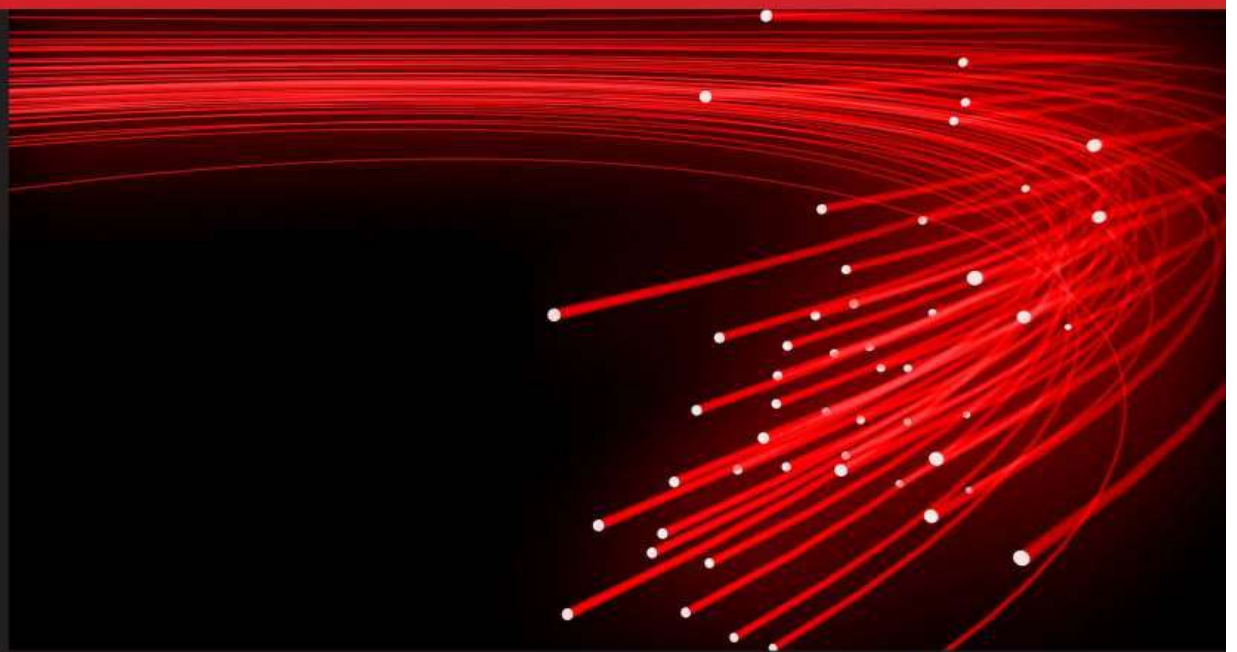


Лазеры. Измерения. Информация



Том 2, № 2 / 2022

Новороссийск
2022

Лазеры. Измерения. Информация. 2022. Том № 02. № 02 (06)
<https://lasers-measurement-information.ru>

Лазеры. Измерения. Информация
Научный сетевой журнал
Издаётся с марта 2021 года
Выходит 4 раза в год
ISSN 2713-0568

Том 2, № 2 (6)
июнь 2022 г. - август 2022 г.

Главный редактор: В. Е. Привалов
Ответственный редактор: В. Г. Шеманин

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

Учредитель: ФГБОУ ВО БГТУ им. В. Г. Шухова
Издатель: Филиал БГТУ им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске
Адрес редакции:
353919, Россия, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75
Тел. +78617221333
<https://lasers-measurement-information.ru>
e-mail: editor-laser@nb-bstu.ru

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

Опубликовано 30.08.2022

© Филиал БГТУ им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске, 2022

Лазеры. Измерения. Информация. 2022. Том № 02. № 02 (06)
<https://lasers-measurement-information.ru>

Содержание:

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Андреев Д. П.

Исследование возможности создания широкополосного измерительного источника излучения в ИК спектральном диапазоне стр. 4

Филонов А. Г., Шиянов Д. В.

«Монобарьерный» режим работы лазера на парах бромида меди стр. 10

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА. КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Привалов В. Е., Шемаин В. Г.

Лазеры и фотолиз..... стр. 17

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Веденин Е. И., Половченко С. В., Сарычев И. А., Чербачи Ю. В.

Алгоритм определения среднего объёмно-поверхностного диаметра на основе ослабления лазерного излучения на трёх длинах волн стр. 21

Мусоров И. С., Евтушенко Г. С.

Скоростной усилитель яркости на парах металлов для систем визуального контроля и диагностики стр. 32

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

doi: 10.51639/2713-0568_2022_2_2_4
УДК 535.015
ГРНТИ 29.31.27

Исследование возможности создания широкополосного измерительного источника излучения в ИК спектральном диапазоне

Андреев Д. П.

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

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

Широкополосные источники излучения в ближнем ИК диапазоне находят самое разнообразное применение. В частности, они востребованы в качестве измерительного оборудования для тестирования волоконно-оптических компонентов. Наиболее целесообразно для этих целей использование полупроводниковых лазеров, сопряженных с волоконным световодом. Такие источники перекрывают весь требуемый спектральный диапазон, обеспечивают высокую мощность на входе тестируемых устройств, обеспечивают высокое отношение сигнал-шум, удобны и доступны в использовании. Методом численного моделирования в программе OptiSystem подтверждена возможность получения такого широкополосного измерительного источника излучения, использующего нелинейные свойства волоконного световода. Показано, что с ростом оптической мощности на входе волоконного световода ширина спектра оптического излучения возрастает. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими расчётами.

Ключевые слова: волоконно-оптическая система передачи данных, лазер, волоконный световод, спектральное уплотнение.

Пассивные компоненты ВОЛС – один из самых динамично растущих классов устройств. Это обусловлено активным развитием систем со спектральным уплотнением каналов, позволяющих многократно увеличить информационную ёмкость оптических систем передачи данных. Для разработки и тестирования таких устройств необходимо иметь измерительную аппаратуру с заданными частотно-мощностными характеристиками (см., например, [1–5]). В частности, нужны достаточно мощные узкополосные лазерные источники, перестраиваемые в заданном спектральном диапазоне [6], а также широкополосные излучатели, позволяющие измерить полосу пропускания и другие передаточные характеристики спектрально селективных компонентов (см., например, [7–9]). Важным преимуществом источников излучения, использующих нелинейные свойства волоконных световодов, является удобство их сопряжения с волоконными световодами с минимальными потерями, высокая выходная мощность, обеспечивающая требуемую точность, возможность обеспечить требуемые спектральные характеристики. Наиболее востребованы такие источники, работающие в третьем окне прозрачности кварцевых световодов, а также генераторы суперконтинуума в среднем ИК-диапазоне.

Нелинейные свойства оптических световодов наиболее ярко проявляются в области аномальной (отрицательной) дисперсии. Дисперсия групповых скоростей, проявляющаяся как линейный эффект, приводит к частотной модуляции оптического импульса и в зависимости от величины его центральной длины волны принимает положительные или отрицательные значения. В области отрицательных значений групповых скоростей частотная модуляция оптического импульса вследствие дисперсии и нелинейных эффектов принимает противоположные значения. Ключевое значение имеет совместное действие дисперсии групповых скоростей (ДГС) и фазовой самомодуляции (ФСМ) на процесс распространения оптического импульса.

При наличии нелинейной фазовой самомодуляции возникает явление модуляционной неустойчивости. Во многих нелинейных системах стационарное волновое состояние оказывается неустойчивым. Совместное действие нелинейных и дисперсионных эффектов можно изучать, решая основное уравнение распространения.

Уравнение распространения в случае, когда можно пренебречь потерями, имеет вид [1]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A \quad (1)$$

– нелинейное уравнение Шрёдингера, где $A(z, t)$ – амплитуда огибающей волнового пакета, z, t – пространственная и временная координаты, β_2 – величина дисперсии групповых скоростей, γ – параметр нелинейности при фазовой самомодуляции.

Дисперсионная длина L_D и нелинейная длина L_{NL} характеризуют длины, на которых дисперсионные или нелинейные эффекты становятся важными для эволюции импульса вдоль длины L световода. Их значения можно определить по следующим формулам

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (2)$$

где T_0 – начальная длительность импульса, связанная с его шириной T_{FWHM} по уровню $1/2$

$$T_0 = 0,5 T_{FWHM} / \sqrt{\ln 2} \cong T_{FWHM} / 1,665$$

для гауссовского импульса, β_2 – дисперсия групповых скоростей, γ – нелинейный коэффициент волоконного световода, P_0 – пиковая мощность импульса на входе в волоконный световод.

Если расстояние распространения $L \ll L_D$, но $L \gtrsim L_{NL}$, то в этом случае эффект ФСМ определяет эволюцию импульса в волоконном световоде, приводя к спектральному уширению импульса. Режим, при котором нелинейность доминирует, имеет место всегда, когда

$$\frac{L_{NL}}{L_D} = \frac{|\beta_2|}{\gamma P_0 T_0^2} \ll 1. \quad (3)$$

Отметим, что ФСМ может приводить к изменению формы импульса даже в присутствии слабого эффекта ДГС. Рассмотрим подробнее этот случай.

Амплитуда импульса A при распространении по световоду

$$\bar{A} = \sqrt{P_0} \exp(i\Phi_{LN}),$$

где P_0 – мощность излучения при $z = 0$ и Φ_{NL} – фазовый сдвиг, определяемый выражением:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \gamma P.$$

Если потери мощности оптического импульса пренебрежимо малы,

$$\Phi_{NL} = \gamma P_0 z.$$

Выражение показывает, что непрерывное излучение должно распространяться по световоду без изменения, за исключением дополнительного фазового сдвига, зависящего от интенсивности.

Если потери оказывают существенное влияние на распространение импульса по световоду,

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}P$$

где α – потери в км^{-1} . Эффективная длина проявления потерь

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha}$$

Для перевода погонных потерь α в традиционные справочные значения можно использовать выражение для удельных потерь $\alpha_{\text{уп}}$ в волокне в дБ/км:

$$\alpha_{\text{уп}} = -\frac{10}{L} \lg\left(\frac{P}{P_0}\right) = 4,343\alpha, \quad (4)$$

где L – фактическая длина световода в километрах.

Влияние потерь приводит к потере мощности импульса:

$$P(z, T) = P(0, T)e^{-\alpha z} \quad (5)$$

и ослаблению влияния нелинейных эффектов на его эволюцию. Фазовый сдвиг вследствие керровской нелинейности

$$\Phi(z, T) = \Phi(0, T) + \gamma P(0, T)z.$$

С учётом потерь в световоде

$$\Phi(L, T) = \Phi(0, T) + \gamma P(0, T)L_{\text{eff}}. \quad (6)$$

В случае $\alpha L_{\text{eff}} \ll 1$, $z \approx L_{\text{eff}}$, если же $\alpha L_{\text{eff}} \gg 1$, то $z \approx 1/\alpha$.

Вызванный ФСМ фазовый сдвиг зависит от профиля огибающей спектра оптического импульса $f_p(T)$

$$\Phi_{NL}(L, T) = f_p(T)(L_{\text{eff}}/L_{NL}). \quad (7)$$

Сдвиг частоты относительно центральной частоты ω_0 вследствие ФСМ

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial \Phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{\text{eff}}}{L_{NL}}\right) \frac{\partial f_p}{\partial T}.$$

Зависимость $\delta\omega(T)$ означает частотную модуляцию (чирп) оптического импульса вследствие керровской нелинейности световода, характеризуемой величиной L_{NL} . В спектральной области аномальной дисперсии волоконного световода чирп импульса вследствие ДГС характеризуется величиной L_D

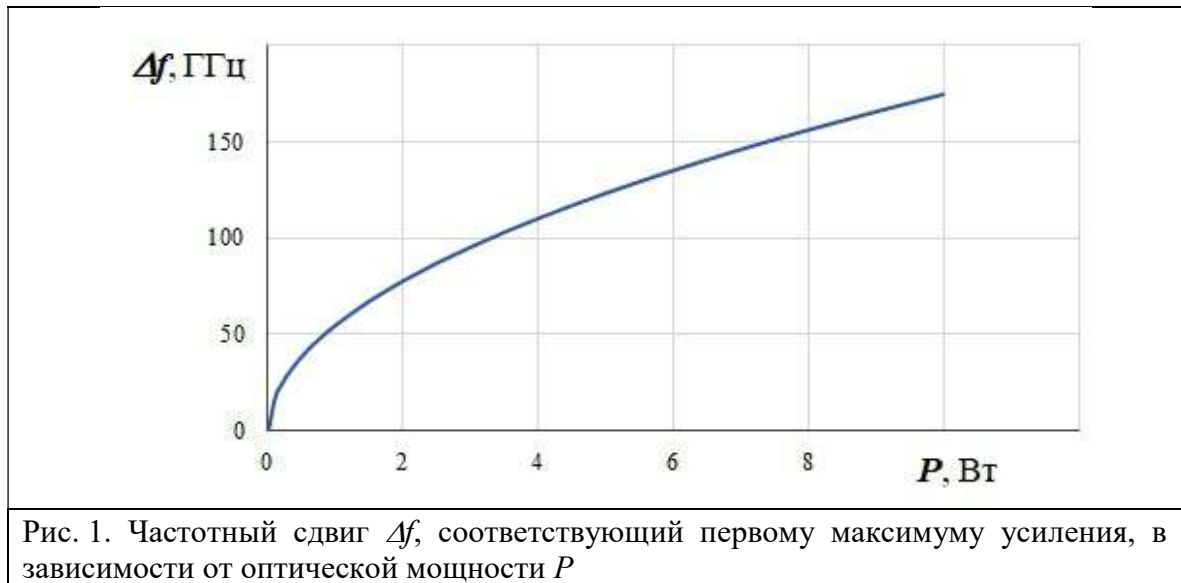
$$\delta\omega_D(T) = -\frac{\partial \Phi_D}{\partial T} = \left(\frac{2z/L_D}{1 + z/L_D}\right) \frac{T}{T_0^2}$$

имеет противоположный знак и при условии (3) вносит значительно меньший вклад. Чирп частоты оптического импульса приводит к уширению его спектра. Таким образом, используя эффект ФСМ можно получить уширение спектра передаваемого по волоконному световоду оптического сигнала.

В случае квазинепрерывного излучения на входе волоконного световода при условии малости потерь можно сделать аналитические оценки уширения спектра оптического излучения. Максимум усиления достигается при двух значениях частот [1, 2]:

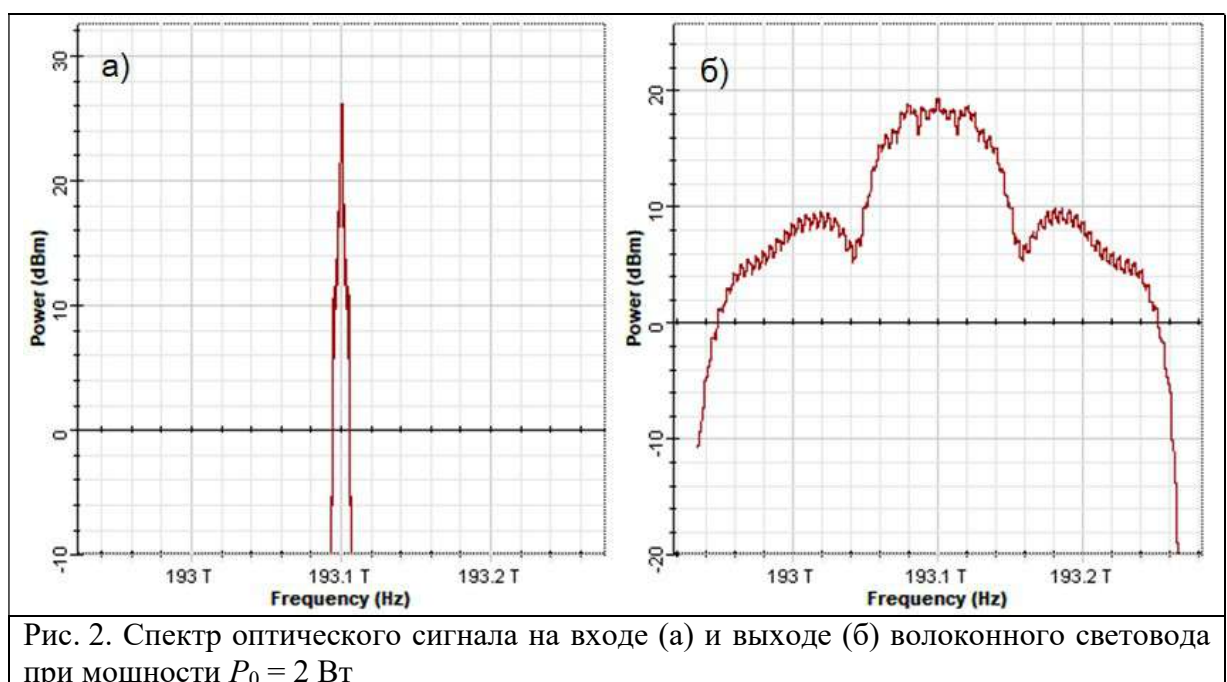
$$\Delta f = \pm \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}}.$$

Для численной оценки величины Δf используем параметры стандартного кварцевого волоконного световода: $\beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\gamma = 1,2 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$. В качестве исходного сигнала можно взять импульс длительности 100 пс, аналогично [1]. Результаты расчётов представлены на рис. 1. Значение Δf соответствует максимуму усиления.



Керровская нелинейность приводит к модуляционной неустойчивости и уширению спектра передаваемого излучения. Результатом влияния нелинейности волоконного световода является уширение спектра и появление на нём дополнительных максимумов, расположенных симметрично относительно центральной частоты f_0 со спектральной отстройкой $\pm\Delta f$.

Для численного моделирования в программе OptiSystem были выбраны параметры, соответствующие стандартному волоконному световоду, как наиболее часто используемому на практике: $\beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\gamma = 1,2 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$, $\alpha = 0,046 \text{ км}^{-1}$ ($\alpha_{\text{уп}} = 0,2 \text{ дБ/км}$), $L_{\text{eff}} = 6 \text{ км}$ на длине волны $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$, $L_{\text{NL}} = 0,41 \text{ км}$, $L_D = 180 \text{ км}$. Пиковая мощность на входе световода составляла P_0 от 0,5 до 5 Вт. Результаты моделирования представлены на рис. 2.



Положение первых максимумов соответствует частотному сдвигу 70 ГГц, что хорошо согласуется с расчётным значением $\pm\Delta f = 60$ ГГц. Полная ширина спектра по уровню 1 мВт перекрывает частотную полосу 300 ГГц. При частотном разнесении спектральных каналов 25 ГГц это перекрывает полосу 12 каналов.

При использовании световодов со смещённой дисперсией частотный сдвиг увеличивался и наблюдался на меньших длинах световода.

На следующем шаге моделировалось измерение спектральной полосы пропускания отдельных каналов демультиплексора (спектрального фильтра) с шириной полосы 10 ГГц. Как показано на рис. 3, полученный широкополосный источник обеспечивает достаточную точность проведения измерений.

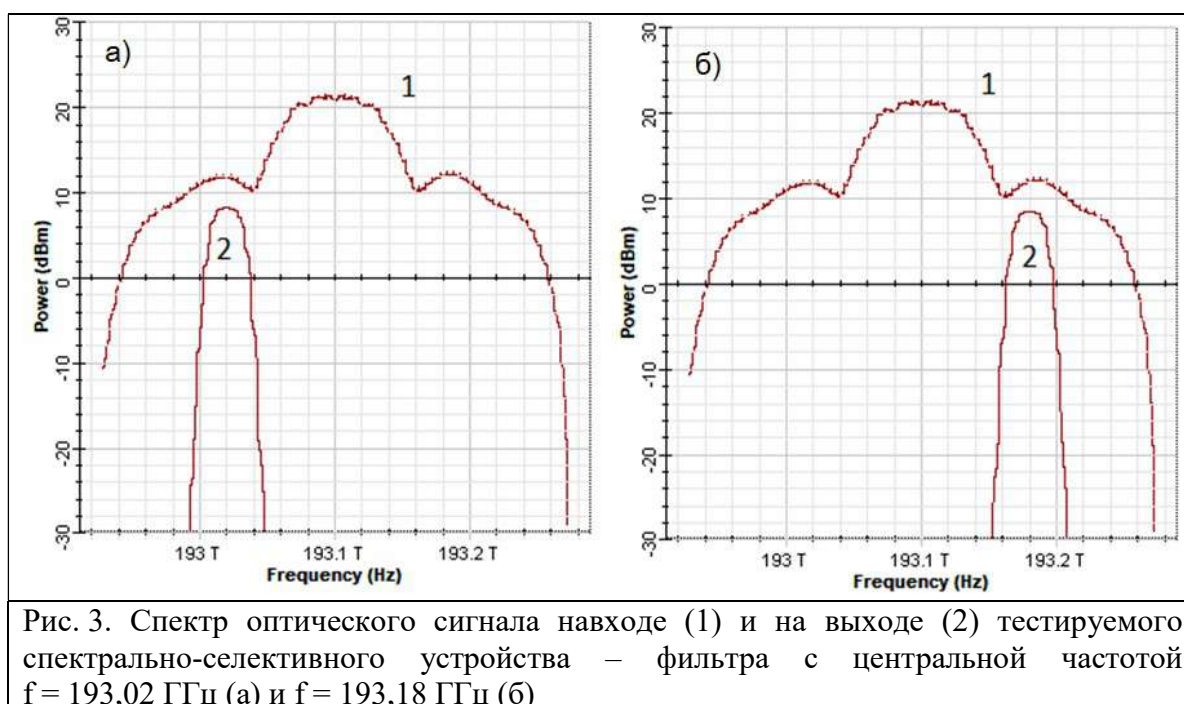


Рис. 3. Спектр оптического сигнала на входе (1) и на выходе (2) тестируемого спектрально-селективного устройства – фильтра с центральной частотой $f = 193,02$ ГГц (а) и $f = 193,18$ ГГц (б)

Таким образом, результаты численного моделирования в программе OptiSystem подтвердили возможность получения широкополосного источника излучения за счёт использования нелинейных свойств волоконных световодов. Результаты моделирования находятся в хорошем соответствии с теоретическими оценками.

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. Г. Агравал Нелинейная волоконная оптика. // М.:Мир, 1996. – 323 с.
2. G. P. Agrawal. Nonlinear fiber optics: its history and recent progress/ J. of Optical Society of America B, vol.28, no.12, pp.A1-A10. 2011.
3. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Лидарное уравнение с учётом конечной ширины линии. // Известия РАН. 2015. Т.79, №2. С.170-180.

Лазеры. Измерения. Информация. 2022. Том № 02. № 02 (06)
<https://lasers-measurement-information.ru>

4. G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*, 5th Academic Press, San Diego, USA. 2013. 529 p.
5. Мкртычев О. В., Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Лазерная абляция нанокompозитов. // Научно-техн. Ведомости СПбПУ. Физ.-Мат. Науки. 2015, №1 (213) С. 128-135.
6. Андреев Д. П. Исследование особенностей формирования высокоскоростной последовательности оптических импульсов с перестройкой несущей частоты для ВОЛС со спектральным уплотнением каналов. // Лазеры. Измерения. Информация. 2021, №1(3), с.38-41.
7. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Эксперимент. зондирование промыш. аэродисперс. потоков. // Научно-техн. Ведомости СПб Политех. Универ. Физ.-Мат. Науки. 2014, №4 (206). С.64-73.
8. Kivshar Y. S. Agrawal G. P. 2003 The Institute of Optics University of Rochester (New York, USA).
9. Ermolaev A. A., Shevchenko M. A., Andreeva E. I., Andreev D. P. Features of a Fiber-Optics Transmission System Using Dispersion-Managed Optical Solitons. // Springer Proceedings in Physics. 2022, vol.268, pp. 521–526.

Investigation of the possibility of creating a broadband source for the optical communication applications

Andreev D. P.

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

Broadband optical sources are used for the optical communication applications. They are useful as equipment for the fiber-optic component test. The most appropriate for these purposes is the use of semiconductor lasers coupled with optical fiber. Such sources cover the entire required spectral range, provide high input power to the tested devices, provide a high signal-to-noise ratio, are convenient and affordable to use. The possibility of obtaining such a broadband optical source using the nonlinear effects in fiber has been confirmed by computer modeling in the OptiSystem program [1-2]. It is shown that with an increase in the optical power at the input of the fiber, the width of the source optical spectrum is increasing. The obtained results are in good agreement with theoretical calculations.

Key words: fiber-optics communication system, laser, optical fiber, wavelength division multiplexing.

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

doi: 10.51639/2713-0568_2022_2_2_10

УДК 535.14, 535.21, 535.23

ГРНТИ 29.33.03, 29.33.15

ВАК 01.04.05, 01.04.21

«Монобарьерный» режим работы лазера на парах бромида меди

Филонов А. Г., * Шиянов Д. В.

*Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН
634055, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1*

e-mail: qel@iao.ru, * shiyanov73@mail.ru

Рассмотрена работа двухсекционной ГРТ лазера на парах бромида меди с электрически развязанными секциями. Впервые экспериментально показано влияние приэлектродной области (как барьера при прохождении разряда) на энергетические характеристики лазера. В силу конструктивных особенностей секционной газоразрядной трубки лазера носители зарядов одной секции попадают в приэлектродную область другой, снижая её пробойное напряжение, переводя тем самым работу лазера в «монобарьерный» режим. Выявлено увеличение энергетических характеристик лазера в 1,3 раза.

Ключевые слова: бромид меди, разряд, импульс генерации.

Введение

Лазеры на парах металлов (ЛПМ) и их галогенидов относятся к классу газоразрядных источников излучения. Наличие оптически прозрачной активной среды с высоким коэффициентом усиления, узкой линии усиления, малой дифракционной расходимости и импульсно-периодического режима работы определяют их основные области применения. Они используются в активных оптических системах – лазерных мониторах, в бистатических схемах оптической связи, в медицине, при микрообработке материалов, зондировании атмосферы и т. д. [1–7].

Несмотря на долгую историю развития ЛПМ в настоящее время остается актуальным вопрос повышения КПД и энергии излучения этих лазеров. Это позволило бы расширить области их применения. Для решения этой задачи совершенствуются источники питания, конструкции газоразрядных трубок (ГРТ), исследуются процессы, проходящие в активной среде лазеров, в том числе при введении активных примесей [8, 9].

Важным моментом в создании инверсной населенности среды является процесс формирования напряжения на газоразрядном промежутке. В работе [10] отмечается, что активная среда с рабочим веществом обладает малым сопротивлением, что препятствует формированию высокого напряжения. Соответственно полагается, что существенный вклад в этот процесс вносят приэлектродные области, располагаемые, как правило, в «холодных зонах», где значительно меньше паров металла. То есть, пробой затруднен, а это даёт возможность на начальной стадии развития разряда сформировать на газоразрядном промежутке высокое напряжение. Это подтверждается наличием

температурной неоднородности вдоль разрядного канала [11, 12]. Действительно, более высокое сопротивление для прохождения разряда в этих областях обуславливает более высокое энерговыделение. В работах [13, 14] так же указывается на особую роль приэлектродных областей, связанных с заселением резонансных и метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения. В этой связи необходимо отметить, что в работе [15] экспериментально наблюдались пробои в прианодной и прикатодной областях. При этом пробои могли происходить как одновременно, так и поочередно в зависимости от условий эксперимента.

Вместе с тем наличие двух пространственно разнесённых областей пробоя (двух барьеров) может нести в себе некоторые отрицательные моменты. Во-первых, напряжение на рабочем промежутке в таком случае не достигает максимально возможного значения. Поскольку нам важно напряжение, приложенное непосредственно к среде, заполненной парами металла, то падение напряжения на одной из приэлектродных областей, снижает его. Во-вторых, пробой одного промежутка с малым пробойным напряжением подогревает электроны, которые в свою очередь могут заселять метастабильный уровень, что отрицательно влияет на характеристики лазера. В-третьих, в местах пробоя выделяется повышенная энергия, а поскольку их два, то потери на одном из них, возможно, излишни. Поэтому если убрать один из барьеров, то это должно привести к росту КПД работы лазера.

Уменьшение пробойного напряжения одного из барьеров переводит работу лазера в «монобарьерный» режим и позволяет более подробно изучить процессы, проходящие в активной среде ЛПМ и их галогенидов [16–18]. Установлению степени влияния указанных факторов на примере работы двухсекционного лазера на парах бромида меди посвящена данная статья.

Техника эксперимента

Для решения поставленной задачи была собрана экспериментальная установка, представленная на рис. 1.

Конструкция ГРТ описана в работах [18, 19]. Длина каждой секции ГРТ составляет 75 см, диаметр рабочего канала – 4 см. Особенностью данной экспериментальной установки является наличие внешнего нагрева рабочей зоны ГРТ. Термостат позволяет стабилизировать изменение температуры стенки ГРТ и компенсировать ее отклонение от заданной при изменении параметров накачки и, соответственно, выделяемой в разряде энергии. Т. е. изменение параметров генерации будет в первую очередь зависеть от параметров импульса накачки, а не от температуры активной среды. Для измерения средней мощности излучения использовался измеритель Ophir 20C-SH. С помощью фотоприёмника ФЭК-19 и осциллографа Tektronix TDS 3032 измерялись форма импульса генерации, а также его амплитуда. Кроме этого, на осциллограф подавались сигналы с делителей напряжения и пояса Роговского, что позволяло измерять как импульсы напряжения на секциях, так и импульсы тока через ГРТ.

Работа лазера осуществлялась следующим образом. Два тиратрона Т1 и Т2 через посредство импульсных трансформаторов формируют напряжение на секциях ГРТ. Импульсные трансформаторы Тр1 и Тр2 используются в цепи для развязки тиратронов, что позволяет осуществлять независимый друг от друга разряд в секциях. То есть, изменение временного положения разряда правой секции не влияет на характеристики разряда левой секции. Для изменения временного положения импульсного разряда одной секции относительно другой применены линии задержки в цепи запуска тиратрона. При этом линии задержки подбирались таким образом, что разряд в левой секции может

проходить как до прохождения разряда в правой секции, одновременно с ней, так и после прохождения разряда в правой секции.

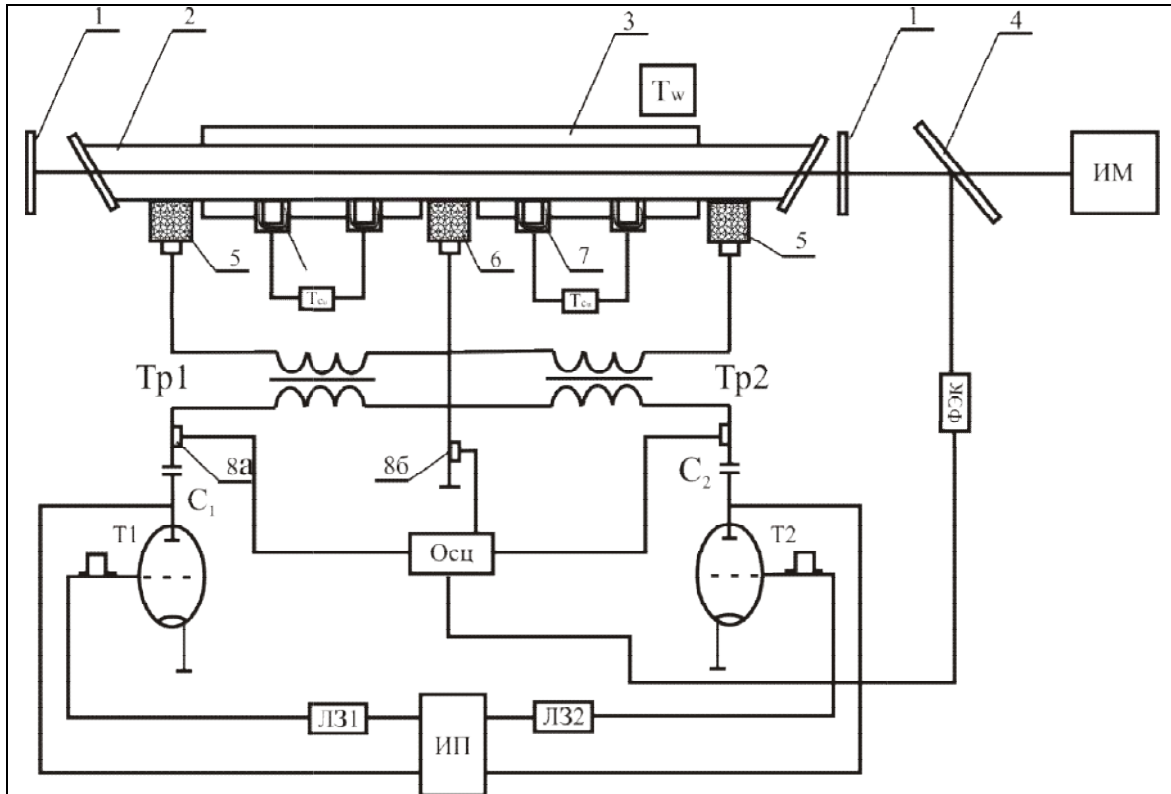


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – резонатор; 2 – ГРТ; 3 – термостат; 4 – светоделительная пластинка; 5 – электроды ГРТ; 6 – дополнительный центральный электрод; 7 – контейнеры с бромидом меди и нагревательными элементами; 8а – делитель напряжения, 8б – пояс Роговского; T_{Cu} – регулятор нагрева бромида меди; Т1 и Т2 – тиратроны ТГИ1-1000/25; C_1 и C_2 – рабочие ёмкости; T_w – регулятор нагрева термостата; ИП – высоковольтный источник; ИМ – измеритель мощности Ophir 20C-SH; ФЭК – фотоприёмник ФЭК-19; Осц – осциллограф Tektronix TDS 3032; ЛЗ1 и ЛЗ2 – линии задержки запуска тиратронов; Тр1 и Тр2 – импульсные кабельные трансформаторы

После включения разряда в секциях ГРТ и достижения рабочей температуры включались нагревательные элементы контейнеров с бромидом меди правой секции. В рабочем объёме появлялись пары бромида меди, и возникла генерация. В установившемся режиме с помощью линии задержки изменялось время прохождения разряда в левой секции и регистрировалось изменение мощности и формы импульса генерации в правой секции.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Особенность секционированной ГРТ лазера на парах бромида меди заключается в том, что средний электрод разделяет общий объём на две секции. При независимом прохождении разряда в каждой секции, возникающий разряд в одной секции создаёт в приэлектродной области второго разряда (электрод общий) носители заряда, которые производят ионизацию приэлектродной области. Это если не убирает барьер, то его существенно

снижает. Соответственно, мы можем оценить степень влияния барьера на параметры генерации. В этом случае полагаем, что лазер работает в «монобарьерном» режиме.

Несмотря на то, что секционирование ГРТ приводит к снижению индуктивности разрядного контура, её работа носит более сложный характер по сравнению с двухэлектродными трубками. Например, появляется довольно сложная зависимость мощности выходного излучения от задержки между проходящими разрядами в секциях. Об этом свидетельствуют результаты работы [19]. В зависимости от величины задержки между разрядами существуют области поглощения излучения и области усиления излучения. Физика процессов в активной среде такова, что при определенной задержке разрядов между секциями, генерация может полностью исчезать. Однако если величина задержки между разрядами более ~ 1 мкс, генерация полностью восстанавливается [20, 21]. Вместе с тем особенностью работы лазера на парах бромида меди является то, что генерация в секциях осуществляется только в том случае, если мы подаём в разрядный объём пары бромида меди из контейнеров путём их нагрева. Соответственно, используя этот механизм, мы можем получать генерацию только в одной секции при отсутствии генерации во второй, оставляя в ней разряд. При этом прохождение излучения от секции с генерацией ничем не ограничено.

Необходимо отметить, что изменение мощности излучения CuVg – лазера, как правило, происходит за счёт изменения амплитуды импульса генерации, поскольку длительность импульса не изменяется, или меняется незначительно. В силу этого в данном конкретном случае по изменению амплитуды импульса генерации (средней мощности излучения) при прочих фиксированных параметрах мы можем судить об эффективности работы лазера.

Выяснение эффективности влияния наличия одного из барьеров на работу лазера производилось следующим образом. Включался разряд в обеих секциях и после установления температурного режима ГРТ в левую секцию подавались пары рабочего вещества (бромида меди) путём нагрева контейнеров с CuVg этой секции. Мощность генерации после прохождения переходных процессов устанавливалась на определённом уровне и фиксировалась измерителем мощности. При этом на осциллографе регистрировалась форма импульса генерации, в том числе и его амплитуда. Линии задержки обеспечивали прохождение токового импульса правой секции в моменты времени до, во время и после прохождения импульса разряда в левой секции. При этом отмечалось изменение параметров генерации левой секции ГРТ. Первоначально разряд в правой секции проходил после прохождения разряда в левой секции и, соответственно, не влиял на параметры разряда в левой секции.

На рис. 2а показана форма импульса генерации, соответствующая мощности 0,4 Вт, для случая, когда разряд в правой секции проходил после прохождения разряда в левой секции. Совмещение разрядов секций приводит к некоторому увеличению амплитуды импульса генерации (рис. 2б). При этом мощность излучения составила 0,52 Вт. Предполагается, что данное увеличение происходит из-за того, что часть носителей заряда проникает в барьерную область левой секции и снижает её пробойное напряжение, и тем самым переводится работа ГРТ в «монобарьерный» режим. Неоднократные измерения показали, что идёт увеличение средней мощности генерации в 1,3 раза.

Для исключения влияния изменения электрических параметров при совмещении разрядов правая секция была заменена на дополнительную ГРТ, по геометрии соответствующую этой секции. В этом случае объёмы разрядов разнесены и, соответственно, носители заряда одного объёма не попадают во второй и не влияют на пробойное напряжение в приэлектродной области. На рис. 3а,б показано, что импульсы генерации практически не изменяются, т. е. прохождение разряда в дополнительной ГРТ не влияет на форму импульса генерации и среднюю мощность излучения.

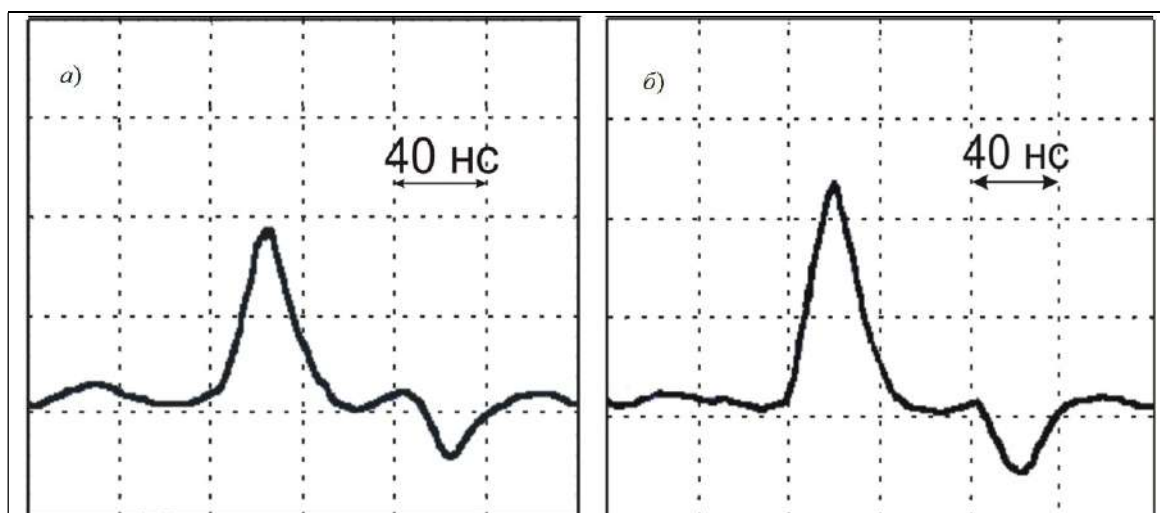


Рис. 2. Форма импульса генерации: *а* – разряд в правой секции проходит после прохождения разряда в левой секции; *б* – разряд в обеих секциях проходит одновременно

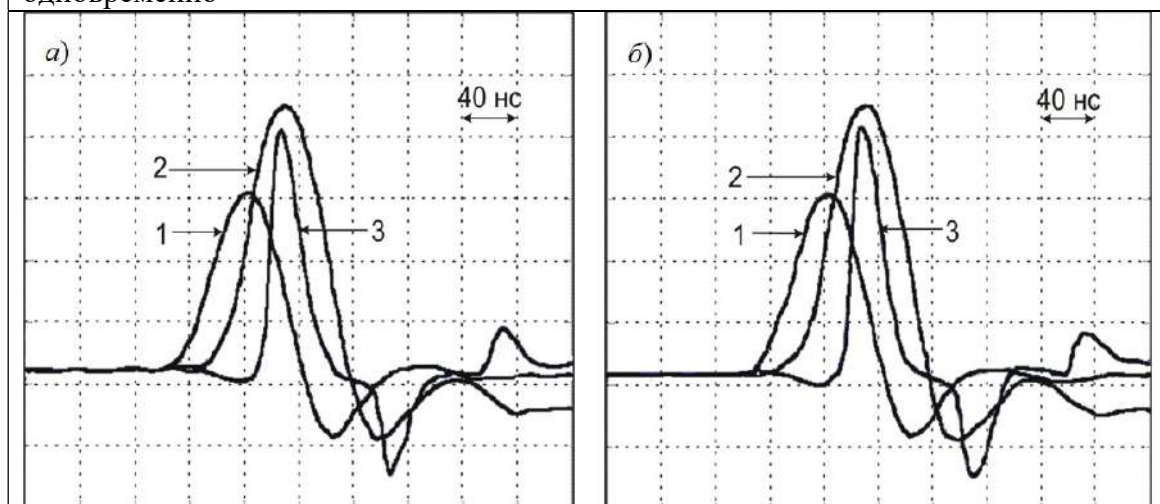


Рис. 3. Форма импульса генерации: *а* – разряд в дополнительной ГРТ проходит после прохождения разряда в левой секции; *б* – разряд в дополнительной ГРТ и левой секции проходит одновременно. 1 – импульс напряжения, 2 – импульс тока, 3 – импульс генерации

Сравнивая результаты этих двух экспериментов, можно утверждать, что наличие двух зон с отсутствием паров металла (прианодная и прикатодная области), формирующих два барьера, пробой которых обеспечивает возбуждение лазерной среды, может приводить к снижению эффективности работы лазера. Внесение носителей заряда в область одного из барьеров, очевидно, снижает пробойное напряжение в этой зоне. В таком случае инверсия осуществляется практически за счет пробоя в области одного барьера. Мы полагаем, что при этом осуществляется «монобарьерный» режим, что приводит к увеличению эффективности работы лазера.

Заключение

Вопросы формирования напряжения на разрядном промежутке лазеров на самоограничивающихся переходах, а также прохождение импульса тока с формированием

инверсии населённости крайне интересны и этому посвящено множество работ. В данной работе рассмотрено влияние одной из приэлектродных областей на характеристики излучения лазера на парах бромида меди. Показано, что перевод работы лазера в «монобарьерный» режим приводит к увеличению мощности генерации в 1,3 раза.

Конфликт интересов

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

Благодарности

Работа выполнена в рамках Госзадания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. Батенин В. М., Бучанов В. В., Казарян М. А., Молодых Э. И., Климовский И. И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. Москва: Научная книга, 1998. 544 с.
2. Little C. E. Metal Vapor Lasers: Physics, Engineering & Applications. Chichester (UK): John Wiley & Sons Ltd., 1998. 620 p.
3. Григорьянц А. Г., Казарян М. А., Лябин Н. А. Лазеры на парах меди. Москва: Физматлит, 2005. 312 с.
4. Евтушенко Г. С., Казарян М. А., Торгаев С. Н., Тригуб М. В., Шиянов Д. В. Скоростные усилители яркости на индуцированных переходах в парах металлов. Томск. Изд-во «СТТ» 2016, Сер. Излучение. Пучки. Плазма. Выпуск 1. 245 с.
5. Ключарева С. В., Никонова С. М., Пономарев И. В. Лечение лазерами доброкачественных пигментных новообразований кожи // Экспериментальная и клиническая дерматокосметология. 2006. № 3. С. 22–32.
6. Белов В. В., Тарасенков М. В., Абрамочкин В. Н., Иванов В. В., Федосов А. В., Гриднев Ю. В. [и др.] Атмосферные бистатические каналы связи с рассеянием Ч. 2. Полевые эксперименты 2013 г. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 8. С. 659–664.
7. Солдатов А. Н., Васильева А. В., Мирза С. Ю., Полуниин Ю. П., Романовский О. А., Шумейко А. С., Костадинов И. К. Мультимедийный лазерный излучатель на парах металлов для решения задач атмосферной оптики // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 10. С. 842–845.
8. Бохан П. А., Силантьев В. И., Соломонов В. И. О механизме ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах меди // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 6. С. 1264–1269.
9. Шиянов Д. В., Евтушенко Г. С., Суханов В. Б. Влияние состава газовой смеси и условий накачки на характеристики CuBr-Ne-H₂(HBr)-лазера // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 1. С. 49–52.
10. Земсков К. И., Исаев А. А., Петраш Г. Г. Развитие разряда в импульсных лазерах на парах металлов // Квантовая электроника. 1999. Т. 27. № 2. С. 183–188.
11. Евтушенко Г. С., Филонов А. Г. Температурный режим работы лазера на парах металлов // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 11. С. 1318–1322.
12. Солдатов А. Н., Ермолаев А. П., Кирилов А. Е., Филонов А. Г., Филонова Н. А. Температурный режим работы лазера на бромиде меди // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т. 13. № 8. С. 775–778.

13. Юдин Н. А., Третьякова М. Р., Юдин Н. Н. Влияние электрофизических процессов в разрядном контуре на энергетические характеристики лазера на парах меди // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 9. С. 93–102.
14. Юдин Н. А., Юдин Н. Н. Эффективность накачки активной среды лазеров на парах металлов: газоразрядные трубки с электродами в горячей зоне разрядного канала // Изв. вузов. Физика. 2016. Т. 59. № 6. С. 49–56.
15. Губарев Ф. А., Тригуб М. В., Евтушенко Г. С., Федоров К. В. Влияние индуктивности разрядного контура на энергетические характеристики CuBr-лазера // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 7. С. 604–608.
16. Vuchkov N. K., Sabotinov N. V. Two-arm CuBr laser with central electrode // IEEE J. Quantum Electron. 1997. V. 33. N 4. P. 541–543.
17. Суханов В. Б., Евтушенко Г. С., Шиянов Д. В., Чернышев А. И. Саморазогревный CuBr-лазер // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т. 13. № 11. С. 1053–1055.
18. Филонов А. Г., Шиянов Д. В. Двухсекционный лазер на парах бромида меди // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 01. С. 94–97.
19. Филонов А. Г. Исследование работы двухсекционного лазера на парах бромида меди // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 1. С. 82–86.
20. Бохан П. А. Закревский Д. Э. О предельных частотах следования импульсов генерации в лазерах на парах меди // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 5. С. 54–60.
21. Бохан П. А., Закревский Д. Э., Лаврухин М. А., Лябин Н. А., Чурсин А. Д. Возбуждение и релаксация метастабильных состояний атомов в активной среде импульсно-периодического лазера на парах меди // Квантовая электроника. 2016. Т. 46. № 2. С. 100–105.

«Monobarrier» operation of a copper bromide vapor laser

Filonov A. G., Shiyanov D. V.

*V. E. Zuev Institute of Atmospheric Optics of SB Russian Academy of Sciences
634055, Russia, Tomsk, Academician Zuev square 1*

The operation of a two-section GDT copper bromide vapor laser with electrically decoupled sections is considered. For the first time, the effect of the near-electrode region (as a barrier during the passage of a discharge) on the laser energy characteristics is shown experimentally. Due to the design features of a sectional GDT, charge carriers of one section enter the near-electrode region of the other, reducing its breakdown voltage, thereby transferring the laser operation to a «mono-barrier» mode. An increase in the laser energy characteristics by a factor of 1,3 was revealed.

Key words: laser, copper bromide, discharge, generation pulse.

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА. КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568_2022_2_2_17

УДК 535.33:621.373.826

ГРНТИ 29.33.03, 29.33.49

ВАК 01.04.19

Лазеры и фотолиз

^{1*} Привалов В. Е., ² Шеманин В. Г.

¹ 195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29,
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
² 353919, Россия, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75,
НФ БГТУ им. В. Г. Шухова

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

Приведён краткий обзор сведений по фотодиссоциации с целью их использования в задачах экологичной энергетики. Прежде всего, авторов интересует водородная энергетика и, в связи с этим, фотолиз воды. Получены соответствующие параллели с известными аспектами водородной энергетики и начат поиск новых возможностей.

Ключевые слова: фотодиссоциация, фотолиз, лазер, мониторинг молекул водорода.

Введение

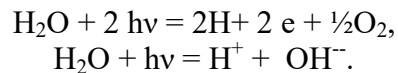
Водородная энергетика может принимать различные формы. По-видимому, оптимальной формой водородной энергетики является управляемый термоядерный синтез. В середине прошлого века казалось, что вслед за быстрым освоением ядерной энергетики человечество перейдёт к термоядерной столь же стремительно. Однако шли годы, потом десятилетия, но человек не научился управлять реакциями ядерного синтеза столь же успешно, как реакциями ядерного распада. Поэтому, не прекращая поисков в данном, возможно, главном направлении, следует искать другие возможности.

Водород обладает многими удивительными свойствами (см., например [1]). Это единственный элемент, который занимает в таблице Д. И. Менделеева две клетки. Причина этого выяснена, но уникальность водорода это не отменяет. Этот химический элемент является, по-видимому, наиболее распространённым в Солнечной системе. Он составляет примерно половину массы Солнца и большую часть межзвёздной среды. Ядра водорода (протоны) составляют значительную часть космических лучей. Водород составляет примерно 1% массы земной коры. В составе самого распространённого на Земле вещества – воды примерно 11,2% массы составляет водород. В расчёте на единицу массы водород превосходит все другие известные топлива (природный газ в 2,6 раза, нефть в 3,3 раза). Водород при сжигании превращается в воду, т. е. это экологически чистое топливо. Следовательно, раз пока не получается термоядерная реакция, надо освоить сжигание водорода обычным путём и найти оптимальные условия. К этому подходят различные авторы (например, [2, 3]). Прежде, чем научиться его сжигать, надо научиться его производить. При производстве водорода не нарушается природный баланс,

в отличие от природного газа, нефти, угля и других используемых сегодня топлив. Следует научиться добывать водород в промышленных масштабах. Автор [4] призывает учитывать дегазацию в Земле. Надо искать локализацию выхода водорода на поверхность Земли. Это имеет свои проблемы и тоже не является решённым вопросом, хотя, возможно, и перспективным. Электрофорез энергетически нерентабелен, хотя есть предложения по огромным приливным электростанциям, например, в заливе Шелихова, на которых это со временем станет окупаться. Что делать? Вот это мы и рассмотрим в нашей статье.

Фотодиссоциация

Наши задачи: найти способ производства водорода в промышленных масштабах и способ диагностики утечек водорода с целью обеспечения безопасности работы устройств, питание которых обеспечивает сжигание водорода. По диагностике водорода у нас есть некоторые результаты, например, [4–16]. К производству водорода с помощью лазера мы вернёмся в конце нашего краткого сообщения. А пока о разложении воды с помощью света. Например, солнечного. Разложение воды светом (фотодиссоциацию) ещё называют фотолизом – процесс разложения воды под действием фотонов, который происходит, если энергия фотонов больше энергии активации молекул воды. Ситуация неоднозначна, возможны различные реакции:



Хотелось бы разлагать воду солнечным светом, но вода слабо поглощает ультрафиолет, а энергетический порог расщепления воды соответствует длине волны излучения 240 нм. В этом направлении следует работать и найти выход из положения. Один из выходов – использовать более подходящий источник света.

При этом экономические вопросы уходят на задний план. С помощью постороннего источника света мы найдём подходящую длину волны, но резко потеряем в энергии. Окончательное решение следует принять, полнее изучив вопрос. Пойдём по пути Стэнли Майера [19]. Он пропускал ограниченное количество воды в ортогональных электрическом и гравитационном полях. В идеале можно рассматривать падение капли воды в поле силы тяжести между пластинами заряженного конденсатора. В сильном электрическом поле ионы, составляющие молекулы воды, разрывали молекулу и двигались каждый к соответствующему электроду. Водород и кислород собирались у разных пластин конденсатора. Осуществлялся электрофорез и шёл сбор водорода и кислорода у разных электродов. Автор не только осуществил эксперимент, но и подключил своё устройство к двигателю, в котором вместо нефтепродуктов сжигался водород. Двигатель был поставлен на катер, который перемещался по воде, демонстрируя работоспособность изобретения [19]. В указанном изобретении и позднее в работах автора не встречаются источники света. Они появились в [20–22].

Заключение

Водород можно получать различными способами: собирать на поверхности Земли, изучая последствия дегазации водорода; добывать из сероводорода, которым богато Чёрное море; вести электролиз воды; вести фотолиз воды. Возможно, эффективными окажутся другие способы. Добывая его и сжигая, следует вести диагностику его утечек, обеспечивая безопасность. Будем работать дальше.

Благодарности

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

Конфликт интересов

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

Список литературы

1. А.В. Суворов, А.Б. Никольский *Общая химия*. СПб, 1994 «Химия», 624 с.
2. С.Лобанов *Водород. Назад в будущее*. // Наука. Политех. 2021, №3 С. 44-57
3. В.Е.Привалов, В.А.Туркин, В.Г.Шеманин // *Лазеры. Измерения. Информация*. 2022, т.02, № 01 (05)
4. В.Е.Привалов, В.Б. Смирнов В.Г.Шеманин Расчет параметров лазерного дистанционного зондирования молекулярного водорода Препринт НИИ «Российский центр лазерной физики», СПбГУ, С.-Пб. 1998, 20 с.
5. Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Зондирование молекул водорода на лабораторном лидаре КР. // *Письма в Журнал технической физики*. 2004. Т. 30. вып.5. С.14-17
6. Лактюшкин Г.В., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Оптимизация лидара с газовыми лазерами для зондирования молекулярного водорода в атмосфере на наклонных трассах // *Оптический журнал*. 1999. Т. 66. №.7. С. 106–108.
7. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Оптимизация лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекулярного водорода в атмосфере // *ЖТФ*. 999. Т. 69. №. 8. С. 65–68.
8. Privalov V.E., Shemanin V.G. Hydrogen and iodine molecules lidar monitoring in atmosphere // *Proceedings of SPIE*. 2000. V. 4064. P. 2–11.
9. Веремьев Р.Н., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Оптимизация лидара с полупроводниковыми лазерами для зондирования молекулярного йода и водорода в атмосфере // *ЖТФ*. 2000. Т. 70. №. 5. С. 115-.
10. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидарная система комбинационного рассеяния света для зондирования молекул водорода в атмосфере // *Оптика и спектроскопия*. 2022. №3, с. 395
11. Privalov V.E., Shemanin V.G. Hydrogen Sulfide Molecules Lidar Sensing in the Atmosphere. // *Optical Memory and Neural Networks*. 2018. V. 27. No. 2, P.120-131. DOI: 10.3103/S1060992X18020091
12. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лазерное зондирование молекул водорода в атмосфере. // *Фотоника*. 2010. – № 1. – С. 26-29.
13. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Оптимизация лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекулярного водорода в атмосфере. // *Журнал технической физики*. 1999. Т.69. Вып. 8. С.65-68.
14. Привалов В.Е., Фотиади А.Э., Шеманин В.Г. *Лазеры и экологический мониторинг атмосферы* - СПб.: Лань, 2013 - 288 с.
15. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Зондирование молекул водорода в атмосфере лидаром дифференциального поглощения и рассеяния из космоса // *Лазеры. Измерения. Информация* 2021, том 1 №4, с. 4-13

Лазеры. Измерения. Информация. 2022. Том № 02. № 02 (06)
<https://lasers-measurement-information.ru>

16. Привалов В.Е., Шеманин В.Г Зондирование молекул предельных углеводородов лидаром комбинационного рассеяния света в атмосферном пограничном слое. Численное моделирование. // Изв. вузов. Физика. 2022. № 2. С. 157–164. DOI: 10.17223/00213411/65/2/157
17. Бокрис Д.О., Везироглу Т.Н., Смит Д. Солнечно-водородная энергия: сила, способная спасти мир. М.: МЭИ, 2002.
18. Ибрагимов И.М Фотоллиз воды, как источник энергии \ \ Энергия, экономика, техника, экология, 2015 <https://naukarus.com/fotoliz-vody-kak-istochnik-energii>
19. Meyer Stanley A. US Patent № 4826581. 1989
20. Привалов В.Е. Патент России № 165752, БИ №31, 2016
21. Привалов В.Е. Патент России №180441, БИ №17, 2018
22. Привалов В.Е. Устройство для разложения воды. // Труды XXVI конференции Лазерно-информационные технологии - 2018. Новороссийск, 2018. С.40-41

Lasers and photolysis

¹ Privalov V. E., ² Shemanin V. G.

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

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

A brief review of information on photodissociation with the aim of using it in problems of environmentally friendly energy is given. First of all, the authors are interested in hydrogen energy and, in connection with this, the photolysis of water. Corresponding parallels with the known aspects of hydrogen energy have been obtained and the search for new opportunities has begun.

Key words: photodissociation, photolysis, laser, monitoring of hydrogen molecules.

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568_2022_2_2_21

УДК 535.33, 535.14

ГРНТИ 29.33.49

Алгоритм определения среднего объёмно-поверхностного диаметра на основе ослабления лазерного излучения на трёх длинах волн

¹ Веденин Е. И., ^{1*} Половченко С. В., ¹ Сарычев И. А., ² Чербачи Ю. В.

¹ 353900, Россия, Новороссийск, ул. К. Маркса, 12,
Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного
технологического университета

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

e-mail: * polosveta@mail.ru

Воздушные потоки частиц в цементном производстве характеризуются определённым набором параметров, многие из которых взаимосвязаны. Поэтому представляет интерес создание алгоритма обработки результатов многоволнового лазерного зондирования аэрозольных потоков методами спектральной прозрачности на нескольких длинах волн. В рамках теории Ми развит новый подход к решению обратных задач для многоволнового лазерного зондирования полидисперсных аэрозольных потоков с размерами частиц от 0,1 до 5 мкм, позволяющий определять средний объёмно-поверхностный диаметр частиц по сигналам ослабления на трёх длинах волн. А по экспериментально установленной зависимости среднего геометрического размера частиц и среднего геометрического отклонения логарифмически-нормального распределения от среднего объёмно-поверхностного диаметра можно восстанавливать функцию распределения частиц по размерам.

Ключевые слова: аэрозольные частицы, цемент, многоволновое лазерное зондирование, метод спектральной прозрачности, теория Ми, лазерное излучение, длина волны.

Введение

Потоки газа со взвешенными твёрдыми или жидкими частицами широко распространены в промышленности и играют важную роль во многих отраслях современной техники и технологии [1]. В результате разнообразных технологических процессов образуются аэродисперсные потоки, методы и средства контроля и диагностики которых имеют общую физическую основу.

Воздушные потоки частиц в цементном производстве характеризуются определённым набором параметров, многие из которых взаимосвязаны. Для выбора оптимального метода диагностики таких аэродисперсных потоков и его практического применения для измерения концентрации частиц реального цементного аэрозоля необходимо оценить диапазон ожидаемых значений этих параметров. Диаметр частиц цементной пыли лежит в

диапазоне от 1 до 100 мкм [2–4]. Распределение частиц по размерам хорошо описывается логарифмически нормальным законом распределения [5]. Аэрозольные частицы с такими характеристиками в воздушном потоке могут поступать на вход фильтра с концентрацией до 90 г/м³ [5, 6].

Такие полидисперсные аэрозоли, образующиеся при измельчении материала и выбрасываемые промышленными предприятиями имеют средний объёмно-поверхностный диаметр не более 1 мкм [7]. С другой стороны, значительное влияние поглощения атмосферой излучения на длинах волн более 2 мкм позволяет сделать вывод, что область длин волн более 2 мкм целесообразна для лазерного зондирования непосредственно в технологических потоках предприятий [8, 9].

Поэтому целью работы является создание алгоритма обработки результатов многоволнового лазерного зондирования на лазерной системе для проведения одновременных исследований аэрозольных потоков методами спектральной прозрачности на нескольких длинах волн.

В рамках теории Ми [10, 11] развит новый подход к решению обратных задач для многоволнового лазерного зондирования полидисперсных аэрозольных потоков с размерами частиц от 0,1 до 5 мкм, позволяющий определять средний объёмно-поверхностный диаметр частиц по сигналам ослабления на трёх длинах волн [12–16].

Ранее в [12] была экспериментально установлена зависимость среднего геометрического размера частиц и среднего геометрического отклонения логарифмически-нормального распределения от среднего объёмно-поверхностного диаметра, которая и позволяет решать полуэмпирически обратные задачи лазерного зондирования аэрозольных потоков и восстанавливать функцию распределения частиц по размерам [17].

1. Метод модифицированной спектральной прозрачности

Физическая модель метода модифицированной спектральной прозрачности основана на взаимодействии монохроматического излучения с полидисперсной средой по теории Ми и сохранения инвариантности усредненного фактора эффективности ослабления относительно вида функции распределения частиц по размерам [18–20].

Этот метод применяется для определения среднего размера и концентрации [21]. Но если учесть, что производства, в технологическом процессе которых используется механическая активация, применяют однотипное оборудование, то модифицированный метод спектральной прозрачности позволяет восстанавливать функцию распределения частиц по размерам, зная априорно вид этой функции и зависимость её параметров от среднего размера [7, 12, 22].

Определение функции распределения частиц по размерам аэрозоля методом спектральной прозрачности сводится к измерению оптической плотности аэрозольной среды на нескольких длинах волн и расчёту усреднённых факторов эффективности ослабления для этих длин волн. Частное экспериментально измеренных оптических плотностей на двух длинах волн равно частному усреднённых факторов эффективности ослабления, и представляет собой функцию среднего объёмно-поверхностного размера частиц [21]:

$$\frac{\tau_{\lambda i}}{\tau_{\lambda j}} = \frac{\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)}{\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_j, m)} = F(\delta_{32}), \quad (1)$$

где τ_{λ} – спектральная оптическая плотность; λ – длина волны зондирующего излучения; $\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)$ – усреднённый фактор эффективности ослабления; δ_{32} – средний объёмно-поверхностный диаметр частиц; m – комплексный показатель преломления материала частиц.

Усреднённый фактор эффективности ослабления определяется, как и в [14]. Диапазон измерений средних размеров частиц зависит от выбора длин волн зондирующего излучения. При знании априори диапазона возможных средних размеров частиц, длины волн зондирующего излучения должны находиться вблизи следующих значений [14]:

$$\lambda^{\min} = \pi \delta_{32}^{\min} \left(\frac{|m|^2 - 1}{|m|^2 + 3} \right), \quad \lambda^{\max} = \pi \delta_{32}^{\max} \left(\frac{|m|^2 - 1}{|m|^2 + 3} \right), \quad (2)$$

где m – показатель преломления вещества аэрозольного материала.

Ранее, в [12] было получено среднее значение комплексного показателя преломления $m = 1,690 - 0,013i$. В силу возможного варьирования процентного содержания составляющих цемента, комплексный показатель преломления цемента может несколько изменяться. Поскольку для аэрозоля с размерами менее 5 мкм показатель поглощения практически не влияет на значение коэффициента ослабления лазерного излучения, становится ясно, что фиксированное значение комплексного показателя преломления в виде найденного среднего значения не должно приводить к увеличению погрешности измерений и расчётов.

Исследование трансформации 120 функций распределения частиц по размерам реального цементного потока, описанное в [14], показало, что после прохождения последней ступени очистки распределение частиц по размерам характеризуется средним объёмно-поверхностным диаметром, лежащим в диапазоне от 0,37 до 0,51 мкм [14, 22]. По формуле (2), определим, что длины волн лазерного излучения должны находиться вблизи границ промежутка 0,375...0,513 мкм. Для исследования были выбраны три полупроводниковых лазера с длинами волн 405, 532 и 650 нм.

Этот метод [21] имеет достаточно простую аппаратную реализацию и позволяет диагностировать потоки большой оптической плотности [12, 16, 20].

2. Алгоритм обработки сигнала

Лазерное излучения на выбранных длинах волн проходит через аэрозольный поток и ослабляется по закону Бугера- Ламберта- Беера [10]:

$$I = I_0 e^{-\tau_\lambda}, \quad (3)$$

где I – интенсивность излучения, прошедшего через аэрозольный поток; I_0 – интенсивность излучения, вошедшего в аэрозольный поток; τ_λ – оптическая плотность.

В выражении (1) оптическая плотность τ_λ определяется из выражения (3). Зная зависимости концентрации аэрозольных частиц в потоке от времени и функции распределения частиц по размерам исследуемого аэрозоля в каждый момент времени после инъекции, можно рассчитать усреднённый фактор эффективности ослабления $\bar{Q}(\delta, \lambda, m)$ как в [14]. Графики зависимости отношений усреднённых факторов эффективности $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$ от δ_{32} для трёх длин волн приведены на рис. 1.

По графикам зависимостей на рис. 1 видно, что участки монотонного возрастания до первой точки максимума отношений $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$ приходятся на размер частиц, соответствующий выходу рукавного фильтра [7].

В экспериментах по измерению оптической плотности τ_λ с помощью измерителя спектральной прозрачности определялись сигналы ослабления для трёх длин волн $U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$ и опорные сигналы $U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)$.

Сигнал ослабления $U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$, рассчитывается по формуле

$$U_{\text{осл}}(\lambda_i, t) = A_{\text{осл}}(\lambda_i, t) \cdot I(\lambda_i, t), \quad (4)$$

где $A_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$ – аппаратная функция i -го канала ослабления; $I(\lambda_i, t)$ – интенсивность излучения, прошедшего через аэрозольный поток.



Для нормировки измеренных сигналов были использованы значения сигналов опорных каналов $U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)$. Для опорного канала выражение (4) принимает вид

$$U_{\text{оп}}(\lambda_i, t) = A_{\text{оп}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i),$$

где $A_{\text{оп}}(\lambda_i, t)$ – аппаратная функция i -го опорного канала; $I_0(\lambda_i)$ – интенсивность излучения, вошедшего в аэрозольный поток.

С учётом (3) выражение (4) для сигнала ослабления $U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$ принимает вид

$$U_{\text{осл}}(\lambda_i, t) = A_{\text{осл}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i) \cdot e^{-\tau\lambda_i},$$

Нормировка сигналов производится определением отношения (6) к (5):

$$\frac{U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} = \frac{A_{\text{осл}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i)}{A_{\text{оп}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i)} e^{-\tau\lambda_i}.$$

После преобразований выражение (7) принимает вид

$$\frac{U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} = \left(\frac{A_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{A_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} \right) \cdot e^{-\tau\lambda_i}.$$

При выполнении экспериментов измеряются $U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$ и $U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)$. В начальный момент времени измерений концентрация равна нулю, так как отсутствует аэрозольный материал в воздушном потоке. Поэтому сигнал ослабления в начальный момент времени, т. е. до момента инъекции аэрозольного материала равен

$$U_{\text{осл}0}(\lambda_i, t) = A_{\text{осл}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i), \quad (5)$$

а опорный сигнал равен

$$U_{\text{оп}0}(\lambda_i, t) = A_{\text{оп}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i). \quad (6)$$

Разделив (5) на (6) получим

$$\frac{A_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{A_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} = \frac{U_{\text{осл}0}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}0}(\lambda_i, t)}.$$

Тогда

$$\frac{U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} = \left(\frac{U_{\text{осл}0}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}0}(\lambda_i, t)} \right) \cdot e^{-\tau\lambda_i}.$$

Из этого выражения и определяется оптическая плотность на каждой длине волны. Величина τ_{λ_i} для экспериментальных зависимостей находится по формуле

$$\tau_{\lambda_i} = \ln \left(\frac{U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{U_{\text{осл}0}(\lambda_i, t)} \cdot \frac{U_{\text{оп}0}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} \right). \quad (7)$$

2. Результаты обработки экспериментальных сигналов

Эксперименты с фотоприёмником спектральной прозрачности проводились следующим образом. В лабораторных условиях создан специальный пылевой стенд для физического моделирования аэродисперсных потоков с параметрами близкими к реальным промышленным потокам. Для обеспечения равномерности распределения полидисперсного аэрозоля в потоке была выбрана схема стенда в виде замкнутого контура [23]. Для контроля концентрации и дисперсности аэрозоля в потоке использовались интегральные методы лазерного зондирования на основе теории рассеяния Ми [24]. При этом инъекция аэрозольного материала (порошка) осуществлялась непосредственно в поток в импульсном режиме [25]. Вначале стенд продувается чистым воздухом в течение 15 минут. Параллельно наблюдаются сигналы фотоприёмника интегрального светорассеяния, который к концу продувки начинает колебаться около нуля. Это означает, что концентрация аэрозоля в газоходу близка к нулю. Потом взвешивается навеска пыли массой 10 г на аналитических весах ВЛР-200. С помощью импульсного генератора [14, 25] в заданный момент времени происходит инъекция цементного порошка в газоход с потоком чистого воздуха. В течение нескольких секунд после инъекции аэрозоля в поток происходит его релаксация (равномерное распределение по всему объёму газохода), после чего установка готова к проведению измерений [15, 20]. Значения полученных в результате экспериментов сигналов показаны на рис. 2. Канал 1, 2, 3 отображает значения сигналов фотоприёмника интегрального светорассеяния, каналы 4, 5, 6 – опорные каналы, каналы 7, 8, 9 – значения сигналов измерителя спектральной прозрачности.

Рассмотрим подробно методику обработки сигналов ослабления. Графики зависимостей сигналов ослабления от времени в ходе эксперимента представлены на рис. 3. На рис. 3 графики от начала записи сигналов имеют вид прямых линий, так как в стенде циркулирует чистый воздушный поток. Через 300 секунд после начала записи производится импульсная инъекция, что сразу отражается на сигналах ослабления. Происходит ослабление лазерного излучения, которое регистрируется в виде изменения напряжения на входе АЦП. Со временем сигнал постепенно возвращается на уровень до инъекции. Когда такой момент наступает, можно сказать о том, что концентрация аэрозольных частиц в стенде ниже предела чувствительности измерителя спектральной прозрачности. Такое состояние является завершением эксперимента. На рис.4 приведены результаты расчёта отношений $[U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)/U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)]$ на трёх длинах волн как и на рис. 3 для тех же длин волн лазерного излучения.

Для решения обратной задачи и нахождению величины τ_{λ_i} необходимо нормировать все сигналы спектральной прозрачности с соответствующими сигналами опорных каналов.

Полученные значения $[U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)/U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)]$ необходимо привести к соизмеряемым величинам, для чего определяем отклонение $U_{\text{ср}}(\lambda_i)$ от 1 для каждого графика до начала инъекции. Результаты $y = [U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)/U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)] - U_{\text{ср}}(\lambda_i)$ показаны на рис. 5.

Считаем концом участка расчётов момент, когда производная сигнала ослабления по времени меньше заданного числа ε

$$\frac{\Delta U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{\Delta t} < \frac{\varepsilon}{U_0(\lambda_i)}.$$

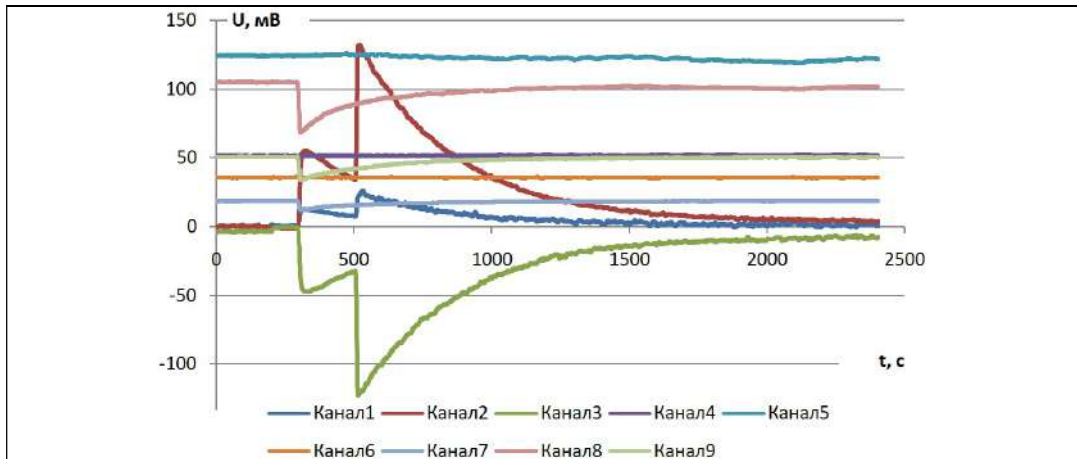


Рис. 2. Результаты первоначальных экспериментальных измерений для фотоприёмников интегрального светорассеяния и спектральной прозрачности

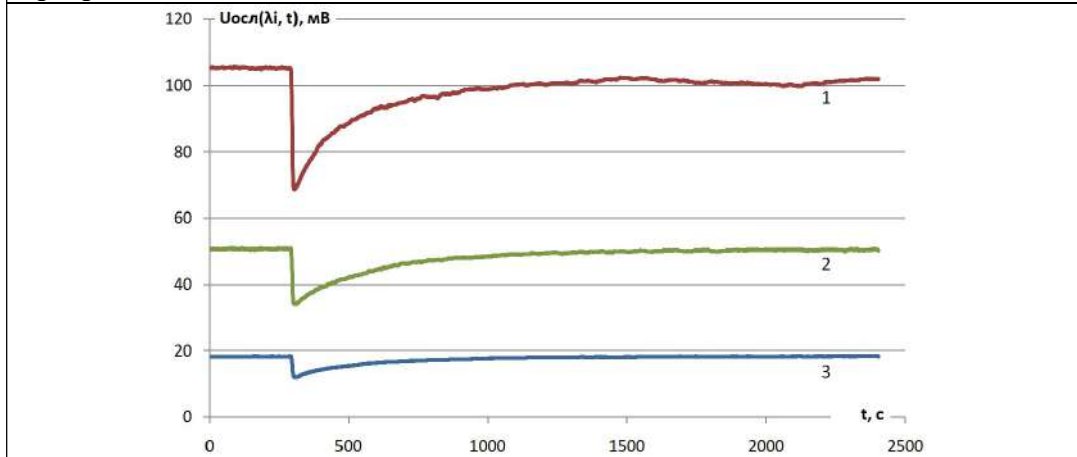


Рис. 3. Зависимость сигналов ослабления от времени при проведении эксперимента на трёх длинах волн. Здесь и всюду далее: 1 красный – 405 нм, 2 зеленый – 532 нм и 3 синий – 650 нм

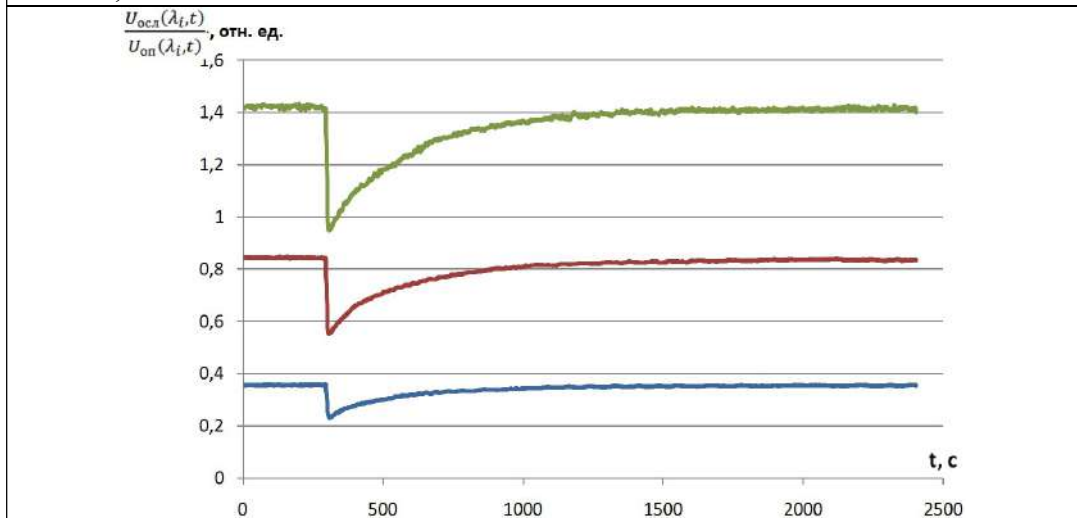
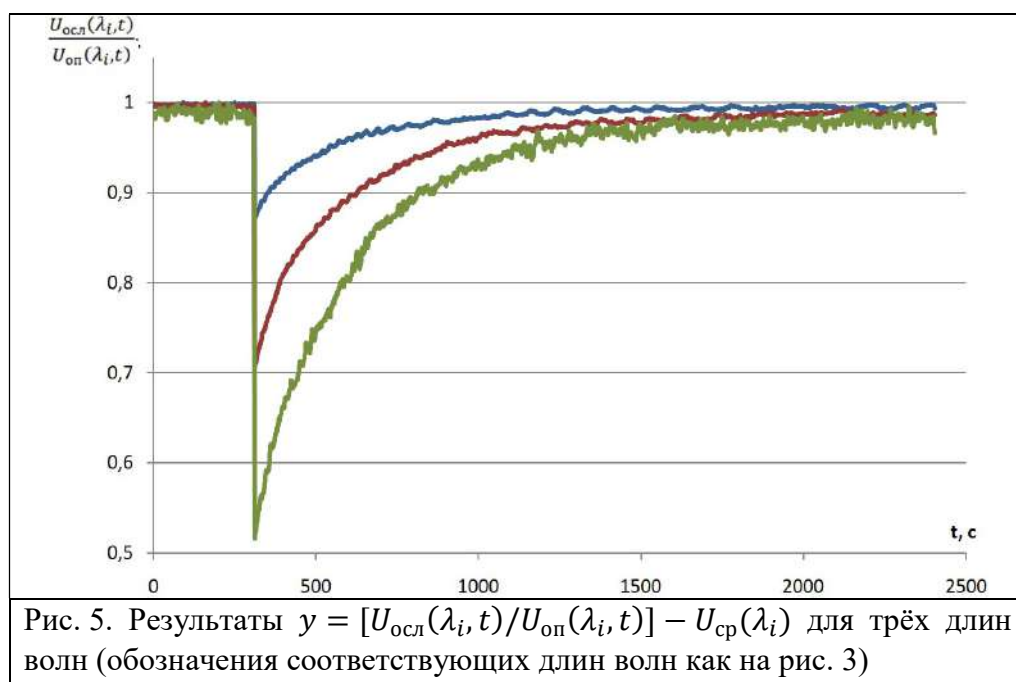


Рис. 4. Результаты расчёта отношений $\frac{U_{осл}(\lambda_i, t)}{U_{оп}(\lambda_i, t)}$ на трёх длинах волн (обозначения соответствующих длин волн как на рис. 3)



Таким образом, определяем t_2 , находим $\Delta U(\lambda_i, t_2)$ - величину отклонения $y = [U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)/U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)] - U_{\text{ср}}(\lambda_i)$ от горизонтальной асимптоты $y = 1$. Полученную ошибку измерений выравниваем, используя поправочный коэффициент

$$U_{\text{попр}}(\lambda_i, t) = \frac{\Delta U(\lambda_i, t_2)}{t_2 - t_1}(t - t_1).$$

Выровненные подобным образом графики приводим к одной точке минимума.

Величина τ_{λ_i} для экспериментальных зависимостей находится по формуле (7). После применения формулы (7) значения экспериментально измеренной оптической плотности принимает вид как на рис. 6. По графикам на рис. 6 нетрудно заметить, что до инъекции величина τ_{λ_i} колеблется около нуля, а после инъекции резко меняется, и со временем плавно возвращается к нулевому значению. При этом наблюдается эффект, при котором величина τ_{λ_i} на разных длинах волн убывает с разной скоростью. Величина τ_{λ_i} для длины волны лазерного излучения 650 нм убывает быстрее, чем величины τ_{λ_i} для длин волн 532 и 405 нм. На этом основано определение среднего объёмно-поверхностного диаметра δ_{32} . Отношение усреднённых факторов эффективности $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$ на разных длинах волн лазерного излучения есть некоторая функция $F(\delta_{32})$ [17]. В [15, 26] было показано, как меняется функция распределения частиц по размерам от времени после инъекции. Для каждого момента времени после инъекции была рассчитана величина δ_{32} и величина $\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)$ для каждой ФРЧ. Так как величина $\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)$ зависит от длины волны лазерного излучения, то для каждого значения δ_{32} получили три значения величины $\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)$. По полученным усредненным факторам эффективности ослабления была построена зависимость $F(\delta_{32})$ по формуле (1). График зависимости $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$ от δ_{32} приведён на рис. 7. По графикам на рис. 7 видно, что зависимость отношения величин $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$ от δ_{32} в диапазоне от 0,1 до 1 мкм экспоненциально возрастает. Для функции распределения частиц по размерам на выходе исправного рукавного фильтра величина δ_{32} составляет 0,43 мкм [12]. Следовательно, можно применять этот метод спектральной прозрачности для мониторинга исправной работы рукавного фильтра.

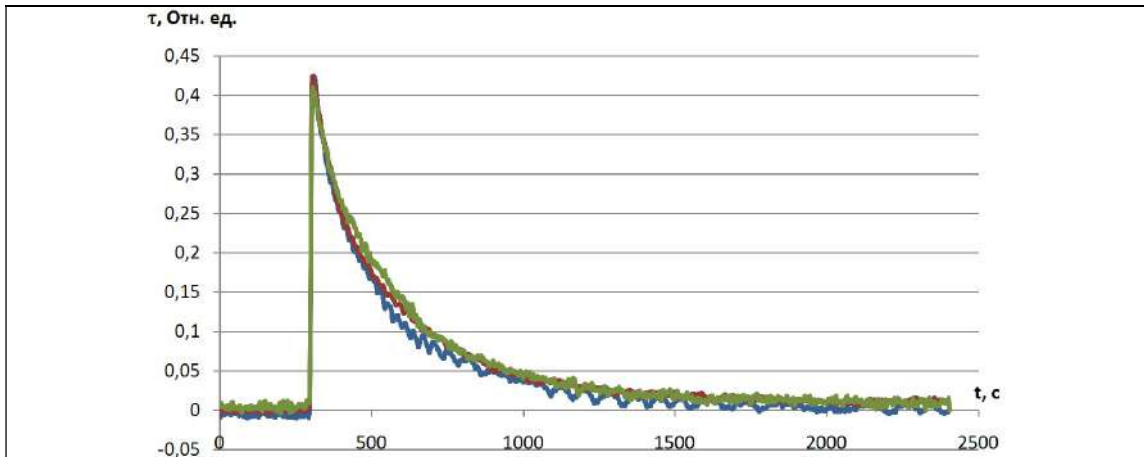


Рис. 6. Зависимость величины τ_{λ_i} на трёх длинах волн от времени (обозначения как и на рис. 3)

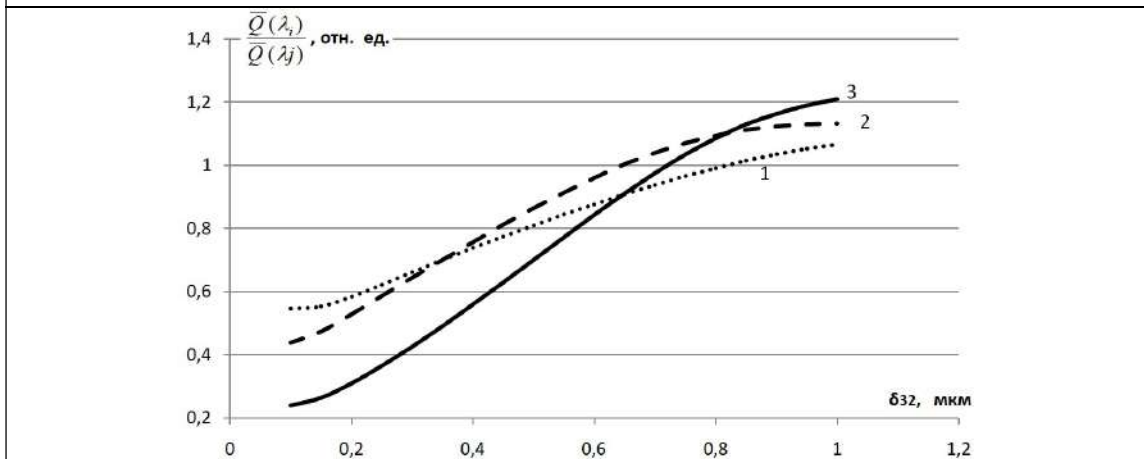


Рис. 7. График зависимости $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$ от δ_{32} для трёх длин волн: 1 – Q_{650}/Q_{532} , 2 – Q_{532}/Q_{405} , 3 – Q_{650}/Q_{405}

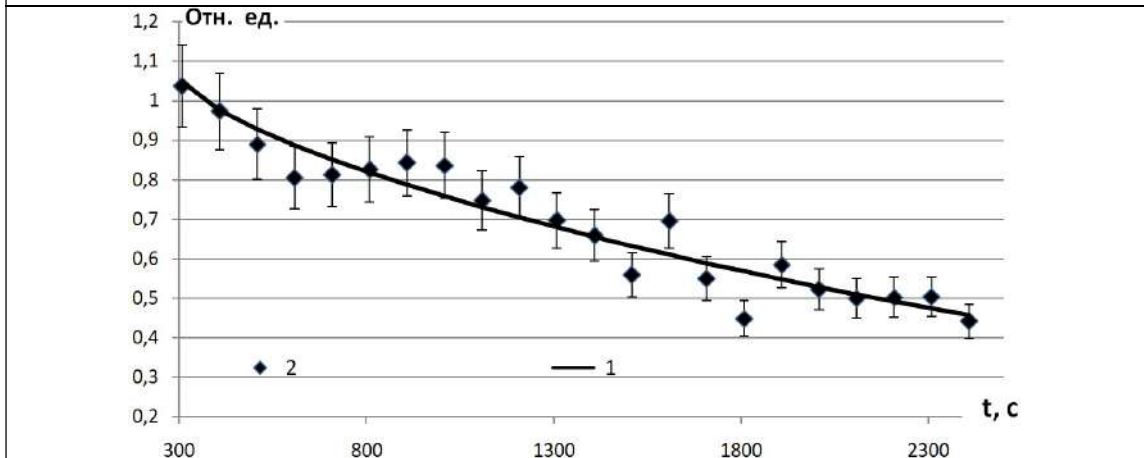


Рис. 8. Графики зависимости отношения $[\bar{Q}(\delta_{32}, 650, m)/\bar{Q}(\delta_{32}, 405, m)]$ (1) и τ_{650}/τ_{405} (2) от времени после импульсной инжекции

Затем было сопоставлено отношение $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$ с экспериментально измеренным отношением $\tau_{\lambda_i}/\tau_{\lambda_j}$. На рис. 8 показаны графики рассчитанного отношения $[\bar{Q}(\delta_{32}, 650, m)/\bar{Q}(\delta_{32}, 405, m)]$ и измеренного отношения τ_{650}/τ_{405} .

По графикам на рис. 8 нетрудно заметить, что расчетное отношение $\bar{Q}_{\lambda i}/\bar{Q}_{\lambda j}$ и экспериментальное отношение $\tau_{\lambda i}/\tau_{\lambda j}$ совпадают в пределах заданной погрешности. Таким образом, по измеренному отношению оптических плотностей $\tau_{\lambda i}/\tau_{\lambda j}$, находим отношение усреднённых факторов эффективности ослабления $\bar{Q}_{\lambda i}/\bar{Q}_{\lambda j}$ и определяем величину δ_{32} , пользуясь графиком на рис. 8.

3. Заключение

Полученные результаты показывают хорошую работу предложенного алгоритма обработки сигналов ослабления лазерного излучения на трёх длинах волн в аэрозольном потоке. А предложенный ранее [11] полуэмпирический метод определения среднего объёмно-поверхностного диаметра по сигналам ослабления и рассеяния на трёх длинах волн позволяет оценить параметры функции распределения аэрозольных частиц по размерам.

Измерения оптической плотности лазерного излучения в аэрозольном потоке в реальном времени позволили получить значение среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц в хорошем согласии с результатами численного моделирования [11, 13] и реализовать этот метод в виде лазерного сенсора [27–29].

Таким образом, для контроля и диагностики аэрозольных потоков возможно применение метода спектральной прозрачности для определения среднего объёмно-поверхностного диаметра по сигналам ослабления на трёх длинах волн и восстановление функции распределения аэрозольных частиц по размерам.

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. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли – пыли, дымы и туманы – Л.: Издательство «Химия», Ленинградское отделение, 1969 – 428 с.
2. Справочник по пыле- и золоулавливанию./ Под ред. Русанова А. А. М.: Энергоатомиздат, 1983. 312 с.
3. Уорк К., Уорнер С. Загрязнение воздуха. Источники и контроль. - М.: Мир, 1980 – 370 с.
4. Тимашев В. В., Цернес Р. Я. Зависимость прочности сепарированных цементов от их дисперсности// Цемент – 1972. № 2. – С. 15–16.
5. Алиев Г. М.-А. Техника пылеулавливания и очистки промышленных газов. – М.: Металлургия, 1986. 544 с.
6. Лапшин А. Б. Технология обеспыливания в производстве цемента. – Новороссийск.: Стромэкология, 1995. 150 с.
7. Веденин Е. И., Половченко С. В., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Изменение функции распределения частиц по размерам при различных режимах работы пылеулавливающего оборудования // Безопасность в техносфере. 2016. № 1(58). С. 41–47.
8. Привалов В. Е., Чербачи Ю. В., Шеманин В. Г. Влияние пропускания атмосферы на точность лидарного измерения мощности рассеяния Ми частицами аэрозоля. //Измерительная техника. 2022. № 1. С. 30–34.

9. Каунов В. С., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Компьютерное моделирование трансформации спектров размеров частиц в промышленных выбросах с учётом динамики влияющих параметров // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 11-2. С. 26–30.
10. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами – М.: Мир, 1986. – 664 с.
11. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир. 1987. 550 с.
12. Половченко С. В., Привалов В. Е., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Восстановление функции распределения частиц по размерам на основе данных многоволнового лазерного зондирования. // Оптический журнал. 2016. Т. 83. № 5. С. 43–49.
13. Privalov V. E. Dyachenko V. V., Shemanin V. G. Laser ranging of the atmospheric aerosol and determination of its disperse composition // IEEE Xplore Digital Library, 2019. 3 p. doi: 10.1109/[EEEx Polytech](https://doi.org/10.1109/EEEx_Polytech.2019.8906882).2019.8906882.
14. Половченко С. В., Сарычев И. А., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Экспериментальные исследования функции распределения частиц по размерам в полидисперсных аэрозольных потоках методами лазерного зондирования: монография ISBN 978-5-94215-535-3.– Краснодар :Изд- во Экоинвест, 2020. – 137 с.
15. Половченко С. В., Роговский В. В., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерная диагностика релаксационных аэродисперсных потоков. // Научно-технический вестник Поволжья. 2013. № 2. С. 41-43.
16. Дьяченко В. В., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерный мониторинг атмосферного воздуха и техногенных аэродисперсных потоков. // Электронный сетевой политематический журнал "Научные труды КубГТУ". 2017. № 7. С. 539–547.
17. Дьяченко В. В., Шеманин В. Г. Лазерные системы в экологическом мониторинге окружающей среды и контроле технологической деятельности предприятий. //Экология и промышленность России. 2021. Т. 25. № 10. С. 36–42.
18. Архипов В. А. Лазерные методы диагностики гетерогенных потоков. – Томск: Изд-во Том. Ун-та, 1987. – 140 с.
19. Пришивалко А. П., Науменко Е. К. Рассеяние света сферическими частицами и полидисперсными средами. // Препринт ИФ АН БССР. Ч. 1 Минск, 1972. 61 с.
20. Половченко С. В., Чартий П. В. Исследование релаксационных аэродисперсных потоков интегральными методами лазерного зондирования. // Фундаментальные исследования. 2014. № 11-8. С. 1717–1722.
21. Архипов В. А., Ахмадеев И. Р., Бондарчук С. С., Ворожцов Б. И., Павленко А. А., Потапов М. Г. Модифицированный метод спектральной прозрачности измерения дисперсности аэрозолей. // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20. № 1. С. 48–52.
22. Половченко С. В., Чартий П. В. Восстановление функции распределения частиц по размерам с использованием методов лазерного зондирования. //Безопасность в техносфер.2014. Т. 3. № 6. С. 37–42.
23. Чукардин В. Е., Чартий П. В. Стенд для моделирования промышленного пылегазового потока. // Безопасность жизнедеятельности. 2003. № 9. С. 50.
24. Privalov V. E., Charty P. V., Shemanin V. G. Polydisperse aerosol in air flow Mi scattering indicatrix experimental studies. // В сборнике: Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. Lasers for Measurements and Information Transfer 2004. Сер. "Lasers for Measurements and Information Transfer 2004" sponsors: SPIE Russia Chapter; editors: V. E. Privalov, Baltic State Technical University, Russian Federation. St. Petersburg, 2004. С. 242–250.
25. Privalov V. E., Charty P. V., Shemanin V. G. Optical properties of polydisperse aerosol in air flows at their pulse generation studies. // В сборнике: Proceedings of SPIE - The International

Society for Optical Engineering. Lasers for Measurements and Information Transfer 2004. Сер. "Lasers for Measurements and Information Transfer 2004" sponsors: SPIE Russia Chapter; editors: V. E. Privalov, Baltic State Technical University, Russian Federation. St. Petersburg, 2004. С. 251–259.

26. Привалов В. Е., Половченко С. В., Чартий П. В. Экспериментальное зондирование промышленных аэродисперсных потоков. // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. 2014. № 4 (206). С. 64–73.

27. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Численное моделирование аэрозольных потоков с помощью лазерного сенсора. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 11-2. С. 10–14.

28. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Устройство для контроля параметров аэрозольных потоков. Патент РФ на полезную модель № 159104 G01N15/02. 2016. Бюл. № 3.

29. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерная система предупреждения аварийных выбросов промышленных аэрозолей в атмосферу. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013. Т. 56. № 8-3. С. 278-280.

Algorithm for determining the average volume-surface diameter based on the extinction of laser radiation at three wavelengths

¹ Vedenin E. I., ^{1*} Polovchenko S. V., ¹ Sarychev I. A., ² Cherbachi Yu. V.

¹ 353900, Russia, Novorossiysk, 12 K. Marx st.,
 Novorossiysk Polytechnic Institute (branch) of the Kuban State Technological University
² 353919, Russia, Novorossiysk, Myskhakskoe shosse 75,
 Branch of the Belgorod State Technological University. V. G. Shukhov in Novorossiysk

Air flows of particles in cement production are characterized by a certain set of parameters, many of which are interrelated. Therefore, it is of interest to develop an algorithm for processing the results of multiwavelength laser ranging of aerosol flows using spectral transparency methods at several wavelengths. Within the framework of the Mie theory, a new approach has been developed for solving inverse problems for multiwavelength laser ranging of polydisperse aerosol flows with particle sizes from 0.1 to 5 μm , which makes it possible to determine the average volume-surface particle diameter from extinction signals at three wavelengths. And according to the experimentally established dependence of the average geometric particle size and the average geometric deviation of the logarithmic-normal distribution on the average volume-surface diameter, it is possible to restore the particle size distribution function.

Keywords: aerosol particles, cement, multiwavelength laser ranging, spectral transparency method, Mie theory, laser radiation, wavelength.

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568_2022_2_2_32
УДК 621.373.8

Скоростной усилитель яркости на парах металлов для систем визуального контроля и диагностики

^{1*} Мусоров И. С., ^{1,2} Евтушенко Г. С.

¹ *Национальный исследовательский Томский политехнический университет*

² *Научно-исследовательский институт — Республиканский исследовательский научно-консультационный центр экспертизы Министерства науки и высшего образования*

e-mail: * musorov@tpu.ru, evtushenkogs@extech.ru

В работе представлен разработанный скоростной усилитель яркости на самоограниченных переходах в парах бромида меди с частотой следования импульсов усиления до 300 кГц. Описана структурная схема источника накачки, обеспечивающего накачку активной среды в режиме пониженного энергозатрата. Приведены результаты модельных и экспериментальных исследований. Показана роль пониженного энергозатрата в разряд при повышенных частотах следования импульсов излучения/усиления активных сред на парах металлов.

Ключевые слова: усилитель яркости, высокочастотный источник накачки, пониженный энергозатрат.

Введение

В связи с постоянным совершенствованием различных технологических процессов для их контроля, управления и изучения активно используют системы визуального контроля и диагностики. Данные системы помогают понять физику взаимодействий во время протекания процесса, а также позволяют повлиять на параметры его протекания. Однако, в современной индустрии большое количество технологий связаны с воздействием мощных потоков энергии на объект. Как правило, такие воздействия сопровождаются интенсивной широкополосной фоновой засветки, которая затрудняет визуальный контроль протекания этих процессов с помощью традиционных методов, включая метод лазерной подсветки [1]. Использование последнего, в сочетании с временной и спектральной фильтрациями, позволяет существенно ослабить фоновую засветку, но в случае мощной засветки эффективность лазерной подсветки низка. В таких случаях эффективным методом является визуальный контроль с использованием активных оптических систем – лазерных мониторов, построенных на усилителях яркости [2, 3]. Наиболее подходящей активной средой для построения высокочастотных (ВЧ) усилителей яркости является активная среда на самоограниченных переходах в парах бромида меди [4, 5]. Данная среда работает в видимой области спектра, обладает большим коэффициентом усиления, что позволяет за один проход получать большое усиление входного сигнала. Помимо этого, данная активная среда обладает хорошими фильтрационными свойствами, благодаря узкой спектральной полосе (единицы

пикометров), что необходимо для ослабления излучения фоновой засветки и усиления только полезного сигнала [6]. Для изучения быстропротекающих процессов, необходимо, чтобы активная оптическая система обладала и соответствующим временным разрешением, которое напрямую зависит от частоты следования импульсов (ЧСИ) излучения/усиления активной среды. Что также является важной особенностью импульсно-периодического характера излучения лазеров на парах металлов. Существует два ограничивающих фактора при повышении ЧСИ усилителей яркости на парах металлов: предимпульсная концентрация электронов и предимпульсная концентрация атомов в метастабильном состоянии [7, 8, 9]. С увеличением ЧСИ оба эти показателя растут, что ведёт к срыву генерации. В работе [10] с использованием кинетической модели авторами было показано, что негативное влияние указанных параметров плазмы импульсно-периодического разряда можно существенно снизить, благодаря введению в активную среду водородсодержащих добавок и снижению энергозатрат в импульс накачки. Требуемые величины активных добавок (в нашем случае – HBr), как показано в работе [11], малы (0,1...0,3 Тор) и остаточной концентрации водорода, в присутствии бромида меди, оказывается достаточной для образования в разряде малых добавок HBr.

Первый раздел: Техника эксперимента

1.1 Блок-схема ВЧ-усилителя яркости

Усилитель яркости включает газоразрядную трубку (ГРТ), с активной средой на парах бромида меди и буферным газом неоном при давлении 20...30 Тор, высокочастотный источник накачки, аппаратуру для регистрации параметров разряда и оптических характеристик (рис. 1). В работе использовалась ГРТ диаметром активной зоны 7 мм и длиной 40 см. Импульсы тока регистрировались датчиком Pearson Current Monitors 8450, напряжения – Tektronix P6015A, излучения – Thorlabs DET10A/M, и подавались на осциллограф Tektronix TDS3054C. Средняя мощность излучения в трёх режимах (сверхизлучения, однопроходowego усиления и генерации) регистрировалась с помощью датчика измерения мощности Ophir 30C-SH.

1.2 Источник накачки, обеспечивающий режим пониженного энергозатрат в разряд

Для обеспечения работы высокочастотных усилителей яркости в режиме пониженного энергозатрат в разряд, был разработан источник накачки, подробно описанный в [12]. Основным преимуществом данного источника накачки является его работа в режиме частичного разряда накопительной ёмкости, за счёт гибридного ключа, состоящего из модуляторной лампы (в нашем случае ГМИ-27Б) и MOSFET транзистора, накопительная ёмкость разряжается через газоразрядную трубку (ГРТ) усилителя яркости только в момент, когда транзистор открыт. Данная структура позволяет управлять накачкой импульсами малой мощности, что упрощает конструкцию системы управления. Помимо этого, модуляторная лампа ограничивает ток в цепи разряда накопительной ёмкости, что обусловлено ограничением эмиссии электронов с катода лампы.

Характеристики усилителя яркости сильно зависят от параметров ГРТ, а на высоких ЧСИ необходимо обеспечить хорошее согласование источника накачки и нагрузки. Изготовление газоразрядных трубок технологически трудный процесс, а для подготовки конкретной ГРТ к работе необходимо много времени. В связи с этим для данного источника накачки была разработана Spice модель газоразрядного коммутатора и OrCAD модель схемы накачки, подробно описанные в [13]. Разработанная модель высокочастотного источника накачки позволяет осуществлять итерационный расчёт

напряжения на активном сопротивлении активной среды. За счёт использования модели источника накачки удалось оптимизировать процесс кинетического моделирования высокочастотных активных сред.

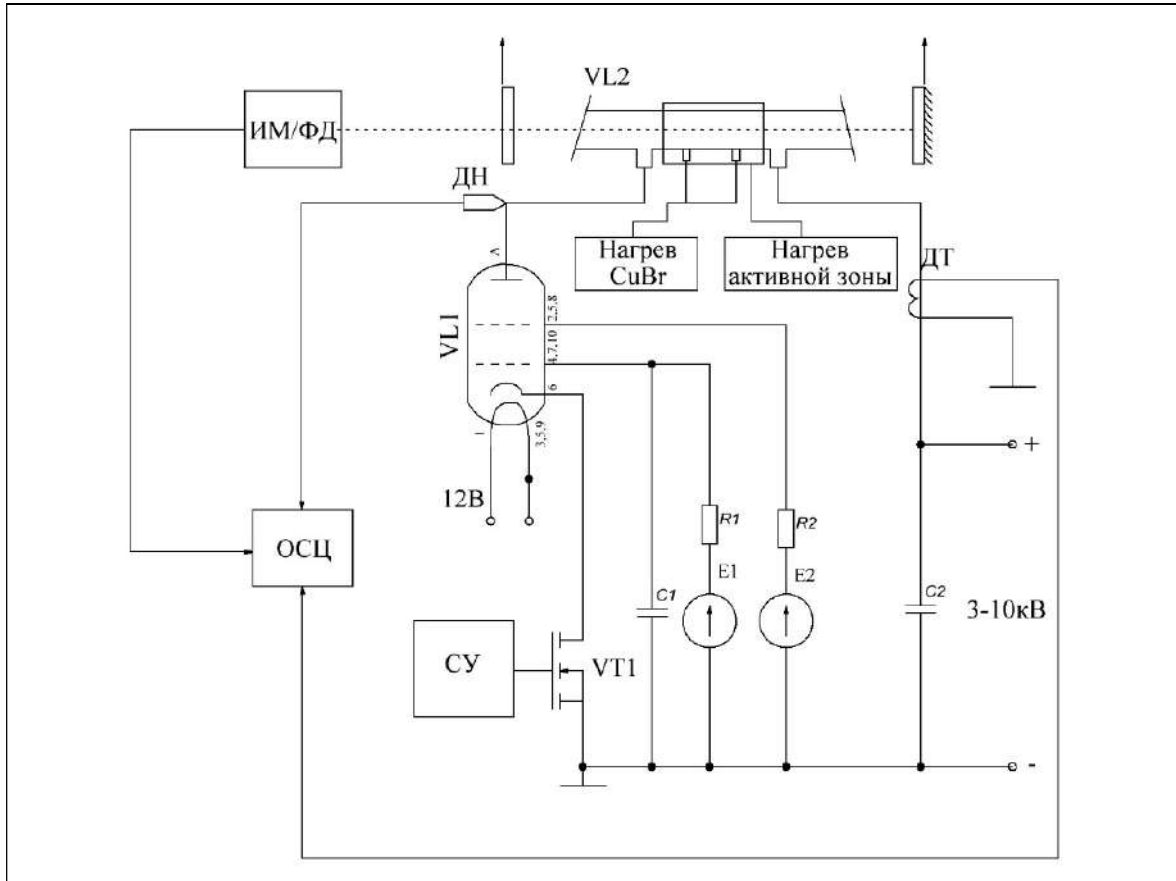


Рис. 1. Схема эксперимента: ИМ/ФД – измеритель мощности/фотодиод; ДН – датчик напряжения; ДТ – датчик тока; ОСЦ – осциллограф; СУ – система управления.

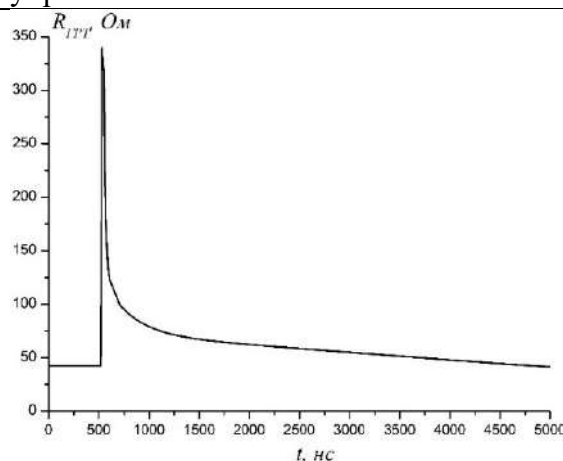


Рис. 2. Диаграмма активного сопротивления ГРТ при частоте следования импульсов накачки: 100 кГц

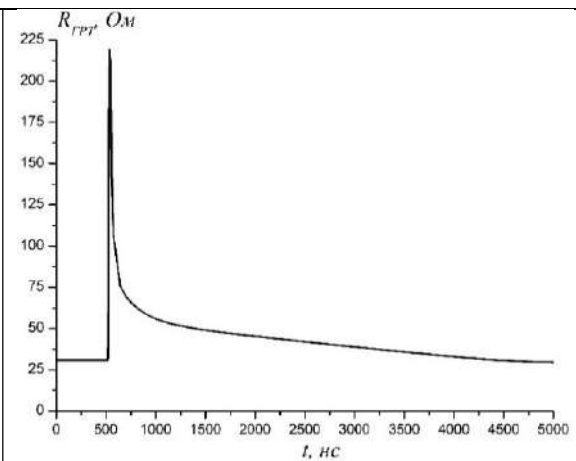


Рис. 3. Диаграмма активного сопротивления ГРТ при частоте следования импульсов накачки 150 кГц

На рис. 2 и 3 представлены диаграммы активного сопротивления газоразрядной трубки (ГРТ) при различных частотах следования импульсов 100 и 150 кГц, полученные посредством итерационного моделирования. Из данных диаграмм видно, что сопротивление активной среды уменьшается с ростом ЧСИ, вследствие роста предимпульсной концентрации электронов. А это препятствует эффективной накачке верхних рабочих уровней атомов меди.

Типичной конструкцией активного элемента усилителей яркости на парах бромида меди является ГРТ с внутренними электродами. В связи с тем, что активная среда с парами брома является агрессивной, то продолжительный контакт газовой среды с электродами ведёт к их деградации и выходу из строя. Для увеличения срока службы усилителя яркости возможно использование ГРТ с внешними (ёмкостными) электродами [14]. В этом случае величина рабочей ёмкости будет определяться ёмкостью электродов. На рис. 3 представлены результаты моделирования работы схемы на ГРТ с ёмкостными электродами, расположенными вне разрядного канала, с внешней стороны ГРТ. На диаграммах показаны импульс тока ГРТ (рис. 4), соединённого с лампой, напряжение анода лампы (рис. 5 сплошная линия) и напряжение на стоке транзистора VT1 (рис. 5 пунктирная линия). В момент открытия транзистора потенциал на аноде лампы становится равен потенциалу общей шины, электродные емкости начинают разряжаться и через ГРТ протекает ток. Обратный ток, после закрытия MOSFET транзистора обусловлен зарядом электродных ёмкостей ГРТ.

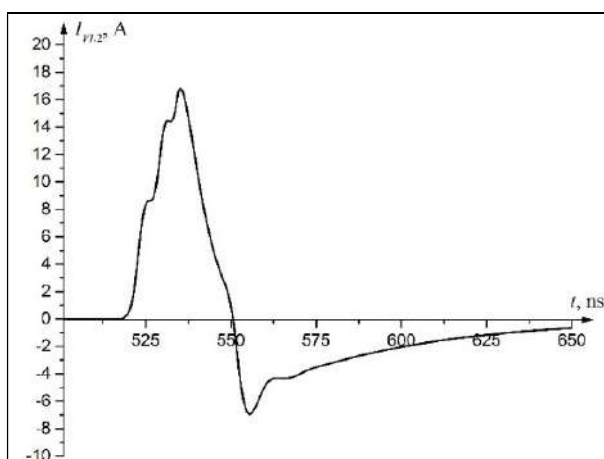


Рис. 4. Осциллограммы моделирования работы источника накачки на ГРТ с ёмкостными электродами: тока ГРТ, соединённого с лампой

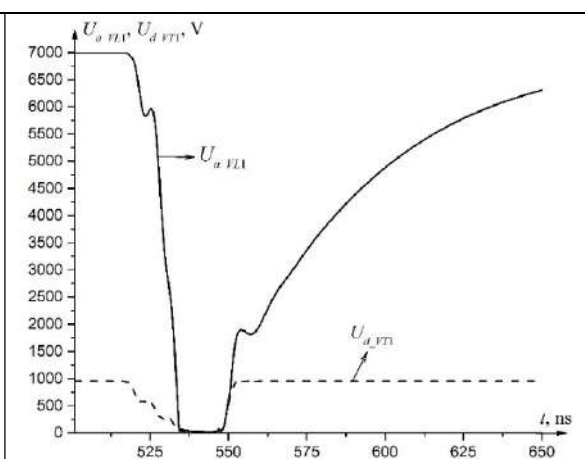


Рис. 5. Осциллограммы моделирования работы источника накачки на ГРТ с ёмкостными электродами: напряжение анода лампы (сплошная линия) и напряжение на стоке транзистора (штриховая линия)

Разработанная модель позволяет проверять работоспособность источника накачки при различных нагрузках (ГРТ различных размеров и типов: с внутренними – типичными и внешними – емкостными электродами) и определить основные параметры для выбора элементов его принципиальной схемы, в частности, силового транзистора.

Используемая в источнике накачки комбинация электровакуумной лампы и полупроводникового ключа позволяет получить надежный и стабильный коммутатор, обладающий высоким быстродействием и малой мощностью управления. С

использованием такого коммутатора реализован генератор импульсов возбуждения с пониженным энерговыделением в разряд (менее 100 мкДж/см^3).

Реализация режима пониженного энерговыделения в разряд реализовывалась в работе за счёт уменьшения длительности высоковольтного импульса накачки (t_i). На рис. 6 и 7 в качестве иллюстрации приведены осциллограммы, отражающие роль понижения энерговыделения на генерационные характеристики CuBr-активной среды.

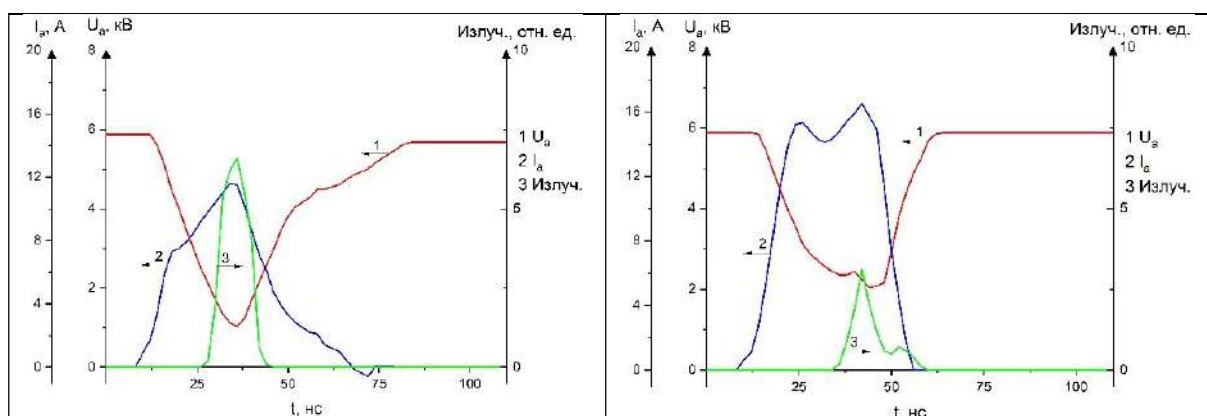


Рис. 6. Осциллограммы экспериментального исследования пониженного энерговыделения: 1 канал – напряжение на аноде лампы, 2 канал – импульс тока разряда, 3 канал – излучение активной среды в режиме генератора (лазера); $f = 130 \text{ кГц}$ ($E_{\text{вх}} = 70 \text{ мкДж/см}^3$). $t_i = 28 \text{ нс}$

Рис. 7. Осциллограммы экспериментального исследования пониженного энерговыделения: 1 канал – напряжение на аноде лампы, 2 канал – импульс тока разряда, 3 канал – излучение активной среды в режиме генератора (лазера); $f = 130 \text{ кГц}$ ($E_{\text{вх}} = 100 \text{ мкДж/см}^3$). $t_i = 32 \text{ нс}$

Таким образом, проведённые испытания устройства на модельную и реальную нагрузку показали, что разработанный высоковольтный генератор можно использовать в качестве источника накачки активных сред лазеров и усилителей яркости на парах металлов с высокой ЧСИ (до 1,1 МГц), в том числе, с обеспечением режима пониженного разряда в разряд.

Второй раздел: CuBr-усилитель яркости с частотой следования импульсов до 300 кГц

Измерения характеристик вынужденного излучения при высоких частотах следования импульсов накачки проводились для трёх режимов работы активной среды: сверхизлучения (в отсутствие зеркал резонатора), однопроходового усиления (при установке одного плотного зеркала) и генерации (при наличии плотного зеркала и плоскопараллельной пластинки, в качестве второго – выходного). В таблице приведены параметры, а на рис. 8 осциллограммы импульсов излучения для всех трёх режимов, при частоте следования импульсов накачки 300 кГц.

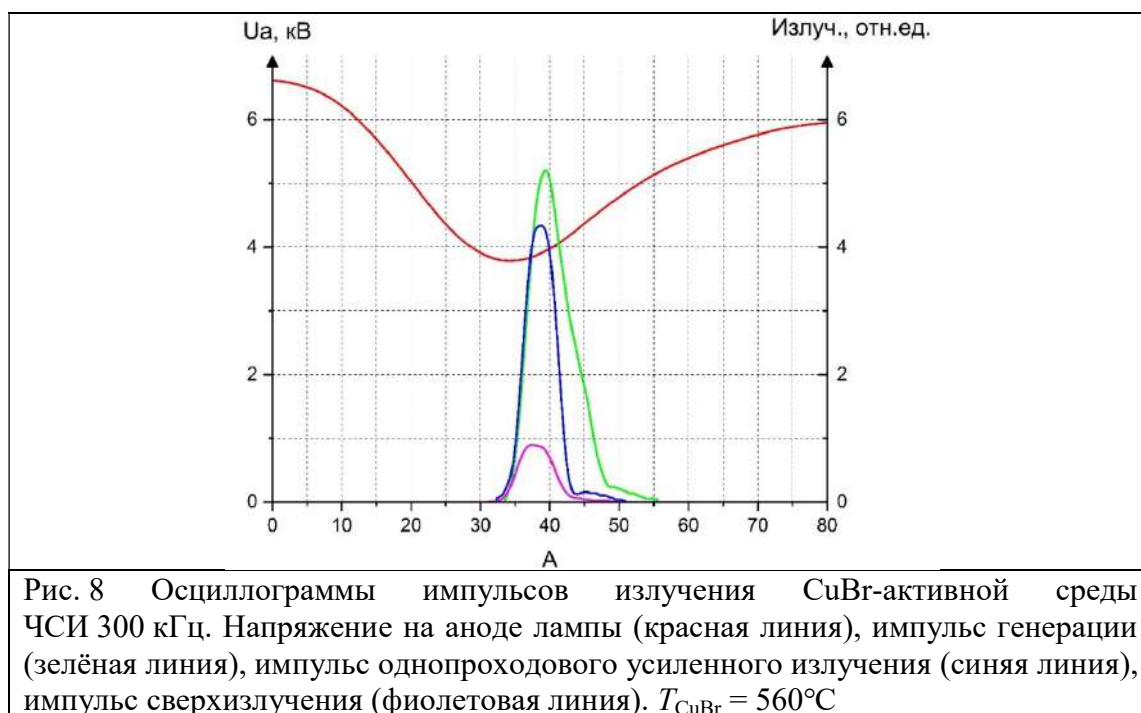
Первые два режима наиболее важны, поскольку определяют эффективность работы активной среды в режиме усилителя яркости.

Анализ полученных данных свидетельствует, что уменьшением длительности импульса возбуждения до 20 нс, при амплитуде напряжения 6 кВ реализован режим пониженного энерговыделения в активную среду на парах бромида меди (100 мкДж/см^3), что позволило в работе [15] повысить частоту следования импульсов сверхизлучения и усиления до

200 кГц, а в настоящей до 300 кГц (за счёт оптимизации схемы накачки). При этом, как показали проведённые ранее оценки и эксперименты по визуализации объектов при частотах до 100 кГц [3], энергии сверхизлучения (E более $0,045 \text{ мкДж/см}^2$) в одном импульсе и величины усиления ($K_{\text{эфф}} = 2 \dots 4$) будет достаточно для получения изображения объекта, в том числе в условиях фоновой засветки.

Основные входные и выходные параметры УЯ

$T_{\text{CuBr}}, \text{ }^\circ\text{C}$	$P_{\text{ген}}, \text{ мВт}$	$P_{\text{однопрох}}, \text{ мВт}$	$P_{\text{сверх}}, \text{ мВт}$	$U_a, \text{ кВ}$	$t_i, \text{ нс}$	$K_{\text{эфф}}$
545	460	370	60	6	40	6.17
550	470	415	80	6	40	5.19
555	530	450	100	6	40	4.5
560	575	470	105	6,5	40	4.48
565	565	505	120	6,5	40	4.21
570	550	525	135	6,5	40	3.89



Заключение

С использованием специально разработанного источника накачки, обеспечен режим пониженного в разряд ВЧ CuBr-усилителя яркости, что позволило увеличить частоту повторения импульсов излучения/усиления до 300 кГц. На основе проведенных исследования создан лабораторный макет скоростного усилителя яркости, предназначенный для работы в составе лазерного монитора с временным разрешением менее 5 нс.

Конфликт интересов

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

Благодарности

Авторы выражают благодарность Шиянову Д. В. за участие в подготовке эксперимента и признательность Торгаеву С. Н. и Кулагину А. Е. за интерес к работе и полезную дискуссию. Разработка скоростного усилителя яркости для лазерного монитора проведена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-10096).

Список литературы

1. Colin E. Webb, Julian D. C. Jones. Handbook of Laser Technology: Applications // IoP Publishing. 2004. 1180 p.
2. Batenin V. M., Klimovskii I. I., Selezneva L. A. Research of surfaces of electrodes of a carbon arc during its burning // Doklady Akademii Nauk, 1988, Vol. 303, No 4, pp. 857–860.
3. Methods and Instruments for Visual and Optical Diagnostics of Objects and Fast Processes. Ed. Gennadiy Evtushenko, Nova Publishers, 2018, 236 p.
4. Astadjov D. N., Vuchkov N. K., Zemskov K. I., Isaev A. A., Kazaryan M. A., Petrash G. G., Sabotinov N. V. Active optical systems with a copper bromide vapor amplifier // Soviet J. Quantum Electron., 1988, Vol. 15, No 4, pp. 716–719.
5. Evtushenko G. S., Trigub M. V., Gubarev F. A., Evtushenko T. G., Torgaev S. N., Shiyanov D. V. Laser monitor for non-destructive testing of materials and processes shielded by intensive background lighting // Review of Scientific Instruments, 2014, Vol. 85, Issue 3, Article number 033111. pp. 1–5.
6. Пасманик Г. А., Земсков К. И., Казарян М. А. Оптические системы с усилителями яркости. г. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. 173 с.
7. Petrash G. G. The Processes Limiting the Pulse Repetition Rate in Pulsed Metal and Metal Compound Vapor Lasers // Laser Phys., 2000, Vol. 10, No 5, 994.
8. Бохан П. А., Силантьев В. Н., Соломонов В. И. О механизме ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах меди // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 6, с. 12.
9. Бохан П. А., Закревский Д. Э. О предельных частотах следования импульсов генерации в лазерах на парах меди. Журнал технической физики. 1997. Т. 67. № 5. С. 54–60.
10. Boichenko A. M., Evtushenko G. S., Nekhoroshev V. O., Shiyanov D. V., Torgaev S. N. CuBr-Ne-HBr laser with a high repetition frequency of the lasing pulses at a reduced energy deposition in the discharge // Physics of Wave Phenomena, 2015, Vol. 23. – Issue 1. – pp. 1–13.
11. Шиянов Д. В., Суханов В. Б., Евтушенко Г. С., Андриенко О. С. Экспериментальное исследование влияния добавок HBr на генерационные характеристики CuBr-лазера // Квантовая электроника, 2004, Т 34, № 7, с. 625–629.
12. Торгаев С. Н., Евтушенко Г. С., Ярославцев Е. В., Нехорошев В. О., Мусоров И. С., Тригуб М. В. Генератор импульсов возбуждения для лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов // Патент РФ № 23721804, 2018 г.
13. С. Н. Торгаев, Д. Н. Огородников, И. С. Мусоров, А. Е. Кулагин, Г. С. Евтушенко. Высокочастотный источник накачки активных сред на парах металлов // ПТЭ, 2020, Т. 63, № 1, с. 69–74.
14. F. A. Gubarev, V. B. Sukhanov, G. S. Evtushenko, V. F. Fedorov, and D. V. Shiyanov. Capacitively Coupled Longitudinal Discharge CuBr-Laser // IEEE J. Quantum Electronics, 2009, Vol. 45, No 2, pp. 171–177.

Лазеры. Измерения. Информация. 2022. Том № 02. № 02 (06)
<https://lasers-measurement-information.ru>

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

High-speed metal vapor brightness amplifier for visual inspection and diagnostic systems

^{1*} Musorov I. S., ^{1,2} Evtushenko G. S.

¹ *National research Tomsk polytechnic university*

² *Scientific Research Institute, Federal Research Center for Project Evaluation and Consulting Services*

The paper presents the developed high-speed brightness amplifier based on self-terminating transitions in copper bromide vapor with a repetition rate of amplification pulses up to 300 kHz. A block diagram of a pump source providing pumping of the active medium in the mode of reduced energy input is described. The results of modeling and experimental studies are presented. The role of the reduced energy input into the discharge at increased repetition rates of radiation/amplification pulses of active media on metal vapors is shown.

Keyword: brightness amplifier, high-frequency pump source, reduced input energy.