

Содержание:

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Иванов И.Г.

Многоволновый режим генерации ионных лазеров на смеси паров металла с бинарным буферным газом..... стр. 4

Дорошкевич А.А., Самохвалов И.В., Брюханова В.В.

Использование принципа взаимности при анализе данных поляризационного лазерного зондирования облаков верхнего яруса..... стр. 8

ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

Юдин Н.А.

Датчик для измерения тока в разрядном контуре лазеров на парах металлов стр. 20

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Голубничий П.И., Крутов Ю. М.

Воздействие собственного и стороннего излучения на долгоживущие светящиеся объекты, образующиеся в результате распада низко-температурной плазмы, инициированной электрическим разрядом в воде.... стр. 26

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Дьяченко В.В., Куля Д.Н., Мореходов А.А.

Оптический мониторинг аэрозольного загрязнения воздуха в г. Новороссийске..... стр. 37

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 535:621.373.8

ГРНТИ 29.33.15

ВАК 01.04.21

Многоволновый режим генерации ионных лазеров на смеси паров металла с бинарным буферным газом

Иванов И.Г.

344090, Россия, Ростов-на-Дону, ул. Зорге 5, Южный федеральный университет

email: igivanov@sfedu.ru

С целью увеличения набора длин волн излучения газоразрядных лазеров на ионных переходах Tl, Cu, Ag, Te и As, накачка которых осуществляется реакцией перезарядки в плазме разряда с полым катодом, было предложено использовать двухкомпонентный буферный газ: смесь гелия и неона, что обеспечило одновременную накачку большего числа ионных лазерных переходов этих металлов по сравнению с однокомпонентным буферным газом. Это является следствием наличия в энергетическом спектре ионов перечисленных металлов двух групп лазерных переходов, каждая из которых избирательно заселяется перезарядкой в столкновениях атомов металла с ионами каждого компонента бинарного буферного газа: ионами гелия и ионами неона. Изменяя соотношение парциальных давлений гелия и неона в бинарном буферном газе, можно изменять соотношение выходной мощности лазеров в разных частях спектра.

Ключевые слова: лазер на парах металла, ионные лазерные переходы, буферный газ, энергетический спектр ионов, спектр излучения лазера, накачка перезарядкой в газоразрядной плазме, разряд с полым катодом.

Ионные лазеры на парах металлов, выгодно отличаются от газовых лазеров других типов способностью одновременной генерации на нескольких лазерных переходах [1]. Активной средой таких лазеров является слабоионизованная неравновесная плазма, образующаяся при электрическом разряде в специально подобранной смесибуферного инертного газа и рабочих атомов металла в газовой фазе [1, 2]. Накачка активной среды таких лазеров в плазме отрицательного свечения разряда с полым катодом (ОС РПК) по сравнению с положительным столбом позволяет избежать частотных сдвигов и резко снизить уровень шумов излучения, а также улучшить энергетику лазера [2].

Верхние лазерные уровни ионов металлов (M^{+*}) в ОС РПК наиболее эффективно возбуждаются посредством столкновений атомов металла (M_0) с ионами буферного газа (B_0^+) при тепловых скоростях частиц путем т. наз. несимметричной (“резонансной”) перезарядки с передачей заряда и энергии атомам металла от ионов буферного газа [1, 2]: $M_0 + B_0^+ \rightarrow M^{+*} + B_0 + \{ \Delta E \sim kT \}$, где $\Delta E = E (B_0^+) - E (M^{+*})$.

Дополнительно увеличить набор длин волн излучения, генерируемого одним ионным лазером на парах металла, ранее удавалось путём использования паров двух металлов в смеси с однокомпонентным буферным газом, (например, паров),

что усложняло как конструкцию лазера, так и управление давлениями паров обоих веществ(см., например, [2]).

В данной работе предлагается новый методувеличения набора длин волн излучения, генерируемого лазером, работающим на парах одного металла с бинарным буферным газом: смесью гелия и неона, с накачкой перезарядкой в плазме ОС РПК. Обоснуем этот метод. Оказывается, что в ионном спектре таких металлов, как таллий, медь, серебро, теллур, мышьяк, существуют две группы квантовых лазерных переходов, при этом переходы одной группы селективно заселяются перезарядкой на ионах He^+ : $M_0 + He_0^+ \rightarrow M^{*+} + He_0 + \{\Delta E\}$; а переходы другой группы – также селективно – перезарядкой на ионах Ne^+ : $M_0 + Ne_0^+ \rightarrow M^{*+} + Ne_0 + \{\Delta E\}$, что зафиксировано экспериментально [2]. Очевидно, что возбуждение каждого из перечисленных металлов в ОС РПК с бинарным буферным газом (смесью He и Ne) приведёт для данного металла к одновременной генерации на двух группах квантовых переходов, т. е. – на большем, по сравнению с режимом использования однокомпонентного буферного газа, числе лазерных линий.

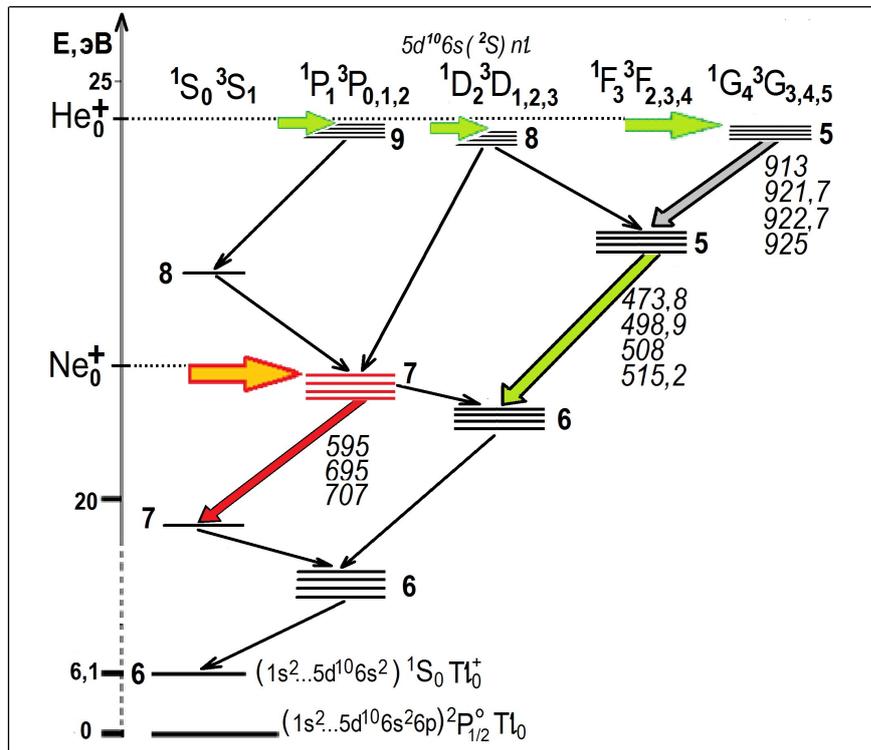
Методами компьютерного моделирования [3], нами подтверждена возможность одновременной накачки указанных обеих групп переходов для каждого из металлов (Таблица), оптимизированы параметры разряда, а также сделаны прогнозные оценки выходных энергетических характеристик He – Ne – M^+ лазеров. Исходя из описанного механизма накачки лазерных переходов M^+ , очевидно, что изменять соотношение мощности генерации лазера на различных группах ионных лазерных переходов металла с накачкой перезарядкой можно путём изменений соотношения давлений компонентов бинарного буферного газа.

Линии излучения ионных лазеров на парах металлов с однокомпонентными и бинарным буферными газами

Рабочее вещество	Предыдущие работы		Данная работа	
	Буферный газ	Ионные лазерные линии, (длина волны, нм)	Буферный газ	Ионные лазерные линии, (длина волны, нм)
Tl^+	He	473,8;498,9; 508 515,2; 913;921,7 922,7 ; 925	He-Ne	473,8;498,9; 508 515,2; 595;695 707; 913;921,7 922,7;925
	Ne	595; 695; 707		
Cu^+	He	248,6; 259,9; 260	He-Ne	248,6; 259,9; 260 780
	Ne	780		
Ag^+	He	224,3; 800,5; 840,4	He-Ne	224,3; 408,6, 478,8; 502,7; 800,5 840,4
	Ne	408,6; 478,8; 502,7		
Te^+	He	484,3; 635; 860	He-Ne	484,3; 570,8; 593,6; 635; 860
	Ne	570,8; 593,6		
As^+	He	455,06;459,28; 507,82	He-Ne	455,06;459,28; 507,82; 602,48
	Ne	602,48		

Опишем полученные результаты. Лазеры на парах таллия с различными буферными газами при накачке в ОС РПК излучают на 16-ти ионных переходах в сине-зеленой, красной и ближней ИК частях спектра [1,2], из них одиннадцать интенсивных переходов представляют практический интерес. Таллиевый ионный лазер с бинарным буферным газом, смесью гелия и неона, излучает одновременно на всех этих переходах. На рисунке представлена диаграмма ионных квантовых

уровней Tl^+ , где нанесены значения энергий частиц-доноров – ионов He^+ (24,56 эВ) и Ne^+ (21,54 эВ), “направления” передачи энергии в реакциях перезарядки, а также – лазерные линии Tl^+ для обеих групп лазерных переходов с обозначением длин волн в нм: для перезарядки с He^+ – зелёные стрелки, для перезарядки с Ne^+ – красные стрелки. Анализ показал, что так как энергия иона He^+ на 3,02 эВ превышает энергию иона Ne^+ , то перезарядка Ne^+ – Tl существенно не влияет на заселение вышерасположенных уровней, накачиваемых перезарядкой He^+ – Tl . В то же время перезарядка He^+ – Tl за счет радиационных и столкновительных (с электронами) переходов “сверху-вниз” [2] увеличивает инверсию на переходах $7^{1,3}P - 7^{1,3}STl^+$, заселяемых в столкновениях Ne^+ – Tl . Для $He - Ne - Tl^+$ лазера измерены значения удельной мощности на линиях 515,2 и 595 нм Tl^+ , накачиваемых перезарядкой с He^+ и с Ne^+ , и составившие до 0,52 мВт/см³ и до 3,6 мВт/см³ соответственно.



Пары меди известны как еще одна важная для практики лазерная активная среда, накачиваемая в ОС РПК в смеси с неоном перезарядкой Ne^+ – Cu , и генерацией на УФ-линиях переходах Cu^+ с длинами волн 248,6; 259,9 нм и 260 нм [1]. С бинарным буферным газом кроме генерации на этих УФ-линиях за счёт перезарядки с Ne^+ , можно ожидать генерацию ещё и на ИК-переходе с длиной волны 780,0 нм, накачиваемого перезарядкой He^+ – Cu [2]. Влияние перезарядки He^+ – Cu на накачку уровней Cu^+ перезарядкой в реакции Ne^+ – Cu качественно не отличается от описанной для $He - Ne - Tl^+$ лазера.

Ранее было экспериментально найдено [1], что в лазерах с ОС РПК на смесях паров серебра с гелием происходит генерация на лазерных линиях с длинами волн 224,3; 800,5 и 840,4 нм Ag^+ за счет накачки перезарядкой He^+ – Ag , и – на линиях с длинами волн 408,6; 478,8 и 502,7 нм Ag^+ – за счет накачки перезарядкой Ne^+ – Ag . Возбуждение паров серебра в бинарном буферном газе позволит реализовать режим одновременной генерации на всех перечисленных в таблице лазерных линиях в УФ, сине-зелёной и ближней ИК частях спектра.

Успешные поисковые работы ранее привели к наблюдению генерации на ряде ионных лазерных переходов в парах теллура и мышьяка [1]. Для этих веществ

использование бинарного буферного газа также целесообразно с целью увеличения набора лазерных линий в излучении одного лазера, и получения излучения базовых RGB цветов (см. таблицу).

Таким образом, использование данного метода накачки лазерных переходов позволяет получить одновременную генерацию на переходах: для ионов таллия и ионов теллура – в сине-зелёной, красной и ближней ИК частях спектра; для ионов меди – в УФ и ближней ИК частях спектра; для ионов серебра – в УФ, сине-зелёной и ближней ИК частях спектра; для ионов мышьяка – в сине-зелёной и красной частях спектра.

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. Ионные лазеры на парах металлов // Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Гл.редактор В.Е.Фортков / Серия Б. Том XI-4. Газовые и плазменные лазеры. М.: Физматлит, 2005. С. 422–470.
2. Ivanov I. G., Latush E.L., Sem M.F. Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges.–Chichester-New York-Brisbane-Toronto-Singapore: John Wiley&Sons, 1996. 285 p.
3. Ryazanov A.V., Ivanov I.G., Privalov V.E. About Creation of Population Inversion in Mixture of Inert Noble Gas and Metal Vapor // Optical Memory and Neural Networks. 2014. Vol. 23. № 3. P. 177–184.

Multiwavelength mode of generation of ion lasers on a mixture of metal vapors with binary buffer gas

Ivanov I. G.

344090, Russian Federation, Rostov-na-Donu, str. R. Zorge, 5, Southern federal university

email: igivanov@sfedu.ru

In order to increase the set of wavelengths of radiation of gas-discharge lasers on Tl, Cu, Ag, Te and As ion transitions, whose pumping is carried out by the charge transfer reaction in the plasma of the hollow cathode discharge, it was proposed to use a two-component buffer gas – a mixture of helium and neon. This ensured the simultaneous pumping of a larger number of ion laser transitions of these metals compared to a single-component buffer gas. It is a consequence of the presence of the listed metals of two groups of laser transitions in the ion energy spectrum. Each of these groups is selectively populated by the charge transfer in collisions of metal atoms with ions of each binary buffer gas component: helium ions and neon ions. By varying the ratio of the partial pressures of helium and neon in a binary buffer gas, it is possible to change the ratio of the laser output powers in different parts of the spectrum

Keyword: metal vapor laser, ion laser transitions, buffer gas, energy spectrum of ions, laser emission spectrum, pumping by the charge transfer in gas discharge plasma, hollow cathode discharge

References

1. Ionnyelazery naparah metallov // Enciklopediyanizkotemperaturnoj plazmy / Gl. redaktor V.E. Fortov / Seriya B. Tom XI-4. Gazovye i plazmennye lazery. M.: Fizmatlit, 2005. С. 422–470.
2. Ivanov I. G., Latush E.L., Sem M.F. Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges.–Chichester-New York-Brisbane-Toronto-Singapore: John Wiley&Sons, 1996. 285 p.
3. Ryazanov A.V., Ivanov I.G., Privalov V.E. About Creation of Population Inversion in Mixture of Inert Noble Gas and Metal Vapor // Optical Memory and Neural Networks. 2014. Vol. 23. № 3. P. 177–184.

УДК [528.85+535-4]:551.576.11
ГРНТИ 37.21.19, 29.31.41, 29.33.43
ВАК1.3.19.

Использование принципа взаимности при анализе данных поляризационного лазерного зондирования облаков верхнего яруса

Дорошкевич А.А., Самохвалов И.В., Брюханова В.В.

*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, Россия*

Email: * antdoro@mail.ru, lidar@mail.tsu.ru.

В работе обсуждается математический аппарат, используемый для интерпретации лидарного сигнала от оптически плотных аэрозольных образований. Рассчитаны элементы вектора Стокса и степень поляризации лидарного сигнала двукратного рассеяния. Расчет проводился для полидисперсных капельных и монодисперсных кристаллических облаков. Показано, что диагональные элементы матрицы двукратного рассеяния света среды не удовлетворяют принципу взаимности при зондировании ансамблей ледяных кристаллов. Нарушение этого принципа зависит от формы и размеров кристаллов, что можно дополнительно использовать для их идентификации при поляризационном лазерном зондировании в условиях двукратного рассеяния.

Ключевые слова: принцип взаимности, матрица рассеяния света, поляризационное лазерное зондирование, облака, двукратное рассеяние, фазовый состав, степень поляризации.

Введение

Прогнозирование погоды и предсказание изменения климата являются одной из актуальных задач для человечества, особенно с участвовавшими проявлениями глобального потепления [1]. Одним из определяющих факторов погоды и климата

на нашей планете является радиационный баланс атмосферы, который в свою очередь зависит от оптических свойств различных аэрозольных образований в атмосфере. Так, перистые облака, постоянно покрывающие до трети поверхности Земли, обладают в некоторых случаях аномальным зеркальным отражением, что сказывается на поступлении солнечного излучения к поверхности Земли и проявлению парникового эффекта [2].

Изменение характеристик излучения, рассеянного на системе аэрозольных частиц, описывается матрицей рассеяния света (МРС)[3]. Угловые и спектральные зависимости элементов МРС содержат максимум информации о микрофизических и оптических параметрах ансамблей частиц, которую возможно получить в эксперименте по рассеянию света. Так, на практике оценка элементов матрицы обратного рассеяния света аэрозольных образований проводится на основе метода поляризационного лазерного зондирования [4–6].

Суть метода заключается в посылке в атмосферу поляризованного излучения с различными состояниями поляризации, регистрации рассеянного назад излучения и анализе характеристик принимаемого излучения. По времени поступления эхосигнала определяется расстояние до рассеивающего объема, а по изменению состояния поляризации оцениваются элементы МРС. Описанный метод основан на предположении об однократном рассеянии зондирующего лазерного импульса с исследуемой аэрозольной средой.

Распространение лазерного излучения в оптически плотных рассеивающих средах, таких как облака, сопровождается многократным рассеянием, которое существенно влияет как на величину интенсивности, так и на состояние поляризации регистрируемого излучения, что может отразиться на точности оценки элементов МРС. Решению задачи учета вклада многократного рассеяния при интерпретации лидарного сигнала посвящено много работ, как на основе малоуглового приближения уравнения переноса излучения [7, 8], так и с применением метода статистических испытаний [9, 10].

Оценка вклада многократно рассеянного излучения в лидарный сигнал при восстановлении элементов МРС основывается на одном из свойств матрицы – принципе взаимности [11], согласно которому диагональные элементы удовлетворяют соотношению

$$m_{11} - m_{22} + m_{33} - m_{44} = 0. \quad (1)$$

Нарушение принципа взаимности свидетельствует о том, что лидарный сигнал обусловлен не только однократным, но и многократным рассеянием [12].

В большинстве случаев [13] при зондировании аэрозольных образований с оптической толщиной, не превышающих 2–3, регистрируемое приемной системой лидара многократно рассеянное излучение с достаточной точностью можно описать в приближении двукратного рассеяния.

Изменение состояния поляризации зондирующего излучения в условиях двукратного рассеяния можно описать некоторой матрицей, элементы которой определяются формой рассеивающего объема, в котором формируется поток двукратно рассеянного излучения, а также микрофизическими и оптическими свойствами аэрозольных частиц в этом объеме.

Теория

Согласно теории двукратного рассеяния [14, 15] вектор Стокса лидарного сигнала двукратного рассеяния $S^{(2)}(r)$, принимаемого с расстояния r от лидара, в общем виде записывается следующим образом:

$$S^{(2)}(r) = \frac{AP_0 c \Delta t e^{-2(r)} \int_0^{\theta_0} \int_0^{2\pi} K(r, z, g) \mathbf{G}(j, z, z_1, g, p-g) dj dz dg + \dots}{16p \int_0^{\theta_0} \int_0^{2\pi} K(r, z, g) \mathbf{G}(j, z, z_1, g, p-g) dj dz dg + \dots} \quad (2)$$

$$K(r, z, g) = r^2 \cos^2 \frac{g}{2} + \frac{(r-z)^2}{r^2} tg^2 \frac{g}{2}, \quad z(g) = r \cos \frac{g}{2} - tg \frac{g}{4} ctg \frac{g}{2}$$

Здесь A – площадь апертуры приемной системы лидара, P_0 – мощность зондирующего импульса, c – скорость света, Δt – длительность зондирующего импульса, $\tau(r)$ – оптическая толщина зондируемой среды, θ_0 – угол поля зрения приемной системы лидара, $\sigma(z)$ – коэффициент рассеяния среды по трассе зондирования, φ и γ – полярный и азимутальный угол рассеяния, $\mathbf{G}(z, z_1, \varphi, \gamma, \pi - \gamma)$ – интегральный матричный векторпараметр, определяемый оператором поворота плоскости референции на угол φ относительно базиса $\mathbf{R}(\varphi)$, матрицей рассеяния света $\mathbf{M}(r, \varphi, \gamma)$ и вектором Стокса зондирующего излучения \mathbf{S}^0

$$\mathbf{G}(z, z_1, \varphi, \gamma, \pi - \gamma) = \mathbf{R}(\varphi) \times \mathbf{M}(z_1, \varphi, \pi - \gamma) \times \mathbf{M}(z, \varphi, \gamma) \times \mathbf{R}(\varphi) \times \mathbf{S}^0; \quad (3)$$

$$\mathbf{R}(j) = \begin{pmatrix} \cos 2j & \sin 2j & 0 & 0 \\ -\sin 2j & \cos 2j & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix}$$

Выражение (2) представляет собой интегральное уравнение, в котором подынтегральной функцией является матричное произведение. Согласно [16, 17], интеграл от матрицы определяется как матрица, образованная из интегралов от элементов исходной матрицы. Следуя этому определению, введем вектор-столбец \mathbf{T} , элементы t_i которого являются интегралами от элементов интегрального матричного векторпараметра $\mathbf{G}(z, z_1, \varphi, \gamma, \pi - \gamma)$

$$\mathbf{T} = \int_0^{2\pi} \mathbf{G}(j, z, z_1, g, p-g) dj, \quad t_i = \int_0^{2\pi} g_i(j, z, z_1, g, p-g) dj$$

В силу свойств ассоциативности матричного произведения [16, 17] векторпараметр $\mathbf{G}(z, z_1, \varphi, \gamma, \pi - \gamma)$ можно представить в следующем виде

$$\mathbf{G}(z, z_1, \varphi, \gamma, \pi - \gamma) = \mathbf{W}(z, z_1, \varphi, \gamma, \pi - \gamma) \times \mathbf{S}^0, \quad \mathbf{W}(z, z_1, \varphi, \gamma, \pi - \gamma) = \mathbf{R}(\varphi) \times \mathbf{M}(z_1, \varphi, \pi - \gamma) \times \mathbf{M}(z, \varphi, \gamma) \times \mathbf{R}(\varphi), \quad (4)$$

где $\mathbf{W}(z, z_1, \varphi, \gamma, \pi - \gamma)$ – матрица, описывающая изменение состояния поляризации излучения при двух последовательных актах рассеяния.

Тогда, учитывая, что вектор Стокса зондирующего излучения не зависит от траектории распространения рассеянного излучения, можно переписать элементы вектор-столбца \mathbf{T}

$$t_i = \int_0^{2\pi} g_i(j, z, z_1, g, p-g) dj = \int_0^{2\pi} \mathbf{a}_{ij} w_{ij}(j, z, z_1, g, p-g) \otimes_j dj = \mathbf{a}_{ij} \int_0^{2\pi} w_{ij}(j, z, z_1, g, p-g) dj \otimes_j$$

Последнее выражение соответствует матричному произведению

$$\mathbf{T} = \mathbf{W}^\varphi(z, z_1, \gamma, \pi - \gamma) \times \mathbf{S}^0,$$

$$\mathbf{W}^j(z, z_1, g, p - g) = \int_0^{2p} \mathbf{W}(j, z, z_1, g, p - g) dj \quad (5)$$

Опуская матричное произведение (4) и интегрирование в выражении (5), матрица \mathbf{W}^φ примет вид

$$\mathbf{W}^j(z, z_1, g, p - g) = \begin{pmatrix} w_{11} & 0 & 0 & w_{14} \\ 0 & w_{22} & w_{23} & 0 \\ 0 & w_{32} & w_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & w_{41} \end{pmatrix},$$

$$w_{11} = 2\pi(m'_{11} \cdot m_{11} + m'_{12} \cdot m_{21} + m'_{13} \cdot m_{31} + m'_{14} \cdot m_{41}),$$

$$w_{14} = 2\pi(m'_{11} \cdot m_{14} + m'_{12} \cdot m_{24} + m'_{13} \cdot m_{34} + m'_{14} \cdot m_{44}),$$

$$w_{22} = -w_{33} = \pi(m'_{21} \cdot m_{12} + m'_{22} \cdot m_{22} + m'_{23} \cdot m_{32} + m'_{24} \cdot m_{42} - m'_{31} \cdot m_{13} - m'_{32} \cdot m_{23} - m'_{33} \cdot m_{33} - m'_{34} \cdot m_{43}),$$

$$w_{23} = w_{32} = \pi(m'_{21} \cdot m_{13} + m'_{22} \cdot m_{23} + m'_{23} \cdot m_{33} + m'_{24} \cdot m_{43} - m'_{31} \cdot m_{12} - m'_{32} \cdot m_{22} - m'_{33} \cdot m_{32} - m'_{34} \cdot m_{42}),$$

$$w_{41} = 2\pi(m'_{41} \cdot m_{11} + m'_{42} \cdot m_{21} + m'_{43} \cdot m_{31} + m'_{44} \cdot m_{41}),$$

$$w_{44} = 2\pi(m'_{41} \cdot m_{14} + m'_{42} \cdot m_{24} + m'_{43} \cdot m_{34} + m'_{44} \cdot m_{44}),$$

где $m_{ij} = m_{ij}(z, \gamma)$, $m'_{ij} = m_{ij}(z_1, \pi - \gamma)$ – элементы матрицы рассеяния света \mathbf{M} .

Аэрозольные образования в атмосфере часто состоят из капель или гексагональных кристаллических частицы, которые обладают свойствами симметрии. Матрица рассеяния света \mathbf{M} таких сред имеет блочно-диагональный вид. Если рассеяние света происходит на сферически симметричных частицах (каплях воды), матрица рассеяния света \mathbf{M} имеет четыре независимых элемента [11]

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} a & b & 0 & 0 \\ b & a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c & d \\ 0 & 0 & -d & c \end{pmatrix} \quad (6)$$

Поскольку в матрице \mathbf{M} элементы $m_{13} = m_{31} = m_{23} = m_{32} = m_{24} = m_{42} = m_{34} = m_{43} = 0$, матрицу $\mathbf{W}^\varphi(z, z_1, \gamma, \pi - \gamma)$ можно упростить

$$\mathbf{W}^j(z, z_1, g, p - g) = \begin{pmatrix} w_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & w_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & w_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & w_{44} \end{pmatrix},$$

$$w_{11} = 2\pi(m'_{11} \cdot m_{11} + m'_{12} \cdot m_{21}),$$

$$w_{22} = -w_{33} = \pi(m'_{21} \cdot m_{12} + m'_{22} \cdot m_{22} - m'_{33} \cdot m_{33} - m'_{34} \cdot m_{43}),$$

$$w_{44} = 2\pi(m'_{43} \cdot m_{34} + m'_{44} \cdot m_{44}).$$

Полученная матрица является диагональной матрицей, содержащей три независимых элемента. Такой вид матрицы характерен для описания изменения состояния поляризации излучения при обратном рассеянии средой, обладающей осевой симметрией. Еще одной особенностью матрицы $\mathbf{W}^\varphi(z, z_1, \gamma, \pi - \gamma)$ при зондировании капельной среды является выполнение принципа взаимности (1).

Действительно, исходя из вида матрицы (6),

$$m'_{11} \cdot m_{11} = m'_{22} \cdot m_{22} = a \cdot a,$$

$$\begin{aligned}
m'_{21} \cdot m_{12} &= m'_{12} \cdot m_{21} = b'b, \\
m'_{33} \cdot m_{33} &= m'_{44} \cdot m_{44} = c'c, \\
m'_{34} \cdot m_{43} &= m'_{43} \cdot m_{34} = d'd, \\
w_{11} - w_{22} + w_{33} - w_{44} &= 2\pi(a'a + b'b - b'b - a'a + c'c + d'd - d'd - c'c) = 0.
\end{aligned} \tag{7}$$

Гексагональные пластинки и столбики, часто встречающиеся в кристаллических облаках, имеют осевую и зеркальную симметрию. Матрица рассеяния света \mathbf{M} таких частиц, если рассеяние рассматривается в системе координат, выбранной так, что ось частицы лежит в плоскости референции, описываются шестью независимыми компонентами [11]

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} a & e & 0 & 0 \\ \zeta e & b & 0 & 0 \\ \zeta 0 & 0 & c & f \\ \xi 0 & 0 & -f & d \end{pmatrix}$$

Принцип взаимности (1) в этом случае будет нарушаться

$$w_{11} - w_{22} + w_{33} - w_{44} = 2\pi(a'a - b'b + c'c - d'd) = \Delta. \tag{8}$$

Используя описанный выше подход для интегрирования матричного произведения по координате зондирования z и углу рассеяния γ , запишем уравнение вектора Стокса лидарного сигнала двукратного рассеяния

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}^{(2)}(r) &= \frac{AP_c D t e^{-2t(r)}}{16\rho} \mathbf{M}_{DP}(\theta_0, r) \tag{9} \\
\mathbf{M}_{DP}(\theta_0, r) &= \int_0^{q_0/2} \int_0^r \mathbf{W}_j(z, z_1, g) \mathbf{W}_j(z, z_1, g, p-g) dz dg + \int_{q_0/2}^p \int_{z_1}^r \mathbf{W}_j(z, z_1, g) \mathbf{W}_j(z, z_1, g, p-g) dz dg \tag{10}
\end{aligned}$$

Здесь матрица $\mathbf{M}_{DP}(\theta_0, r)$ учитывает как оптические свойства рассеивающей среды, так и геометрическую форму рассеивающего объема, в котором формируется лидарный сигнал второй кратности рассеяния. Интегрирование матрицы $\mathbf{W}^{\varphi}(z, z_1, \gamma, \pi - \gamma)$ в выражении (10) происходит с весовой функцией

$$Z(z, z_1, g) = \frac{S(z)S(z_1)\sin g}{K(r, z, g)}, \tag{11}$$

определяющей вклад излучения, распространяющейся по каждой отдельной траектории, в формирование лидарного сигнала.

Как весовая функция (11), так и интегрирование по координате зондирования z и углу рассеяния γ в (10), одинаковым образом применяются к каждому из элементов матрицы $\mathbf{W}^{\varphi}(z, z_1, \gamma, \pi - \gamma)$. Следовательно, матрица $\mathbf{M}_{DP}(\theta_0, r)$ также является диагональной матрицей, для которой будут выполняться соотношения (7) или (8)

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}_{DP}(\theta_0, r) &= \begin{pmatrix} m_{11}^{DP} & 0 & 0 & 0 \\ \zeta 0 & m_{22}^{DP} & 0 & 0 \\ \zeta 0 & 0 & m_{33}^{DP} & 0 \\ \xi 0 & 0 & 0 & m_{44}^{DP} \end{pmatrix}, \\
m_{11}^{DP} - m_{22}^{DP} + m_{33}^{DP} - m_{44}^{DP} &= 0; \tag{12} \\
m_{11}^{DP} - m_{22}^{DP} + m_{33}^{DP} - m_{44}^{DP} &= \int_0^{q_0/2} \int_{z_1}^r \mathbf{D}(z, z_1, g) \mathbf{D}(z, z_1, g, p-g) dz dg = d \tag{13}
\end{aligned}$$

На практике в ходе эксперимента по лазерному поляризационному зондированию матрица рассеяния света обычно оценивается нормированной на первый элемент. Тогда условие (12) для матрицы $\mathbf{M}_{DP}(\theta_0, r)$ при условии, что мы можем выделить излучение второй кратности рассеяния, можно записать в виде

$$1 - \frac{m_{22}^{DP}}{m_{11}^{DP}} + \frac{m_{33}^{DP}}{m_{11}^{DP}} - \frac{m_{44}^{DP}}{m_{11}^{DP}} = 0, \quad 1 - \frac{m_{22}^{DP}}{m_{11}^{DP}} + \frac{m_{33}^{DP}}{m_{11}^{DP}} - \frac{m_{44}^{DP}}{m_{11}^{DP}} = d$$

или, учитывая равенство $m_{22}^{DP} = -m_{33}^{DP}$,

$$1 - 2 \frac{m_{22}^{DP}}{m_{11}^{DP}} - \frac{m_{44}^{DP}}{m_{11}^{DP}} = 0, \quad 1 - 2 \frac{m_{22}^{DP}}{m_{11}^{DP}} - \frac{m_{44}^{DP}}{m_{11}^{DP}} = d \quad (14)$$

Важнейшей характеристикой пучка оптического излучения является степень поляризации, которая определяется как отношение интенсивности поляризованной части пучка к полной интенсивности излучения [18]

$$p = \frac{\sqrt{s_2^2 + s_3^2 + s_4^2}}{s_0},$$

где s_i – элементы вектора Стокса \mathbf{S} .

Из выражения (9) не сложно получить степень поляризации лидарного сигнала двукратного рассеяния при различных состояниях поляризации зондирующего излучения.

В случае линейной поляризации зондирующего излучения в плоскости референции, нормированный на первый элемент вектор Стокса будет иметь вид $\mathbf{S}^0 = (1100)^T$, где индекс «Т» означает знак транспонирования. Тогда вектор Стокса и степень поляризации лидарного сигнала второй кратности рассеяния будет определяться только первым и вторым диагональными элементами матрицы $\mathbf{M}_{DP}(\theta_0, r)$

$$\mathbf{S}^{(2)}(r) = \frac{AP_0 c D t e^{-2\tau(r)}}{16\rho} \begin{pmatrix} m_{11}^{DP} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22}^{DP} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33}^{DP} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{44}^{DP} \end{pmatrix} = \frac{AP_0 c t_u e^{-2\tau(r)}}{16\rho} \begin{pmatrix} m_{11}^{DP} \\ m_{22}^{DP} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$p_s^{(2)}(r) = \frac{|m_{22}^{DP}|}{m_{11}^{DP}}.$$

При циркулярной поляризации зондирующего импульсавектор Стокса посылаемого излучения примет вид $\mathbf{S}^0 = (1001)^T$, а рассматриваемые поляризационные характеристики лидарного сигнала второй кратности рассеяния будет определяться только первым и четвертым диагональными элементами матрицы $\mathbf{M}_{DP}(\theta_0, r)$

$$\mathbf{S}^{(2)}(r) = \frac{AP_0 c D t e^{-2\tau(r)}}{16\rho} \begin{pmatrix} m_{11}^{DP} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22}^{DP} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33}^{DP} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{44}^{DP} \end{pmatrix} = \frac{AP_0 c t_u e^{-2\tau(r)}}{16\rho} \begin{pmatrix} m_{11}^{DP} \\ 0 \\ 0 \\ m_{44}^{DP} \end{pmatrix},$$

$$p_u^{(2)}(r) = \frac{|m_{44}^{DP}|}{m_{11}^{DP}}.$$

Одной из особенностей зондирования циркулярно поляризованным излучением заключается в изменении направление обхода вектора напряженности электрического поля регистрируемое излучение на противоположное относительно зондирующего импульса. Другими словами, при зондировании правоциркулярным излучением, регистрируется левоциркулярное излучение. В случае линейно поляризованного зондирующего излучения, регистрируемое излучение сохраняет вид поляризации. Учитывая это, знак модуля раскрывается следующим образом

$$p_l^{(2)}(r) = \frac{m_{22}^{DP}}{m_{11}^{DP}}, \quad p_k^{(2)}(r) = -\frac{m_{44}^{DP}}{m_{11}^{DP}}.$$

Тогда условие симметрии (14) можно переписать через степень поляризации лидарного сигнала двукратного рассеяния

$$1-2p_l^{(2)}+p_k^{(2)}=0, \quad 1-2p_l^{(2)}+p_k^{(2)}=\delta. \quad (15)$$

Исходя из вышеописанного, равенство нулю в условии (15) будет выполняться для случая зондирования капельных облаков и нарушаться для случая кристаллических облаков.

Расчет и результаты

Нами был разработан и реализован алгоритм [19], позволяющий рассчитать элементы вектора Стокса и степень поляризации лидарного сигнала двукратного рассеяния. Расчет проводился для полидисперсных капельных облаков и монодисперсных кристаллических облаков.

В качестве МРС кристаллических облаков использовались данные Ромашова [20, 21] для хаотически ориентированных гексагональных пластинок (диаметром D и толщиной L) и столбиков (длиной L и радиусом основания R). Облако располагалось на высоте 7000 м. Глубина проникновения зондирующего импульса была равна 1000 м. Угол поля зрения приемной системы лидара составлял 1 мрад.

Матрица рассеяния света капельных облаков вычислялась с помощью программы, размещенной на сайте [22] и реализующей алгоритм Вискомба [23]. В числе несомненных преимуществ этой программы следует отметить возможность получения угловой зависимости элементов МРС полидисперсного ансамбля сферических аэрозольных частиц, задав параметры модифицированного гамма-распределения частиц по размерам

$n(r)=ar^\mu \exp(-br^\chi)$, $0 \leq r < \infty$, где a , b , μ , χ – параметры распределения, принимающие положительные вещественные значения (μ – целое число) и связанные друг с другом через плотность распределения частиц по размерам.

В таблице 1 приведены значения концентрации частиц N , а также параметры распределения частиц по размерам моделей капельных облаков, предложенных в работе [24]. И использованные модели отличаются модальным радиусом r_0 и параметром формы распределения частиц по размерам μ .

Таблица 1

Концентрация частиц, параметры аппроксимации функции распределения частиц по размерам и коэффициент рассеяния капельного облака

Вид облака	r_0 , мкм	μ	N , см ⁻³	a	b	σ , км ⁻¹
Мелкокапельное	1	2	971	3884,0	2,0	20.32±0.35
Среднекапельное	6	2	28	0,518519	1/3	19.33±0.08
	6	10	65	0,004937	5/3	20.33±0.11
Крупнокапельное	10	2	10	0,040000	0,2	18.98±0.06

	10	10	23	0,000006	1,0	19.41±0.02
--	-----------	-----------	-----------	-----------------	------------	-------------------

Рассматриваемые капельные облака располагались на высоте 1000 м. Глубина проникновения зондирующего импульса составляла 300 м. Угол поля зрения приемной системы лидара был равен 1 мрад.

В таблицах 2, 3 и 4 приведены значения степеней поляризации лидарного сигнала двукратного рассеяния при зондировании капельных и кристаллических облаков, а также значение величины δ из выражения (15).

Таблица 2.

Степень линейной и круговой поляризации лидарного сигнала двукратного рассеяния от капельных облаков

Название модели	r_0 , мкм	μ	$p^{(2)}_l$	$p^{(2)}_k$	δ
r1-μ2	1	2	0,79381	0,58762	0,000
r6-μ2	6	2	0,86893	0,73786	0,000
r6-μ10	6	10	0,80442	0,60884	0,000
r10-μ2	10	2	0,89410	0,78820	0,000
r10-μ10	10	10	0,82369	0,64738	0,000

Таблица 3.

Степень линейной и круговой поляризации лидарного сигнала двукратного рассеяния от кристаллических облаков, состоящих из хаотически ориентированных гексагональных пластинок

Название модели	D , мкм	L , мкм	$p^{(2)}_l$	$p^{(2)}_k$	δ
D030L09	30	9	0,623	0,299	0,053
D080L32	80	32	0,623	0,299	0,053
D100L24	100	24	0,636	0,287	0,015
D200L42	200	42	0,614	0,233	0,005

Таблица 4.

Степень линейной и круговой поляризации лидарного сигнала двукратного рассеяния от кристаллических облаков, состоящих из хаотически ориентированных гексагональных столбиков.

Название модели	L , мкм	R , мкм	$p^{(2)}_l$	$p^{(2)}_k$	δ
L050R10	50	10	0,313	0,314	0,688
L100R20	100	20	0,320	0,326	0,686
L200R40	200	40	0,351	0,287	0,585
L300R60	300	60	0,398	0,200	0,404

Из приведенных таблиц видно, что для капельных облаков выполняется условие (15), в то время как для кристаллических облаков величина δ отлична от нуля. При этом с увеличением размеров кристаллических частиц эта величина уменьшается. Обращает на себя внимание и разница в значении δ для пластинок ($\delta=0,005-0,053$) и столбиков ($\delta=0,404-0,688$).

Для эксперимента по лазерному поляризационному зондированию в условиях многократного рассеяния в силу свойства аддитивности вектора Стокса суммарный лидарный сигнал в приближении двукратного рассеяния можно записать в виде суммы сигнала однократного и двукратного рассеяния

$$S(r) = S^{(1)}(r) + S^{(2)}(r) = \frac{AP_0 c D t e^{-2t(r)} s(r)}{2r^2} M_p(r) S^0 + \frac{AP_0 c D t e^{-2t(r)}}{16\rho} M_{др}(q_0, r) S^0,$$

где $M_p(r)$ – матрица обратного рассеяния света.

Вынося общий множитель, вектор Стокса лидарного сигнала, регистрируемый в ходе эксперимента, примет вид

$$S(r) = \frac{AP_0 c D t e^{-2t(r)}}{2r^2} \hat{e} \hat{s}(r) M_p(r) + \frac{r^2}{8\rho} M_{др}(q_0, r) \hat{u} \hat{u} S^0 = \frac{AP_0 c D t e^{-2t(r)}}{2r^2} M_\Sigma(q_0, r) S^0,$$

$$M_\Sigma(q_0, r) = s(r) M_p(r) + \frac{r^2}{8\rho} M_{др}(q_0, r) \quad (16)$$

где $M_\Sigma(\theta_0, r)$ – матрица обратного рассеяния света, восстанавливаемая в ходе эксперимента.

Диагональные элементы матрицы $M_\Sigma(\theta_0, r)$ в выражении (16) определяются суммированием диагональных элементов матриц $M_p(r)$ и $M_{др}(\theta_0, r)$ с одинаковыми весовыми коэффициентами $\sigma(r)$ и $r^2/8\rho$ соответственно. Следовательно, свойство симметрии (1) будет выполняться для матрицы $M_\Sigma(\theta_0, r)$ в случае рассеяния света частицами, обладающими сферической симметрией (каплями) даже при существенном вкладе двукратно рассеянного излучения в лидарный сигнал. Нарушения свойства (1) будет свидетельствовать о наличии кристаллических частиц в исследуемой аэрозольной среде и существенном уровне многократного рассеяния.

Выводы

Таким образом, как показали результаты расчета, диагональные элементы $M_{др}(\theta_0, r)$ не удовлетворяют принципу взаимности при зондировании кристаллических аэрозольных образований. Нарушение принципа взаимности на величину δ зависит от формы и размеров кристаллических частиц, что можно дополнительно использовать для идентификации кристаллов при поляризационном лазерном зондировании в условиях двукратного рассеяния. Это актуально в связи применением технологий искусственного интеллекта для обработки экспериментов по дистанционному зондированию природной среды и решения обратных задач в области физики атмосферы, экологии и др. [25].

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов

Дорошкевич Антон Александрович: теоретическое обоснование, численное моделирование, обработка результатов, анализ и обсуждение.

Брюханова Валентина Владимировна: разработка алгоритма, численное моделирование, обработка и анализ.

Самохвалов Игнатий Викторович: идея, теория, анализ и обсуждение результатов.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Правительства Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2024-667 от 23 августа 2024 г.).

Список литературы

1. Wang, J., Guan, Y., Wu, L. et al. Changing lengths of the four seasons by global warming // *Geophys. Res. Lett.* – 2021. – V. 48. – № 6. – Art. e2020GL091753. DOI:10.1029/2020GL091753.
2. Брюханов, И.Д., Зуев, С.В., Самохвалов, И.В. Влияние зеркальных облаков верхнего яруса на потоки рассеянной солнечной радиации в зените // *Оптика атмосферы и океана.* – 2021. – Т. 34. – №4. – с. 272-279. DOI: 10.15372/AOO20210404.
3. Bryukhanov I.D., Samokhvalov I.V., Zuev S.V. Effect of specular high-level clouds on scattered solar radiation fluxes at the zenith // *Atmospheric and Oceanic Optics.* – 2021. Т. 34. – № 4. – С. 327-334. DOI: 10.1134/S1024856021040059.
4. Розенберг, Г.В. Вектор–параметр Стокса // *УФН.* – 1955. – Т. 56. – № 1. – с. 79–110.
5. Самохвалов, И.В., Кауль, Б.В., Насонов, С.В., и др. Матрица обратного рассеяния света зеркально отражающих слоев облаков верхнего яруса, образованных кристаллическими частицами, преимущественно ориентированными в горизонтальной плоскости // *Оптика атмосферы и океана.* – 2012. – Т. 25. – № 5. – с. 403-411.
6. Самохвалов, И.В., Брюханов, И.Д., Насонов, С.В. и др. Исследование оптических характеристик перистых облаков с аномальным обратным рассеянием // *Изв. Вузов. Физика.* – 2012. – Т. 55. – № 8. – с. 63-67.
7. Брюханов, И.Д., Кучинская, О.И., Ни, Е.В. и др. Оптические и геометрические характеристики облаков верхнего яруса по данным лазерного поляризационного зондирования 2009–2023 гг. в Томске // *Оптика атмосферы и океана.* – 2024. – Т. 37. – № 2. – с. 105–113. DOI: 10.15372/AOO20240203.
8. Долин, Л.С. Развитие теории переноса излучения в приложении к задачам инструментального видения в мутных средах. // *УФН.* – 2009. – Т. 179. – №5. – с. 553–560.
9. Dolin L.S. Development of the radiative transfer theory as applied to instrumental imaging in turbid media // *Physics-Uspexhi.* – 2009. – Т. 52. – № 5. – С. 519-526. DOI: 10.3367/UFNe.0179.200905k.0553
10. Lurton, T., Renard, J.-B., Vignelles, D et al. Light scattering at small angles by atmospheric irregular particles: modelling and laboratory measurements // *Atmos. Meas. Tech. Discuss.* – 2013. – V. 6. – p. 7565-7591. DOI:10.5194/amtd-6-7565-2013.
11. Соболев, И.М. Численные методы Монте–Карло. – М.: Наука, 1973. – 311 с.
12. Метод Монте–Карло в атмосферной оптике/ Под ред. Марчука Г.И. – Новосибирск: Наука, 1976. – 283 с.
13. Perrin, F. Polarization of light scattered by isotropic opalescent media // *J. Chem. Phys.* – 1942. – V. 10. – № 7. – p. 415–427. DOI: 10.1063/1.1723743
14. Кауль, Б.В., Самохвалов, И.В. Помеха многократного рассеяния при лидарных измерениях матриц обратного рассеяния света кристаллических облаков // *Оптика атмосферы и океана.* – 1999. – Т. 12. – № 5. – с. 401-405.
15. Креков, Г.М., Кавкянов, С.И., Крекова, М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. – Новосибирск: Наука, 1987. – 185 с.
16. Кауль, Б.В., Самохвалов, И.В. Уравнение лазерной локации атмосферы в приближении двукратного рассеяния с учетом поляризационных эффектов // *Изв. Вузов. Физика.* – 1976. – № 1. – с. 80-85.

15. Зуев, В.Е., Кауль, Б.В., Самохвалов, И.В. и др. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей – Новосибирск: Наука, 1986. – 186 с.
16. Корн, Г.А., Корн, Т.М. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). Определения, теоремы, формулы. – СПб: Изд-во Лань, 2003. – 832 с.
17. Ланкастер, П. Теория матриц / Пер. с англ. – 2-е изд. – М.: Наука, 1982. – 272 с.
18. Шерклифф, У. Поляризованный свет. – М.: Мир., 1965. – 252 с.
19. 2018665503, Программа численного расчета энергетических и поляризационных характеристик лидарного сигнала двукратного рассеяния, Самохвалов, И.В., Брюханова, В.В., Дорошкевич, А.А.
20. Ромашов, Д.Н. Матрица обратного рассеяния для монодисперсных ансамблей гексагональных ледяных кристаллов // Оптика атмосферы и океана. – 1999. – Т. 12. – № 5. – с. 392-400.
21. Ромашов, Д.Н. Рассеяние света гексагональными ледяными кристаллами // Оптика атмосферы и океана. – 2001. – Т. 14. – № 2. – с. 116–124.
22. Program PolyMie to calculate optical properties (phase function or matrix, extinction and absorption coefficients) of water droplet clouds // INTAS project 01-0239. [Web-сайт]. Updated: May, 2005. URL: http://osmf.sccc.ru/~smp/INTAS_01-0239/main.html. (дата обращения 17.05.2012).
23. Wiscombe, W.J. Improve Mie scattering algorithms // Applied Optics. – 1980. – V. 19. – № 9. – p. 1505–1509. DOI:10.1364/AO.19.001505
24. Зуев, В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. – М.: Радио и связь, 1981. – 288 с
25. Kuchinskaia O., Bryukhanov I., Penzin M., et al. ERA5 Reanalysis for the Data Interpretation on Polarization Laser Sensing of High-Level Clouds // Remote Sensing. – 2023. – Vol. 15, No. 1. – Article number 109. – DOI: 10.3390/rs15010109.

Using the reciprocity principle in the analysis of polarization laser sounding data of upper clouds

Doroshkevich A.A., Samokhvalov I.V., Bryukhanova V.V.

National Research Tomsk State University, Tomsk, Russia

Email: * antdoro@mail.ru, lidar@mail.tsu.ru.

A mathematical apparatus used to interpret the lidar return from optically dense aerosol formations is discussed. The elements of the Stokes vector and the polarization degree of the double scattering lidar return are calculated. The calculation was performed for polydisperse droplet and monodisperse crystalline clouds. It is shown that the diagonal elements of the double scattering phase matrix do not satisfy the law of reciprocity for sensing of ice crystal ensembles. Violation of this law depends on the shape and size of the crystals, which can additionally be used to identify them during laser polarization sensing under double scattering conditions.

Keywords: law of reciprocity, phase matrix, polarization laser sensing, clouds, double scattering, phase content, polarization degree.

References

1. Wang, J., Guan, Y., Wu, L. et al. Changing lengths of the four seasons by global warming // *Geophys. Res. Lett.* - 2021. - V. 48. - No. 6. - Art. e2020GL091753. DOI: 10.1029/2020GL091753.
2. Bryukhanov, I.D., Zuev, S.V., Samokhvalov, I.V. Influence of upper-tier mirror clouds on diffuse solar radiation fluxes at the zenith // *Atmospheric and Oceanic Optics.* - 2021. - Vol. 34. - No. 4. - pp. 272-279. DOI: 10.15372/AOO20210404.
- Bryukhanov I.D., Samokhvalov I.V., Zuev S.V. Effect of specular high-level clouds on scattered solar radiation fluxes at the zenith // *Atmospheric and Oceanic Optics.* - 2021. Vol. 34. - No. 4. - P. 327-334. DOI: 10.1134/S1024856021040059.
3. Rosenberg, G.V. Stokes vector parameter // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk.* - 1955. - Vol. 56. - No. 1. - P. 79-110.
4. Samokhvalov, I.V., Kaul, B.V., Nasonov, S.V., et al. Backscattering matrix of light of specularly reflecting layers of upper-level clouds formed by crystalline particles predominantly oriented in the horizontal plane // *Optics of the atmosphere and ocean.* - 2012. - Vol. 25. - No. 5. - pp. 403-411.
5. Samokhvalov, I.V., Bryukhanov, I.D., Nasonov, S.V., et al. Study of optical characteristics of cirrus clouds with anomalous backscattering // *News of Universities. Physics.* - 2012. - Vol. 55. - No. 8. - pp. 63-67.
6. Bryukhanov, I.D., Kuchinskaya, O.I., Ni, E.V. and others. Optical and geometric characteristics of upper clouds according to laser polarization sounding data for 2009–2023 in Tomsk // *Optics of the atmosphere and ocean.* – 2024. – Vol. 37. – No. 2. – pp. 105–113. DOI: 10.15372/AOO20240203.
7. Dolin, L.S. Development of the radiative transfer theory as applied to instrumental imaging in turbid media // *Physics-Uspekhi.* – 2009. – Vol. 179. – No. 5. – pp. 553–560. Dolin L.S. Development of the radiative transfer theory as applied to instrumental imaging in turbid media // *Physics-Uspekhi.* – 2009. – V. 52. – № 5. – P. 519-526. DOI: 10.3367/UFNe.0179.200905k.0553
8. Lurton, T., Renard, J.–B., Vignelles, D et al. Light scattering at small angles by atmospheric irregular particles: modelling and laboratory measurements // *Atmos. Meas. Tech. Discuss.* – 2013. – V. 6. – p. 7565-7591. DOI:10.5194/amtd-6-7565-2013.
9. Sobol, I.M. Numerical methods of Monte Carlo. – Moscow: Nauka, 1973. – 311 p.
10. The Monte Carlo method in atmospheric optics / Ed. Marchuka G.I. - Novosibirsk: Nauka, 1976. - 283 p.
11. Perrin, F. Polarization of light scattered by isotropic opalescent media // *J. Chem. Phys.* - 1942. - V. 10. - № 7. - p. 415-427. DOI: 10.1063/1.1723743
12. Kaul, B.V., Samokhvalov, I.V. Multiple scattering interference in lidar measurements of light backscattering matrices of crystalline clouds // *Optics of the atmosphere and ocean.* - 1999. - V. 12. - № 5. - p. 401-405.
13. Krekov, G.M., Kavkyanov, S.I., Krekova, M.M. Interpretation of signals of optical sounding of the atmosphere. – Novosibirsk: Nauka, 1987. – 185 p.
14. Kaul, B.V., Samokhvalov, I.V. Equation of laser location of the atmosphere in the approximation of double scattering taking into account polarization effects // *Izvestiya Vuzov. Physics.* – 1976. – No. 1. – pp. 80-85.
15. Zuev, V.E., Kaul, B.V., Samokhvalov, I.V. et al. Laser sounding of industrial aerosols – Novosibirsk: Nauka, 1986. – 186 p.
16. Korn, G.A., Korn, T.M. Handbook of Mathematics (for scientists and engineers). Definitions, theorems, formulas. – St. Petersburg: Lan Publishing House, 2003. – 832 p.
17. Lancaster, P. Matrix Theory / Translated from English. - 2nd ed. - Moscow: Nauka, 1982. - 272 p.
18. Sherkliffe, W. Polarized Light. - Moscow: Mir., 1965. - 252 p.

19. 2018665503, Program for numerical calculation of energy and polarization characteristics of a double-scattering lidar signal, Samokhvalov, I.V., Bryukhanova, V.V., Doroshkevich, A.A.
20. Romashov, D.N. Backscattering matrix for monodisperse ensembles of hexagonal ice crystals // Atmospheric and Oceanic Optics. - 1999. - Vol. 12. - No. 5. - pp. 392-400.
21. Romashov, D.N. Light scattering by hexagonal ice crystals // Optics of the atmosphere and ocean. – 2001. – Vol. 14. – No. 2. – pp. 116–124.
22. Program PolyMie to calculate optical properties (phase function or matrix, extinction and absorption coefficients) of water droplet clouds // INTAS project 01-0239. [Web-site]. Updated: May, 2005. URL: http://osmf.sccc.ru/~smp/INTAS_01-0239/main.html. (date of access 17.05.2012).
23. Wiscombe, W.J. Improve Mie scattering algorithms // Applied Optics. – 1980. – V. 19. – No. 9. – pp. 1505–1509. DOI:10.1364/AO.19.001505
24. Zuev, V.E. Propagation of laser radiation in the atmosphere. – M.: Radio isvyaz, 1981.– 288 p
25. Kuchinskaia O., Bryukhanov I., Penzin M., et al. ERA5 Reanalysis for the Data Interpretation on Polarization Laser Sensing of High-Level Clouds // Remote Sensing. – 2023. – Vol. 15, No. 1. – Article number 109. – DOI: 10.3390/rs15010109.

ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

УДК 621.373.826
ГРНТИ 29.03.35
ВАК 05.11.08

Датчик для измерения тока в разрядном контуре лазеров на парах металлов

^{1,2}Юдин Н.А.

¹*Институт оптики атмосферы СО РАН, 634055, Россия, г. Томск, пр. академика Зюева, 1*

²*Томский государственный университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36*

email: * yudin@tic.tsu.ru, contact@iao.ru

Приведена конструкция датчика для измерения импульсов тока в лазерах на парах металлов (ЛПМ). Показано преимущество этого датчика по сравнению с датчиками тока, ранее используемыми для измерения импульсных токов в ЛПМ. Показана возможность осуществлять переход измерений тока от относительных единиц к абсолютным значениям непосредственно на основе измерений осциллограмм импульсов тока в разрядном контуре лазера и напряжения на газоразрядной трубке.

Ключевые слова: лазеры на парах металлов, трансформатор тока, пояс Роговского

Накачка активной среды импульсно-периодических лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов (ЛПМ) осуществляется прямым электронным ударом в период ионизационной неравновесности плазмы. Для эффективной накачки активной среды необходимо формировать импульсы возбуждения с крутым фронтом импульса тока и длительностью соизмеримой со временем существования

инверсии в активной среде [1]. Поэтому при проведении исследований и оптимизации параметров накачки ЛПМ всегда измеряются не только энергетические характеристик излучения, но и параметры накачки: напряжение на газоразрядной трубке (ГРТ) и ток, протекающий через ГРТ [2-3]. Для измерений импульсов тока, протекающих через ГРТ, используются токовые датчики: катушки Роговского, токовые шунты, а также промышленные токовые датчики, например, P6021 ACCurrentprobe (Textronix), что указывает на отсутствие проблем в измерении импульсов тока. Проблема в измерении импульсов тока возникла, когда появилась необходимость в измерении тока в разных участках электрической цепи разрядного контура лазера [4-5]. Оказалось невозможным измерять токи в разных участках электрической цепи одним токовым датчиком, поскольку необходимо выключать лазер до перемещения токового датчика из одной точки электрической цепи в другую. Очевидным решением данной проблемы является расположение токовых датчиков в каждой точке электрической цепи, где необходимо измерить ток. Однако в этом случае возникло две проблемы. Первая обусловлена не только высокой стоимостью токовых датчиков P6021 ACCurrentprobe (Textronix), но и санкционными ограничениями в настоящее время на их приобретение. Вторая проблема возникает при использовании катушек Роговского или токовых шунтов в качестве токовых датчиков из-за сложности в лабораторных условиях изготовить несколько датчиков с одинаковым поправочным коэффициентом. Это обуславливает необходимость калибровать каждый используемый датчик относительно эталонного и вводить для каждого датчика поправочные коэффициенты, что усложняет процесс обработки результатов. При этом теряется наглядность отснятых осциллограмм. Для решения вышеуказанных проблем был разработан токовый датчик, позволяющий измерять токи в различных участках разрядного контура в рабочих условиях лазера, что позволяет совмещать отснятые осциллограммы и обеспечивает наглядность электрофизического процесса в разрядном контуре ЛПМ. В качестве магнитопровода (сердечник) в датчике используется ферритовое кольцо, на которое намотана вторичная обмотка трансформатора. Для предотвращения насыщения магнитопровода в ферритовом кольце вырезан сегмент, как показано на рис. 1. Одновременно он является окном для введения провода (участка электрической цепи) в котором необходимо измерить ток. Ширина вырезанного сегмента выбирается из условия возможности введения через зазор провода с учетом изолирующего трансформатор слоя фторопласта.

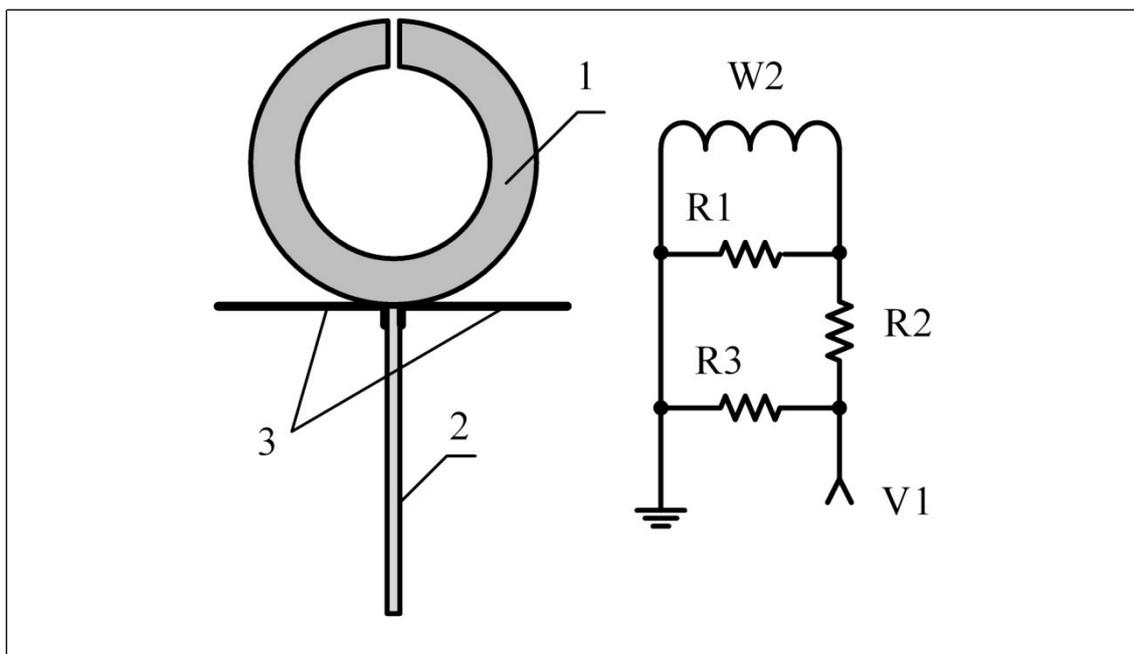


Рис. 1. Датчик тока: 1 – ферритовое кольцо, 2 – двухсторонний фольгированный стеклотекстолит, 3 – полоски медной фольги, W2 – вторичная обмотка трансформатора ~ 57 витков, R1 – сопротивление нагрузки ~ 100 Ом, R2 и R3 – делитель напряжения, V1 – разъем СР50-73

Последовательность изготовления датчика тока следующая. Из двухстороннего фольгированного стеклотекстолита вырезается полоска ~ 15×150 мм, на которой расположены сопротивление нагрузки и делитель напряжения (R1, R2, R3 – сопротивления ТВО-0,125), который подключен к разъему V1. К торцевой части вырезанной полоски припаиваются две полоски медной фольги (см. рис. 1) шириной меньше или равной ширине ферритового кольца (М2000НМ - 45×12×8). Полоски медной фольги плотно прижимаются по диаметру ферритового кольца до краев вырезанного сегмента. К одному из концов медной фольги припаивается провод и осуществляется намотка W2. Конец провода после намотки W2 припаивается к концу второй полоски медной фольги. После изготовления датчика тока он помещается в корпус. На рис. 2 приведен внешний вид датчика тока.



Рис. 2. Внешний вид датчика тока

Тестирование изготовленного датчика тока продемонстрировало идентичность измеренных датчиком импульсов тока и эталонным датчиком тока, в качестве которого использовался токовый датчик P6021 ACCurrentprobe (Textronix). Для перехода измерений тока от относительных единиц к абсолютным значениям достаточно оценить поправочный коэффициент датчика относительно эталонного. Однако возможно осуществлять переход измерений тока от относительных единиц к абсолютным значениям непосредственно на основе измерений осциллограмм импульсов тока в разрядном контуре лазера и напряжения на газоразрядной трубке. Для наглядности продемонстрируем методику перехода от измерений в относительных единицах к абсолютным значениям, на примере снятых осциллограмм в разрядном контуре лазера на парах меди. Исследования проводились на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 3. В эксперименте использовалась отпаянная газоразрядная трубка (ГРТ) при давлении буферного газа (Ne) ~ 80 Торр. Разрядный канал ГРТ изготовлен из ВеО-керамической трубки внутренним диаметром 10 мм и длиной 40 см. В качестве накопительного и обостряющего конденсаторов использовались конденсаторы КВИ-3, а в качестве коммутатора – тиратрон ТГИ1-270/12. Режим саморазогрева ГРТ осуществлялся при потребляемой мощности от выпрямителя ~ 900 Вт. Чтобы более точно оценивать энергетические характеристики лазера, проводилось измерение емкости каждого используемого в работе конденсатора, поскольку допустимое отклонение емкости от номинального значения для конденсаторов КВИ-3 составляет $\pm 20\%$.

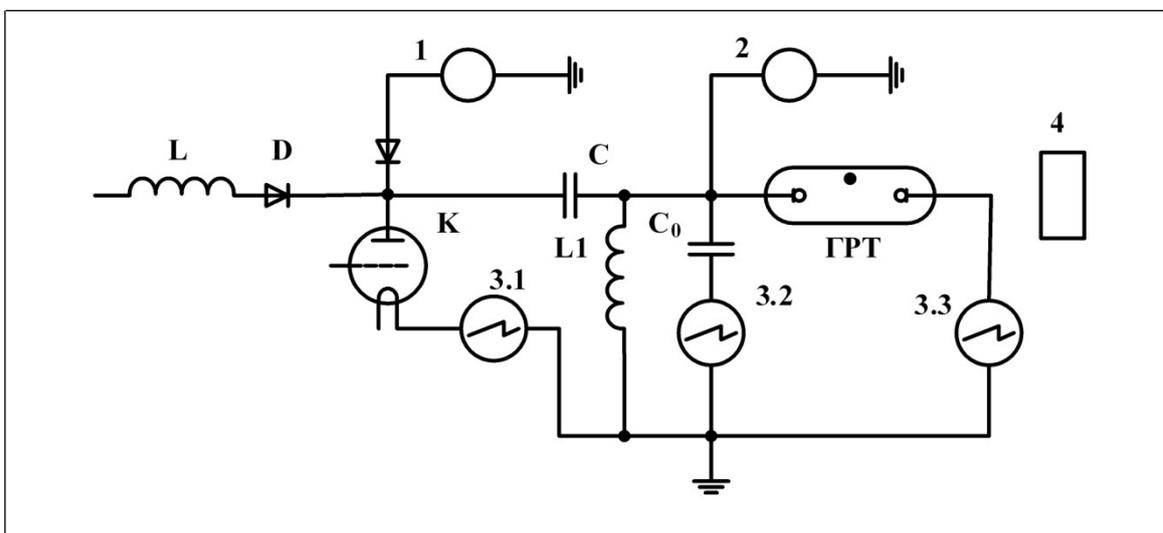


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: где ГРТ – газоразрядная трубка; К – тиратрон ТГИ1- 1000/25; L, D – зарядные дроссель и диод, соответственно; L1 – шунтирующая индуктивность (~ 230 мкГн); C – накопительный конденсатор; C₀ – обостряющий конденсатор; 1 – статический киловольтметр; 2 – делитель напряжения; 3 – токовые датчики; 4 – “OPHIR-NOVA”

Контроль импульсов тока и напряжения осуществлялся осциллографом “TektronixDPO-4034B”. Осциллограммы, представленные на рис. 4, приведены для частоты следования импульсов (ЧСИ) возбуждения $f = 10$ кГц и напряжения на высоковольтном выпрямителе $U_v \sim 3$ кВ ($C = 3,45$ нФ, $C_0 = 350$ пФ), после выхода лазера на стационарный режим со средней мощностью генерации ~ 890 мВт. На рис. 4 приведены типичные для ЛПМ осциллограммы импульсов тока 1, протекающего через ГРТ, напряжения 2 на ГРТ и генерации 3. Дополнительно приведены осциллограммы тока 4, протекающего через тиратрон и ток 5 зарядки (5.1) и разрядки (5.2) C₀. Наиболее информативной для предлагаемой методики

является начальная стадия процесса, представленная на рис. 4б с более высоким временным разрешением.

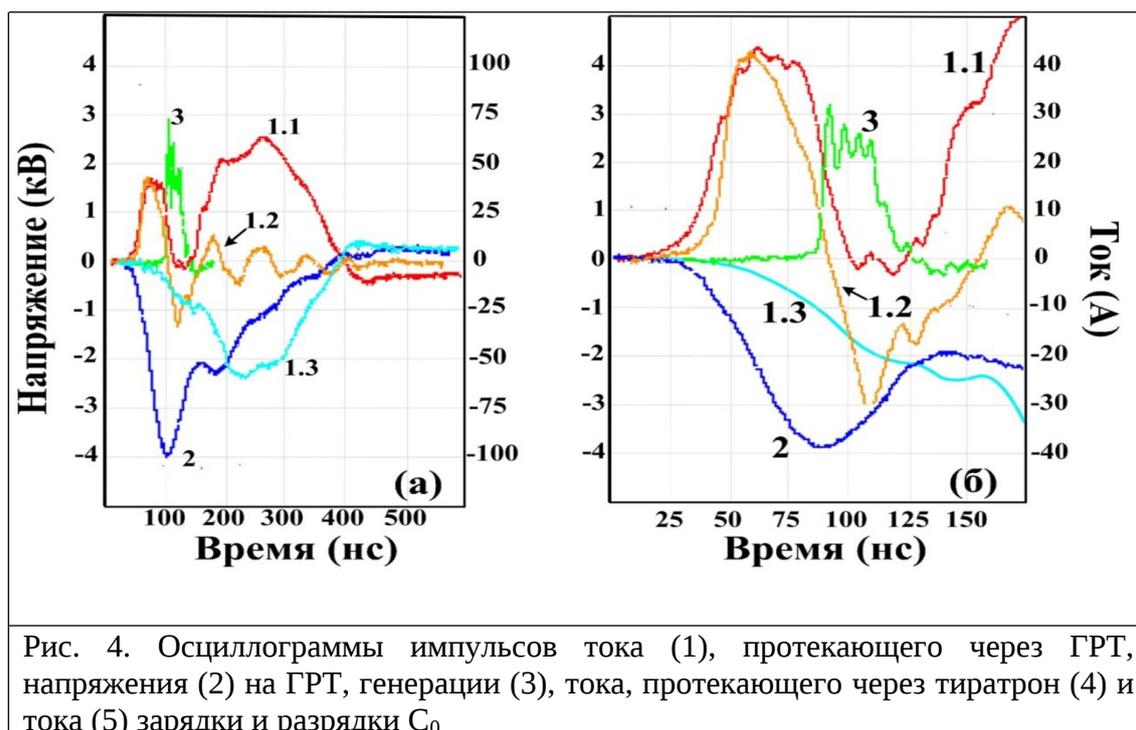


Рис. 4. Осциллограммы импульсов тока (1), протекающего через ГРТ, напряжения (2) на ГРТ, генерации (3), тока, протекающего через тиратрон (4) и тока (5) зарядки и разрядки C_0

Напряжение до которого заряжается обостряющий конденсатор C_0 соответствует напряжению на ГРТ, поскольку C_0 подключен параллельно ГРТ. Как известно, емкость конденсатора измеряется отношением заряда на одной из обкладок к разности потенциалов между обкладками: $C = Q/U$, где C – емкость, Q – электрический заряд, U – напряжение. Электрический заряд в конденсаторе определяется площадью под контуром импульса тока зарядки конденсатора, который равен $Q = I_{\max} \cdot \tau$, I_{\max} – максимальная амплитуда тока зарядки конденсатора, τ – ширина контура тока зарядки на полувысоте. Следовательно, максимальную амплитуду тока зарядки C_0 можно вычислить по формуле $I_{\max} = C_0 U / \tau$. Из осциллограмм (рис. 4б) следует, что $U = 3,9$ кВ, ширина контура тока зарядки C_0 (350 пФ) на полувысоте $\tau = 33$ нс (рис. 4б – 5.1) и, соответственно, $I_{\max} \sim 41,4$ А. Данная методика градуировки применима для любых датчиков тока, используемых для измерения импульсов тока в лазерах на парах металлов.

Конфликт интересов

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

Работа выполнена в рамках г/б ИОА СО РАН.

Список литературы

1. Петраш Г.Г. Импульсные газовые лазеры // УФН. 1971. Т. 105. С. 645–676.
2. Батенин В.М., Бучанов В.В, Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.:Физматлит, 2009. Том. 1. 527 с.

3. Little C.E. Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Application. New York: John Wiley & Sons. 1999. 620 p.
4. Yudin N.A., Baalbaki H., Nocheva C.V., Smirnova V.E., Yudin N.N. Discharge formation in a copper vapor laser: optimal pumping conditions // Laser Physics. 2021. Vol. 31(12):125001
5. Baalbaki H., Yudin N.A. Effect of electrode locations on the matching of the pumping generator with the load in metal vapor laser // Optical and Quantum Electronics. 2023. 55:706

Sensor for measuring current in the discharge circuit of metal vapor lasers

^{1,2}Yudin N.A.

¹*Institute of Atmospheric Optics SB RAS, 634055, Russia, Tomsk, AkademikZuevave., 1*

²*Tomsk State University, 634050, Russia, Tomsk, Lenin Ave., 36*

email: * yudin@tic.tsu.ru, contact@iao.ru

The design of a sensor for measuring current pulses in metal vapor lasers (MVL) is given. The advantage of this sensor in comparison with current sensors previously used to measure pulse currents in MVL is shown. It is shown that it is possible to transfer current measurements from relative units to absolute values directly based on measurements of oscillograms of current pulses in the discharge circuit of the laser and voltage on the discharge tube.

Keyword: metal vapor lasers, current transformer, Rogovsky belt

Funding

The work was carried out within the framework of the state budget of the IOA SB RAS.

References

1. Petrash G.G. Pulsed gas lasers // UspekhiFizicheskikhNauk. 1971. Vol. 105. Pp. 645–676.
2. Batenin V.M., Buchanov V.V., Kazaryan M.A., Klimovsky I.I., Molodykh E.I. Lasers on self-terminating transitions of metal atoms. Moscow: Fizmatlit, 2009. Vol. 1. 527 p.
3. Little C.E. Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Application. New York: John Wiley & Sons. 1999. 620 p.
4. Yudin N.A., Baalbaki H., Nocheva C.V., Smirnova V.E., Yudin N.N. Discharge formation in a copper vapor laser: optimal pumping conditions // Laser Physics. 2021. Vol. 31(12):125001
5. Baalbaki H., Yudin N.A. Effect of electrode locations on the matching of the pumping generator with the load in metal vapor laser // Optical and Quantum Electronics. 2023. 55:706

Воздействие собственного и стороннего излучения на долгоживущие светящиеся объекты, образующиеся в результате распада низко-температурной плазмы, инициированной электрическим разрядом в воде.

Голубничий П.И., Крутов Ю. М.

Луганский Государственный Университет им. В. Даля, 291034, Россия, ЛНР, г. Луганск, кв. Молодежный, 20-а.

Email: yukrut@inbox.ru

Введение

Эффект образования долгоживущих светящихся объектов (ДСО) был впервые описан в работах [1, 2]. В этих работах ДСО были обнаружены внутри пульсирующих полостей в воде, возникающих в результате электрического разряда в ней. В ходе последующих исследований был найден способ выброса светящихся продуктов распада электрического разряда в воздух [3]. Это позволило провести опыты по динамике образования ДСО и воздействию на них электрических, магнитных и температурных полей [4]. Результаты этих экспериментов показали воздействие на долгоживущие светящиеся объекты только тепловых полей и позволили утверждать, что формирование ДСО происходит из светящихся продуктов распада водяной плазмы.

Регистрация спектров излучения распадающейся разрядной плазмы показала возможность того, что долгоживущие светящиеся объекты могут состоять из необычных соединений кислорода и (или) водорода, формирующихся из атомов в

метастабильном состояний (для $O^* - {}^2S_2^0$, для $H^* - {}^2S_{1/2}^0$) [5]. Какие-либо примеси в воде, а также попадание в пространство разряда эродированного материала электродов приводят к сильному подавлению процесса образования ДСО [6].

Дальнейшее усовершенствование опытной установки позволили не только явно зафиксировать конденсацию долгоживущих светящихся объектов из светящихся продуктов распада плазмы электрического разряда в воде, но и зарегистрировать возникновение в ней образований подобных волнам со светящимся фронтом (ВСФ) [7].

Все вышеперечисленное указывает на то, что свечение среды, образующейся в результате разлёта разрядной плазмы, может быть вызвано рекомбинационной люминесценцией [8]. Дополнительным свойством этой среды является способность конденсироваться в ДСО и ВСФ. При этом плотность потока излучения от этих объектов более чем на порядок превосходит плотность потока из области, в которой они сформировались. Объяснением этого может быть как увеличение концентрации центров свечения, так и суперлюминесценция. В силу этого настоящей работе представлены результаты опытов по исследованию воздействия на среду из светящихся продуктов распада водяной плазмы, ДСО и ВСФ собственного и стороннего излучением.

1.Методика эксперимента.

На рисунке 1 схематически показано устройство для формирования ламинарной струи воды диаметром 8 мм, внутри которой осуществлялся электрический разряд.

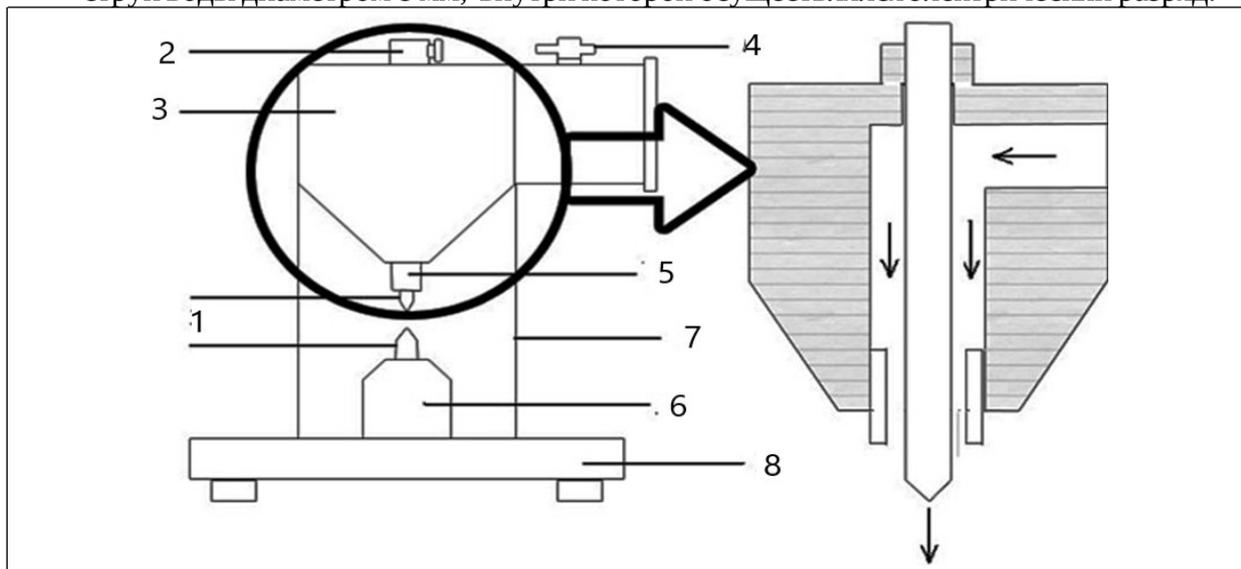


Рис. 1. Схема устройства для формирования струи воды, в которой инициировался разряд. 1 – электроды, 2 - зажим для верхнего электрода, 3 - камера для формирования водяной струи, 4 – вентиль, 5 – цилиндрический вкладыш, 6 – зажим для нижнего электрода, 7 – стойки крепления, 8 – основание. Стрелками на правом рисунке, поясняющем внутреннее устройство камеры 3, показано движение воды в ней.

Именно такое устройство позволило устойчиво образовываться облаку продуктов распада разрядной плазмы со свойствами необходимыми для образования ДСО и ВСФ. Скорость движения всех этих объектов составляла примерно 1 м/с как и скорость течения струи. Это позволило проводить наблюдения в поле зрения лупы времени нужное для проведения опытов время.

Для проведения экспериментов по усилению воздействия собственного излучения на продукты распада электрического разряда в воде и ДСО с ВСФ использовалась установка, блок схема которой представлена на рисунке 2. Призмы 3 позволяют горизонтально направленному излучению из области 2 почти без потерь возвращаться в неё. Эти призмы могут быть немного сдвинуты в вертикальном направлении относительно друг друга, что позволяет излучению из одной точки области 2 проходить через всю эту область, как показано на рисунке 3.

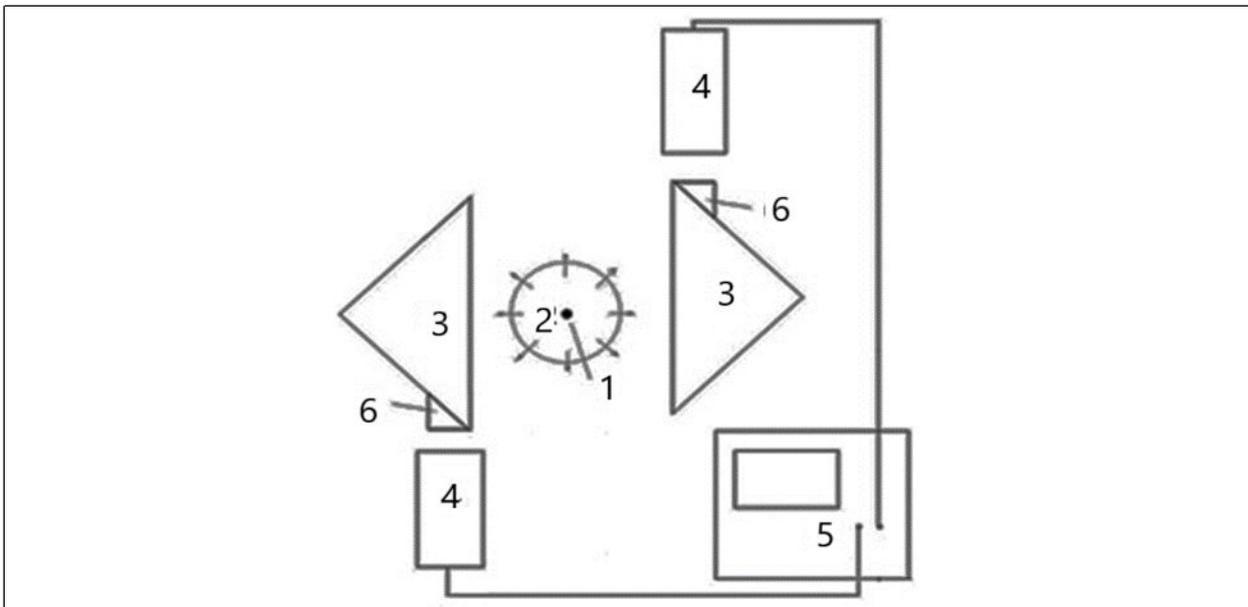


Рис. 2. Блок сема установки по изучению усиления собственного излучения на, продукты распада разрядной плазмы, инициированной в дистиллированной воде. Разрядная плазма -1; 2 – область, занимаемая послеразрядной светящейся средой (продуктами распада разрядной плазмы); 3 – стеклянные призмы; 4 -фотоэлектронные умножители (ФЭУ- 84 и ФЭУ - 62); 5 – двухлучевой запоминающий осциллограф С8 -14. 6 – маленькие призмы, с помощью которых исследуемое излучение выводится из резонатора.

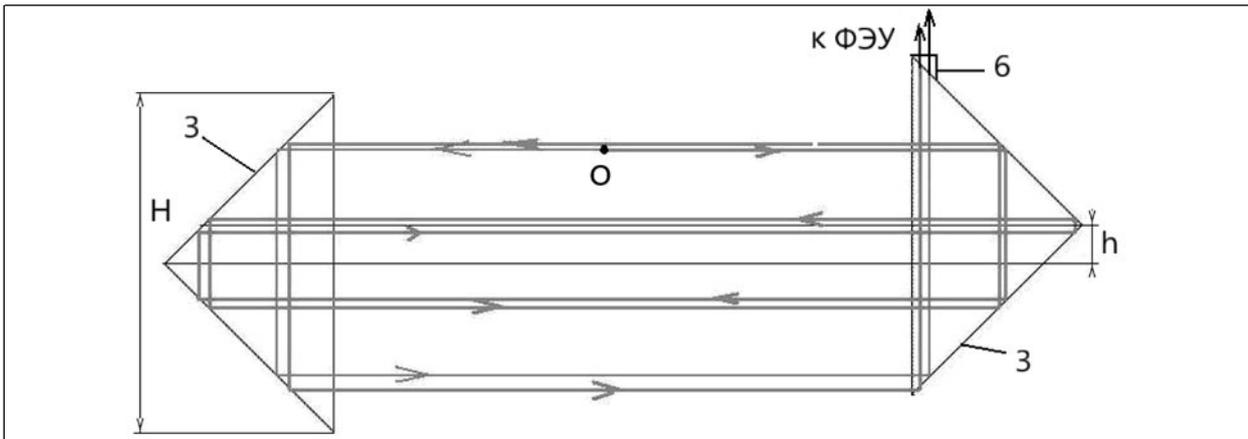


Рис. 3. Ход лучей между двумя вертикально сдвинутыми призмами. Здесь теми же цифрами обозначены призмы, что и на рисунке 2.

На рисунке 3 представлен ход лучей в устройстве, которое использовалось для возвращения света, излученного продуктами распада разрядной плазмы, вовнутрь, занимаемого ими объема. Здесь слева и справа расположены прямоугольные призмы, сдвинутые относительно друг друга в вертикальном на правлении на расстояние h . Нетрудно рассчитать, что суммарное число проходов светом внутри, описанной выше системы призм будет примерно равно $N \gg H/h$. В экспериментах величина h составляла от 0 до 10^{-4} м, $H = 0,04$ м. На рисунке 4 представлена блок схема установки по воздействию на продукты распада разрядной плазмы светового стороннего импульса.

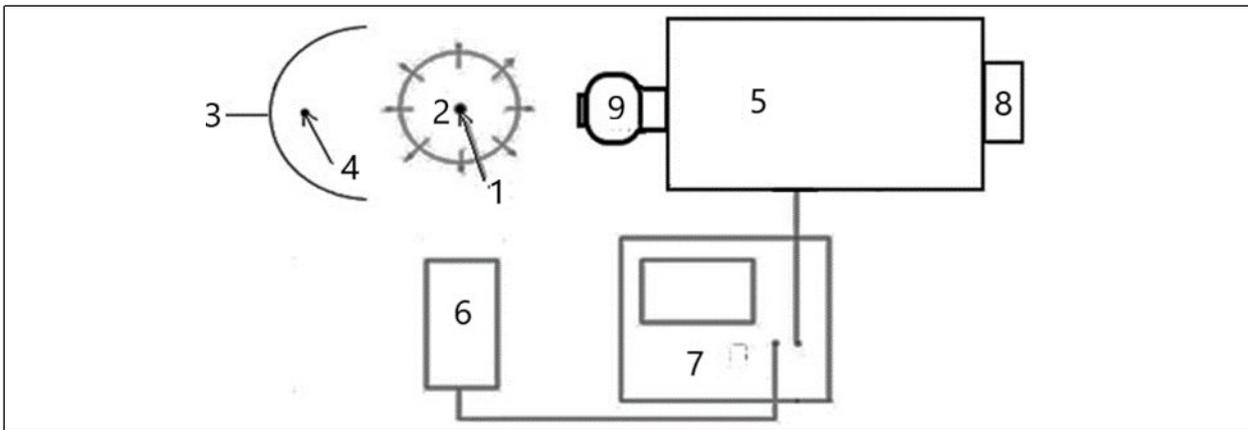


Рис. 4. 1 - разрядная плазма; 2 – область, занимаемая послеразрядной светящейся средой; 3 -сферическое зеркало; 4 - область второго разряда; 5 – лупа времени; 6 - фотоэлектронный умножитель (ФЭУ- 84); 7 - двухлучевой запоминающий осциллограф С8 -14; 8 - прижимное устройство для фотоплёнки; 9 – объектив лупы времени.

Во всех опытах разрядная плазма инициировалась разрядом импульсного конденсатора емкостью 0,125 мкФ и индуктивностью 4 нГн. Конденсатор заряжался до напряжения 20 кВ. Время осеовногоэнерговклада составляло 5 мкс. Для инициирования второго разряда использовался конденсатор емкостью 0,01 мкф, заряженный до напряжения 10 кВ. Задержка инициирования второго разряда по отношению к первому составляла 500 мкс.

Лупа времени была собрана на основе времяанализирующего электронно-оптического преобразователя (ЭОП) ПИМ – 103 и усилителя яркости ПМУ -2В. Контроль темпа съёмки лупой времени, задержки начала съёмки по отношению к первичному разряжу и регистрация времени реализации второго разрядов осуществлялся с помощью запоминающего осциллографа.

2. Результаты покадровой съёмки процессов образования ДСО и ВСФ из продуктов распада водяной плазмы, инициированной электрическим разрядом в водяной струе.

На рисунках 5 (а, б) и 6 (а, б) представлены результаты съёмки с помощью лупы времени процессов, происходящих в облаке продуктов распада плазмы электрического разряд в водяной струе (см. рис. 1). Все фото сделаны в собственном свете продуктов распада.

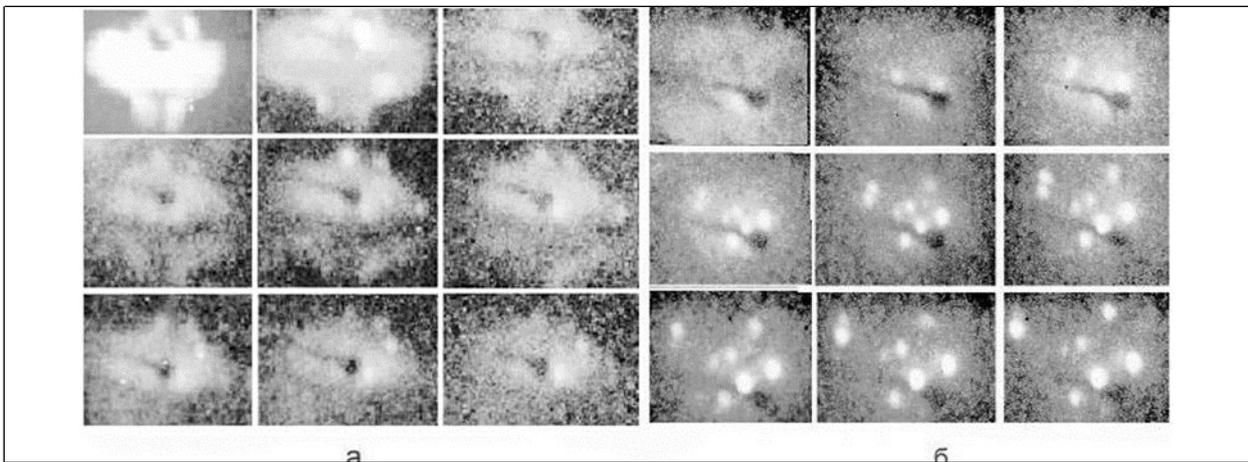


Рис. 5. Результат покадровой съёмки динамики образования долгоживущих светящихся объектов, инициированных разрядом в струе. Порядок следования кадров слева направо,

сверху вниз.

На рис. 5а начало съемки задержано на 50 мкс по отношению к моменту окончания энерговыделения, временной интервал между кадрами 50 мкс, экспозиция первого кадра 1 мкс, второго и третьего 2 мкс, Экспозиция остальных 5 мкс. На рис. 5б начало съемки задержано на 500 мкс по отношению к моменту окончания энерговыделения, временной интервал между кадрами 200 мкс, экспозиция каждого кадра 5 мкс.

Для подавления ультрафиолетового излучения разрядной плазмы между каналом разряда и объективом лупы времени помещалась медная овальная пластинка (экран) с максимальным размером 4 x 5 мм. Она крепилась при помощи медной проволоки диаметром 1,5 мм. Этот экран располагался на расстоянии 10 мм от разрядного промежутка и виден на каждом кадре в виде неясной темной «кометы». На первых кадрах рисунка 5а видны светящиеся продукты распада разрядной плазмы сформировавшиеся в виде сильно светящегося овала. Там же видны фрагменты струи воды, подсвеченные светящимся овалом. Из фотографий рисунка 5а видно, что интенсивность излучения светящегося облака первоначально спадает (кадры 1 — 3), а затем практически не меняется.

Начало покадровой съемки представлено на рисунке 5б, совпадает с окончанием регистрации процессов показанных на рисунке 5а, и являются как бы ее продолжением. На снимках отчетливо виден процесс формирования долгоживущих светящихся объектов. На фотографии 5б также зарегистрировано перекрытие ДСО изображения проволоки держащей экран. Из этого следует, что этот ДСО формируется между экраном и объективом лупы времени из продуктов распада плазмы электрического разряда в струе воды. Из этого следует, что формирование светящихся объектов аналогично конденсации из газовой фазы.

На фотографиях 6 (а, б) представлены фотографии покадровой съёмки лупой времени процессов образования ДСО и ВСФ из продуктов распада плазмы электрического разряда в водяной струе.

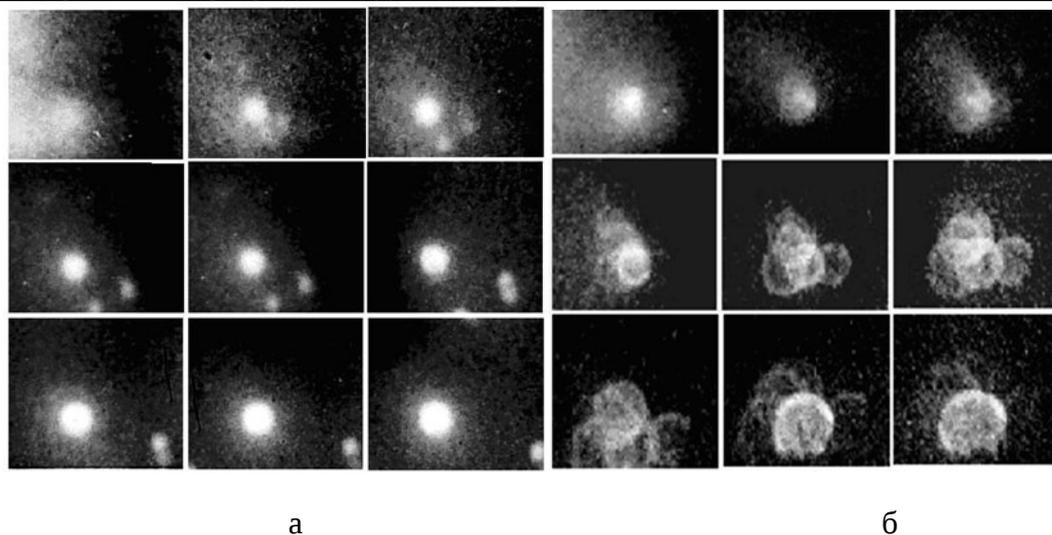


Рис. 6 (а, б) Результат покадровой съёмки образования ДСО (6а) и нескольких ВСФ (6б). Экспозиция каждого кадра 5 мкс, интервал между кадрами 200 мкс. Задержка начала съёмки по отношению к разряду 500 мкс. Порядок следования кадров слева направо, сверху вниз.

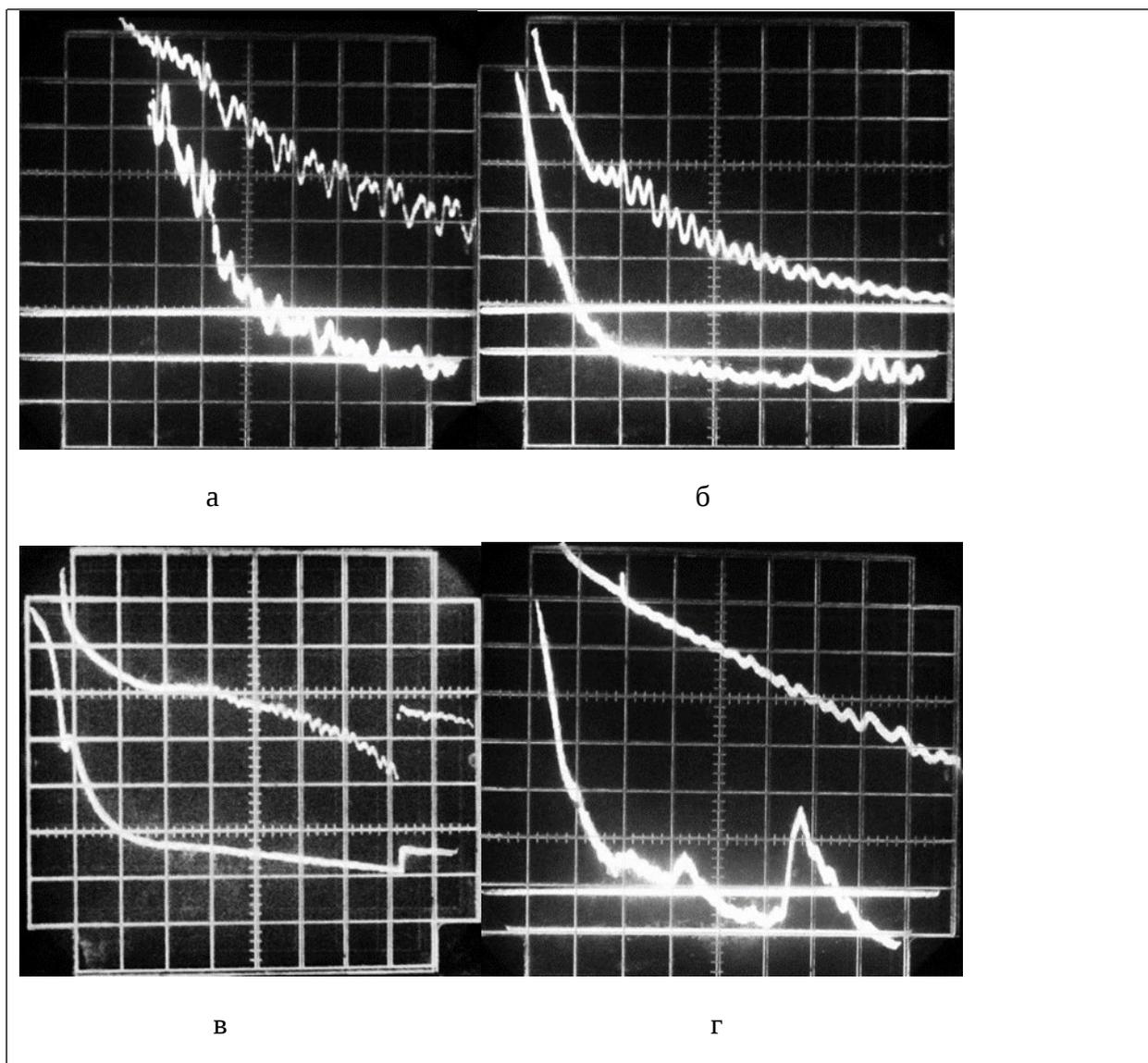
Из фотографий видно, что первоначальное развитие светящихся зон на кадрах 6а и 6.б одинаково Однако процессы, происходящие в них различны, что приводит к разным результатам. На левом фото образовалось ДСО, на правом ВСФ.

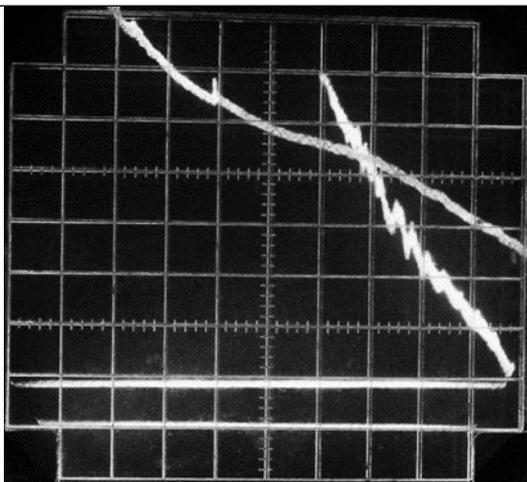
3. Результаты экспериментов по усиленному воздействию собственного излучения на излучение продуктов распада электрического разряда в воде.

3.1. Модуляция свечения при усилении собственного излучения с помощью двух призм.

Блок схема экспериментальной установки показана на рисунке 2.

Многочисленные опыты по влиянию усиления призмами собственного света на излучение продуктов распада разряда в воде при различных величинах вертикального сдвига h этих призм выявили появление устойчивого эффекта почти гармонической модуляции собственного свечения продуктов распада.





д

Рис. 7 (а, б, в, г, д). Фотографии осциллограмм сигналов от ФЭУ 84 ФЭУ 62.

На рисунке 7 представлены сигналы от ФЭУ 84 (верхний луч) и ФЭУ 62 (нижний луч), регистрирующие собственные световые потоки из области продуктов распада электрического разряда в водяной струе. Временное разрешение 500 мкс/дел.

На фотографиях а и б рисунка 7 оба фотоумножителя регистрируют модуляцию свечения. При этом на фотографии б амплитуда модуляции на верхнем луче затухает со временем, а на нижнем, на последнем регистрируемом участке, резко возрастает. На фотографиях в и д модуляцию регистрирует только ФЭУ 84 (верхний луч), хотя резкое повышение свечения на фото 7в регистрируют оба ФЭУ. На фотографии 7г ФЭУ 62 (нижний луч) регистрирует всплывающие процессы, которые не регистрирует ФЭУ 84 (верхний луч). Как видно из фотографий осциллограмм частота этой модуляции составляла нескольких кГц. Следует добавить, что возникновение модуляции происходило примерно на порядок реже при отсутствии одной из призм.

Маленькие призмы 6 (см рисунок 2) расположены на призмах 3 в разных плоскостях параллельных плоскости рисунка 2. Поэтому фотоумножители регистрируют излучение из разных частей зоны продуктов распада электрического разряда. Таким образом, в разных частях этой области могут происходить различные процессы, приводящие к различным типам свечения. Например, процессы в ДСО или ВСФ.

3.2. Модуляция свечения продуктов распада, вызванная вспышкой ДСО.

Возникновение модуляции свечения возникает и при резком увеличении излучения в области распада плазмы. Блок схема эксперимента показана на рисунке без элементов 3 и 4. Результаты экспериментов показаны на рисунке 8 (а, б).

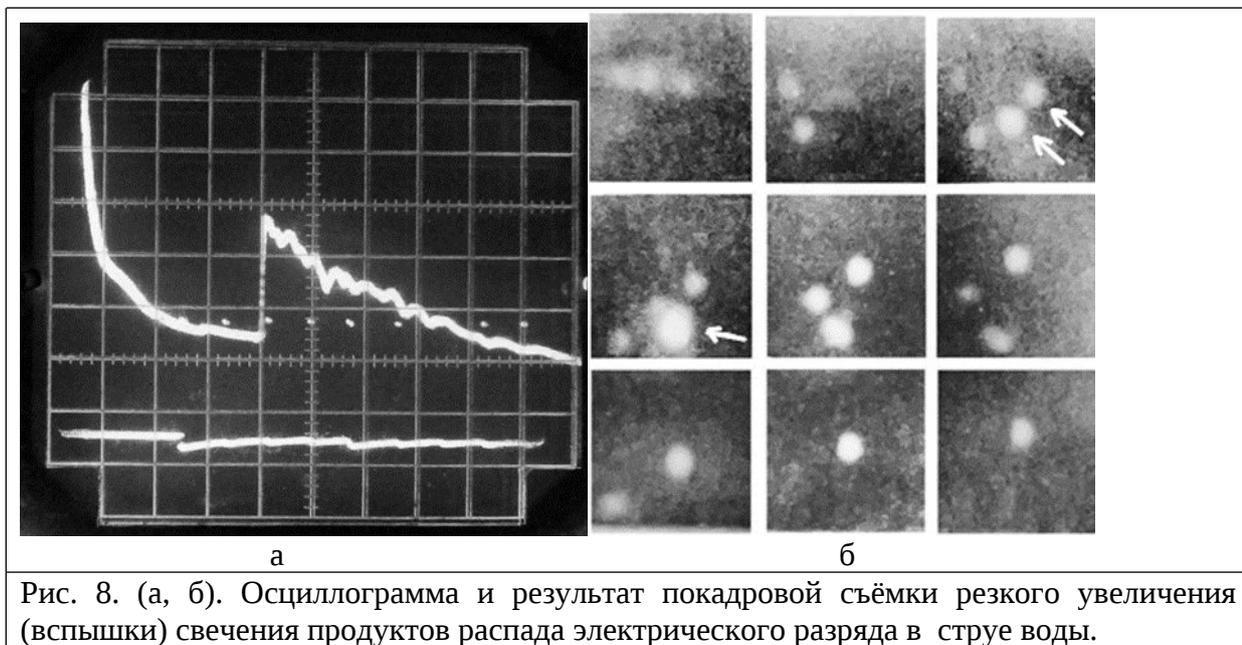


Рис. 8. (а, б). Осциллограмма и результат покадровой съёмки резкого увеличения (вспышки) свечения продуктов распада электрического разряда в струе воды.

На рисунке 8а представлены фотография с экрана осциллографа сигнала от ФЭУ 84 (верхний луч) и контрольные импульсы от лупы времени (видны как череда точек), нижнем луче, показывающие темп и начало съёмки лупой времени (нижний луч). На рисунке 8б представлены результаты покадровой съёмки лупой времени процессов сопровождающих динамику свечения, показанную на рисунке 8а. Задержка начала съёмки 500 мкс, интервал между кадрами 200 мкс, Экспозиция каждого кадра 5 мкс, Порядок следования кадров слева направо, сверху вниз.

Сравнение этих фотографий показывает, что резкое увеличение свечения на фото 8а связано с внезапным образованием двух ДСО (указано стрелками) на третьем кадре фото 8б. На кадре 4 фиксируется образование ещё одного ДСО (указано стрелкой). Оба этих светящихся объекта затухают и на кадрах 7 и 8 уже не фиксируются. Таким образом, вспышечные процессы явно связаны с резким возникновением светящихся объектов, и можно предположить, что модуляция интегрального свечения связана с осцилляцией ДСО незаметной при данном пространственном разрешении лупы времени. Для проверки последнего предположения была использована модель пульсаций упругого шара. В этом

случае скорость движения границы пульсирующего U_R однородного упругого шара определяется соотношением:

$$U_R = C \left(k \times R \times \cos(k \times R) - \sin(k \times R) \right) \times R^{-2} \quad (1)$$

Здесь $k^2 = \omega^2 \times c \phi / (l + 2 \times m)$, где l и m - упругие постоянные Ламе, C некая постоянна. Связь радиального давления P_R на поверхность шара извне с движением её границы в радиальном направлении даётся выражением:

$$P_R = (l + 2 \times m) \times \frac{U_r}{r} + 2 \times \frac{U_r}{r} \quad (2)$$

при $U_r = U_R$. [9]. С другой стороны давление DP_R в газе окружающем шар связана с его частотой и амплитудой колебаний при $R^2 \times \omega^2 / l^2 = 1$ определяется следующей формулой [10]:

$$DP_R ; - 2 \times \rho \times R^2 \times \omega \times U_R \times l^{-1} \quad (3)$$

Где ρ - плотность воздуха, ω - круговая частота собственных колебаний шара, $\lambda = U_R \cdot 2 \cdot \pi / \omega$ - длина волны излучаемая поверхностью шара.

Вычисления по формулам 1 – 3, в пренебрежении коэффициентом упругости при сдвиговой деформации ($\mu = 0$) показывают невозможность объяснения модуляции послесвечения с помощью колебаний поверхности ДСО. Это, по мнению авторов, означает, что колебательное послесвечение вызвано более сложными процессами в продуктах распада электрического разряда в воде. Следует добавить, что резкий рост ДСО (рис. 8б) при вспышке (рис. 8а) можно объяснить значительным энерговыделением, сопровождающим этот процесс.

4. Влияние на процессы образования ДСО стороннего излучения.

Блок схема эксперимента по воздействию на продукты распада плазмы электрического разряда в воде стороннего разряда показана на рисунке 4.

Во всех опытах, проведённых с помощью электрического разряда в струе воды, уверенная регистрация образовавшихся ДСО или ВСФ начиналась через 500 мкс после окончания энерговыделения (см. фотографии на рисунках 5, 6, 8б). Однако при воздействии через 500 мкс после окончания основного энерговыделения стороннего излучения приводит к подавлению образования ДСО. Этот процесс возобновляется минимум через 200 мкс. Максимальное время задержки начала формирования ДСО, вызванное сторонним излучением, в рамках данного эксперимента, составляет 400 мкс. Фотографии на рисунках 9(а, б) иллюстрируют этот эффект.

На рисунке 9а показана осциллограмма динамики световых потоков от первичного и вторичного (стороннего) разрядов. На рисунке 9б результат покадровой съёмки процесса образования ДСО в этом случае.

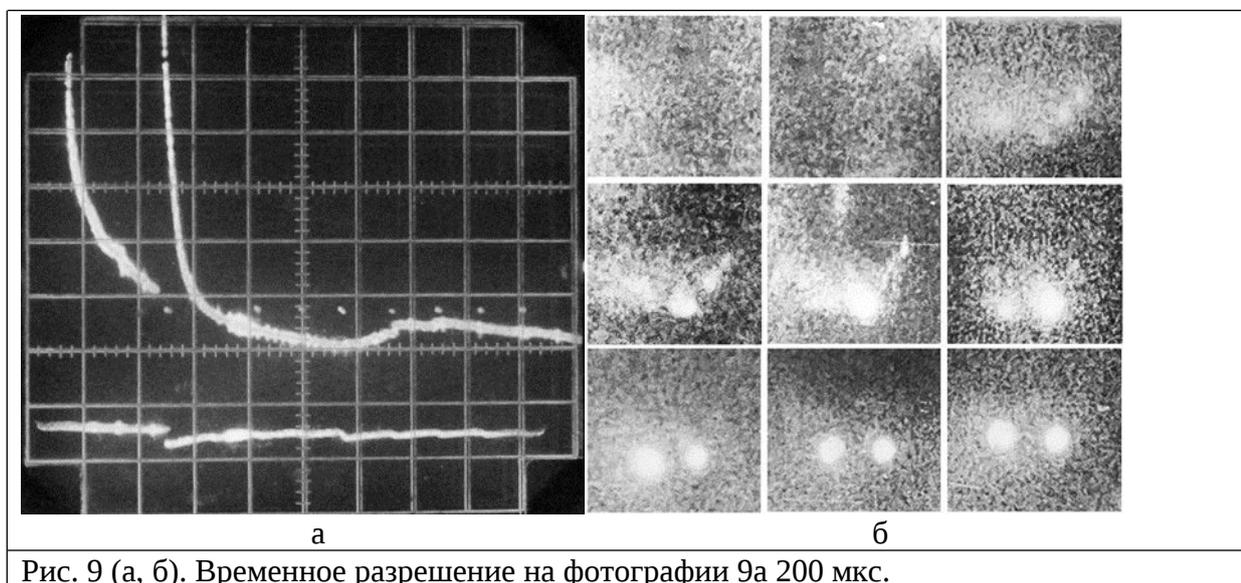


Рис. 9 (а, б). Временное разрешение на фотографии 9а 200 мкс.

Верхний луч осциллограмма динамики световых потоков от первичного и вторичного разрядов. На нижнем луче приведены контрольные импульсы от лупы времени. (видны как череда точек). На фото 9б представлены результаты покадровой съёмки с помощью лупы времени. Задержка начала съёмки, и её темп показаны на рисунке 9а. Экспозиция каждого кадра 5 мкс, порядок следования кадров слова направо, сверху вниз.

Выводы

1. Усиление воздействия собственного излучения на светящиеся продукты распада плазмы электрического разряда в воде приводят к появлению модуляции этого излучения;
2. Резкое усиление свечения продуктов распада плазмы электрического разряда в воде также могут вызывать модуляцию излучения;
3. Модуляция излучения продуктов распада электрического разряда в воде не связана с осцилляцией геометрических размеров ДСО;
4. Быстрое увеличение размеров ДСО, сопровождаемое резким усилением свечения из области, занимаемой продуктами распада плазмы электрического разряда в воде, может быть объяснено тем, что при этом выделяется дополнительная тепловая энергия;
5. Воздействие излучения стороннего излучения подавляет механизм образования ДСО, что приводит к задержке этого процесса на 200 – 400 мкс; Это, по мнению авторов, указывает на связь между механизмами «конденсации» ДСО и его свечением.

Список литературы

1. Голубничий П. И., Громенко В. М., Крутов Ю. М., Долгоживущие светящиеся образования внутри пульсирующей каверны, инициированной мощным энерговыделением в воде, // ДАН СССР, 1990. Т. 311. № 2. С. 356–360.
2. Голубничий П.И., Громенко В.М., Крутов Ю.М. Образование долгоживущих светящихся объектов при распаде плотной температурной водяной плазмы. // Журн.техн.физики, 1990, Т. 60, Вып. 1, С.183-186.
3. Голубничий П.И., Громенко В.М., Крутов Ю.М. Лысенко Н.И. Динамика выброса в атмосферу долгоживущих светящихся объектов, инициированных мощным искровым энерговыделением в воде. Тез. докл. 15 Всесоюзной научно-технической конференции “Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов”, М., ВНИИОФИ, 1991, С. 113—117.
4. И.Л. Веремеенко, П.И. Голубничий, Ю.М. Крутов, Д.В. .П.И Решетняк. Долгоживущие светящиеся объекты, образующиеся в крупномасштабной водяной каверне // Материалы международной конференции “VII Забабахинские научные чтения”. Россия, Снежинск, 2005 с. 94- 100.
5. P.I. Golubnichiy, Yu.M. Krutov, E.V. Nikitin, D.V.Reshetnyak, Conditions accompanying formation of long-living luminous objects from dissipating plasma of electric discharge in water // Problems of anomic science and technology, № 4, 2008, С.143-146.
6. P.I. Golubnichiy, Yu.M. Krutov, E.V. Nikitin, Influence of electrode erosion on formation of long – living luminous objects, formed by electrical discharge in water. // Problems of anomic science and technology, № 4 (68), 2010, С. 210 – 213.
7. П. И. Голубничий, Ю. М. Крутов, С. А. Каменев, Некоторые эффекты в среде, которая образуется в результате электрического разряда в воде. // Сборник докладов 20-й Международной конференции // Лазеры, измерения, информация», Россия, Санкт-Петербург, т. 2, С. 243 – 251.
8. Л. В. Левшин, А. М. Салецкий, Люминесценция и её измерения. // Издательство ИГУ, 1989 г., 280 с.
9. Р. В. Саусвелл, Введение в теорию упругости для инженеров и физиков, // Государственное издательство иностранной литературы, М., 1948 с. 677.
10. В. В. Шулейкин, Физика моря, // «Наука», М., 1968 г. , С. 1096.

The effect of own and external radiation on long-lived luminous objects formed as a result of decay of low-temperature plasma initiated by an electric discharge in water.

Golubnichy P.I., Krutov Yu.M.

*Lugansk State University named after V. Dahl, 291034, Russia, LPR, Lugansk,
Molodezhny apt., 20-a.*

Email: yukrut@inbox.ru

Introduction

The effect of formation of long-lived luminous objects (LLO) was first described in works [1, 2]. In these works, LLO were found inside pulsating cavities in water, formed as a result of an electric discharge in it. In the course of subsequent studies, a method was found for ejecting luminous products of decay of an electric discharge into the air [3]. This made it possible to conduct experiments on the dynamics of LLO formation and the effect of electric, magnetic and temperature fields on them [4]. The results of these experiments showed the effect of only thermal fields on long-lived luminous objects and allowed us to assert that the formation of DLOs occurs from the luminous products of the decay of water plasma.

Registration of the emission spectra of the decaying discharge plasma showed the possibility that long-lived luminous objects can consist of unusual compounds of oxygen and (or) hydrogen formed from atoms in metastable states (for , for) [5]. Any impurities in water, as well as the ingress of eroded electrode material into the discharge space, lead to a strong suppression of the DLO formation process [6].

Further improvement of the experimental setup made it possible not only to clearly record the condensation of long-lived luminous objects from the luminous products of the decay of electric discharge plasma in water, but also to record the occurrence of formations in it similar to waves with a luminous front (WF) [7].

All of the above indicates that the glow of the medium formed as a result of the expansion of the discharge plasma can be caused by recombination luminescence [8]. An additional property of this medium is the ability to condense into DSO and VSF. At the same time, the density of the radiation flux from these objects is more than an order of magnitude greater than the density of the flux from the region in which they were formed. This can be explained by both an increase in the concentration of luminescence centers and superluminescence. Due to this, the present work presents the results of experiments on the study of the impact of intrinsic and extraneous radiation on the medium from the luminous decay products of water plasma, DSO and VSF.

References

1. Golubnichy P. I., Gromenko V. M., Krutov Yu. M., Long-lived luminous formations inside a pulsating cavern initiated by a powerful energy release in water // DAN SSSR, 1990. Vol. 311. No. 2. Pp. 356–360.
2. Golubnichy P. I., Gromenko V. M., Krutov Yu. M. Formation of long-lived luminous objects during the decay of dense temperature water plasma // Zh. Tekh. Phys., 1990, Vol. 60, Issue 1, Pp. 183–186.
3. Golubnichy P. I., Gromenko V. M., Krutov Yu. M., Lysenko N. I. Dynamics of the emission into the atmosphere of long-lived luminous objects initiated by a powerful spark energy release in water. Abstract of the report of the 15th All-Union Scientific and

Technical Conference "High-speed Photography, Photonics and Metrology of Fast Processes", Moscow, VNIIOFI, 1991, pp. 113-117.

4. I.L. Veremeyenko, P.I. Golubnichiy, Yu.M. Krutov, D.V. .P.I. Reshetnyak. Long-lived luminous objects formed in a large-scale water cavern // Proceedings of the international conference "VII Zababakhin Scientific Readings". Russia, Snezhinsk, 2005 pp. 94- 100.

5. P.I. Golubnichiy, Yu.M. Krutov, E.V. Nikitin, D.V.Reshetnyak, Conditions accompanying formation of long-living luminous objects from dissipating plasma of electric discharge in water // Problems of anomic science and technology, № 4, 2008, pp. 143-146.

6. P.I. Golubnichiy, Yu.M. Krutov, E.V. Nikitin, Influence of electrode erosion on formation of long – living luminous objects, formed by electrical discharge in water. // Problems of anomic science and technology, № 4 (68), 2010, pp. 210 – 213.

7. P.I. Golubnichiy, Yu.M. Krutov, S.A. Kamenev, Some effects in the medium that is formed as a result of an electric discharge in water. // Collection of papers of the 20th International Conference" // Lasers, measurements, information", Russia, St. Petersburg, Vol. 2, pp. 243 - 251.

8. L. V. Levshin, A. M. Saletsky, Luminescence and its measurements. // Irkutsk State University Publishing House, 1989, 280 p.

9. R. V. Southwell, Introduction to the theory of elasticity for engineers and physicists, // State Publishing House of Foreign Literature, Moscow, 1948 p. 677.

10. V. V. Shuleikin, Physics of the sea, // "Science", Moscow, 1968, p. 1096.

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

УДК 551.0

ГРНТИ 87.15.03

ВАК 01.06.21

Оптический мониторинг аэрозольного загрязнения воздуха в г. Новороссийске

Дьяченко В.В., Куля Д.Н., Мореходов А.А.

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

*email: v-v-d@mail.ru, Dashshok2020@gmail.com

Статья посвящена анализу результатов мониторинга аэрозольного загрязнения атмосферы города Новороссийска методами лазерного зондирования. Мониторинг заключается в установке оптических датчиков качества воздуха, которые ведут контроль содержания частиц PM_{2,5} и PM₁₀ в атмосферном воздухе. Исследование факторов превышения предельно допустимых концентраций (ПДК) загрязняющих веществ свидетельствует, что формирование аномально высоких показателей взвешенных частиц в атмосфере возможно даже в условиях фонового загрязнения, как интегральный итог сочетания некоторых метеорологических и градостроительных особенностей, что необходимо учитывать при оценке состояния окружающей среды и проектировании населенных пунктов.

Ключевые слова: Ветровая эрозия, почвы, микроэлементы, аэрозоли

Влияние загрязнения атмосферы и аэральной миграции в целом на состояние окружающей среды и здоровье людей сложно переоценить. Это обусловлено как увеличением газопылевых выбросов в атмосферу, так и высокой степенью распаханности земель, глобальным потеплением, что приводит к усилению дефляции и насыщению атмосферы аэрозолями. Атмосферный канал загрязнения делает его всепроникающим и наиболее опасным для здоровья, а долговременный характер выпадения частиц и различных химических соединений из атмосферы приводит к изменению минералогического, химического и гранулометрического состава почв, появлению загрязнения, деградации биогеоценозов [2, 3, 5].

Признанием этого факта является сравнительно недавнее появление в перечне ПДК нормативов по содержанию в воздухе частиц различного размера – PM10, PM2,5, а в скором времени возможно и появление нормативов PM1. Токсичность аэрозольного загрязнения атмосферы определяется тем, что тонкодисперсные частицы являются носителями микроэлементов не только изначально, как агенты загрязнения, но и сорбируя на своей поверхности химические элементы, находящиеся в парогазовой форме, в виде взвеси и в рассеянном состоянии. Концентрация одних особенно велика во фракции менее 0,5 мкм (например, Zn, Cu, Pb); другие элементы (Al, Fe, Sc, Ba, La, Y) концентрируются в относительно крупных частицах [1]. 80-90 % металлов содержатся в тонкой фракции аэрозолей, с размером частиц до 1 мкм. Таким образом, от размера частиц зависит не только дальность переноса, «время жизни аэрозолей» по В.В. Добровольскому, но и геохимическая специфика.

Эколого-геохимические исследования городов юга России [3, 6] показывают, что геохимия атмосферной пыли не обязательно определяется местными источниками загрязнения. Во многом она обусловлена современным уровнем развития науки и техники, которые формируют текущую технофильность химических элементов [8]. И даже в отсутствии специфических источников загрязнения городская пыль отличается очень высоким содержанием многих, казалось бы нехарактерных, элементов. Так, в районе Новороссийска нет месторождений или производств, связанных с цветными металлами, геохимический фон почвообразующих пород пониженный (табл. 1) и, тем не менее, наблюдается обогащение атмосферной пыли относительно регионального кларка почв Ag в 9,5 раз, Zn – 3,7, Pb – 3,1, Cu – 2,8, Ba – 2, Sr – 1,9 и тд [6]. То есть городские аэрозоли интенсивно обогащены Ag, Zn, Pb и Cu – полиметаллами, которых мало в местных, преимущественно карбонатных, горных породах (см. табл.). Аналогичная халькофильная специфика городской пыли отмечается в исследованиях многих городов мира [9, 13].

Сравнение содержания элементов ($\mu\text{г} \cdot 10^{-3} \%$, с вероятностью 95 %) в городской пыли с региональными кларками почв [4] и мергелями ($\mu\text{г} \cdot 10^{-3} \%$) [3]

Элемент	Показатели				Элемент	Показатели			
	среднее содержание	ошибка среднего	региональные кларки почв	мергель		среднее содержание	ошибка среднего	региональные кларки почв	мергель
Cu	13,8	5,8	5,16	2,58	Tl	0,10	0,02	*	*
Zn	38,0	13,9	10,3	2,64	Ga	1,39	0,21	1,85	0,52
Pb	10,3	6,2	3,35	1,46	Ge	0,12	0,03	0,20	0,09
Ag	0,0974	0,070	0,0104	0,0055	P	40,3	14,6	91	36
Bi	0,26	0,21	*	*	Li	3,16	0,37	5,57	2,64
As	2,11	0,32	*	*	Ti	384	166	509	246
Cr	9,6	2,7	11,5	4,84	V	9,1	2,5	13,0	4,82
Sn	0,58	0,11	0,54	0,24	Ba	133	110	68	50

Mo	0,31	0,09	0,30	0,18	Sr	38,4	6,9	20,2	59
W	0,17	0,07	0,22	0,13	Ni	3,58	0,69	4,83	1,38
Co	1,50	0,17	2,00	0,63	Mn	81,6	14,2	85	93

* Низкий процент обнаружения.

Такая специфика городских аэрозолей может быть причиной развития многих болезней при их попадании в организм и объясняет, почему в районах многоэтажной застройки заболеваемость населения часто снижается по мере увеличения этажа проживания, что обнаружено в некоторых городах юга России [10-12]. Подобное распределение заболеваемости является ярким признаком высокого уровня загрязнения атмосферы, так как интенсивность загрязнения воздуха, особенно аэрозолями, уменьшается с увеличением высоты. Все это подтверждает, что аэральный перенос является важнейшим механизмом попадания загрязнения в организм людей.

Причем фактором загрязнения атмосферы тонкодисперсными частицами может являться не только большое количество автотранспорта, наличие производств с повышенными выбросами аэрозолей (металлургия, цемзаводы, карьеры) и сильный ветер, как в Новороссийске, но и интегральное взаимодействие нескольких факторов с обычными, очень распространенными характеристиками. К такому выводу приводит анализ результатов мониторинга запыленности воздуха, который проводится в рамках проекта «За чистый Новороссийск», созданного в 2022 году неравнодушными жителями города [14]. Он заключается в установке оптических датчиков качества воздуха, которые ведут мониторинг частиц PM_{2,5} и PM₁₀ в атмосферном воздухе и передают данные по wi-fi в специальное мобильное приложение, где сохраняются и систематизируются. Датчики измерения концентрации пыли в атмосферном воздухе основаны на регистрации рассеянного частицами пыли лазерного излучения и последующей математической обработкой полученного сигнала. Измерения происходят круглосуточно, раз в 150 секунд.

При анализе статистики за февраль 2024 года мы обнаружили частое и резкое увеличение концентраций взвешенных частиц на одном из пунктов вблизи моря (п. Мысхако). При ПДК 60 мкг/м³ (среднесуточное) и среднем значении – 5 мкг/м³, содержание частиц PM₁₀ в отдельные дни достигало 409 мкг/м³, 330 мкг/м³, 211 мкг/м³, 160 мкг/м³, 127 мкг/м³, 83 мкг/м³, 60 мкг/м³ и т. д. (рис. 1).

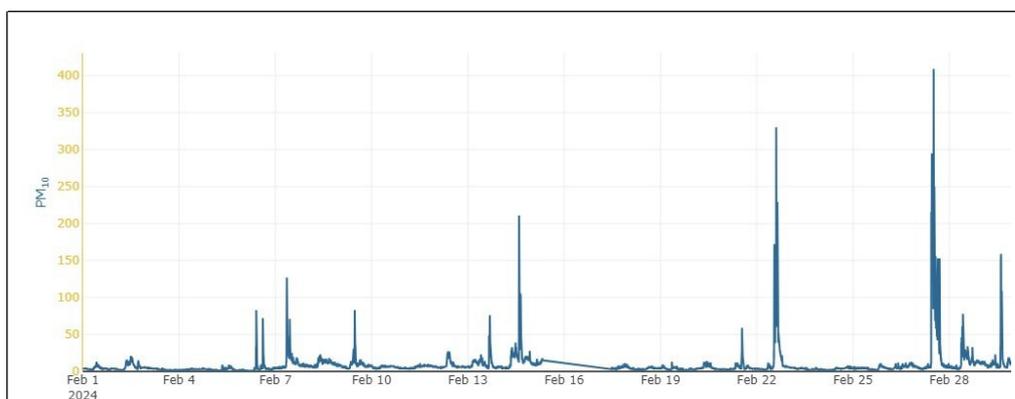
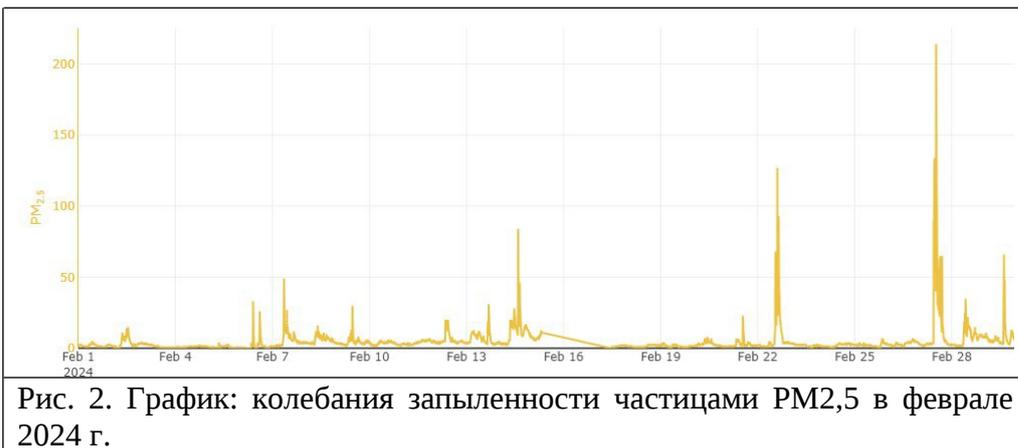


Рис. 1. График: колебания запыленности частицами PM₁₀ в феврале 2024 г.

Максимальное содержание частиц PM_{2,5} (ПДК среднесуточное 35 мкг/м³) в эти же дни составляло – 214 мкг/м³, 124 мкг/м³, 84 мкг/м³, 49 мкг/м³, 48 мкг/м³, при фоновом значении – 3 мкг/м³ (рис. 2).



Причем все экстремальные концентрации наблюдались на фоне умеренного превышения ПДК в течение нескольких часов (всего за месяц около 19 часов), при порывах ветра северо-восточных румбов, силой немногим более 5 м/с (22 февраля с 13.00 до 18.00, 27 февраля с 11.00–17.00 и т. д.). На других пунктах мониторинга подобные превышения ПДК не отмечены. В отличие от Мысхако, там рядом нет строек, частный сектор насыщен зеленью, и даже при большой загруженности дорог неподалеку концентрация частиц невысокая. Обычные уровни содержания пыли – около 5 мкг/м³, при максимальном содержании частиц PM₁₀ всего 27 мкг/м³, а PM_{2,5} – 20 мкг/м³.

Анализ ситуации привел к следующим выводам о причинах формирования интенсивного загрязнения воздуха. Перед зданием, на котором размещен датчик, находится пустырь шириной 30-35 м и протяженностью более 100 м, с нарушенным растительным покровом и кучами грунта (рис. 3).

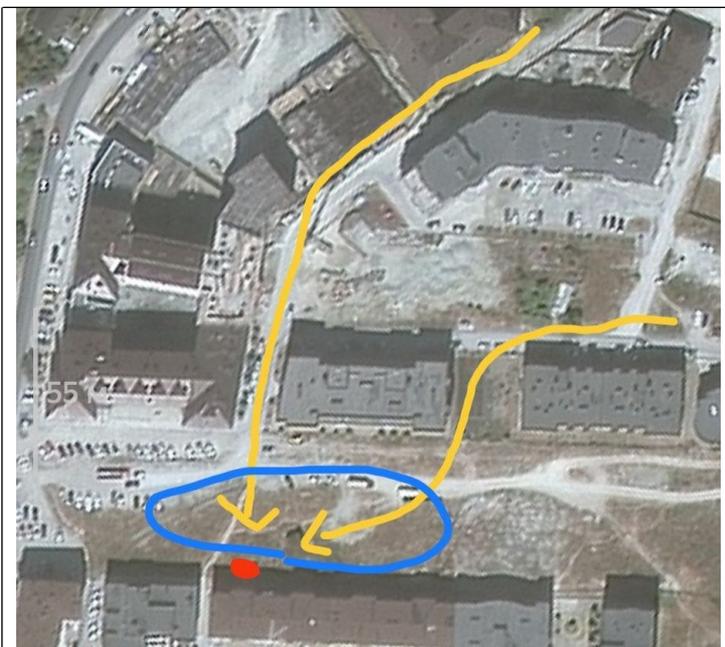


Рис. 3. Снимок со спутника: место размещения датчика

Северней он ограничен жилыми домами, строительство которых завершается (с работающими самосвалами, экскаваторами и другой техникой). Двор этих домов образует воронку, открытую широкой стороной на северо-восток (см. рис. 3), откуда наиболее часто приходит ветер, иногда ураганной скорости (бора), и там же находятся песок, щебень и другие сыпучие строительные материалы. С южной

стороны между высотными домами (9-14 этажей) оставлены узкие проходы (10-12 м). Таким образом, наиболее распространенный в Новороссийске ветер, дующий с севера или востока, заходит широким фронтом (около 100 м) в «воронку», а выходит со двора через 2 узких щели между домами. Естественно, чем уже пространство, через которое проходит ветер, тем сильнее он становится. Поэтому даже слабые порывы ветра, пройдя через сужения, набирают скорость и захватывают различные сыпучие материалы со стройки и пустыря. Воздушный поток, насыщенный взвешенными частицами, направлен на дом (где висит датчик), расположенный ниже по склону, примерно на 8-10 м, поэтому частицы вместе с ветром легко попадают даже на уровень 3-5 этажа.

Дефляции способствовали высокая температура и очень низкое количество атмосферных осадков в течение февраля – 49 мм (при норме 80 мм), всего 9 дождливых дней (при норме 15) и их полное отсутствие за 2-3 дня перед скачками концентраций (всего их было 9). В сочетании с усилением ветра северо-восточных румбов до 5-6 м/с это приводит к активизации выдувания частиц грунта, стройматериалов и загрязнению воздуха. Этому, вероятно, способствует и проходящая в 50 м западной дорога с интенсивным движением. Но, все-таки, чаще загрязнение воздуха отмечается днем, а не в часы пик.

Для проверки предположения о решающем влиянии климатического фактора в данных градостроительных условиях мы подняли данные о распределении осадков и ветра в предыдущем месяце (январе) и последующем (марте). Они существенно отличаются по количеству осадков (рис. 4 и 5).

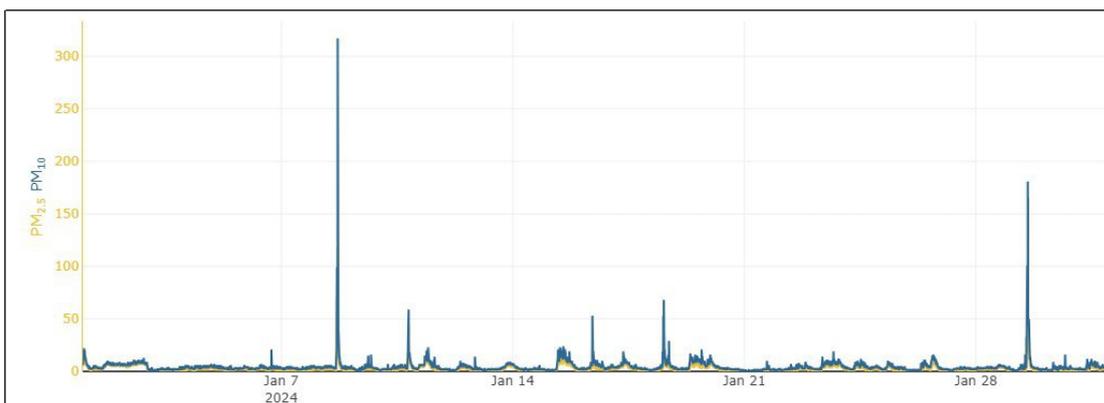


Рис. 4. График: колебания запыленности в январе 2024 г.

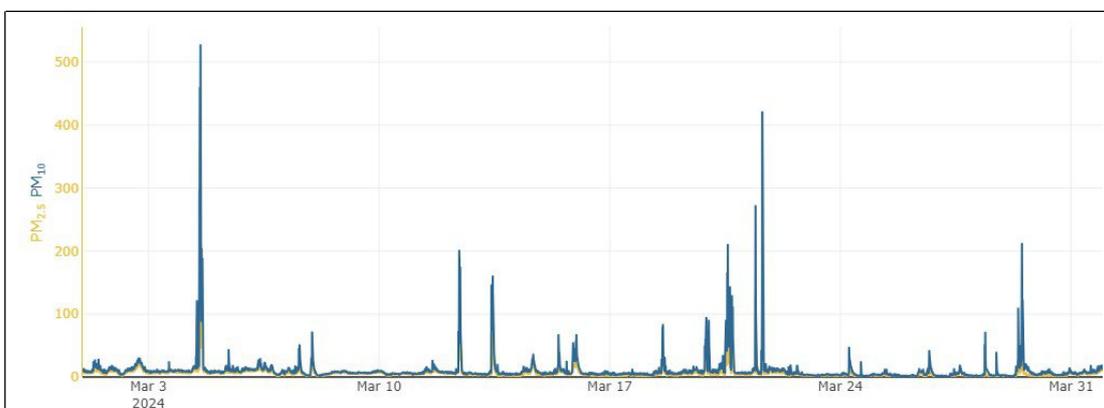


Рис. 5. График: колебания запыленности в марте 2024 г.

В январе было 16 дождливых дней. Без учета резких превышений ПДК, в среднем содержание пыли в атмосфере составило – 5 мкг/м³ PM₁₀ и 3 мкг/м³ PM_{2,5}.

Скачков показаний, превышающих ПДК, было 5 (8 января с 16.20 до 17.30, 317 мкг/м³ PM10 и 118 мкг/м³ PM2,5; 10 – с 20.23 до 20.31, 59 мкг/м³ PM10 и 43 мкг/м³ PM2,5; 16 – с 9.43 до 9.47, 53 мкг/м³ PM10 и т. д.). То есть январь был достаточно дождливым месяцем, поэтому время превышения ПДК составило всего 201 мин, и самих превышений было небольшое количество.

А вот в марте осадков практически не было. Это проявилось в резком (более, чем в 3 раза) повышении среднего содержания пыли (даже без учета превышения ПДК) в атмосферном воздухе – 15 мкг/м³ PM10 и 12 мкг/м³ PM2,5. Превышения ПДК наблюдались в течение 20 дней (см. рис. 5). Самые значительные из них: 4 марта с 13.00 до 15.30, 528 мкг/м³ PM10 и 280 мкг/м³ PM2,5; 12 – с 9.40 до 11.30, 202 мкг/м³ PM10 и 89 мкг/м³ PM2,5; 20 – с 12.00 до 18.00, 211 мкг/м³ PM10 и 83 мкг/м³ PM2,5; 21 – с 10.00 до 10.30, 273 мкг/м³ PM10 и 129 мкг/м³ PM2,5 и т. д. В итоге, можно констатировать, что было повышено не только среднее содержание пыли в атмосфере, но и суммарная длительность превышения ПДК – 1380 мин (23 часа). При этом на других пунктах мониторинга в г. Новороссийске подобное массовое превышение ПДК (несмотря на интенсивную автотранспортную нагрузку) не отмечено (рис. 6), что подчеркивает значимость градостроительных решений и благоустройства при формировании благоприятной экологической среды.

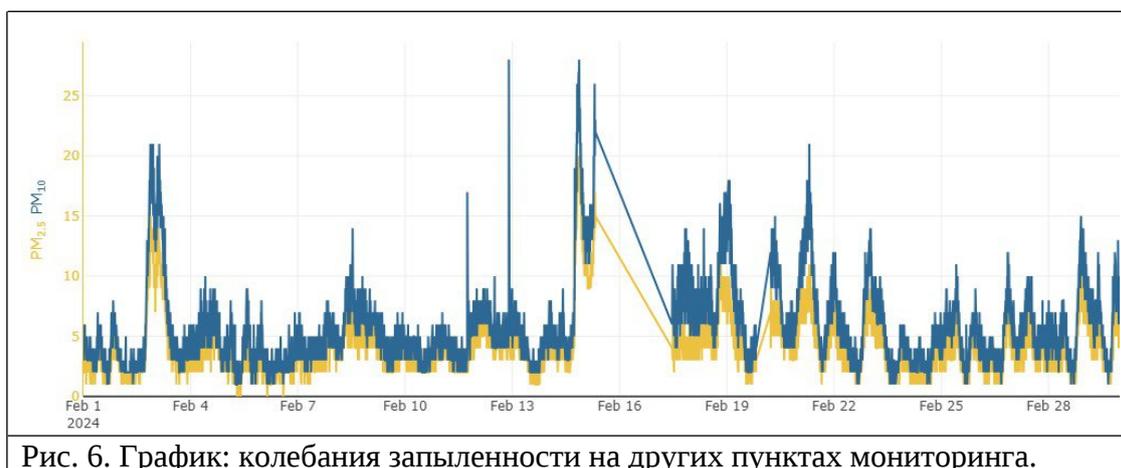


Рис. 6. График: колебания запыленности на других пунктах мониторинга.

Сравнивая все три рассмотренные месяца (с января по март 2024 г.), можно с уверенностью сказать – осадки в большой степени влияют на количество пыли в атмосфере, что еще раз подчеркивает необходимость влажной уборки в городе и ее влияние на подавление распространения аэрозольного загрязнения в окружающей среде. Например, регулярный полив автодороги Сухумское шоссе (где наиболее часто отмечается превышение ПДК) летом 2008 года привел к более, чем четырехкратному снижению средней запыленности атмосферы – с 400 до 90 мкг/м³, а общее количество превышений ПДК сократилось в 8 раз (по сравнению с 2007 годом).

Другим фактором очищения атмосферы является озеленение города. Это положение хорошо иллюстрируется результатами научной работы студентов Новороссийского политехнического института [7, 12]. Высаживание деревьев и кустарников вдоль автодорог приводит как к снижению концентраций загрязняющих веществ в воздухе, так и уменьшению дальности распространения загрязнения.

Таким образом, формирование аномально высоких концентраций взвешенных частиц в атмосфере возможно даже при отсутствии ярко выраженного загрязнения как результата взаимодействия некоторых метеорологических и градостроительных особенностей, а также низкого уровня озеленения и благоустройства, что необходимо учитывать при оценке состояния окружающей

среды и проектировании населенных пунктов. В связи с этим, для получения объективных данных о процессах формирования воздушного загрязнения, а также создания моделей массопереноса в атмосфере и идентификации аэрозолей различного происхождения, необходимо более широкое распространение инициативы жителей города в рамках проекта «За чистый Новороссийск» по размещению датчиков загрязнения воздуха и его исследование методами лазерного зондирования. При этом важным фактором повышения эффективности работы системы мониторинга является расширение перечня контролируемых параметров загрязнения атмосферы.

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. Добровольский В.В. Основы биогеохимии. М. 1998. – 413 с.
2. Дьяченко В.В. Формирование аномалий тяжелых металлов на геохимических барьерах в почвах под воздействием интенсивной ветровой эрозии // Геохимические барьеры в зоне гипергенеза. Москва, 1999. С. 163-166.
3. Дьяченко В.В. Геохимия и оценка состояния ландшафтов Северного Кавказа // Диссертация на соискание ученой степени доктора географических наук / Южный федеральный университет. Ростов-на-Дону, 2004. 326 с.
4. Дьяченко В.В., Матасова И.Ю. Региональные кларки химических элементов в почвах юга европейской части России // Почвоведение, № 10, 2016. С. 1159-1166.
5. Дьяченко В.В., Дьяченко Л.Г., Девисилов В.А. Науки о земле: Уч. / Под ред. Девисилова В.А. - М.:НИЦ ИНФРА-М, 2019. 345 с.
6. Дьяченко В.В., Шеманин В.Г., Вишневецкая В.В. Влияние техногенеза и геохимии аэрозолей на состояние окружающей среды и здоровье населения Юга России // География и природные ресурсы. – 2023. – Т. 44, № 4. – С. 46-58. – DOI 10.15372/GIPR20230405.
7. Дьяченко В.В., Демичев Н.В., Мужева В.Ю., Прокопенко П.В. Проблемы техносферной безопасности Российского Причерноморья // Труды 20-й Международной конференции Лазерно-информационные технологии в медицине, биологии и геоэкологии. Новороссийск. 2012. С. 109-112
8. Касимов Н.С., Власов Д.В. Технофильность химических элементов в конце XX начале XXI в. // Геохимия ландшафтов и география почв. 100 лет со дня рождения М.А. Глазовской– М.: АПР, 2012. – С. 143–156.
9. Касимов Н.С., Власов Д.В., Кошелева Н.Е. Химический состав дорожной пыли и ее фракции PM10 как индикатор загрязнения городской среды // Экология и промышленность России. – 2021. – Т. 25, № 10. – С. 43–49.
10. Малыхин Ю.А., Дьяченко В.В. Геоэкологические аспекты безопасности жизнедеятельности населения в городах Краснодарского края и Ростовской области // Безопасность жизнедеятельности. – 2003. – № 9. – С 13–20.
11. Малыхин Ю.А., Малыхина А.Г., Дьяченко В.В. Медико-экологические исследования урбанизированных территорий // Безопасность в техносфере. – № 3. – 2008. – С. 16–21.

12. Управление городской средой: социально-экономические и экологические аспекты (на примере Новороссийска): монография / В.В. Дьяченко [и др.]. - Краснодар: Изд. ФГБОУВО «КубГТУ», 2021.-247 с.
13. Lanzerstorfer Ch. Heavy metals in the finest size fractions of road-deposited sediments // Environmental Pollution. – 2018. – Vol. 239. –P. 522–531.

OPTICAL MONITORING OF AEROSOL AIR POLLUTION IN NOVOROSSIYSK

Dyachenko V.V., Kulya D.N., Morekhodov A.A.

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

*email: v-v-d@mail.ru, Dashshok2020@gmail.com

The article is devoted to the analysis of the monitoring results of aerosol pollution of the city of Novorossiysk atmosphere. Monitoring consists in the installation of air quality optical sensors that monitor the content of PM_{2.5} and PM₁₀ particles in the atmospheric air. The study of the factors exceeding the maximum permissible level indicates that the formation of abnormally high concentrations of suspended particles in the atmosphere is possible even under conditions of background pollution as an integral result of a combination of certain meteorological and urban planning features, which must be taken into account when assessing the state of the environment and designing settlements.

Keywords: Wind erosion, deflation, soils, trace elements, aerosols

References

1. Dobrovolsky V.V. Fundamentals of Biogeochemistry. Moscow, 1998. – 413 p.
2. Dyachenko V.V. Formation of Heavy Metal Anomalies on Geochemical Barriers in Soils under the Influence of Intensive Wind Erosion // Geochemical Barriers in the Hypergenesis Zone. Moscow, 1999. Pp. 163-166.
3. Dyachenko V.V. Geochemistry and Assessment of the State of Landscapes of the North Caucasus // Dissertation for the Degree of Doctor of Geographical Sciences / Southern Federal University. Rostov-on-Don, 2004. 326 p.
4. Dyachenko V.V., Matasova I.Yu. Regional clarkes of chemical elements in soils of the south of the European part of Russia // Soil Science, No. 10, 2016. P. 1159-1166.
5. Dyachenko V.V., Dyachenko L.G., Devisilov V.A. Earth Sciences: Uch. / Ed. by Devisilov V.A. - M.: NITs INFRA-M, 2019. 345 p.
6. Dyachenko V.V., Shemanin V.G., Vishnevetskaya V.V. The influence of technogenesis and aerosol geochemistry on the state of the environment and health of the population of the South of Russia // Geography and natural resources. - 2023. - Vol. 44, No. 4. - P. 46-58. - DOI 10.15372/GIPR20230405.
7. Dyachenko V.V., Demichev N.V., Muzheva V.Yu., Prokopenko P.V. Problems of technosphere safety of the Russian Black Sea region // Proceedings of the 20th International Conference Laser and Information Technologies in Medicine, Biology and Geoecology. Novorossiysk. 2012. Pp. 109-112

8. Kasimov N.S., Vlasov D.V. Technophilicity of chemical elements in the late 20th - early 21st centuries // Landscape geochemistry and soil geography. 100th anniversary of M.A. Glazovskaya's birth - Moscow: APR, 2012. - Pp. 143-156.
9. Kasimov N.S., Vlasov D.V., Kosheleva N.E. Chemical composition of road dust and its PM10 fraction as an indicator of urban pollution // Ecology and industry of Russia. – 2021. – V. 25, No. 10. – P. 43–49.
10. Malykhin Yu.A., Dyachenko V.V. Geoecological aspects of life safety of the population in the cities of Krasnodar Krai and Rostov Oblast // Life Safety. – 2003. – No. 9. – P. 13–20.
11. Malykhin Yu.A., Malykhina A.G., Dyachenko V.V. Medical and ecological studies of urbanized territories // Safety in the technosphere. – No. 3. – 2008. – P. 16–21.
12. Urban environment management: socio-economic and environmental aspects (using Novorossiysk as an example): monograph / V.V. Dyachenko [et al.]. - Krasnodar: Publ. FSBEI HE "KubSTU", 2021.-247 p.
13. Lanzerstorfer Ch. Heavy metals in the finest size fractions of road-deposited sediments // Environmental Pollution. – 2018. – Vol. 239. – P. 522–531.