

3

Быстродействующий двухканальный анализатор оптически плотных выбросов аэрозолей на основе диодных оптопар с длиной волны 0.65 и 3.4 микрона

© А.В. Загнитько, В.В. Пименов, С.Е. Сальников, Д.Ю. Федин, В.И. Алексеев, И.Д. Мацуков, С.М. Вельмакин, Н.П. Зарецкий, Е.В. Черненко

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Россия, Москва
e-mail: azagnitko@yandex.ru

Поступило в Редакцию 21 октября 2022 г.

В окончательной редакции 22 декабря 2022 г.

Принято к публикации 22 декабря 2022 г.

Разработан двухканальный анализатор оптически плотных пожароопасных аэрозольных потоков на основе двух параллельных диодных оптопар с длиной волны электромагнитного излучения $\lambda = 0.65$ и $3.4 \mu\text{m}$, быстродействием $\tau \leq 0.05$ s и передачей оцифрованных данных на удаленный до 1200 m сервер через интерфейс RS-485. Описаны его конструкция и характеристики в процессе детектирования потоков частиц диаметром от 0.2 до $5000 \mu\text{m}$ с оптической плотностью $D \leq 3.5$. Показано, что рассчитанные на основе теории рассеивания излучения Ми величины отношения коэффициентов ослабления волн с $\lambda = 0.65$ и $3.4 \mu\text{m}$ от размера капель согласуются с экспериментальными. Созданный анализатор аэрозолей может быть использован при экспресс анализе техногенных воздушнокапельных выбросов топливных жидкостей и для разработки крупномасштабных генераторов взрывного типа при создании импульсных барьеров из облаков тонкодисперсного аэрозоля в атмосфере.

Ключевые слова: анализатор аэрозолей, быстродействие, диодные оптопары, инфракрасное и видимое излучение, коэффициент ослабления, оптически плотные выбросы, теория рассеивания Ми, топливные жидкости.

DOI: 10.21883/JTF.2023.02.54494.236-22

Введение

Экспресс анализ оптически плотных аэрозольных выбросов в атмосферу и разработка генераторов взрывного типа для быстрого создания крупномасштабных барьеров из тонкодисперсных капель на пути распространения токсичных и горючих облаков представляет интерес для систем промышленной безопасности объектов, получения и хранения топливных жидкостей (керосин, бензин, мазут, дизельное топливо (ДТ), нефть, гептил, спирт и т.п.). При техногенных выбросах горючего в виде струй и проливах на грунт велика вероятность образования взрывопожароопасных топливоздушных смесей (ТВС) объемом более 10^4 m^3 [1–5].

Закономерности образования ТВС и дальнейшей их трансформации характеризуются большим числом переменных параметров, которые определяются как свойствами газочапельной фазы, так и внешней среды и обладают рядом особенностей, таких как высокая скорость выброса жидкостей, малое время образования крупномасштабных облаков, нестационарность процессов эволюции полидисперсного аэрозоля в условиях аэродинамического дробления, кавитации и испарения капель, турбулентной коагуляции и седиментации [5–8].

Анализ выбросов ТВС достаточно сложен, поскольку необходимо измерять флуктуирующие характеристики

частиц с передачей данных на удаленный сервер, а устройства для их сканирования должны иметь быстродействие $\tau \leq 0.1$ s, функционировать при скорости газочапельных потоков до сотен метров в секунду и обладать устойчивостью к импульсному воздействию избыточного ($> 10^5$ Па) давления газа [1–10].

Известно, что для экспресс анализа крупномасштабных ТВС разработаны одноканальные и двухканальные лазерные анализаторы аэрозольных потоков (оптроны) с инерционным сепаратором капель диаметром $d > 15\text{--}20 \mu\text{m}$ и длиной волны излучения $\lambda = 0.6\text{--}0.7 \mu\text{m}$ [3,4]. Данные устройства позволяют измерять с $\tau \leq 0.05$ s динамические значения оптической плотности $D = \lg(I_0/I) \leq 3.5$ и удельной поверхностной концентрации капель $S = \pi \langle d^2 \rangle N$ (m^2/m^3), а также величины их среднеквадратичного отклонения при объемной концентрации капель менее 0.1% об. Здесь I_0 и I — интенсивности излучения без присутствия и при наличии ТВС соответственно в оптическом канале оптрона; $\langle d^2 \rangle^{0.5}$ — среднеквадратичный диаметр капель с дифференциальным распределением по размерам $f(d)$; счетная концентрация N [1–5]. В случае распространенного логнормального распределения капель по диаметрам величина $\langle d^2 \rangle = \langle d \rangle^2 \exp(\ln^2 \sigma)$, где $\langle d \rangle$ — средний арифметический диаметр капель и σ — стандартное геометрическое отклонение [5].

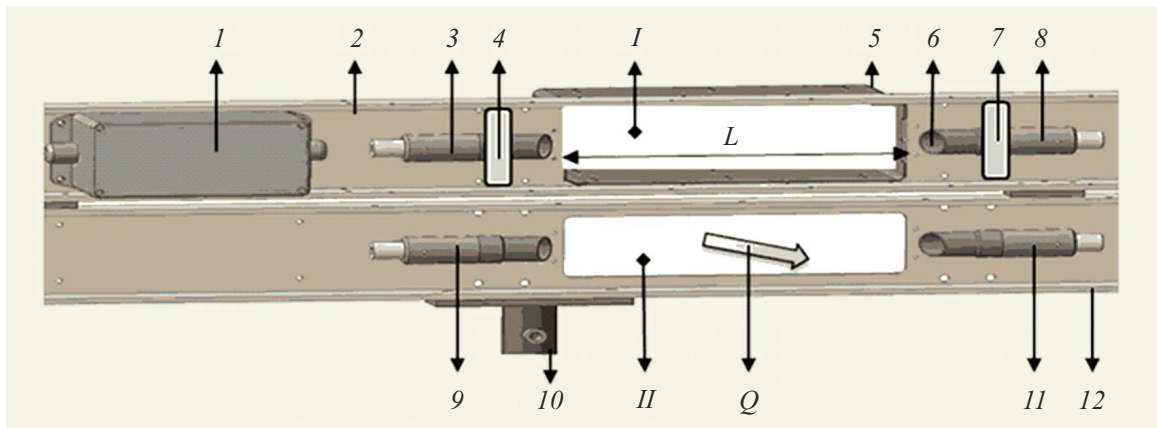


Рис. 1. Принципиальная схема двухканального лазерного анализатора аэрозолей (пояснения в тексте).

Для произвольного распределения частиц по размерам $\langle d^2 \rangle = \langle d \rangle^2 (1 + q^2)$, где q — параметр вариации. Оцифрованные данные передаются на сервер с интервалом 0.001–0.01 с.

Согласно теории Ми [5–8] изменение потока энергии электромагнитных волн обуславливается их рассеиванием и поглощением незаряженными каплями. Его ослабление в соответствие с законом Бугера можно рассчитывать как

$$\lg(I_0/I) = KL, \quad (1)$$

где K — объемный коэффициент ослабления и L — толщина рассеивающего слоя [5–8]. Формула (1) справедлива при однократном рассеянии излучения каплями и для достаточно большого числа рассеивателей $NS_1L \gg 1$ с расстоянием между ними более $(4-5)d$, где S_1 — площадь поперечного сечения лазерного луча в зоне анализа частиц [7]. Укажем, что эти условия в проведенных исследованиях выполнялись (см. разд. 1 и 2).

В случае монодисперсного потока частиц $K = N\beta(m)\pi d^2/4$, где $\beta(m)$ — коэффициент ослабления излучения каплей от величины параметра рассеивания Ми $m = \pi d/\lambda$ [5–8]. Обобщение для полидисперсных капель в приближении, что вклад от каждой из групп капель в K аддитивен, имеет вид [3–5,7]:

$$K = N \left(\frac{\pi}{4} \right) \int_d^{\square} d^2 f(d) \beta(m) dd. \quad (2)$$

Использование закона Бугера предполагает, что вся рассеянная каплями энергия изымается из пучка излучения, а коэффициент K определяется интегрированием рассеянной в различных направлениях энергии, включая и направление вперед. При $m > 10$ величина $K = F(Z, d/\lambda) \times (S/4)$, где $Z = md_1/2L$, d_1 — диаметр приемного объектива и $F(Z, d/\lambda)$ — корректирующая

функция, учитывающая индикатрису рассеивания излучения каплями и размеры оптической зоны оптрона [7]. Значения $F(Z, d/\lambda)$ стремятся к пределу $\alpha = 1, 1.5$ и 2 при $Z \gg 1, \rightarrow 1$ и $\rightarrow 0$ соответственно [7]. При этом величины D и K можно рассчитывать по формулам [5–7]:

$$\begin{aligned} D &= \alpha \pi N \left(\frac{L}{9.2} \right)^2 \int_d^{\square} d^2 f(d) dd \\ &= \alpha \pi N \langle d^2 \rangle \left(\frac{L}{9.2} \right)^2 = \alpha S L / 9.2; \quad (3) \\ K &= \alpha S / 4. \quad (4) \end{aligned}$$

Запатентованные лазерные анализаторы ТВС не позволяют осуществлять экспресс анализ флуктуирующих размеров тонкодисперсных капель в оптически плотных аэрозольных выбросах [3,4]. Целью работы являлась разработка быстродействующего с $\tau \leq 0.05$ с двухканального анализатора аэрозольных потоков на основе двух параллельных диодных оптопар с $\lambda = 0.65 \pm 0.005 \mu\text{m}$ и $\lambda = 3.4 \pm 0.2 \mu\text{m}$ для экспресс анализа флуктуирующих значений D, S и d с передачей данных на удаленный до 1200 м сервер через интерфейс RS-485. Согласно теории Ми рассчитано отношение β коэффициентов ослабления излучений с длинами волн $\lambda = 0.65$ и $3.4 \mu\text{m}$ от $d = 0.4-1000 \mu\text{m}$ [5–8] и проведено их сравнение с экспериментальными значениями β для частиц диаметром более $0.2 \mu\text{m}$ и массовой концентрацией $M \approx 0.001-4.0 \text{ кг/м}^3$. Выбор столь большого диапазона изменения параметров частиц был обусловлен тем, что в крупномасштабных выбросах жидкостей в атмосферу наблюдается их быстропротекающее варьирование в широком интервале значений $d \approx 0.5-10^4 \mu\text{m}$ и $M \approx 0.001-5.0 \text{ кг/м}^3$ [3–5].

1. Экспериментальная часть

На рис. 1 приведена принципиальная схема быстродействующего двухканального анализатора выбросов

аэрозолей на основе двух диодных оптопар. Первая оптопара с длиной волны $\lambda = 3.4 \pm 0.2 \mu\text{m}$ в канале I содержит иммерсионные светодиод 3 (LED34TO8TEC) и фотодиод 8 (PD34TO8TEC) [9,10], связанные гибкой механической связью с корпусом 2 юстировочными элементами 4 и 7 для настройки диодной оптопары на максимальную величину выходного сигнала фотодиода. В результате устраняется несоосность оптической схемы и диаграмм направленности излучения светодиода 3 и чувствительности фотодиода 8. Вторая диодная оптопара в канале II с широкой диаграммой направленности излучения и $\lambda = 0.65 \pm 0.005 \mu\text{m}$ выполнена с жесткой фиксацией полупроводникового лазера 9 (ADL-65055TA2) и фотодиода 11 (BPW24R) внутри корпуса 12. Параллельные металлические корпуса 2 и 12 изготовлены с прямоугольными окнами для конвективного газочапельного потока Q через каналы I и II. Внешний электронный блок 1 закреплен в корпусе 2 и предназначен для питания, управления, стабилизации температуры и синхронной передачи оцифрованных сигналов от двух оптопар каждые 0.02 s по витой паре с использованием интерфейса RS-485 на удаленный до 1200 m безопасный сервер для их последующей обработки и анализа. Выбор длин волн оптопар был обусловлен несущественным поглощением излучения парами атмосферной воды.

Оба иммерсионных полупроводниковых прибора 3 и 8 оснащены системой стабилизации температуры излучателя 3 и фотоприемника 8 (с использованием элементов Пельтье) на уровне, установленном при их настройке (от 285 до 300 K) [3,9,10]. Значения температур непрерывно считываются микропроцессором для контроля и совместно с величинами рабочего и фоновых сигналов фотодиодов 8 и 11 передаются по интерфейсу RS-485 на удаленный сервер (на рис. 1 не показан).

Исследование характеристик двухканального оптрона проводилось на стенде анализа частиц и парогазовых смесей углеводородов [3–4,11]. Аэрозольные потоки умеренно полидисперсных капель воды, глицерина, керосина, ДТ, уайт-спирита, мазута флотского Ф5 и масла турбинного ТП22 с диаметром капель менее $15 \mu\text{m}$ и $\sigma \leq 1.7$ получали с помощью генератора тумана „ТО-52“ (РФ) при температуре 293–380 K и холодного ультразвукового туманообразователя с 12-ю пьезокерамическими мембранами „МНВ12-УН“ (Китай). При получении более крупных капель с $d = 20–5000 \mu\text{m}$ и $\sigma \approx 2–3$ использовались электрические пневмораспылители жидкостей типа „ЭКРП-600/0.8, Калибр“ (РФ), „Karcher K3“ и „W590 Flexio, Wagner“ (ФРГ). При генерации смеси субмикронных твердых и жидких частиц осуществлялось свободное горение, дистилляция и пиросинтез соединений сигаретного табака в потоке воздуха. Кроме того, исследовались локальные импульсные выбросы жидкостей в виде затопленных струй со скоростью до 50 m/s и длиной 5–10 m при числах Рейнольдса $Re = U_1 d \rho / \eta < 10^4$ с их аэродинамическим дроблением при числах Вебера $We = \rho(U_1 - U)^2 d / \delta < 10^5$ [3–5]. Здесь ρ , η и U — плотность, динамическая вязкость

и скорость воздуха, соответственно, δ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости, d — диаметр капля и жидких фрагментов, U_1 — их скорость. Капли и жидкие фрагменты создавались с помощью импульсного аэрозольного генератора с источником сжатого до 8 МПа воздуха объемом 0.2 m^3 в нормальных условиях. Газочапельный поток формировался при пузырьковом течении сжатого воздуха через слой распыляемой жидкости с первоначальной скоростью около 250 m/s за время редуцирования давления воздуха электромагнитным клапаном не более 0.3 s.

Анализ крупномасштабных ТВС объемом до 10^7 m^3 осуществлялся в процессе импульсного распыления топлив при инициировании высокоэнергетических материалов (ВЭМ). В данных экспериментах числа Рейнольдса в потоке не превышали 10^6 , а аэродинамическое дробление капель происходило при числах Вебера менее 10^5 [3–5].

Размер и концентрация частиц определялись ультрамикроскопическим методом в кювете, с помощью шестикаскадного импактора с круглыми соплами и микроскопа, весовым способом, а также путем отбора частиц на аналитические стекловолоконистые фильтры. Обработка изображений с отпечатками капель с целью оценки их распределения по размерам производилась с использованием программного комплекса ImageJ с учетом измеренного коэффициента растекания капель на материале фильтра [11,12]. Помимо этого для оценки размеров и концентрации частиц использовалась их униполярная зарядка газовыми ионами коронного разряда с последующим измерением тока переноса заряженных частиц при их осаждении на волокна электропроводящего фильтра, соединенного с электрометрическим усилителем [3–5,11]. Инфракрасная фотометрия осадков топливных капель на фильтрах осуществлялась концентратомером „КН-2м“ (РФ). Углеводородные газовые смеси анализировались инфракрасными анализаторами с иммерсионной оптопарой и сенсорами Mirax [3]. Поверхностная концентрация капель в выбросе и его скорость измерялась лазерными оптронами [5].

На рис. 1 представлен: 1 — электронный блок; 2 и 12 — металлические корпуса с прямоугольными окнами для аэрозольного потока Q через каналы I и II оптического анализа аэрозолей с длиной рассеивающего слоя $L \approx 0.07–0.1 \text{ m}$; 3 и 8 — полупроводниковые иммерсионные светодиод и фотодиод ($\lambda = 3.4 \text{ micron}$) соответственно с их юстировочными элементами 4 и 7; 5 — входной тонкостенный прямоугольный канал, состыкованный с прямоугольными отверстиями для течения потока Q через каналы I и II; 6 — объектив фотодиода диаметром d_1 (отношение $d_1/L \approx 0.06–0.08$); 9 и 11 — полупроводниковые светодиод и фотодиод ($\lambda = 0.65 \text{ micron}$), соответственно; 10 — крепление подвески анализатора на мачте или тресе.

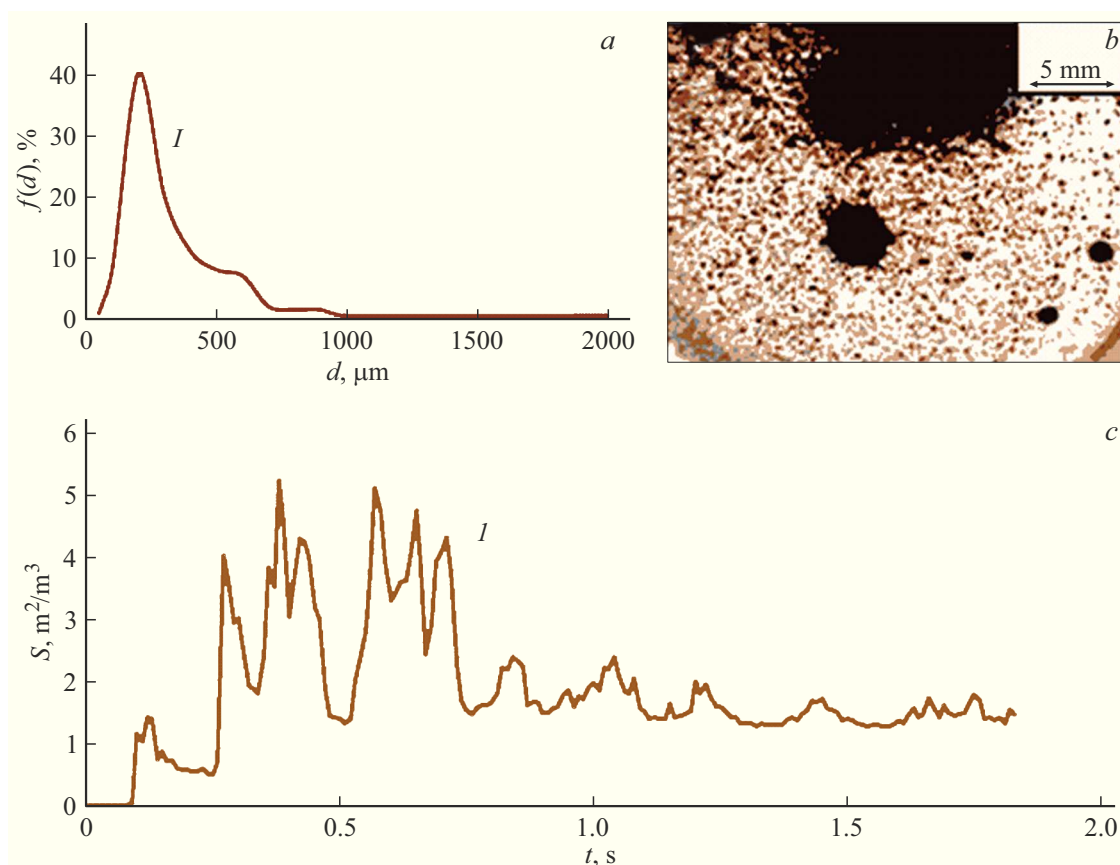


Рис. 2. Характеристики аэрозоля при импульсном выбросе мазута $\Phi 5$ в атмосферу на высоте 8 м ($T = 311$ К): *a* — распределение капель по размерам $f(d)$ (кривая *I*), *b* — фотография их черно-коричневых отпечатков на поверхности фильтра; *c* — зависимость удельной поверхностной концентрации S капель от времени t (кривая *I*).

2. Результаты и их обсуждение

Быстродействие оптрона τ определялось путем измерения величины напряжения на выходе усилителя сигналов фотодиодов δ и II от времени при более чем 300-кратном обмене объема аэрозолей за секунду фильтрованным воздухом в каналах I и II. Показано, что величина $\tau \leq 0.05$ с при быстродействии электронного блока $\tau_0 \approx 25 \mu\text{s}$ с передачей данных на удаленный сервер каждые 0.02 с. Методика анализа τ_0 описана в [3].

В процессе выброса различных жидкостей со скоростями до 50 м/с наблюдалась биполярная электризация капель с практически нулевым объемным зарядом. Заряды капель были существенно меньше зарядов при их классической ударной и диффузионной зарядке униполярными ионами коронного разряда [5,11]. При этом удельное электрическое сопротивление R и диэлектрическая проницаемость ϵ жидкостей варьировались в широком диапазоне. Так, если в случае топлив (керосин ТС-1, уайт-спирит, ДТ, мазут $\Phi 5$, масло ТП22) измеренные значения $R > 10^{10} \Omega \cdot \text{m}$ и $\epsilon \approx 2$, то для воды и глицерина: $R = 30$ и $610 \Omega \cdot \text{m}$ и $\epsilon = 80$ и 43 , соответственно. В результате биполярная электризация капель при анализе рассеивания излучения не учитывалась.

Показано, что с достаточной для практики точностью распределение частиц по размерам, в котором мелких капель гораздо больше, чем крупных, можно аппроксимировать логарифмически нормальной функцией. В качестве примера на рис. 2, *a* приведено экспериментально полученное и близкое к логнормальному распределение $f(d)$ (кривая *I*) капель мазута $\Phi 5$, отобранных на стекловолокнистый фильтр. Аспирация капель осуществлялась на высоте 8 м. Обработка полученных изображений (черно-коричневые капли на белой поверхности фильтра, см. фотографию *I* на рис. 2, *a*) и их анализ производились с использованием программного комплекса ImageJ [12], в результате чего получено, что величина d варьируется от 20 до 2000 μm , $\langle d \rangle = 348 \mu\text{m}$ и $\sigma = 2.4$. Капли диаметром менее 20 μm практически не фиксировались. Это согласуется с расчетами, согласно которым при начальной скорости газокapельного выброса около 100 м/с аэродинамического дробления капель с $d < 20 \mu\text{m}$ не происходит, поскольку число Вебера для таких капель меньше критического значения ($We < 10$). Характерное время газокapельного выброса мазута объемом до 10^5m^3 составляло менее 2-х секунд, что было зафиксировано путем измерения удельной поверхности капель от времени (см. рис. 2, *b*). Величина S

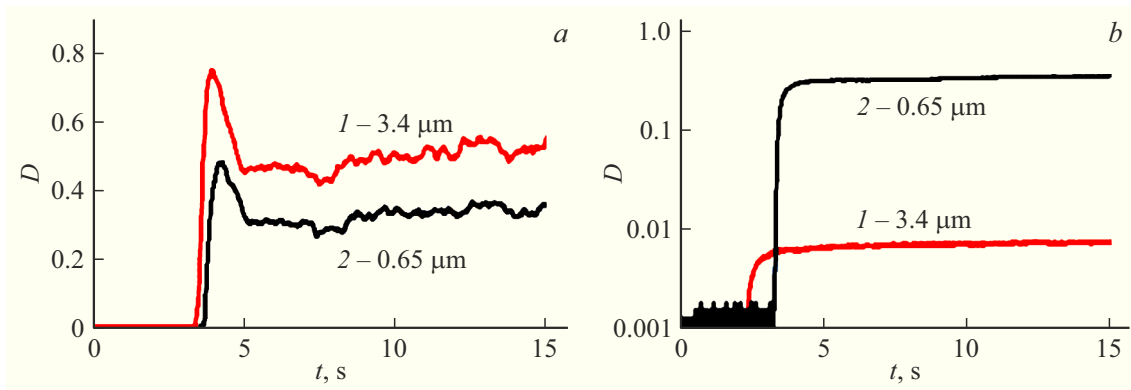


Рис. 3. Графики зависимостей оптической плотности D от времени t для стационарного потока капель.

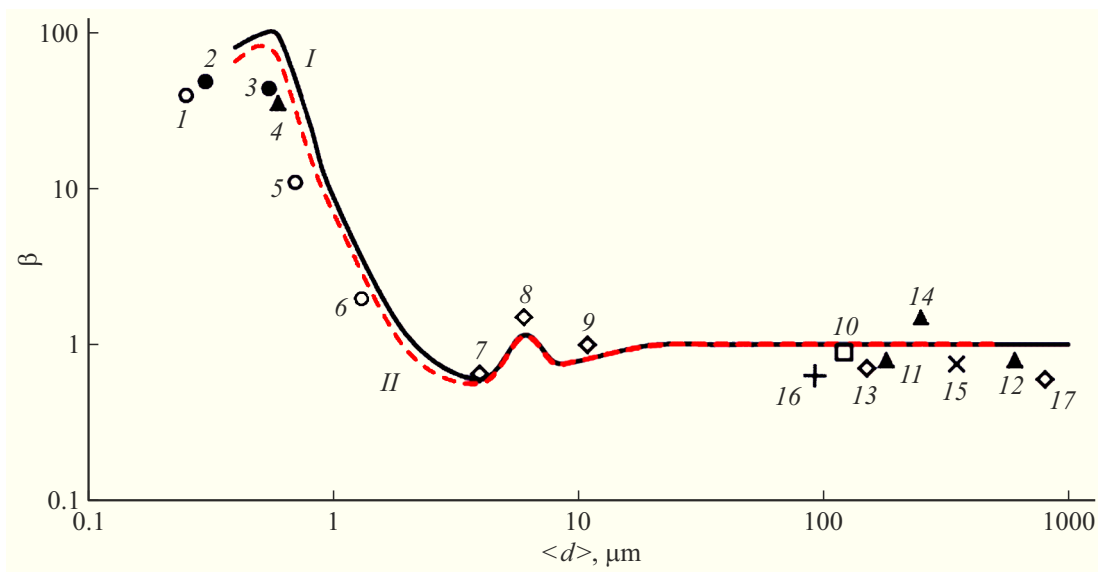


Рис. 4. Графики зависимости расчетного значения β (кривые I и II) от величины среднего арифметического диаметра $\langle d \rangle$ капель и экспериментально полученные точки ($I-17$). Справочная информация данных значений точек коэффициентов ослабления излучения каплями β на рис. 4 сведены в таблицу.

рассчитывалась по формуле (3) при $\alpha = 1$, так как параметр Ми $m > 10^3$ и значение $Z > 50$.

Отметим, что аналогичные результаты были получены при взрывном распылении ДТ и нефти из астраханского месторождения с вязкостью $\approx 5-7 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ при 320 K с объемом ТВС около 10^5 m^3 .

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости оптической плотности D от времени для капель водного тумана размером $\langle d \rangle = 4 \mu\text{m}$ и $\sigma = 1.6$ (рис. 3, а) и масляного тумана с $\langle d \rangle = 0.65 \mu\text{m}$ и $\sigma = 1.6$ (рис. 3, б). Газокапельные потоки получали с помощью ультразвукового туманообразователя „МНВ12-УН“ и генератора „ГО-52“ соответственно. Кривые 1 и 2 — графики зависимостей оптических плотностей туманов синхронизированных по времени в каналах I и II при $\lambda = 3.4$ и $0.65 \mu\text{m}$. При этом фиксировалась существенная зависимость D тонкодисперсных капель от d и λ , что согласуется с расчетами

согласно теории Ми. Поглощение излучения парами воды практически не наблюдалось в обоих каналах.

На рис. 4 приведены зависимости отношения коэффициентов ослабления излучения каплями $\beta = N\beta_{II}(m)/N\beta_I(m)$ от размера капель d : кривая I — расчет согласно теории Ми, точки ($I-17$) — экспериментальные значения, $\beta_I(m)$ и $\beta_{II}(m)$ — коэффициенты ослабления излучения каплями диаметром d при $\lambda = 3.4$ и $0.65 \mu\text{m}$ соответственно. Их значения приведены в [5-8]. Экспериментальные величины β определяются отношением объемных коэффициентов поглощения излучения в каналах I и II — $\beta = K_{II}/K_I$, измеренных одновременно. Точкам $I-17$ соответствуют данные таблицы. Кривая II рассчитана в соответствии с теорией Ми для длин волн $\lambda = 3.4$ и $0.4 \mu\text{m}$. Ее сравнение с кривой I показывает, что уменьшение в канале II длины волны излучения с $0.65 \mu\text{m}$ до $0.4 \mu\text{m}$ при неизменной длине

Значения M , σ , $\langle d \rangle$ и $\langle d^2 \rangle^{0.5}$ для капель топливных жидкостей, воды, глицерина, масла ТП22, смеси твердых и жидких частиц сигаретного дыма с ошибкой $\pm 10\%$

Вещество (ГОСТ)	№*	M , kg/m ³	σ	$\langle d \rangle$, micron	$\langle d^2 \rangle^{0.5}$, micron
Масло ТП22 (32-74)	1	0.0025	1.6	0.25	0.28
	5	0.001	1.6	0.7	0.78
	6	0.002	1.7	1.3	1.5
Табак (3935-2000)	2	0.04	2.5	0.3	0.46
	3	0.06	2.5	0.55	0.84
Керосин ТС-1 (10227-86)	4	0.01	1.6	0.6	0.67
	11	0.16	2.5	160	244
	12	0.5	2.5	600	913
	14	0.35	2.2	250	341
Вода (P51232-98)	7	0.045	1.6	4	4.47
	8	0.055	1.6	6	6.7
	9	0.05	1.6	11	12.3
	13	0.35	2.2	150	205
	17	4	3	800	1468
Мазут Ф5 (10585-99)	15	0.25	2.4	348	510
Глицерин (6259-75)	16	0.33	2.3	95	134

Примечание. №* в таблице соответствует номеру точки на рис. 4.

волны инфракрасного излучения ($3.4 \mu\text{m}$) не приводит к повышению точности экспресс анализа размеров капель. Как видно из рисунка, для размеров капель $d > 5-10 \mu\text{m}$ отношение коэффициентов ослабления в каналах I и II с достаточной для практики точностью можно считать не зависящим от размера капель и длины волны. Окраска воды, керосина и глицерина метиленовой синью не влияла на экспериментальные значения β в опытах, что согласуется с теорией [5]. Таким образом, получено удовлетворительное соответствие экспериментальных данных расчетным. Их некоторое несовпадение для полидисперсных аэрозолей обусловлено тем, что полный учет размеров оптической зоны оптрона и корректирующей функции $F(Z, d/\lambda)$ при анализе β для аэрозолей с $\sigma > 1.7$ не проводился из-за сложностей расчета влияния широкого спектра размеров капель на величину $F(Z, d/\lambda)$.

Из анализа полученных результатов следует, что детектирование значений $\beta \approx 1$ с $\tau \leq 0.05 \text{ s}$ при анализе эволюции выбросов топливных жидкостей позволяет сделать вывод о том, что основной диапазон размеров капель превышает $5 \mu\text{m}$, а их тонкодисперсная фракция практически отсутствует. Этот результат фиксировался при импульсном с использованием ВЭМ выбросе топлив и малоэффективном аэродинамическом дроблении капель с $d < 5 \mu\text{m}$ при числах Вебера $We < 5$.

Нахождение β в диапазоне значений от 2-х до 100 означает, что в анализируемой ТВС основную концен-

трацию составляют флуктуирующие по размеру тонкодисперсные капли диаметром менее $3 \mu\text{m}$. При этом их средний размер определяется по величине β .

Отметим, что при исследовании ТВС оценивалось поглощение излучения парами атмосферной воды и углеводородов, поскольку, согласно аддитивному закону $D = D_A + D_{II}$, где $D_A = \lg(I_0/I_A)$ и $D_{II} = \lg(I_0/I_{II})$ — оптическая плотность аэрозольной и парогазовой компонент, а I_A и I_{II} — их интенсивности излучения после ТВС, соответственно [5–8].

Показано, что при пропускании через каналы I и II фильтрованного от капель паровоздушного потока с влажностью более 95% при $T = 293-300 \text{ K}$ практически не наблюдалось ослабления излучения. Их плотность составляла $D_{II} < 0.01$ и не превышала уровень фона. Аналогично, в канале II при $\lambda = 0.65 + / - 0.005 \mu\text{m}$ ослабления интенсивности волн парами углеводородов, также, не фиксировалось. Тот же результат был получен при детектировании метана и регазифицированного сжиженного газа (СПГ) с объемной концентрацией $C = 1-99\%$ об. Эти результаты согласуются с данными анализа спектров поглощения излучения парами воды и углеводородов.

Анализ паров ТВС в канале I с $\lambda = 3.4 \pm 0.2 \mu\text{m}$ при $L = 0.1 \text{ m}$ показал, что их величина $D_{II} < (0.05-0.1)D_A$. Отметим, что в крупномасштабных выбросах топлив с образованием затопленных струй и облаков объемом от 10^4 до 10^7 m^3 пары, как правило, были ненасыщенными. По-видимому, это обусловлено их интенсивным разбавлением воздухом и относительно медленной скоростью испарения капель в процессе их распада.

Необходимо отметить, что скорость испарения и эффективность аэродинамического дробления капель легких алканов и СПГ, а также давление их насыщенных паров существенно выше по сравнению с аналогичными параметрами исследованных капель керосина, мазута, ДТ, глицерина, астраханской нефти, этилового спирта, уайт-спирита и гептила. Например, при $T = 293 \text{ K}$, согласно модели конвективного обмена энергией между криогенной каплей и окружающей парогазовой средой, время испарения 50% объема кипящих капель метана пропорционально квадрату их диаметра и при $d = 1$ и $10 \mu\text{m}$ составляет соответственно $4 \cdot 10^{-6}$ и $4 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ как на воздухе, так и в облаке паробразного метана с давлением 10^5 Pa [3,4]. Отметим, что использование классической теории диффузионного испарения Максвелла-Ленгмюра, а также Кнудсена и Герца для неподвижных относительно парогазовой среды кипящих капель не корректно, так как их температуры существенно различаются [5].

В результате анализ размера столь быстроиспаряющихся тонкодисперсных капель легких алканов по величине β не представляется возможным. Этот эффект наблюдался при создании газочапельных потоков метана и СПГ. Однако с помощью канала I детектировалась кинетика образования пожароопасных концентраций метана, этана, пропана, бутана и регазифицированного СПГ.

Их оптическая плотность существенно зависела от типа и величины взрывопожароопасной концентрации алканов и варьировалась в диапазоне $D_{\Pi} \approx 0.02-0.4$ при $L = 0.1$ м [3,4]. Укажем, что значения их нижнего и верхнего концентрационных пределов воспламенения составляют C (% об.) $\approx (4.4/17.0, \text{метан}); (2.5/15.5, \text{этан}); (1.7/10.9, \text{пропан})$ и $(1.4/9.3, \text{бутан})$ [1,2].

Заключение

Разработан и запатентован двухканальный анализатор оптически плотных аэрозольных потоков и облаков на основе диодных оптопар с $\lambda = 0.65$ и $3.4 \mu\text{m}$ для измерения флуктуирующих в широком диапазоне значений оптической плотности, концентрации и размеров дисперсных частиц с быстродействием до 0.05 с. Экспериментальные и расчетные, согласно теории Ми, величины отношения коэффициентов ослабления инфракрасных и видимых волн каплями в зависимости от их размера согласуются.

Быстродействующий оптрон может быть использован для анализа оптически плотных газокапельных потоков ТВС при их импульсном истечении в атмосферу, а также при разработке аэрозольных генераторов взрывного типа для получения тонкодисперсных капель с развитой поверхностью с целью мгновенного создания жидкокапельных барьеров на пути распространения выбросов топлив, пламени, токсичных или радиоактивных газов.

Показана возможность интеграции созданной быстродействующей сети двухканальных лазерных анализаторов выбросов аэрозольных потоков с системами контроля промышленной безопасности объектов топливно-энергетического комплекса, а также их использования как для анализа эволюции аварийных выбросов, так и для инженерных расчетов затопленных газокапельных струй.

Технические характеристики созданного двухканального анализатора техногенных выбросов топливных жидкостей с образованием крупномасштабных ТВС превосходят параметры отечественных и зарубежных аналогов.

Финансирование работы

Работа выполнена по теме „Разработка физико-технических основ методов измерения параметров аэрозольных и парогазовых облаков, возникающих при крупномасштабных авариях на объектах ТЭК и создание экспериментальных образцов систем диагностики аэрозольных облаков“ согласно приказу № 2748 от 28.10.2021.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C.J.R. Coronado, J.A. Carvalho, J.C. Andrade, E.V. Cortez, E.S. Carvalho, J.C. Santos, A.Z. Mendiburu. *J. Hazardous Materials*, **241–242**, 32 (2012). DOI: org/10.1016/j.hazmat.2012.09.035.
- [2] *Данные по горючим газам и парам, относящиеся к эксплуатации электрооборудования.* (ГОСТ Р 51330.19-99 (МЭК 60079-20-96))
- [3] А.В. Загнитько, И.Д. Мацуков, В.В. Пименов, С.Е. Сальников, Д.Ю. Федин, В.И. Алексеев, С.М. Вельмакин. *ЖТФ*, **92** (6), 783 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52505.325-21
- [4] А.В. Загнитько, Н.П. Зарецкий, И.Д. Мацуков, В.И. Алексеев, С.М. Вельмакин, Д.Ю. Федин, В.В. Пименов, С.Е. Сальников. *Газовая промышленность*, **5**, 82 (2021).
- [5] П. Райст. *Аэрозоли. Введение в теорию* (Мир, М., 1987), 280 с.
- [6] Ван де Хюлет Г. *Рассеивание света малыми частицами* (ИИЛ, М., 1961), 536 с.
- [7] В.Е. Зуев, М.В. Кабанов. *Оптика атмосферного аэрозоля* (Гидрометеиздат, Л., 1987), 255 с.
- [8] Г.П. Грудинская. *Распространение радиоволн* (Выш. шк., 1975), 280 с.
- [9] ООО „ИюффеЛед“. www.ioffeled.com.
- [10] С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, А.А. Капралов, Б.А. Матвеев, Г.Ю. Сотникова, М.А. Ременный. *ЖТФ*, **79** (6), 112 (2009).
- [11] А.В. Загнитько, А.А. Кириш, И.Б. Стечкина. *ЖФХ*, **62** (11), 3058 (1988).
- [12] J. Broeke, J.M. Perez, J. Pascau. *Image Processing with ImageJ. 2-nd edition* (London, Packet Publishing, 2015), 256 p. ISBN 978-1-78588-983-7.
- [13] А.Н. Ишматов. *Ползуновский вестник*, (3), 175 (2010).
- [14] В.К. Кедринский. *Газодинамика взрыва: эксперимент и модели* (Новосибирск, СО РАН, 2000), 435 с.
- [15] С.В. Стебновский. *Физика горения и взрыва*, **44** (2), 117 (2008).