Gu Siu, Lu Cheng. Mie solution of light scattering from spheres of radii up to 80 mkm with digit-array method. // JOSA B. 2002. V.19. No. 8. P. 1922-1929.

29. Du H. Mie-scattering calculation. //Applied Optics.2004. V. 43. No. 9. P. 1951-1956.

30. Bateman H. The mathematical analysis of electrical and optical wave motion on the basis of Maxwell's equations. Cambridge University Press. 1915.

http://www.archive.org/download/mathematicalanal00baterich/mathematicalanal00baterich. pdf, accessed 15. Aug. 2008.

31 Laven P. The optics of a water drop. Mie scattering and the Debye series. 2013. www.philiplaven.com

32 Laven P. Mie Plot 4.3/ A computer program for scattering of light from a sphere using Mie theory & the Debye series. 2013. www.philiplaven.com

33. Aden A.L. Electromagnetic scattering from spheres with sizes comparable to the wavelength. //Appl. Phys. 1951. V. 22. No.5. P. 601–605.

34. Vasiliev A.V. A universal algorithm for calculating the optical characteristics of homogeneous spherical particles. I. Single particles. // Bulletin of St. Petersburg State University, series 4: Physics, chemistry. 1996. Vol. 4 (No. 25), pp. 3 – 11.

35. Arkhipov V.A., Sheremetyeva U.M. Aerosol systems and their impact on life. Tomsk: Publishing house. Tomsk State Ped. university. 2007.

36. http://atmos.iao.ru/. Atmosphere and environment. 2009.

37. Timofeev Yu.M. On inverse problems of atmospheric optics. // Izvestia AN, Physics of the atmosphere and ocean. 1998. T.34, no. 6, pp.793-798.

38. Polovchenko S.V. Calculation of optical characteristics of polydisperse systems. Certificate of state registration of a computer program No. 2014661007 dated October 21, 2014.

39. Polovchenko S.V. Optical characteristics of polydisperse systems in a wide range of changes in input parameters Certificate of state registration of the database No. 2014621475 dated October 22, 2014.

### ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_3\_4\_36 УДК 621.3728 ГРНТИ 29.31.29 ВАК 1.3.19

#### Лидарные измерения концентрации аэрозольных частиц

<sup>1</sup> Дьяченко В. В., <sup>1,2\*</sup> Шеманин В. Г.

<sup>1</sup> Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного технологического университета, Новороссийск, Россия <sup>2 2</sup>Филиал БГТУ имени В. Г. Шухова в Новороссийске, Новороссийск, Россия

e-mail: <u>v-v-d@mail.ru</u>, \* <u>vshemanin@mail.ru</u>

Корреляционные зависимости измеренных экспериментально на разработанном и изготовленном аэрозольном лидаре АЛ2018 величин лидарных сигналов рассеяния Ми от концентрации частиц получены для воздушного потока частиц модельного цементного аэрозоля. Для такого аэрозольного лидара получена линейная зависимость между счётной концентрацией частиц цементного аэрозоля и коэффициентом обратного рассеяния Ми, по которой впервые измерено сечение рассеяния Ми на единицу концентрации частиц цементного аэрозоля в воздушном потоке равное  $(3,2 \pm 0,5) \ 10^{-12} \text{ м}^2$  в хорошем соответствии с результатами компьютерного моделирования.

Ключевые слова: аэрозольные частицы, лидары, лидарные измерения концентрации.

#### Введение

Загрязнение атмосферного пограничного слоя над промышленными районами очень актуально для юга России [1–3]. Учитывая повышенную роль атмосферного переноса в глобальном загрязнении контроль техногенной эмиссии особенно важен. Основная часть атмосферного загрязнения представлена аэрозолями различного происхождения. Эта роль аэрозолей в загрязнении атмосферы на юге России отмечалась неоднократно [1, 4] и заключается в том, что они не просто являются агентами загрязнения, но и сорбируют ещё более мелкие частицы и молекулы на своей поверхности. Это характерно для наиболее тонкодисперсных аэрозолей, относящихся к классам PM10 и PM2.5 [5].

Методами лазерного зондирования установлены основные закономерности атмосферного аэрозоля, отмечена роль дефляции в образовании фонового аэрозоля и техногенных процессов – в появлении аномальных уровней загрязнения [6, 7]. Эти аэрозоли характеризуются значительной полидисперсностью и высокими уровнями концентраций. Для контроля их параметров на сегодняшний день наибольшее распространение получили лазерные методы исследования аэрозолей [2, 6–8]. Такой выбор определён хорошо разработанной теорией распространения и взаимодействия электромагнитного излучения с различными средами и существованием большого количества промышленно выпускаемых разнообразных типов лазеров, оптических систем и их компонентов.

Поэтому целью настоящей работы является получение корреляционных зависимостей измеренных экспериментально на автоматизированной лидарной системе оптических сигналов от концентрации частиц для зондируемого аэрозоля, а также сравнение результатов экспериментов и компьютерного моделирования.

В итоге будут получены следующие результаты.

На натурной и лабораторной трассах будут выполнены:

- калибровочные исследования аэрозольных потоков с заданными параметрами и получены значения калибровочных констант соответствующих лидарных каналов и их погрешностей.

- получены корреляционные зависимости измеренных экспериментально на автоматизированной лидарной системе оптических сигналов от концентрации частиц и выполнено сравнение результатов экспериментов и компьютерного моделирования.

#### Лазерные системы контроля выбросов взвешенных частиц

Оптические системы автоматического контроля выбросов взвешенных частиц промышленных предприятий имеют следующие особенности:

- измерения проводятся на трассе, причём такие измерения считаются более репрезентативными для анализа выбросов из труб либо газоходов предприятий;

- калибровка проводится особым способом при помощи специальных стандартов или на основании расчётов с использованием спектральных констант пыли (интенсивность, уширение и т. д.) из баз данных;

- нет необходимости в специальном павильоне для размещения системы.

При использовании оптических систем контроля время получения результата измерения значительно меньше, чем при использовании системы контроля с пробоотбором, что позволяет с помощью оптических систем контроля осуществлять контроль параметров загрязняющих веществ в реальном времени. Поэтому оптические системы наиболее подходят для контроля массовой концентрации взвешенных частиц.

В оптических системах контроля выбросов взвешенных частиц, как правило, в качестве источника излучения используется лазер. Особенностями лазерных систем среди остальных оптических систем являются:

- высокая точность измерения;

- большая дальность действия;

- высокая защищенность от помех при измерении [9];

- возможность исследовать потоки с высокой оптической плотностью [10].

Существует два варианта построения лазерных систем контроля выбросов взвешенных частиц в атмосферу.

Первый вариант предусматривает зондирование какой-то определённой области пространства с целью обнаружения и последующего контроля выбросов в исследуемой области. В таком варианте систем для зондирования определённой области пространства обычно используются лидары. Примерами могут послужить лидарные системы, описанные в работах [11–14].

Второй вариант систем предусматривает зондирование непосредственно на срезе источника, что позволяет предупреждать выбросы взвешенных частиц. Примеры систем такого типа описаны в работах [15–20].

Исходя из описания систем контроля выбросов в [21], можно сформулировать основные принципы построения системы контроля аэрозольного загрязнения атмосферного пограничного слоя. Первоочередной задачей является определение зависимости

измеряемых лазерной системой оптических параметров от характеристик исследуемой среды (дисперсный состав, массовая концентрация и т. д.).

Таким образом, контроль массовой концентрации и дисперсного состава взвешенных частиц в составе выбросов в атмосферный воздух необходимо осуществлять в реальном времени. Анализ существующих систем контроля выбросов взвешенных частиц выявил, что наиболее подходящими для контроля массовой концентрации взвешенных частиц являются лазерные системы, а именно аэрозольные лидары.

## Полидисперсный аэрозольный поток

Атмосферный пограничный слой выступает как слой трения, планетарный пограничный слой, прилегающий к земной поверхности слой воздуха, свойства которого из-за интенсивного турбулентного перемешивания определяются в основном термическим и динамическим воздействием подстилающей поверхности [22]. Толщина атмосферного пограничного слоя от 300...400 м до 1...2 км; она тем больше, чем больше шероховатость подстилающей поверхности и чем интенсивнее развита турбулентность, и поэтому увеличивается с усилением ветра и уменьшением термической устойчивости атмосферы. Скорость ветра внутри этого слоя. растет до высоты 100 м приблизительно пропорционально логарифму высоты, а далее всё медленнее.

Через атмосферный пограничный слой осуществляется теплообмен и влагообмен между земной поверхностью и расположенной над ним свободной атмосферой. Для атмосферного пограничного слоя характерно повышенное загрязнение воздуха аэрозольными частицами и продуктами конденсации (пыль, дым, туман) [7, 22]

Атмосферный пограничный слой является важнейшей, но, тем не менее, недостаточно изученной частью атмосферы. Благодаря экспериментальным исследованиям его характеристик, можно получить большое количество информации о его структуре, эволюции и свойствах. Одновременно с этим, много работ посвящено совершенствованию методов описания атмосферного пограничного слоя в моделях динамики атмосферы [23] для описания его особенностей. Однако, часто улучшение моделей и экспериментальное исследование атмосферного пограничного слоя проводятся различными научными группами, что усложняет совместном использовании моделей и наблюдений [22]. Разные типы измерений имеют свои характерные особенности, которые следует учитывать при их использовании в моделях. Например, измерения на разной высоте могут проводиться с разной точностью. Или для определения одной и той же величины могут применяться разные ее определения, что приводит к разночтениям в измерениях разными приборами и разными исследователями, поэтому при сравнении нужно хорошо понимать какая именно характеристика рассматривается. С другой стороны, измерения проводятся в точках, а модельные данные представляют собой некоторое среднее по пространству расчетных величин. Другой особенностью моделей является то, что ряд физических процессов в них не описывается явно, а параметризуется, например, турбулентные процессы в атмосферном пограничном слое в большинстве моделей динамики атмосферы [23]. В таком случае ряд модельных характеристик не может быть измерен напрямую, не имеет прямого физического смысла, а служит для параметрического описания наблюдающихся зависимостей.

Использовать данные измерений в моделях можно лишь несколькими способами. Вопервых, данные измерений могут быть использованы для валидации моделей динамики атмосферы, так как свойства атмосферного пограничного слоя сильно зависят от свойств подстилающей поверхности, характеристик локального рельефа, то необходим контроль моделей в самых разных точках и типах местности. Большинство оценок качества

модельных данных осуществляется для приземных характеристик или в свободной атмосфере, в то время как для понимания процессов, происходящих в атмосферном пограничном слое, и решения многих задач (например, задач связанных с распространением аэрозольных загрязнений [1, 7], радиации) важно знать именно высотное распределение температуры, ветра и других характеристик слоя. Использование данных измерений позволяет более обосновано выделить схемы, наиболее подходящие для данного региона и характерных условий. Такая работа непрерывно ведётся в ряде научных центров мира для разных моделей. Но необходимость контроля в разных условиях и постоянное совершенствование схем атмосферного пограничного слоя делают эту задачу необходимой на постоянной основе в разных точках мира. В России такая валидация описания атмосферного пограничного слоя в моделях сейчас не ведётся. Эта проверка могла бы позволить оценить области применимости и возможности численных моделей атмосферы [23].

Во-вторых, данные измерений в атмосферном пограничном слое могут быть учтены в модели для улучшения задания начальных условий. Для описания процессов с детальным пространственным разрешением (несколько километров) широко используют мезомасштабные модели динамики атмосферы. Для таких моделей начальными полями могут служить различные данные, которые, как правило, имеют достаточно грубое пространственное разрешение и не учитывают локальные особенности полей метеорологических параметров. Так же, при их расчёте могут не использоваться многие локальные данные измерений. Из-за такого рода причин могут существовать значительные расхождения данных измерений и анализов. А неправильное задание начального состояния может приводить к заметным ошибкам расчётов его развития. Учёт данных наблюдений позволяет приблизить начальные поля модели к реальному состоянию атмосферы. Некоторые типы данных остаются до сих пор не охваченными существующими системами учёта данных, а используемые в них методы не всегда применимы к новым типам данным.

Поэтому необходимо совершенствование описания атмосферного пограничного слоя в численных моделях на основе данных экспериментальных измерений.

### Аэрозольный лидар

Для выполнения экспериментальных исследований был разработан и изготовлен экспериментальный аэрозольный лидар АЛ2018. Исследование рассеяния Ми на частицах аэрозоля проводилось на этом аэрозольном лидаре, оптическая схема которого приведена на рис. 1.

Лазер состоит из генератора и одного каскада усилителя на квантронах K104B 10 с активными элементами АИГ–Nd, генератором второй гармоники ГВГ 9 на кристалле KDP. Преобразование лазерного излучения на длине волны 1064 нм во вторую гармонику (ВГ) осуществлялось генератором ВГ 9. Лазерное излучение зеркалом 7 направлялось вдоль оси приёмного телескопа с главным зеркалом 5 диаметром 0,4 м. Для контроля энергии лазерного импульса часть излучения стеклянной пластиной 8 направлялась на фотоприемник 15 через нейтральный светофильтр 2 и светофильтр C3C-22 14. Рассеянное аэрозолем излучение на той же длине волны собиралось сферическим зеркалом 5 и линзой 6 в волоконный световод 4, которым оно направлялось через нейтральный светофильтр 3 на длине волны 532 нм на фотоприёмник 1.

Измерения требуют предварительной калибровки для определения геометрической функции лидара, измерения калибровочной константы и нахождение пределов линейности фотоприёмника.



Геометрическая функция была выбрана равной единице в соответствии с [6, 24–27]. Калибровочная константа определялась экспериментально путем измерения параметров лазерного импульса, отраженного от плоской мишени с известным коэффициентом отражения, причем поперечные размеры мишени должны превышать диаметр лазерного луча. В данной работе использовалась мишень из молочного стекла МС-22, коэффициент диффузного отражения которого равен 0,5 [28]. Амплитуда и длительность импульса на уровне 0,5 измерялись цифровым осциллографом на ПК.

Калибровка проводилась в лабораторных условиях на трассе длиной 8 м. В результате измерений было получено, что фон минимален, если сигнал фотоприёмника *I* от мишени порядка 0,1 В и калибровочная константа равна 9277 м<sup>2</sup>/Кл. Статистическая обработка серии измерений показала, что относительная погрешность равна 16 %. Эти результаты согласуются с данными [29].

### Результаты дистанционного измерения концентрации аэрозольных частиц

Экспериментальные исследования зависимости интенсивности рассеяния Ми в направлении  $180^{0}$  на твёрдых частицах на длине волны 532 нм в диапазоне концентраций 10...1000 см<sup>-3</sup> были проведены на этом аэрозольном лидаре АЛ2018. Рассеянное назад излучение собиралось приёмным телескопом с зеркалом 0,4 м и регистрировалось фотоприёмником *1*, сигнал с которого универсальным контроллером УК2 вводился в ПК [30]. Этот контроллёр работает под управлением программы ЛИДАР. Весь комплекс

аппаратных средств работает под управлением программы ЛИДАР для регистрации и обработки импульсных сигналов аэрозольного лидара [30]. Программа работает в диалоговом режиме с помощью системы «меню», в каждом из которых пользователю предлагается выбрать один из перечисленных режимов работы, либо ввести необходимые данные. Полученные результаты архивируются на запоминающем устройстве. Конечным результатом работы программы являются графики двух видов: зависимость мощности рассеянного излучения от расстояния зондирования и зависимость концентрации частиц от расстояния, выводимые на монитор или на принтер.

Исходными данными для программы служит серия целых чисел не более 256 – результат измерения мощности рассеянного излучения лазера. При принятом шаге квантования 7,5 м полученная серия позволяет измерять концентрацию частиц в диапазоне расстояний 15...7600 м. Для повышения точности результатов используется метод накопления данных:

- первая серия является эталонной и хранится отдельно в оперативной памяти –  $M^{\tilde{i}}$ , где i = 1, 1024

- производятся измерения и результаты суммируются до тех пор, пока не выполнится условие: для каждого *i* такого, что  $M^{i \neq 0}$ , верно неравенство

$$\left|\sum_{i=1}^{k} M_{i} - 2k \cdot M_{i}^{e}\right| > 0 \tag{1}$$

или, другими словами, отношение сигнал/шум превысит 2.

Каждая серия записывается на запоминающее устройство, причём к каждой серии добавляются ещё четыре параметра – номер длины волны в виде целого числа, расстояние начала измерений, расстояние конца измерений и угол места в градусах. Эти параметры указываются при формировании графиков результатов измерений.

В программе функционально разделены блоки формирования графических результатов и архивизации данных, что позволяет проводить отложенную (по времени от измерений) обработку данных. Данные хранятся в виде строк файла с именем LAZERI.DAN на запоминающем устройстве длиной 1028 слов. Комплекс программ поддерживает тестирование устройства, настройку устройства на измерение, проведение измерения, создание базы данных проведенных измерений, сопровождение полученной базы данных и обработку измерений и представление полученных данных.

Синхронизация работы контроллера производилась началом лазерного импульса и собственным генератором с тактовой частотой 20 Мгц, что позволило получить пространственное разрешение 7,5 м вдоль трассы зондирования. Спектроанализатором 4 служил интерференционный светофильтр на 532 нм с пропусканием в максимуме 64 % и полушириной 2,4 нм. Воздушный поток частиц цементного аэрозоля создавался генератором частиц и непрерывно контролировался. Результаты измерений приведены на рис. 2.





Для проверки этих данных было выполнено компьютерное моделирование уравнения лазерного зондирования для упругого рассеяния Ми на аэрозольных частицах типа [31], которое для условий нашего эксперимента запишем в виде

$$P(\lambda, R) = P_L K_1 \Delta R A_0 T(\lambda_L, R) \left(\frac{d\sigma}{dN}\right) N / R^2$$
<sup>(2)</sup>

где  $P(\lambda, R)$  – мощность сигнала рассеяния Ми на фотоприемнике на длине волны  $\lambda$ , приходящего с расстояния R,  $P_L$  – мощность лазера и  $\lambda_L$  – его длина волны,  $K_I$  –  $c\tau_L$ 

постоянная лидара,  $\Delta R = 2$  — шаг по расстоянию, *с* — скорость света, а  $\tau_L$  — время одного измерения. Его минимальное значение определяется длительностью лазерного импульса.  $A_0$  — площадь приёмного телескопа,  $T(\lambda_L, R)$  — пропускание атмосферы на длине волны лазерного излучения,  $\binom{d\sigma}{dN}$  — сечение рассеяния Ми на единицу концентрации частиц на длине волны лазера, N — концентрация частиц.

Для конкретного случая нашего лидара выделим в постоянной  $K_1$  сомножитель  $\xi_p(\lambda)$ , зависящий от спектральной чувствительности фотоприемника в виде  $K_1 = K_2$   $\xi_p(\lambda)$ . Остальные сомножители в этом уравнении имеют следующие значения:  $\Delta R = 7,5$  м для времени измерения  $t_d = 50$  нс, а длительность лазерного импульса  $\tau_L = 10$  нс,  $A_2 = 0,008$  м<sup>2</sup>,  $K_2 = 0,495$  для длины волны 532 нм (результат наших измерений в [32]), энергии лазерного импульса  $E_0 = 10$  и 50 мДж, расстояние зондирования R = 7,5, 15, 75,150, 500 и 1000 м, концентрации исследуемых частиц 10...1000 см<sup>-3</sup>, значения спектральной чувствительности фотоприёмника на длине волны 532 нм взято из [33] и равно 0,92, пропускание атмосферы рассчитывалось по формуле

$$T(\lambda, R) = \exp\left[-2\int_{0}^{R} k(\lambda) dR\right]$$
(3)

из [31] по значению коэффициента ослабления  $k(\lambda)$ , взятом из [31], и для интересующей нас длины волны 532 нм равной 0,16 км<sup>-1</sup>.

Используя эти данные, было выполнено моделирование уравнения (2) для мощности рассеяния Ми в направлении назад для двух значений энергий лазерных импульсов в диапазоне расстояний зондирования от 7,5 до 1000 км, из которых были получены коэффициенты рассеяния Ми под углом 180° для исследуемых аэрозольных частиц. Результаты расчётов для реального цементного аэрозоля приведены на рис. 3.



Из графиков рис. 3 следует, что увеличение энергии лазерного излучения ведёт в пропорциональному увеличению мощности рассеяния без изменения спектральной зависимости сомножителей, входящих в уравнение лазерного зондирования из [2, 7]. С увеличением расстояния сигнал рассеяния уменьшается на два порядка уже на первых 100 м и ещё на три на следующем километре.

Обработка этих результатов с известной константой лидара дает среднее значение сечение рассеяния Ми на единицу концентрации (в м<sup>-3</sup>) равное (3,2  $\pm$  0,5) 10<sup>-12</sup> м<sup>2</sup> [32, 35]. Причём получено, что сигнал обратного рассеяния линейно возрастает со счетной концентрацией частиц. Используя значение мощности *P*(10; 7,5) из графика рис. 3, для нашей экспериментальной задачи была рассчитана концентрационная зависимости коэффициента рассеяния Ми под углом 180°, приведённая на рис. 2.

Все данные, как измеренные, так и рассчитанные, сведены в таблицу 1.

В таблице 1 буква Р означает результаты моделирования, все остальные -результаты измерений. Анализ этих данных показывает, что результаты расчетов удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными.

Таблица 1

Концентрационные зависимости амплитуды сигнала измерителя, энергии и мощности рассеяния Ми, коэффициента обратного рассеяния частиц и сечения рассеяния на единицу концентрации

<i>п</i> , см <sup>-3</sup>	<i>A</i> , B	<i>Е(7.5),</i> мДж	<i>Р(7.5),</i> Вт Р	$\sigma \cdot 10^{-3}$ , m <sup>-1</sup> P	$\begin{array}{c} (\frac{d\sigma}{dN}) \\ \mathbf{M}^2 \mathbf{P} \end{array} \mathbf{10^{-6}},$	$(\frac{d\sigma}{dN}) = 10^{-6},$ M <sup>2</sup> cp P	$\frac{(\frac{d\sigma}{dN})}{M^2 \text{ cp}} 10^{-6},$
100	0.5	15.5		296	2.96		
150	0.7	21.7		415	2.77		
270	0.8	24.8	0.523	474	1.76	2.1±0.6	3.2±0.5
350	1.0	31.0		593	1.69		
500	1.2	37.2		711	1.42		

Таким образом, полученная линейная зависимость между счЁтной концентрацией частиц цементного аэрозоля и коэффициентом обратного рассеяния позволяет измерять эту концентрацию с помощью лидара подобного типа.

Для проверки этих результатов было проведено зондирование облака частиц в закрытом помещении на расстоянии 60 м. Искусственно создавалось облако цементных частиц с концентрацией  $100 \text{ см}^{-3}$  в измерительном объёме. С помощью аэрозольного лидара получено значение 76 + 16 см<sup>-3</sup>.

Полученные калибровочные константы и сечение рассеяния частиц цементного аэрозоля были экспериментального зондирования использованы для атмосферы над промышленным районом в г. Новороссийске с метеорологической дальностью видимости 30 км в приземном слое на высоте 20 м [35]. Результаты измерений обрабатывались по программе ЛИДАР и выводились на монитор и бумагу в виде графиков распределения счетной концентрации частиц вдоль направления зондирования с шагом 7,5 м. Такое семейство графиков позволяет построить карту загрязнения исследуемого района аэрозольными частицами на заданной высоте, а исследование динамики загрязнения вдоль одного направления – сделать вывод о суточном движении воздушных масс и переносе загрязняющих веществ в этом районе. Суточная динамика свидетельствует о максимальной концентрации в середине дня и ее спаде к вечеру, как и в [36].

## Заключение

Таким образом, для такого аэрозольного лидара получена линейная зависимость между счётной концентрацией частиц цементного аэрозоля и коэффициентом обратного рассеяния Ми, по которой впервые измерено сечение рассеяния Ми на единицу концентрации частиц цементного аэрозоля в воздушном потоке. Аэрозольный лидар для дистанционного измерения концентрации аэрозоля может служить мощным инструментом оперативного контроля загрязнения атмосферы городского района [2, 7, 35].

## 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. Дьяченко В. В. Региональные проблемы техносферной безопасности Северного Кавказа // Безопасность жизнедеятельности. -2003.- №2.- С.32-37.

2. Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазеры и экологический мониторинг атмосферы. СПб.: Изд. Лань, 2013, 288 с.

3. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерная система предупреждения аэрозольных выбросов. // Безопасность в техносфере, 2014, № 5(50)сентябрь-октябрь, С. 25-31.

4. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерная система предупреждения аварийных выбросов индустриальных аэрозолей в атмосферу. // Известия ВУЗов. Физика. 2013. Т.56, №8/3, С. 278-280.

5. Веденин Е. И., Половченко С. В., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Изменение функции распределения частиц по размерам при различных режимах работы пылеулавливающего оборудования. // Безопасность в техносфере. 2016, №1(58), С.41-47.

6. Зуев В. Е., Кауль Б. В., Самохвалов И. В., Кирков К. И., Цанев В. И. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей. Новосибирск: Наука. 1986. 186 с.

7. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир. 1987. 550 с.

8. Зуев В. Е., Наац И. Э. Обратные задачи оптики атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1990, 287 с.

9. 14. Климков Ю. А. Прикладная лазерная оптика. М.: Машиностроение, 1985, 128 с.

10. Архипов В. А. Лазерные методы диагностики гетерогенных потоков. Томск : Изд-во Томского ун-та, 1987, 140 с.

11. Аблязов Э. К., Шеманин В.Г. . Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха. // Патент РФ на полезную модель № 101836, G01N21/61. 2011, Бюл. № 3

12. Привалов В. Е. Лидарная система контроля загрязнения воздуха // Патент РФ на полезную модель № 113846 G01N 21/00 от 27.02.2012 г.

13. Козырев А. В., Шаргородский В. Д. Лидарный комплекс контроля загрязнения воздуха. // Патент РФ на изобретение № 2022251 G01N 21/61 от 30.10.1994 г.

14. Борейшо А. С., Мошков В. Л., Тарасова Т. Е., Первеев А. В., Фролов-Багреев Л. Ю. Мобильный лидарный комплекс для дистанционного контроля состояния атмосферы // Патент РФ на полезную модель № 43657 G01S 17/00 от 27.01.2005 г.

15. Привалов В. Е., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Дифференциальная схема лидарного детектирования ультрамалых концентраций серосодержащих углеводородов. // Экологические системы и приборы. 2002. № 3, С. 23–26.

16. Привалов В. Е., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Способ лидарного измерения ультрамалых концентраций серосодержащих загрязняющих веществ. //Безопасность жизнедеятельности. 2003, № 9, С. 26 – 29.

17. Лычников Д. С., Положишникова М. А., Староверова И. Н. Устройство для определения размеров и концентрации частиц коллоидно-дисперсных систем. // Патент РФ на полезную модель № 46099 G01N 15/02 от 10.06.2005.

18. Семенов В. В., Попов Е. К. Оптический пылемер. // Патент РФ на изобретение № 2510497 G01N 21/94 от 27.03.2014 г.

19. Козлов В. В. Устройство для измерения запыленности газовой среды. // Патент РФ на изобретение №2334215 G01N15/06, G01N 21/94 от 20.09.2008.

20. Агроскин В. С., Арефьев В. Н., Гончаров Н. В., Казамаров А. А. Устройство для измерения концентрации пыли в газовой среде. // Патент РФ на изобретение № 2284502 G01N 15/06, G01N 21/94 от 270.09.2006 г.

21. Воронина Э. И., Сапожников Д. Ю., Шеманин В. Г. Система управления лидарной станцией мониторинга загрязнений атмосферы промышленного района. //Безопасность жизнедеятельности. 2003, № 9, С. 34 – 37.

22. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы, 2 изд., Л.: Гидрометеоиздат, 1970, 341 с.

23. Бызова Н. Л., Иванов В. Н., Мацкевич М. К. Измерение компонент завихренности в нижнем 300-метровом слое атмосферы. // Изв. РАН, Физика атмосферы и океана. 1996. Т. 32. № 3, С. 323-328.

24. Рейган Дж., Маккормик М. П., Спинхирн Дж. Д. Лидарное зондирование аэрозоля и облаков в тропосфере и стратосфере. // ТИИЭР. 1989. Т. 77. No. 3. С. 114 - 130

25. Haldorsson T., Langerholc J. Geometrical form - factor for the lidar function. //Appl. Optics. 1978. V. 17. No. 2, P. 240 – 24.

26. Harms J., Lahmann W., Wierkamp C. Geometrical compression of lidar return signal. // Appl. Optics. 1978. V. 17. No. 8, P. 1131 – 1135.

27. Harms J. Lidar return signal for coaxial and noncoaxial system with central obstruction. // Appl. Optics. 1979. V. 18. No. 10, P. 1559 – 1566.

28. Справочник конструктора оптико - механических приборов. / Под ред. Кругера М.Я. Л. Машиностроение. 1967. 760 с.

29. Бойченко В. Л., Зенин Г. П., Кандидов В. П., Прахов М. С., Пытьев Ю. П., Холодных А. И. Эксперимент по четырехчастотному лазерному зондированию атмосферного аэрозоля и анализ качества моделей при его интерпретации. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. №1. С. 85 – 93.

30. Вритов К. В., Ишенин С. П., Коккоз А. Ф., Шеманин В. Г., Шугуров Г. С. Оптический спектроанализатор на ПЭВМ. // Труды НПО "Стромэкология". Новороссийск. 1990. С. 77 – 82. 31. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. <u>Уравнение лазерного зондирования для реального</u> аэрозольного лидара. //Фотоника. 2013. №2(38), С. 72-78.

32. Туркина Г. И., Шеманин В. Г. Малогабаритный аэрозольный лидар. //Тезисы Российской Аэрозольной Конференции. М. 1993. С. 97.

33. Справочник по лазерам. / Под ред. Прохорова А.М. Т. П. М. Советское радио. 1978. 512 с.

34. Справочник по лазерам. / Под ред. Прохорова А.М. Т. 1. М. Советское радио. 1978. 504 С.

35. Туркина Г. И., Шеманин В. Г. Локальная система атмосферного мониторинга. // Сборник научных трудов. НГМА. КубГУ. Вып. 2. Краснодар. 1994. С. 98 – 104.

36. Бернштейн П. Б., Бойченко В. Л., Рождественская В. И., Фридман Ш. Д. Опыт измерений аэрозольных загрязнений в г. Москве с помощью одночастотного лидара. // В Сб. Дистанционный мониторинг загрязнений атмосферы и выбросов. Труды ИПГ им. акад. Е.К. Федорова. Вып.78. М.: Гидрометеоиздат. 1991. С. 109-123.

### Lidar measurements of aerosol particle concentrations

<sup>1</sup> Dyachenko V. V., <sup>1,2\*</sup> Shemanin V. G.

<sup>1</sup>Novorossiyskiy Polytechnic Institute (branch) Kuban State Technological University, Novorossiysk, Russia, <sup>2</sup>Novorossiysk branch V.G. Shukhov Belgorod State Technological University, Novorossiysk,

Russia

v-v-d@mail.ru, vshemanin@mail.ru

Correlation dependences of the lidar scattering signals values measured experimentally at the developed and manufactured aerosol lidar AL2018 on the particles concentration have been obtained for the particles air flow of a model cement aerosol. For such an aerosol lidar, a linear relationship was obtained between the cement aerosol particles concentration and the Mie

backscattering coefficient, according to which the Mie backscattering cross section per unit concentration of cement aerosol particles in the air flow was measured for the first time equal to  $(3.2 \pm 0.5) 10^{-12} \text{ m}^2$  in good accordance with the results of computer simulation.

Key words: aerosol particles, lidars, lidar concentration measurements.

## References

1. Dyachenko V.V. Regional problems of technosphere safety of the North Caucasus // Life Safety. -2003.- No. 2.- P.32-37.

2. Privalov V. E., Fotiadi A. E., Shemanin V. G. Lasers and environmental monitoring of the atmosphere. SPb.: Publishing house. Lan, 2013, 288 p.

3. Vedenin E.I., Chartiy P.V., Shemanin V.G. Laser system for preventing aerosol emissions. // Security in the technosphere, 2014, No. 5(50) September-October, pp. 25-31.

4. Vedenin E.I., Chartiy P.V., Shemanin V.G. Laser system for preventing emergency emissions of industrial aerosols into the atmosphere. // News of universities. Physics. 2013. T.56, No. 8/3, pp. 278-280.

5. Vedenin E. I., Polovchenko S. V., Chartiy P. V., Shemanin V. G. Change in the particle size distribution function under different operating modes of dust collection equipment. // Security in the technosphere. 2016, no. 1(58), pp. 41-47.

6. Zuev V. E., Kaul B. V., Samokhvalov I. V., Kirkov K. I., Tsanev V. I. Laser sensing of industrial aerosols. Novosibirsk: Science. 1986. 186 p.

7. Mezheris R. Laser remote sensing. M.: Mir. 1987. 550 p.

8. Zuev V. E., Naats I. E. Inverse problems of atmospheric optics. L.: Gidrometeoizdat, 1990, 287 p.

9. 14. Klimkov Yu. A. Applied laser optics. M.: Mechanical Engineering, 1985, 128 p.

10. Arkhipov V. A. Laser methods for diagnosing heterogeneous flows. Tomsk: Tomsk University Publishing House, 1987, 140 p.

11. Ablyazov E.K., Shemanin V.G. Lidar system for monitoring atmospheric air quality. // RF patent for utility model No. 101836, G01N21/61. 2011, Bull. No. 3

12. Privalov V. E. Lidar system for monitoring air pollution // RF Patent for utility model No. 113846 G01N 21/00 dated 02.27.2012

13. Kozyrev A.V., Shargorodsky V.D. Lidar complex for air pollution control. // RF patent for invention No. 2022251 G01N 21/61 dated 10.30.1994

14. Boreisho A. S., Moshkov V. L., Tarasova T. E., Perveev A. V., Frolov-Bagreev L. Yu. Mobile lidar complex for remote monitoring of the state of the atmosphere // Russian Federation Patent for a utility model No. 43657 G01S 17/00 from 01/27/2005

15. Privalov V. E., Chartiy P. V., Shemanin V. G. Differential scheme for lidar detection of ultra-low concentrations of sulfur-containing hydrocarbons. // Ecological systems and devices. 2002. No. 3, pp. 23–26.

16. Privalov V. E., Chartiy P. V., Shemanin V. G. Method of lidar measurement of ultra-low concentrations of sulfur-containing pollutants. //Life safety. 2003, No. 9, pp. 26 – 29.

17. Lychnikov D.S., Polozhishnikova M.A., Staroverova I.N. Device for determining the size and concentration of particles of colloidal disperse systems. // RF patent for utility model No. 46099 G01N 15/02 dated 06/10/2005.

18. Semenov V.V., Popov E.K. Optical dust meter. // Russian Federation patent for invention No. 2510497 G01N 21/94 dated March 27, 2014

19. Kozlov V.V. Device for measuring the dust content of a gas environment. // Russian Federation patent for invention No. 2334215 G01N15/06, G01N 21/94 dated 09.20.2008.

20. Agroskin V. S., Arefiev V. N., Goncharov N. V., Kazamarov A. A. Device for measuring dust concentration in a gas environment. // RF patent for invention No. 2284502 G01N 15/06, G01N 21/94 dated 09.270.2006

21. Voronina E. I., Sapozhnikov D. Yu., Shemanin V. G. Control system for a lidar station for monitoring atmospheric pollution in an industrial area. //Life safety. 2003, No. 9, pp. 34 – 37.

22. Leichtman D.L. Physics of the atmospheric boundary layer, 2nd ed., Leningrad: Gidrometeoizdat, 1970, 341 p.

23. Byzova N. L., Ivanov V. N., Matskevich M. K. Measurement of vorticity components in the lower 300-meter layer of the atmosphere. // Izv. RAS, Physics of the atmosphere and ocean. 1996. T. 32. No. 3, pp. 323-328.

24. Regan J., McCormick M. P., Spinhearn J. D. Lidar sensing of aerosol and clouds in the troposphere and stratosphere. // TIEER. 1989. T. 77. No. 3. pp. 114 - 130

25. Haldorsson T., Langerholc J. Geometrical form - factor for the lidar function. //Appl. Optics. 1978. V. 17. No. 2, pp. 240 – 24.

26. Harms J., Lahmann W., Wierkamp C. Geometrical compression of lidar return signal. //Appl. Optics. 1978. V. 17. No. 8, pp. 1131 – 1135.

27. Harms J. Lidar return signal for coaxial and noncoaxial system with central obstruction. //Appl. Optics. 1979. V. 18. No. 10, pp. 1559 – 1566.

28. Handbook for the designer of optical-mechanical devices. / Ed. Krugera M.Ya. L. Mechanical engineering. 1967. 760 p.

29. Boychenko V. L., Zenin G. P., Kandidov V. P., Prakhov M. S., Pytyev Yu. P., Kholodnykh A. I. Experiment on four-frequency laser sensing of atmospheric aerosol and analysis of the quality of models during its interpretations. // Atmospheric optics. 1989. T. 2. No. 1. pp. 85 – 93.

30. Vritov K. V., Ishenin S. P., Kokkoz A. F., Shemanin V. G., Shugurov G. S. Optical spectrum analyzer on a PC. // Proceedings of the NPO "Stromecology". Novorossiysk. 1990. pp. 77 – 82.

31. Privalov V. E., Shemanin V. G. Laser sensing equation for a real aerosol lidar. //Photonics. 2013. No. 2(38), pp. 72-78.

32. Turkina G. I., Shemanin V. G. Small-sized aerosol lidar. // Abstracts of the Russian Aerosol Conference. M. 1993. P. 97.

33. Handbook of lasers. / Ed. Prokhorova A.M. T. II. M. Soviet radio. 1978. 512 p.

34. Handbook of lasers. / Ed. Prokhorova A.M. T. 1. M. Soviet radio. 1978. 504 S.

35. Turkina G.I., Shemanin V.G. Local atmospheric monitoring system. // Collection of scientific papers. NGMA. KubSU. Vol. 2. Krasnodar. 1994. pp. 98 – 104.

36. Bernstein P. B., Boychenko V. L., Rozhdestvenskaya V. I., Fridman Sh. D. Experience in measuring aerosol pollution in Moscow using a single-frequency lidar. // On Sat. Remote monitoring of air pollution and emissions. Proceedings of IPG im. acad. E.K. Fedorov. Issue 78. M.: Gidrometeoizdat. 1991. pp. 109-123.

## ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ. КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_3\_4\_49 УДК 535.21, 535.23 ГРНТИ 29.31.27, 29.33.47 ВАК 1.3.2, 1.3.5, 1.3.19

# Определение величины пробойной энергии покрытий из диоксидов гафния при облучении поверхности микросекундными импульсами

Мкртычев О. В.

НФ БГТУ им. В. Г. Шухова 353919, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75

e-mail: mkrtychev-o-v@nb-bstu.ru

В работе приведены значения параметров лазерного абляционного разрушения покрытий из диоксида гафния. Образцы облучались мощными импульсами Nd<sup>3+</sup>:YAG-лазера микросекундной длительности.

*Ключевые слова*: лазерная абляция, диоксид гафния, пробойная энергия, микросекундные импульсы.

Данное исследование продолжает цикл работ, посвящённых лазерному абляционному разрушению материалов и/или тонкоплёночных покрытий и прогнозированию динамики деструкции материала или покрытия под действием мощного лазерного импульса [1–7]. Методика и экспериментальная часть исследований описана ранее [1–3, 5]. Авторами также исследовались на пробой образцы с покрытиями из диоксида гафния и циркония [8, 9]. Результаты схожей работы, но при наносекундных длительностях импульсов лазера, представлены в [10]. В этой работе исследовались тонкоплёночные наноразмерные покрытия из диоксида гафния образцов на стеклянной обложке размером  $50 \times 50$  мм. Толщина покрытий по результатам проведённых ранее эллипсометрических измерений составила  $100 \pm 30$  нм.

Средние результаты для длительности импульсов лазерного излучения порядка 300 мкс составили значения:

$$F_{0,5} = 42,83 \pm 0,88$$
 Дж/см<sup>2</sup>.

### 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. Мкртычев О. В. Моделирование параметров разрушения твердого тела при лазерной абляции. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2018666503, 18.12.2018. Заявка № 2018663452 от 18.11.2018.

2. Мкртычев О. В., Шеманин В. Г. Способ определения оптической прочности материалов при однократном облучении. Патент на изобретение RU 2694073 C1, 09.07.2019. Заявка № 2018110756 от 26.03.2018.

3. Привалов В. Е., Шеманин В. Г., Мкртычев О. В. Метод оценки оптической прочности облучаемой поверхности при лазерной абляции. Измерительная техника. 2018. № 7. С. 34–37.

4. Мкртычев О. В. Прогнозирование лучевой прочности наноразмерных покрытий. Diagnostics, Resource and Mechanics of Materials and Structures. 2018. № 3. С. 24–32.

5. Мкртычев О. В., Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазерная абляция нанокомпозитов. Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. 2015. № 1 (213). С. 128–135.

6. Shemanin V. G., Mkrtychev O. V. The optical strength of the glass nanocomposites at laser ablation. Journal of Physics: Conference Series. 2015. T. 653. № 1. C. 012012.

7. Shemanin V. G., Kolpakova E. V., Atkarskaya A. B., Mkrtychev O. V. SIO<sub>2</sub> barrier layer influence on the glass composites with oxide nano films laser ablation destruction. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. 2019. T. 10.  $N_{2}$  6. C. 632–636.

8. Шевцов Ю.В., Шеманин В. Г., Мкртычев О. В. Исследование импульсной лазерной абляции тонкоплёночных покрытий из оксида гафния. В сборнике: Лазерноинформационные технологии в медицине, биологии, геоэкологии и на транспорте. труды XXVII Международной Конференции. 2019. С. 89–90.

9. O V Mkrtychev, V E Privalov, V G Shemanin, Y V Shevtsov. Study of Laser Ablative Destruction of Composites with Nanoscale Coatings of Hafnium and Zirconium Dioxides. Opt. Mem. Neural Networks 29, 142–146. <u>https://doi.org/10.3103/S1060992X20020095</u>

10. Мкртычев О. В. Определение величины пробойной энергии покрытий из диоксидов гафния при облучении поверхности наносекундными импульсами. Лазеры. Измерения. Информация. 2024, т.3, №3. С. 36–38. <u>https://lasers-measurement-information.ru/ojs/index.php/laser/article/view/71</u>

# Determination of the breakdown energy of hafnium dioxide coatings when irradiating the surface with microsecond pulses

## Mkrtychev O. V.

NF BSTU named after. V. G. Shukhova 353919, Novorossiysk, Myshakskoe highway 75

The paper presents the parameters of laser ablative destruction of hafnium dioxide coatings. The samples were irradiated with high-power Nd<sup>3+</sup>:YAG laser pulses of microsecond duration.

Key words: laser ablation, hafnium dioxide, breakdown energy, microsecond pulses.

### References

1. Mkrtychev O. V. Modeling the parameters of destruction of a solid body during laser ablation. Certificate of registration of the computer program RU 2018666503, 12/18/2018. Application No. 2018663452 dated November 18, 2018.

2. Mkrtychev O. V., Shemanin V. G. A method for determining the optical strength of materials under single irradiation. Patent for invention RU 2694073 C1, 07/09/2019. Application No. 2018110756 dated March 26, 2018.

3. Privalov V. E., Shemanin V. G., Mkrtychev O. V. Method for assessing the optical strength of the irradiated surface during laser ablation. Measuring technology. 2018. No. 7. pp. 34–37.

4. Mkrtychev O. V. Prediction of radiation strength of nano-sized coatings. Diagnostics, Resource and Mechanics of Materials and Structures. 2018. No. 3. pp. 24–32.

5. Mkrtychev O. V., Privalov V. E., Fotiadi A. E., Shemanin V. G. Laser ablation of nanocomposites. Scientific and technical bulletins of the St. Petersburg State Polytechnic University. Physical and mathematical sciences. 2015. No. 1 (213). pp. 128–135.

6. Shemanin V. G., Mkrtychev O. V. The optical strength of the glass nanocomposites at laser ablation. Journal of Physics: Conference Series. 2015. T. 653. No. 1. P. 012012.

7. Shemanin V. G., Kolpakova E. V., Atkarskaya A. B., Mkrtychev O. V. SIO2 barrier layer influence on the glass composites with oxide nano films laser ablation destruction. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. 2019. Vol. 10. No. 6. pp. 632–636.

8. Shevtsov Yu.V., Shemanin V.G., Mkrtychev O.V. Study of pulsed laser ablation of thin-film hafnium oxide coatings. In the collection: Laser information technologies in medicine, biology, geoecology and transport. proceedings of the XXVII International Conference. 2019. pp. 89–90.

9. O V Mkrtychev, V E Privalov, V G Shemanin, Y V Shevtsov. Study of Laser Ablative Destruction of Composites with Nanoscale Coatings of Hafnium and Zirconium Dioxides. Opt. Mem. Neural Networks 29, 142–146. <u>https://doi.org/10.3103/S1060992X20020095</u>

10. Mkrtychev O. V. Determination of the breakdown energy of hafnium dioxide coatings when irradiating the surface with nanosecond pulses. Lasers. Measurements. Information. 2024, vol.3, no.3. pp. 36–38. <u>https://lasers-measurement-information.ru/ojs/index.php/laser/article/view/71</u>

Научное издание

## Лазеры. Измерения. Информация (ЛИИ-2023. Т. 3, № 4)

Периодическое сетевое научное издание

Гл. редактор Привалов В. Е. Отв. редактор Шеманин В. Г. Науч. редактирование и корректура Мкртычев О. В. Тех. поддержка Сарычев П. И.

Подписано к публикации 29.12.23. Опубликовано в режиме доступа для зарегистрированных пользователей. URL: <u>https://lasers-measurement-information.ru/ojs/index.php/laser/index</u> Издательство филиала федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова» в г. Новороссийске.

353919, г. Новороссийск, Мысхакское шоссе, 75.