

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.437

Оптимизация поляризационного нефелометра

¹Ошлаков В.Г., ¹Щербаков А.П., ²Илюшин Я.А.

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, <http://www.iao.ru/>

Томск 634055, Российская Федерация

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, <https://www.msu.ru/>

Москва 119991, Российская Федерация

E-mail: oshlakov@iao.ru, molnija2@inbox.ru, ilyushin@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 01.06.2020, рецензирована 29.06, принята 06.07.2020.

Аннотация: Проведен анализ влияния параметров поляризационного нефелометра на характеристику точности. Рассмотрены ошибки аппроксимации реальных рассеивающего объема и светового пучка элементарным рассеивающим объемом и элементарным световым пучком. Описывается 5-волновой монохроматический источник излучения высокой спектральной интенсивности $0.15 \div 0.6$ Вт. Показана конструкция поляризационных блоков.

Ключевые слова: поляризация, нефелометр, неизотропный рассеиватель, матрица рассеяния, элементарный объем, элементарный световой пучок, ошибка аппроксимации, светодиод, инкодер, микропроцессор, прецизионное управление положением, широтно-импульсная модуляция, ПИД-регулятор

УДК 535.36+530.1

Благодарности: Авторы выражают признательность начальнику отдела АО НИИ ПП Н.Н. Бакину за консультации по применению современных светодиодов. Работа выполнена в рамках Государственного задания ИОА СО РАН.

Для цитирования: Ошлаков В.Г., Щербаков А.П., Илюшин Я.А. Оптимизация поляризационного нефелометра. РЭНСИТ, 2020, 12(4)437-450. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.437.

Optimization of a Polarization Nephelometer

Viktor G. Oshlakov, Anatoly P. Shcherbakov

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, <http://www.iao.ru/>

Tomsk 634055, Russian Federation

E-mail: oshlakov@iao.ru, molnija2@inbox.ru

Yaroslav A. Ilyushin

Lomonosov Moscow State University, <https://www.msu.ru/>

Moscow 119991, Russian Federation

E-mail: ilyushin@physics.msu.ru.

Received June 01, 2020; peer reviewed June 29, 2020; accepted July 06, 2020

Abstract: The effect of parameters of a polarization nephelometer on its accuracy characteristic is analyzed. Errors in approximation of the actual scattering volume and actual optical beam by the elementary scattering volume and elementary beam are considered. A five-wave monochromatic source of radiation with the high spectral intensity of $0.15 \div 0.6$ W is described. The design of polarization units is demonstrated.

Keywords: polarization, nephelometer, non-isotropic scatterer, scattering matrix, elementary volume, elementary optical beam, approximation error, LED, encoder, microprocessor, precision position control, pulse width modulation, PID controller

UDC 535.36+530.1

Acknowledgements: The authors are grateful to N.N. Bakin for advice on the use of modern LEDs. The work was carried out within the framework of the State Assignment of the IAO SB RAS.

For citation: Viktor G. Oshlakov, Anatoly P. Shcherbakov, Yaroslav A. Ilyushin. Optimization of a Polarization Nephelometer. *RENSIT*, 2020,12(4):437-450. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.437.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (438)
 2. ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО НЕФЕЛОМЕТРА (438)
 3. ОПТИМАЛЬНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ МАТРИЦЫ $D(\varphi, L_s, L)$ И ЕГО КАЛИБРОВКА (442)
 4. ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ (447)
 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (449)
- ЛИТЕРАТУРА (449)

1. ВВЕДЕНИЕ

Матрица рассеяния (D_{mn}), $m, n = \overline{1, 4}$ связывает вектор Стокса падающего \mathbf{S}_s и вектор Стокса \mathbf{S} рассеянного излучения малым объемом dV под углом φ относительно падающего излучения (рис. 1). Матрица рассеяния оптического диапазона волн излучения используется в задачах распространения оптических волн, задачах лазерного зондирования, задачах поляризационной фильтрации и других. В общем случае, когда среда является неанізотропною, невозможно заранее указать равные и нулевые элементы, поэтому необходимо определять все 16 элементов матрицы (D_{mn}), $m, n = \overline{1, 4}$. На важность и сложность создания прибора, автоматически измеряющего матрицу (D_{mn}), $m, n = \overline{1, 4}$ указано в [1]. Методологически задача решена в [2,3]. Оптимальному измерителю матрицы рассеяния требуется соответствующая ему калибровка.

Модуляционный метод измерения матрицы рассеяния, использованный, например, в [4,5], не применим в лазерном зондировании. Теоретические исследования показали, что в случае изотропной среды можно априори указать равные и нулевые элементы матрицы D . Измерения матрицы D в [4,5] используют эти исследования, следовательно, методика [4,5] применима исключительно в изотропных средах. Методика измерения матрицы любой среды, предложенная в [2,3], применима также в лазерном зондировании. Достигнутый уровень развития микропроцессорной техники позволяет реализовать указанную в [1] задачу полностью.

Рассеивающий объем поляризационного нефелометра и световой пучок, падающий на рассеивающий объем, должны быть элементарными, однако определения им известны качественные, поэтому в статье рассмотрена аппроксимация ими реальных рассеивающего объема и светового пучка.

Монохроматический источник высокой спектральной интенсивности, необходимый при поляризационных измерениях, можно создать используя светодиоды высокой яркости. Анализ параметров поляризационного нефелометра позволит улучшить его точностные и габаритные характеристики.

2. ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО НЕФЕЛОМЕТРА

Запишем вектор Стокса \mathbf{S} излучения в виде

$$d\mathbf{S} = (IQUV)^T, \quad (1)$$

где T – знак транспонирования. Тогда вектор Стокса $d\mathbf{S} = (dI(i)dQ(i)dU(i)dV(i))^T$ излучения, рассеянного малым объемом dV (рис. 1), находящимся в некоторой точке i рассеивающей среды, в точке наблюдения, удаленной от него на расстоянии $r(i)$, равен [1]

$$d\mathbf{S}(i) = \frac{1}{r^2(i)} D(\varphi(i), \mathbf{I}_s(i), \mathbf{I}(i)) \mathbf{S}_s(i) dv, \quad (2)$$

где $\mathbf{S}_s(i) = (I_s(i)Q_s(i)U_s(i)V_s(i))^T$ – вектор Стокса, облучающего объем dV светового пучка, с осью, определяемой направляющим вектором $\mathbf{I}_s(i)$, распространяющегося в пределах малого

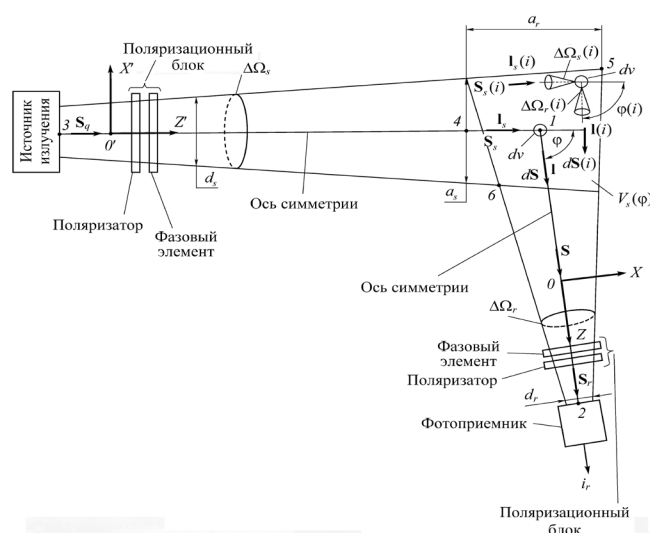


Рис. 1. Схема гониометра поляризационного нефелометра.

телесного объема $d\Omega_s(\hat{z})$; $\mathbf{S}(\hat{z})$ – вектор Стокса светового пучка рассеянного излучения с осью, определяемой направляющим вектором $\mathbf{I}(\hat{z})$, распространяющегося в пределах малого телесного угла $\angle\Omega(\hat{z})$; $\varphi(\hat{z})$ – угол между векторами $\mathbf{I}_s(\hat{z})$ и $\mathbf{I}(\hat{z})$. Будем придерживаться обозначения параметров I, Q, U, V вектора Стокса \mathbf{S} , как это принято в [2,3].

В случае неанізотропной среды элементы матрицы $D(\varphi(\hat{z}), \mathbf{I}_s(\hat{z}), \mathbf{I}(\hat{z}))$ есть функции положения плоскости рассеяния, определяемой векторами $\mathbf{I}_s(\hat{z})$ и $\mathbf{I}(\hat{z})$ и угла $\varphi(\hat{z})$. Для измерения матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ в открытом интервале $\varphi = (0^\circ, 180^\circ)$ применяется поляризационный нефелометр, построенный по схеме гониометра [4,5] (рис. 1). Источник излучения создает световой пучок диаметром d_s (диаметр – это наибольший размер поперечного сечения) и расходимостью $\angle\Omega_s$. Распространяясь, излучение проходит последовательно поляризационный блок (ПБ) источника излучения, состоящий из поляризатора и фазового элемента. Излучение должно быть в максимальной степени монохроматическим, чтобы разность хода ортогональных компонент излучения на выходе фазового элемента была постоянной величиной. Фотоприемник с диаметром входного зрачка d_r и расходимостью поля зрения $\angle\Omega_r$ принимает излучение, проходящее последовательно фазовый элемент и поляризатор ПБ. Оси симметрии светового пучка источника и поля зрения фотоприемника задаются направляющими векторами \mathbf{I}_s и \mathbf{I} , соответственно. Оси симметрии пересекаются в точке 1, фотоприемник должен вращаться вокруг оси, проходящей через эту точку, и перпендикулярной плоскости определяемой векторами \mathbf{I}_s и \mathbf{I} . Угол φ между векторами \mathbf{I}_s и \mathbf{I} определяет угол рассеяния матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$, а векторы – плоскость рассеяния. В [6,7] один фотоприемник, вращающийся вокруг оси, заменен пятью фотоприемниками, установленными на разных углах φ .

Сумма расстояний между точками 1, 2 – A_r и 1, 3 – A_s называется базой A нефелометра.

Параметры некоторых нефелометров, применявшихся в экспериментах в изотропной атмосфере, даны в **Таблице 1**.

Как видно из табл. 1 нефелометры сильно отличаются параметрами A, d_r и d_s . Границы

Таблица 1

| Параметр | Источник информации | | |
|--|---------------------|------|------|
| | [4] | [6] | [7] |
| База A , м | 8 | 0.58 | 0.58 |
| d_s , м | 0.2 | 0.03 | 0.03 |
| d_r , м | 0.1 | 0.03 | 0.03 |
| Расходимость светового пучка источника | 40' | 40' | 40' |
| Расходимость поля зрения фотоприемника | 2+4° | 3° | 3° |

применимости этих нефелометров относительно параметров атмосферы недостаточно обсуждались. Недостаточно обсуждался и вопрос оптимизации параметров нефелометра с точки зрения улучшения его точностных характеристик.

В описании нефелометров используются понятия: элементарный объем $V_{\text{сел}}(\varphi)$, элементарный световой пучок, являющийся идеализацией реального объема V_s и светового пучка. Однако точность аппроксимации их объемом $V_{\text{сел}}$ и элементарным световым пучком не обсуждалась.

Рассеивающий объем $V_s(\varphi)$ (рис. 1) ограничен боковыми поверхностями светового пучка источника излучения и поля зрения фотоприемника и характеризуется диаметрами сечений светового пучка a_s и поля зрения фотоприемника a_r .

Для малого объема dV в точке 1 уравнение (2) имеет вид

$$d\mathbf{S} = \frac{1}{A_r^2} D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_s dV. \quad (3)$$

Введем правые системы координат XYZ и $X'Y'Z'$, причем оси X, Z и X', Z' лежат в плоскости рассеяния, определяемой векторами \mathbf{I}_s и \mathbf{I} , которые одновременно являются направляющими векторами осей Z и Z' , соответственно. Будем определять векторы \mathbf{S}_s и $d\mathbf{S}$ относительно осей X' и X , соответственно.

Задачей поляризационного нефелометра является определение элементов матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ в абсолютных единицах, удовлетворяющих (3). Объем dV должен быть достаточно большим, чтобы можно было считать, что в нем представлен полный набор всех частиц, характерных для данной среды. В случае хорошо перемешанного «чистого» воздуха, содержащего вблизи земной поверхности аэрозольные частицы размером

в несколько микрон, объем dV можно принять равным нескольким кубическим сантиметрам. То же самое справедливо и для умеренно плотных, но устойчивых слоистообразных облаков. Однако в случае плотных кучевых облаков достаточно объема 1 см^3 , чтобы надежно определить функцию распределения частиц по размерам и их концентрацию [8]. Малый объем dV – это объем рассеивающей среды, содержащий генеральную совокупность частиц.

Пусть в объеме $V_s(\varphi)$ содержится N малых объемов dV и пусть в каждом i -том объеме dV есть некоторая точка i , к которой привязаны свои правые системы координат $X(i)Y(i)Z(i)$ и $X'(i)Y'(i)Z'(i)$. Оси $Y(i)$ и $Y'(i)$ перпендикулярны плоскости рассеяния в точке i i -го объема dV , которая определяется векторами $\mathbf{I}_s(i)$ и $\mathbf{I}(i)$, совпадающими с осями световых пучков облучающего и рассеянного излучения i -го объема dV , соответственно. Оси $Z(i)$ и $Z'(i)$ совпадают по направлению соответственно с векторами $\mathbf{I}(i)$ и $\mathbf{I}_s(i)$. Векторы $\mathbf{S}_s(i)$ и $d\mathbf{S}(i)$ соответственно падающего и рассеянного излучения i -го объема dV определяются соответственно относительно осей $X(i)$ и $X'(i)$.

Расстояние A_r должно всегда превышать не менее, чем в 5 раз диаметр любого сечения объема $V_s(\varphi)$ плоскостью, перпендикулярной оси поля зрения фотоприёмника [12]. Кроме того ПБ фотоприёмника не должен попадать в объём $V_s(\varphi)$. Если потребовать, чтобы расстояние между точками 1, 6 объема $V_s(\varphi)$ было не больше величины A_r при угле

$$\varphi = \begin{cases} \varphi_{\min}, & \text{at } \varphi_{\min} < 10^\circ, \\ 10^\circ, & \text{at } \varphi_{\min} > 10^\circ, \end{cases}$$

где $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$ – интервал углов измерения матрицы D , то мы удовлетворим этому условию. Следовательно, должно выполняться условие:

$$A_r > \frac{dr}{2} \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}, \quad (3a)$$

где

$$\varphi = \begin{cases} \varphi_{\min}, & \text{at } \varphi_{\min} < 10^\circ, \\ 10^\circ, & \text{at } \varphi_{\min} > 10^\circ, \end{cases}$$

Предполагается, что для $V_s(\varphi) \leq V_{\text{se1}}(\varphi)$ на расстоянии A_r удовлетворяющим (3a) с учетом (3), можно записать с малой погрешностью

$$S = \frac{1}{A_r^2} \int_{V_s(\varphi)} D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_s(i) dV \cong \frac{1}{A_r^2} D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_s V_s(\varphi), \quad (4)$$

где $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$, $\mathbf{S}_s(i)$ и \mathbf{S}_s – матрица рассеяния объема dV , вектор Стокса светового пучка, облучающего его, и вектор Стокса светового пучка, облучающего объем $V_s(\varphi)$, соответственно.

Выражение (4) справедливо, когда интенсивность, падающего на объем $V_s(\varphi)$ излучения, остается почти неизменной в его пределах. В объеме $V_{\text{se1}}(\varphi)$ количество поглощенного и рассеянного излучения пропорционально его размеру [9]. Распространение излучения в рассеивающей среде сопровождается появлением многократного рассеяния. В излучении, падающем на объем $V_s(\varphi)$, доля многократно рассеянного излучения должна быть пренебрежимо мала по сравнению с прямым излучением. Изотропная среда может характеризоваться коэффициентом ослабления $k_\lambda = \alpha + \sigma$, где α – коэффициент поглощения, σ – коэффициент рассеяния. В этом случае оптическая толщина $\tau(A_s) = k_\lambda A_s$ и $\tau(a_s) = k_\lambda a_s$ не должна превышать $5 \div 6$ [1].

Рассмотрим аппроксимацию объема $V_s(\varphi)$ изотропной среды объемом $V_{\text{se1}}(\varphi)$.

Световой поток Φ_s единичной мощности после пройденного расстояния l уменьшается на величину Φ_{ext} равную

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{ext}} &= 1 - e^{-\tau(l)} = \\ &= \tau(l) - \frac{\tau(l)^2}{2!} + \frac{\tau(l)^3}{3!} - \dots - \frac{(-\tau(l))^n}{n!} = \\ &= \tau(l) - \tilde{\tau}(l), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \tau(l) &= k_\lambda l, \\ \tilde{\tau}(l) &= \frac{\tau(l)^2}{2!} - \frac{\tau(l)^3}{3!} + \dots + \frac{(-\tau(l))^n}{n!}. \end{aligned}$$

Из (5) следует: если оптическая толщина $\tau(a_s)$ (рис. 1) объема $V_s(\varphi)$ удовлетворяет условию

$$\tau(a_s) \gg \tilde{\tau}(a_s), \quad (6)$$

то его можно рассматривать как объем $V_{\text{se1}}(\varphi)$ с

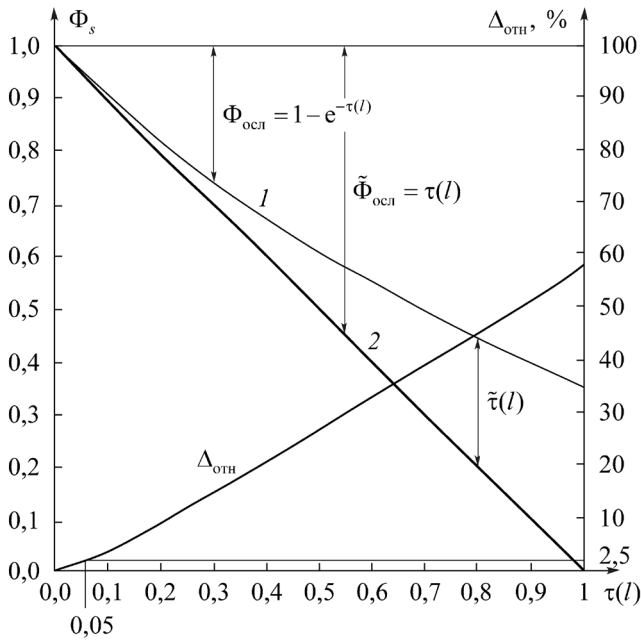


Рис. 2. Ослабление светового пучка единичной мощности реальным объемом (1) и элементарным объемом (2), относительная ошибка аппроксимации (%) элементарного объема реальным объемом.

некоторой погрешностью. На **рис. 2** показано ослабление светового пучка Φ_s единичной мощности объемом $V_s(\varphi)$ (линия 1) и при аппроксимации его объемом $V_{se1}(\varphi)$ (линия 2). Относительную ошибку такой аппроксимации Δ_{rel} определим по формуле

$$\Delta_{rel} = \frac{\tilde{\Phi}_{ext} - \Phi_{ext}}{\Phi_{ext}}, \tag{7}$$

где $\tilde{\Phi}_{ext} = \tau(l)$ – ослабление потока единичной мощности объемом $V_{se1}(\varphi)$.

Величина a_r объема $V_s(\varphi)$, оптическая толщина которого $\tau(a_r) = 0.05$, может считаться объемом $V_{se1}(\varphi)$ с ошибкой $\Delta_{rel} = 2.5\%$.

Этот критерий позволяет определить величину $a_r = 0.05/k_\lambda$. Объем, толщина a_r которого для светового пучка

$$a_r < 0.05/k_\lambda, \tag{8}$$

может считаться объемом $V_{se1}(\varphi)$.

Практически в любом объеме $V_s(\varphi)$ достаточно гомогенной среды число рассеивающих и поглощающих центров велико, поэтому условие статистической презентативности элементарного объема, оптическая толщина которого $\tau(a_r) = 0.05$, выполняется всегда с большой точностью, поэтому толщина a_r объема dV может быть

значительно меньше $0.05/k_\lambda$.

Используя формулу Кошмидера, можно (8) переписать в виде

$$a_r = 0.013L_{MTR}, \tag{9}$$

L_{MTR} – метеорологическая дальность видимости.

ПРЕДЛОЖЕНИЕ 1. Матрица \tilde{D}_{mn} , $m, n = \overline{1,4}$, измеренная поляризационным нефелометром, является матрицей (D_{mn}), $m, n = \overline{1,4}$ среды, если в объеме $V_s(\varphi)$ плоскости рассеяния всех малых объемов dV , определяемых векторами $\mathbf{I}_s(i)$ и $\mathbf{I}(i)$, параллельны, а углы $\varphi(i)$ между ними равны.

Предложение 1 будет удовлетворено, если удовлетворить следующим пунктам 1 или 2.

1. Рассеивающий объем $V_s(\varphi)$ стянут до объема dV в точке 1.
2. Световой пучок источника излучения на длине a_r можно аппроксимировать с малой погрешностью элементарным световым пучком, а угол поля зрения фотоприемника $2a_r$ в плоскости рассеяния мал.

Световой пучок с малой величиной относительного изменения яркости на расстоянии a_r можно заменить с малой погрешностью элементарным световым пучком. Пусть световой пучок источника излучения распространяется в телесном угле $\Delta\Omega_s$, тогда яркость светового пучка L_s , облучающего объем $V_s(\varphi)$, в точке 4 равны

$$L_s = \frac{E^\perp}{\Delta\Omega_s} = \frac{4I}{\pi a_s^2}, \tag{10}$$

где E^\perp – освещенность в поперечном сечении светового пучка, I – сила света.

Относительная величина изменения яркости δL_s на расстоянии a_r равна

$$\delta L_s = \frac{L_s - L_s(a_r)}{L_s(a_r)} = \frac{L_s}{L_s(a_r)} - 1, \tag{11}$$

где $L_s(a_r)$ – яркость светового пучка на расстоянии a_r от точки 4.

Используя (10), уменьшение яркости $\delta = L_s/L_s(a_r)$ определится в виде

$$\delta = \frac{L_s}{L_s(a_r)} = \frac{2(a_s/2 + a_r \operatorname{tg} \alpha_s)^2}{a_s^2} = 1 + \frac{2a_r \operatorname{tg} \alpha_s}{a_s} \left(1 + \frac{2a_r \operatorname{tg} \alpha_s}{a_s} \right), \tag{12}$$

где $2L_s$ – расходимость светового пучка.

С учетом (12) величина δL_s равна

$$\delta L_s = \frac{2a_r \operatorname{tg} \alpha_s}{a_s} \left(1 + \frac{2a_r}{a_s} \operatorname{tg} \alpha_s \right). \quad (13)$$

Величина δL_s характеризует относительное изменение яркости L_s светового пучка на расстоянии a_r и определяется параметром $\widetilde{\delta L}_s = \frac{a_r}{a_s} \operatorname{tg} \alpha_s$. Параллельный световой пучок a_s является идеальным представителем элементарного светового пучка и у него параметр $\widetilde{\delta L}_s = 0$. На малом расстоянии a_r можно пренебречь незначительной величиной δL_s светового пучка и считать его на этом расстоянии элементарным световым пучком. Можно считать, что погрешность аппроксимации светового пучка поляризационного нефелометра длиной a_r элементарным световым пучком определяется величиной параметра

$$\widetilde{\delta L}_s = \frac{a_r}{a_s} \operatorname{tg} \alpha_s \quad (14)$$

3. ОПТИМАЛЬНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ МАТРИЦЫ $D(\varphi, \mathbf{L}_s, \mathbf{L})$ И ЕГО КАЛИБРОВКА

Метод, используемый в оптимальном измерителе матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$, позволяет по отдельным измерениям сигнала i_r на выходе фотоприемника определить все элементы матрицы без дополнительных преобразований сигнала i_r [2,3]. Алгоритм управления поляризационными элементами в ПБ источника излучения и в ПБ фотоприемника является оптимальным, поскольку обеспечивает наименьшие погрешности измерения элементов матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ из-за неточности изготовления поляризационных элементов, неточности их установки и одновременно он прост в технической реализации, так как в ПБ источника излучения и в ПБ фотоприемника управление производится только дискретным изменением положения быстрой оси (БО) фазового элемента ПБ источника излучения и БО фазового элемента ПБ фотоприемника, количество дискрет минимальное, а положение БО фазового элемента ПБ источника излучения и БО фазового элемента ПБ фотоприемника не зависят от элементов матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$.

Пусть объем $V_s(\varphi)$ с малой погрешностью удовлетворяет ПРЕДЛОЖЕНИЮ 1 и можно

считать $(\widetilde{D}_{mn}) \cong (D_{mn})$, $m, n = \overline{1,4}$.

Если расстояние $A_r \gg a_s$, но его влияние на величину вектора \mathbf{S} пренебрежимо мало, то (4) можно записать в виде

$$\mathbf{S} = D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_s V_s(\varphi), \quad (15)$$

где $\mathbf{S}_s = (I_s Q_s U_s V_s)^T$, $\mathbf{S} = (IQUV)^T$.

Измерения в поляризационном нефелометре должны удовлетворять (15). Для измерения 16 элементов матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ достаточно 16 независимых уравнений. Каждому вектору \mathbf{S}_s соответствует 4 уравнения в (15), каждое из которых содержит один параметр вектора \mathbf{S} . Следовательно, для определения 16 элементов матрицы достаточно, чтобы источник излучения создавал 4 типа поляризации, описываемые векторами $\mathbf{S}_{sj} = (I_{sj} Q_{sj} U_{sj} V_{sj})^T, j = \overline{1,4}$ [2,3].

Эти 16 уравнений можно записать в виде

$$\mathbf{S}_j = (I_j Q_j U_j V_j)^T = D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_{sj} V_s(\varphi), j = \overline{1,4} \quad (16)$$

Вектор \mathbf{S}_{ij} , определяемый вектором \mathbf{S}_j и матрицами Мюллера поляризатора и фазового элемента ПБ источника излучения, можно записать в виде

$$\mathbf{S}_{sj} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha'_j \cos 2(\alpha'_j - \beta') + \cos \tau' \sin 2\alpha'_j \sin 2(\alpha'_j - \beta') \\ \sin 2\alpha'_j \cos 2(\alpha'_j - \beta') - \cos \tau' \cos 2\alpha'_j \sin 2(\alpha'_j - \beta') \\ \sin \tau' \sin 2(\alpha'_j - \beta') \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где $E = (1/2)(I_0 + Q_0 \cos 2\beta' + U_0 \sin 2\beta')$, где I_0, Q_0, U_0 – параметры вектора \mathbf{S}_0 излучения генератора (наличие деполаризатора делает параметр $Q_0 = U_0 = 0$), β' – угол ориентации плоскости пропускания (ПП) поляризатора, α'_j – угол ориентации БО фазового элемента, которые измеряются относительно оси X' (α'_j – соответствует j -му положению БО, $j = 1, 4$); τ' – фазовый сдвиг ортогональных компонент фазового элемента.

Выделим из вектора \mathbf{S}_{ij} (17) нормированный вектор \mathbf{S}_{ij}

$$\mathbf{S}_{sj} = \begin{pmatrix} 1 \\ Q_{sj} \\ U_{sj} \\ V_{sj} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha'_j \cos 2(\alpha'_j - \beta') + \cos \tau' \sin 2\alpha'_j \sin 2(\alpha'_j - \beta') \\ \sin 2\alpha'_j \cos 2(\alpha'_j - \beta') - \cos \tau' \cos 2\alpha'_j \sin 2(\alpha'_j - \beta') \\ \sin \tau' \sin 2(\alpha'_j - \beta') \end{pmatrix} \quad (18)$$

и перепишем (16) в виде

$$\mathbf{S}_j = D'(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_{j'}, j = \overline{1,4} \quad (19)$$

где

$$D'(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) = EV_s(\varphi) D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}).$$

Образуем из параметров векторов $\mathbf{S}_{j'}, j = \overline{1,4}$ матрицу W , невырожденную при любых α_j'

$$W = \begin{pmatrix} 1 & Q_{s1} & U_{s1} & V_{s1} \\ 1 & Q_{s2} & U_{s2} & V_{s2} \\ 1 & Q_{s3} & U_{s3} & V_{s3} \\ 1 & Q_{s4} & U_{s4} & V_{s4} \end{pmatrix} \quad (20)$$

и сгруппируем систему (19) в 4 системы, каждая из которых определяет строку матрицы $D'(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$:

$$W\mathbf{D}'_1 = \mathbf{I}_w, \quad W\mathbf{D}'_2 = \mathbf{Q}_w, \quad W\mathbf{D}'_3 = \mathbf{U}_w, \quad W\mathbf{D}'_4 = \mathbf{V}_w, \quad (21)$$

где $\mathbf{D}'_m = EV_s(\varphi)(D_{m1}D_{m2}D_{m3}D_{m4})^T$, $m = \overline{1,4}$; $(D_{m1}D_{m2}D_{m3}D_{m4})$ – m -я строка матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$; $\mathbf{I}_w = (I_1I_2I_3I_4)^T$, $\mathbf{Q}_w = (Q_1Q_2Q_3Q_4)^T$, $\mathbf{U}_w = (U_1U_2U_3U_4)^T$, $\mathbf{V}_w = (V_1V_2V_3V_4)^T$ – векторы, составленные из параметров векторов $\mathbf{S}_j = (IQU_jV_j)^T, j = \overline{1,4}$.

Для систем (21) $W, \mathbf{I}_w, \mathbf{Q}_w, \mathbf{U}_w, \mathbf{V}_w$ являются входными данными в измерителе векторов $\mathbf{D}'_1, \mathbf{D}'_2, \mathbf{D}'_3$ and \mathbf{D}'_4 . Неточность определения входных данных в (21) наименее сказывается на точности определения векторов $\mathbf{D}'_i, i = \overline{1,4}$, когда число обусловленности матрицы W $CondW$ минимальное [10]. Число обусловленности невырожденной матрицы определяется в виде

$$CondW = \|W\| \|W^{-1}\|,$$

где $\| \dots \|$ – знак нормы матрицы; W^{-1} – матрица, обратная матрице W .

Выбор той или иной конкретной нормы диктуется тем, какие требования предъявляются к точности решения. Выбор евклидовой нормы соответствует критерию малости среднеквадратичной ошибки.

В оптимальном измерителе число обусловленности $CondW$ матрицы W , подчиненное Евклидовой норме матрицы, минимальное, равно 4.4722 при положении БО фазового элемента, определяемого углами $\alpha'_1 = 38.54^\circ$; $\alpha'_2 = 75.14^\circ$; $\alpha'_3 = 105.38^\circ$; $\alpha'_4 = 141.857^\circ$, фазовом сдвиге $\tau' = 131.795^\circ$; углу ориентации ПП поляризатора $\beta' = 90^\circ$. Параметры $\tau', \alpha'_j, j = \overline{1,4}$, β' должны измеряться с высокой точностью, а

матрицы Мюллера поляризационных элементов должны мало отличаться от матриц Мюллера идеальных поляризационных элементов.

Фотоприемник может измерить только параметр I_r вектора $\mathbf{S}_r = (IQ_rU_rV_r)^T$ посредством измерения сигнала $i_r = \psi I_r$, где ψ – световая чувствительность фотоприемника. Вектор \mathbf{S}_r определяется вектором \mathbf{S} и матрицами Мюллера фазового элемента и поляризатора ПБ фотоприемника.

Для измерения параметров $IQUV$ вектора \mathbf{S} достаточно 4 независимых уравнений, полученных путем измерения параметра I_r при каждом из четырех положений БО фазового элемента ПБ фотоприемника. Эти уравнения имеют вид

$$I_{ri} = \frac{1}{2}(m_{i1}I + m_{i2}Q + m_{i3}Y + m_{i4}V), i = \overline{1,4}, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} m_{i1} &= 1; m_{i2} = \cos 2\alpha_i \cos 2(\alpha_i - \beta) + \cos \tau \sin 2\alpha_i \sin 2(\alpha_i - \beta); \\ m_{i3} &= \sin 2\alpha_i \cos 2(\alpha_i - \beta) - \cos \tau \cos 2\alpha_i \sin 2(\alpha_i - \beta); \\ m_{i4} &= -\sin \tau \sin 2(\alpha_i - \beta); \end{aligned}$$

i – порядковый номер положения БО фазового элемента; α_i – угол ориентации БО фазового элемента, соответствующий положению i ; β – угол ориентации ПП поляризатора ПБ фотоприемника, измеренные относительно оси X ; τ – фазовый сдвиг ортогональных компонент фазового элемента.

Матрицу $(m_{in}), i, n = \overline{1,4}$ системы уравнений (22) обозначим матрицей M . Эта матрица отличается от матрицы W (20) знаком элементов в четвертом столбце, поэтому минимальные значения чисел обусловленности этих матриц $CondM = CondW = 4.4722$.

В измерителе вектора \mathbf{S} входными данными являются: $I_r, i = \overline{1,4}$ и матрица M . В оптимальном измерителе вектора \mathbf{S} минимальное значение $CondM \leq 1.53$ достигается при положении БО фазового элемента, определяемого углами $\alpha'_1 = 38.54^\circ$; $\alpha'_2 = 75.14^\circ$; $\alpha'_3 = 105.38^\circ$; $\alpha'_4 = 141.857^\circ$, фазовом сдвиге $\tau' = 131.795^\circ$; углу ориентации ПП поляризатора $\beta' = 90^\circ$. Параметры $\tau', \alpha'_j, j = \overline{1,4}$, β' должны измеряться с высокой точностью, а матрицы Мюллера поляризационных элементов должны мало отличаться от матриц Мюллера идеальных поляризационных элементов.

Пусть I_{rj} – значение параметра I_r вектора

S_r при j -м положении БО фазового элемента ПБ источника излучения и i -м положении БО фазового элемента ПБ фотоприемника. Тогда из (22) следует

$$S_j = 2M^{-1}I_{rij}, \quad i = \overline{1,4}, \quad (23)$$

где $I_{rij} = (I_{r1j} I_{r2j} I_{r3j} I_{r4j})^T$, $M^{-1} = (\tilde{m}_{in})$, $i, n = \overline{1,4}$ – матрица, обратная матрице M .

Введем матрицу E , элементы которой определяются сигналом фотоприемника $i_{rij} = \psi I_{rij}$

$$E = \begin{pmatrix} i_{r11} & i_{r21} & i_{r31} & i_{r41} \\ i_{r12} & i_{r22} & i_{r32} & i_{r42} \\ i_{r13} & i_{r23} & i_{r33} & i_{r43} \\ i_{r14} & i_{r24} & i_{r34} & i_{r44} \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Тогда с учетом (21), (23), (24) имеем

$$\begin{aligned} D'_1 &= W^{-1}I_w = \frac{2}{\psi} W^{-1} E \tilde{m}_{1n}, \quad n = \overline{1,4}, \\ D'_2 &= W^{-1}Q_w = \frac{2}{\psi} W^{-1} E \tilde{m}_{2n}, \quad n = \overline{1,4}, \\ D'_3 &= W^{-1}U_w = \frac{2}{\psi} W^{-1} E \tilde{m}_{3n}, \quad n = \overline{1,4}, \\ D'_4 &= W^{-1}V_w = \frac{2}{\psi} W^{-1} E \tilde{m}_{4n}, \quad n = \overline{1,4}, \end{aligned} \quad (25)$$

где $\tilde{m}_{in} = (\tilde{m}_{i1} \tilde{m}_{i2} \tilde{m}_{i3} \tilde{m}_{i4})^T$; $(\tilde{m}_{i1} \tilde{m}_{i2} \tilde{m}_{i3} \tilde{m}_{i4})$; – строка i -ой матрицы M^{-1} .

В общем виде (25) можно записать в виде

$$D_i = \frac{1}{K(\varphi)} 2W^{-1} E \tilde{m}_{in}, \quad n = \overline{1,4}, \quad (26)$$

где $D'_i = (D_{i1} D_{i2} D_{i3} D_{i4})$; $(D_{i1} D_{i2} D_{i3} D_{i4})$ – строка i матрицы $D(\varphi, I_s, I)$;

$\tilde{m}_{in}^T = (\tilde{m}_{i1} \tilde{m}_{i2} \tilde{m}_{i3} \tilde{m}_{i4})$; $(\tilde{m}_{i1} \tilde{m}_{i2} \tilde{m}_{i3} \tilde{m}_{i4})$ – строка i матрицы M^{-1} ; $K(\varphi) = EV_s(\varphi)\psi$ – калибровочный коэффициент.

Управление дискретным положением фазовых элементов может быть следующим:

1. Последовательно устанавливается БО фазового элемента ПБ источника излучения в положение $j = \overline{1,4}$.
2. При каждом положении БО фазового элемента ПБ источника излучения j измеряется сигнал i_{rj} , $i = \overline{1,4}$, путем дискретной установки БО фазового элемента

фотоприемника в положение $i = \overline{1,4}$.

Таким образом, при каждом положении БО фазового элемента ПБ источника излучения определяется j строка матрицы E . Выполнение п.п. 1, 2 и (25) определяет матрицу $\psi D'(\varphi, I_s, I) = K(\varphi)D(\varphi, I_s, I)$.

Используя (25), запишем элемент $EV_s(\varphi)\psi D_{11}$, необходимый для калибровки, в виде $EV_s(\varphi)\psi D_{11} = \tilde{D}_{11}$, где

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{11} &= 2[\tilde{w}_{11}(i_{r11}\tilde{m}_{11} + i_{r21}\tilde{m}_{12} + i_{r31}\tilde{m}_{13} + i_{r41}\tilde{m}_{14}) + \\ &+ \tilde{w}_{12}(i_{r12}\tilde{m}_{11} + i_{r22}\tilde{m}_{12} + i_{r32}\tilde{m}_{13} + i_{r42}\tilde{m}_{14}) + \\ &+ \tilde{w}_{13}(i_{r13}\tilde{m}_{11} + i_{r23}\tilde{m}_{12} + i_{r33}\tilde{m}_{13} + i_{r43}\tilde{m}_{14}) + \\ &+ \tilde{w}_{14}(i_{r14}\tilde{m}_{11} + i_{r24}\tilde{m}_{12} + i_{r34}\tilde{m}_{13} + i_{r44}\tilde{m}_{14})] \end{aligned} \quad (27)$$

– относительная величина элемента D_{11} матрицы $D(\varphi, I_s, I)$.

Матрицу D можно вычислить из одной системы 16 уравнений, в правых частях которых стоят параметры $I_{rij} = i_{rij}/\psi$ [3]. Образует вектор

$$I_{rij} = (I_{r11} \dots I_{r14} I_{r21} \dots I_{r24} I_{r31} \dots I_{r34} I_{r41} \dots I_{r44})^T.$$

Эту систему уравнений в матричном виде можно представить как:

$$B D_{mn} = I_{rij},$$

где $D_{mn} = (D_{11} \dots D_{14} D_{21} \dots D_{24} D_{31} \dots D_{34} D_{41} \dots D_{44})^T$, где D_{ij} – элементы матрицы $D(\varphi, I_s, I)$; $B = M \otimes W$ – кронекеровское (прямое) произведение матриц M и W .

Используя соотношение [10]:

$$\|M\|_E = \sqrt{S_p M^T M},$$

$\|M\|_E$ – евклидова норма матрицы M ; $S_p M^T M$ – шпур (след) матрицы $M^T M$, можно получить

$$\text{Cond} B = \|B\|_E \|B^{-1}\|_E = \text{Cond} M \text{Cond} W. \quad (28)$$

Следовательно $\text{Cond} B$ достигает минимума, когда достигают минимума $\text{Cond} M$ и $\text{Cond} W$, найденные значения положений БО оси фазового элемента ПБ источника и положений БО фазового элемента ПБ фотоприемного источника, обеспечивающие минимум $\text{Cond} W$ и $\text{Cond} M$, не зависят от элементов матрицы $D(\varphi, I_s, I)$ и являются абсолютно оптимальными.

Целью калибровки является определение калибровочного коэффициента $K(\varphi) = EV_s(\varphi)\psi$.

В [11] дан метод калибровки с использованием диффузно отражающего (диффузно

пропускающего) экрана в неполяризованном свете источника излучения. Этот метод является наиболее корректным, так как позволяет учесть геометрическую конфигурацию объема $V_j(\varphi)$, неравномерность освещенности его различных точек. В оптимальном измерителе матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ излучение источника является полностью поляризованным, поэтому метод [11] нуждается в изменении с целью применения в оптимальном измерителе матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$.

Идеальный диффузно отражающий (диффузно пропускающий) экран имеет свойства:

- а) весь падающий свет отражается поверхностью экрана (проходит через экран);
- б) яркость экрана одинакова во всех направлениях;
- в) отраженный (прошедший) свет неполяризован во всех направлениях.

Если поверхность реального диффузно отражающего (диффузно пропускающего) экрана имеет освещенность E , то его яркость L независимо от поляризации падающего излучения равна

$$L = \beta \frac{E}{\pi},$$

где β – коэффициент яркости диффузно отражающего (диффузно пропускающего) экрана. Под коэффициентом яркости β понимается отношение яркости этого экрана в некотором направлении, к яркости идеального экрана, находящегося в тех же условиях освещения. Если освещать поверхность по нормали, покрытую слоем MgO, и наблюдать ее под углом $\xi \approx 30^\circ$ с нормалью, то $\beta = 1$ и яркость $L = E/\pi$ (рис. 3) [12].

Далее совместим в ПБ источника излучения и ПБ фотоприемника БО фазового элемента с ПП поляризатора, что означает $\alpha'_i = \beta'$ в (17) и $\alpha_i = \beta$ в (22) и оставим их совмещенными при вращении поляризаторов в процессе калибровки. Матрица Мюллера ПБ с совмещенными БО фазового элемента и ПП поляризатора равна матрице Мюллера поляризатора [14].

Пусть угол φ тупой и экран движется от точки 5 к точке 6 (рис. 1) вдоль оси Z. Установим в ПБ источника излучения угол $\beta' = \alpha'_i = 90^\circ$, тогда световой пучок источника излучения имеет

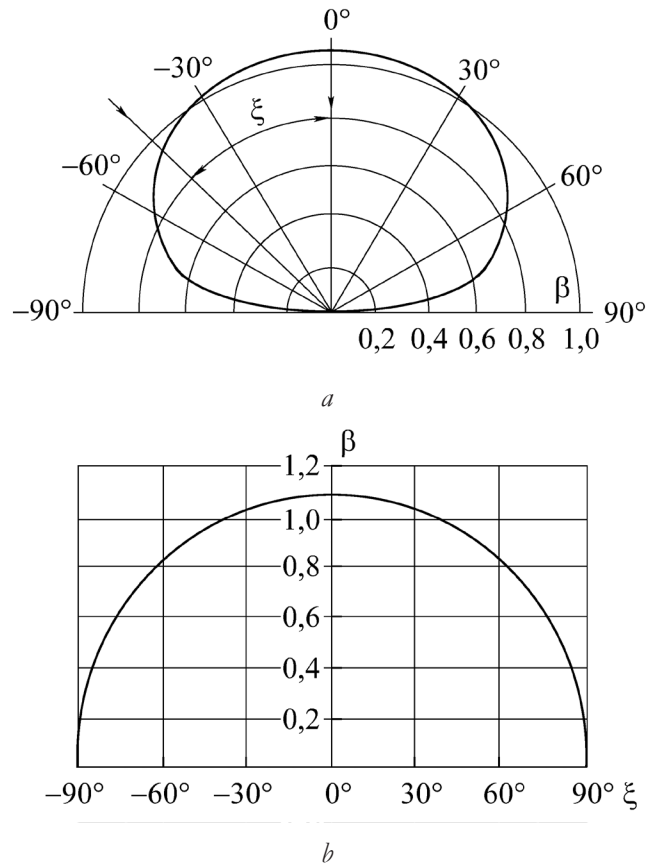


Рис. 3. Коэффициенты яркости в светорассеивающей поверхности MgO в полярных координатах (а), в прямоугольных (б).

вектор \mathbf{S}_s (17), равный $\mathbf{S}_s = (E, -E, 0, 0)^T$ – излучение линейно поляризованное вдоль оси Y' .

Световой поток $d\Phi_r^c$, падающий на чувствительный элемент фотоприемника от элемента dA поверхности экрана \mathcal{A} , облученного световым пучком с вектором \mathbf{S}_s (29), равен

$$d\Phi_r^c = C_i \beta(\gamma'') E \cos \gamma' \cos \gamma'' dA / 2\pi, \tag{30}$$

где C_i – коэффициент равный нулю для точек экрана, не принадлежащих объему $V_j(\varphi)$, γ' – угол падения светового пучка на экран, γ'' – угол между нормалью к поверхности \mathcal{A} и осью поля зрения фотоприемника, $\beta(\gamma'')$ – коэффициент β (рис. 3) при угле $\xi = \gamma$, коэффициент $1/2$ равен ослаблению неполяризованного излучения поляризатором ПБ фотоприемника. При угле γ'' коэффициент β наименее зависит от угла γ'' , а угол $\gamma' = \pi - \varphi$, поэтому угол γ'' оптимален.

Световой поток $d\Phi_r^c$ вызывает сигнал di_r^c на выходе фотоприемника

$$di_r^c = C_2 C_1 \beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma'' E dA / 2\pi,$$

где C_2 – коэффициент чувствительности фотоприемника по световому потоку от источника излучения в точке нахождения элемента dA .

Интегральный сигнал i_r^c от всей светящейся поверхности A

$$i_r^c = \frac{\beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma''}{2\pi} \iint_A C_1 C_2 E dA.$$

При движении экрана от точки 5 к точке 6 вдоль оси Z вычисляется интегральный сигнал W_r^c равный

$$W_r^c = \int_5^6 i_r^c dz = \frac{\beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma''}{2\pi} \iiint_{V_s(\varphi)} C_1 C_2 E dv, \quad (31)$$

где $dv = dA dz$.

Аналогичные выводы можно получить для диффузно пропускающего экрана (тонкий лист фторопласта) при угле $0^\circ \leq \varphi \leq 10^\circ$ [13].

Далее, уберем экран и облучим объем $V_s(\varphi)$ световым пучком с вектором \mathbf{S}_s (29), тогда вектор $d\mathbf{S}_i$ излучения, рассеянного объемом $dv(i)$ равен

$$d\mathbf{S}(i) = \frac{E}{r(i)^2} (D_{11} - D_{12}, D_{21} - D_{22}, D_{31} - D_{32}, D_{41} - D_{42})^T dv(i),$$

а вектор $d\mathbf{S}_r(i)$ излучения после ПБ фотоприемника при $\alpha_i = \beta = 0$ (ПП поляризатора направлена вдоль оси X) равен

$$d\mathbf{S}_r(i) = \frac{E}{2r(i)^2} (D_{11} - D_{12} + D_{21} - D_{22}, D_{11} - D_{12} - D_{21} - D_{22}, 0, 0)^T dv(i).$$

Вектор Стокса $d\mathbf{S}_r(i)$ соответствует силе света

$$dH_r(i) = \frac{E}{2} (D_{11} - D_{12} + D_{21} - D_{22}) dv(i),$$

и световой поток $d\Phi_r(i)$, падающий на чувствительный элемент фотоприемника,

$$d\Phi_r(i) = C_1 dI_r(i) = C_1 \frac{E}{2} (D_{11} - D_{12} + D_{21} - D_{22}) dv(i). \quad (32)$$

Световой поток $d\Phi_r(i)$ (32) вызывает сигнал $i_r \uparrow (i)$ на выходе фотоприемника

$$i_r \uparrow (i) = \frac{C_1 C_2}{2} E (D_{11} - D_{12} + D_{21} - D_{22}) dv(i). \quad (33)$$

Вектор Стокса $d\mathbf{S}_r(i)$ излучения, рассеянного

элементом объема $dv(i)$ при падении на него излучения с вектором \mathbf{S}_s (29), после ПБ фотоприемника с ПП поляризатора вдоль оси Y равен

$$d\mathbf{S}_r(i) = \frac{E}{2r(i)^2} (D_{11} - D_{12} - D_{21} + D_{22}, -D_{11} + D_{12} + D_{21} - D_{22}, 0, 0)^T dv(i).$$

которому соответствует сигнал $i_r \uparrow \uparrow (i)$ на выходе фотоприемника, равный

$$i_r \uparrow \uparrow (i) = \frac{C_1 C_2 E}{2} (D_{11} - D_{12} - D_{21} + D_{22}) dv(i). \quad (34)$$

Далее, облучим объем $V_s(\varphi)$ световым пучком, когда угол $\beta' = \alpha_i' = 0^\circ$ и его вектор Стокса $\mathbf{S}_s = (E, E, 0, 0)^T$ – излучение линейно поляризованное вдоль оси X' , тогда вектор Стокса $d\mathbf{S}(i)$ излучения, рассеянного элементом $dv(i)$, равен

$$d\mathbf{S}(i) = \frac{E}{r(i)^2} (D_{11} + D_{12}, D_{21} + D_{22}, D_{31} + D_{32}, D_{41} + D_{42})^T dv(i),$$

а вектор Стокса $d\mathbf{S}_r(i)$ излучения после ПБ фотоприемника с ПП его поляризатора вдоль оси X равен

$$d\mathbf{S}_r(i) = \frac{E}{2r(i)^2} (D_{11} + D_{12} + D_{21} + D_{22}, D_{11} + D_{12} + D_{21} + D_{22}, 0, 0)^T dv(i).$$

Излучению с этим вектором Стокса соответствует сигнал $i_{r \rightarrow} (i)$ на входе фотоприемника, равный

$$i_{r \rightarrow} (i) = \frac{C_1 C_2 E}{2} (D_{11} + D_{12} + D_{21} + D_{22}) dv(i). \quad (35)$$

Вектор Стокса $d\mathbf{S}_r(i)$ излучения рассеянного элементом $dv(i)$, после ПБ фотоприемника с ПП поляризатора вдоль оси Y равен

$$d\mathbf{S}_r(i) = \frac{E}{2r(i)^2} (D_{11} + D_{12} - D_{21} - D_{22}, -D_{11} - D_{12} + D_{21} + D_{22}, 0, 0)^T dv(i).$$

Излучению с этим вектором Стокса соответствует сигнал $i_{r \rightarrow} \uparrow (i)$ на входе фотоприемника, равный

$$i_{r \rightarrow} \uparrow (i) = \frac{C_1 C_2 E}{2} (D_{11} + D_{12} - D_{21} - D_{22})^T dv(i). \quad (36)$$

Суммируя сигналы $i_r \uparrow \uparrow (i)$ (33), $i_r \uparrow \uparrow (i)$ (34), $i_{r \rightarrow} (i)$ (35) и $i_{r \rightarrow} \uparrow (i)$ (36) от всех элементов $dv(i)$ объема $V_s(\varphi)$, получим сигнал i_{r22} равный

$$i_{r\Sigma} = \iiint_{V_s(\varphi)} (i_r \uparrow\rightarrow + i_r \uparrow\uparrow + i_r \rightarrow\rightarrow + i_r \rightarrow\uparrow) dV = \frac{D_{11}}{2} \iiint_{V_s(\varphi)} C_1 C_2 E dV. \tag{37}$$

С учетом (31) и (37) получили

$$D_{11} = \frac{i_{rD} \beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma''}{\pi W_r^c}. \tag{38}$$

Подставим (38) в (27) и получим величину калибровочного коэффициента

$$K(\varphi) = \frac{\pi W_r^c \tilde{D}_{11}}{i_{r\Sigma} \beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma''}. \tag{39}$$

4. ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ

Идеальный источник излучения для поляризационных измерений должен быть монохроматическим, обладать высокой спектральной интенсивностью, перекрывать широкий спектральный диапазон и высокой направленностью излучения. На рис. 4 показана структурная схема пятиволнового источника квазимонохроматического излучения высокой спектральной интенсивности и направленности.

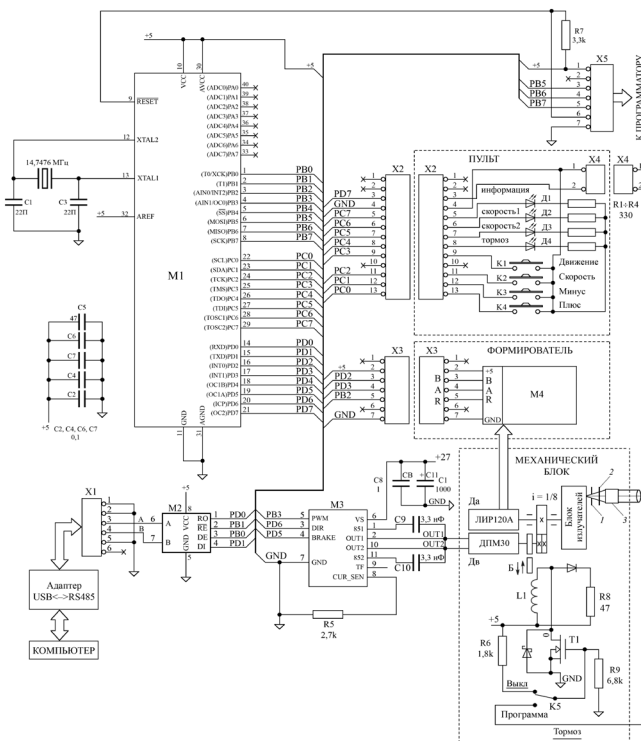


Рис. 4. Структурная схема источника излучения; 1 – диафрагма Ø 0.5; 2 – деполаризатор; 3 – объектив ГЕЛИОС-44-2; T1 – RLU120; M1 – ATmega16; M2 – MAX 485; M3 – LMD18200.

Таблица 2

Основные параметры светодиодов.

| Тип | Цвет света | λ | P | U | I | I | δλ | d |
|-----------|------------|-----|------|-----|-----|-----|------|---|
| ИПР169А9С | синий | 455 | 0.6 | 3.5 | 700 | 350 | 0.17 | 1 |
| ИПР169А9Л | зеленый | 525 | 0.3 | 3.5 | 700 | 350 | 0.17 | 1 |
| ИПР169А9Ж | желтый | 555 | 0.15 | 2 | 700 | 350 | 0.17 | 1 |
| ИПР169А9Ж | оранжев | 590 | 0.15 | 2 | 700 | 350 | 0.17 | 1 |
| ИПР169А9К | красный | 625 | 0.28 | 2 | 700 | 350 | 0.17 | 1 |

Требованиям, предъявляемым к идеальному источнику излучения для поляризационных измерений, можно удовлетворить набором светодиодов высокой яркости с телом яркости малых размеров. В качестве генераторов излучения используются светодиоды высокой яркости, основные параметры которых приведены в Таблице 2.

В источнике излучения светодиод с телом яркости $d_{\text{я}}$ 1 мм устанавливается на расстоянии 1 мм перед диафрагмой диаметром 0.5 мм. Объектив ГЕЛИОС-44-2 позволяет получить световой пучок диаметром 25 мм и расходимостью 0.3°.

Минимальный объем dV чистого воздуха равен нескольким кубическим сантиметрам. Можно принять величину d_r равной 25 мм. Тогда минимальный объем $V_s(90^\circ)$, в нашем случае. Можно получить больше 10 см³. База нефелометра $A = 1.2$ м и величина $A_r = 0.6$ м могут обеспечить измерение матрицы D при $\varphi_{\text{min}} = 1.8^\circ$. Параметр светового пучка $\delta \tilde{L}_s$, характеризующий погрешность аппроксимации светового пучка элементарным световым пучком, изменяется от 0.0025 при $\varphi = 90^\circ$ до 0.013 при $\varphi = 180^\circ$.

Схема монтажа светодиода показана на рис. 5. Светодиод 1 припаян к теплоотводу 2

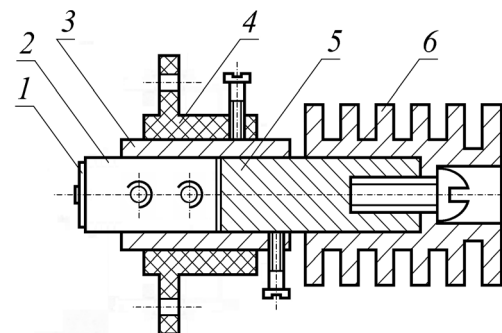


Рис. 5. Схема излучателя: 1 – светодиод; 2 – теплоотвод; 3 – цилиндр; 4 – изолятор; 5 – стержень; 6 – радиатор.

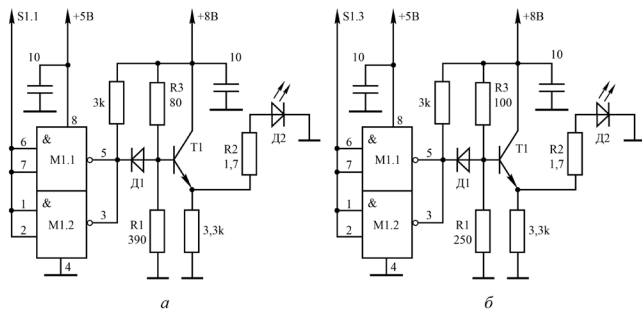


Рис. 6. Источник питания: *а* – 3,5 В; *б* – 2 В; M1 – 155АА18; T1 – SC3807; D1 – 1N4148.

(медная пластина толщиной 0,5 мм), который зажат винтами в пазу медного стержня 5. Продольное движение стержня 5 происходит в медном цилиндре 3. Продольное движение цилиндра 3 происходит в изоляторе из капрлона 3. Радиатор 6 увеличивает теплоотвод от светодиода. Источником питания светодиода D2 служит эмиттерный стабилизатор напряжения на транзисторе T1 (рис. 6). При подаче низкого уровня напряжения на вход микросхемы M1 на эмиттере транзистора T1 формируется напряжение, определяемое делителем на резисторах R1, R3. Резистор R2 обеспечивает отрицательную обратную связь для стабилизации тока светодиода. Резистор R2 представляет собой константовый провод, намотанный на резистор типа МЛТ.

Блок излучателей представляет собой диск диаметром 150 мм, вращающийся вокруг оси, с размещенными по окружности пятью излучателями (рис. 5) и источниками питания (рис. 6), обдуваемый снизу микровентилятором (рис. 7). Нужный светодиод подводится к

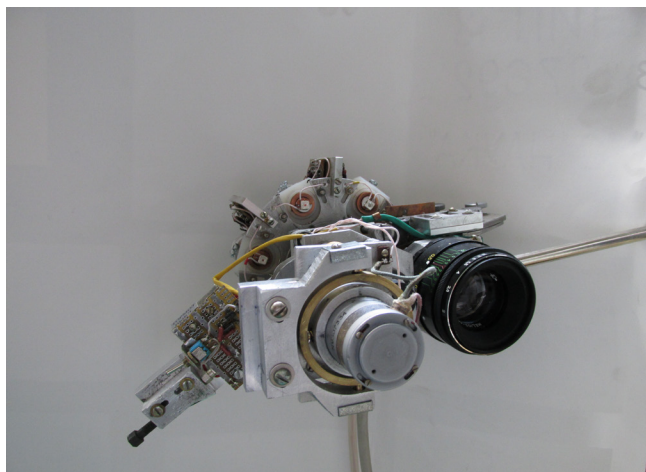


Рис. 7. Источник излучения.

диафрагме 1 (рис. 4) двигателем ДВ через безлюфтовый редуктор. После установки светодиода вращение диска с излучателями и источниками питания может быть заторможено упором бегунка Б в обрезиненный диск. Угол поворота диска вокруг оси вращения измеряется преобразователем ЛИР120А, который отображает его количеством импульсов относительно импульса R. Импульсы В, А, R с ДА ЛИР120А поступают на формирователь M4 на микросхеме 555ИП11 и далее через разъем X3 на микропроцессор M1 АEmega16. Управление двигателем осуществляется драйвером M3 LMD18200. Программа в микропроцессор M1 записывается через разъем X5. Программное обеспечение микроконтроллера M1 реализует функцию сервопривода, в котором роль датчика выполняет угловой преобразователь M3 ЛИР120А, а функцию силового моста выполняет драйвер АДМ18200. Обратная связь сервопривода работает по принципу ПИД-регулятора (Пропорционально - дифференциально - интегральный регулятор), вычисляющего скорость и направление движения, в зависимости от разности между текущей координатой и требуемой. В свою очередь, требуемая координата, а точнее, связанная с ней переменная, при выполнении команды движения, меняется по математическому закону, обеспечивающему плавный старт электропривода и его плавное торможение до нулевой скорости в точке окончания движения. Величина ускорения и торможения электропривода задаётся отдельной переменной в программе микроконтроллера. Плавное ускорение и торможение, и обратная связь координат с помощью ПИД-регулятора, обеспечиваются стандартной математикой числового программного управления (ЧПУ).

Управление источником излучения может осуществляться как с персонального компьютера, так и от пульта. Передача управляющих команд персонального компьютера осуществляется через разъем X1 и микросхему M2 МАХ485.

Пульт позволяет плавно перемещать положение излучателя, используя три градации скорости. Перемещение с большой скоростью позволяет быстро перемещать привод на нужный угол. Низкая скорость позволяет более точно юстировать положение излучателя. Имеется



Рис. 8. Поляризационный блок.

также команда начальной настройки системы координат излучателя, по реперному импульсу выхода R углового преобразователя ЛИР120А. Пульт управления позволяет также записывать во внутреннюю память микроконтроллера координату текущего положения привода, для того чтобы иметь возможность в любой момент перейти в эту точку. Таких записанных положений может быть до 5. С помощью команд с пульта управления, можно в любой момент перейти в любую из 5 записанных во внутренней памяти точек.

Программа управления с персонального компьютера имеет те же самые возможности, которые обеспечивает встроенный пульт управления. Кроме этого, командами с компьютера можно устанавливать положение излучателя непосредственно на нужный угол с точностью, которую обеспечивает угловой преобразователь ЛИР120А - 0.009°.

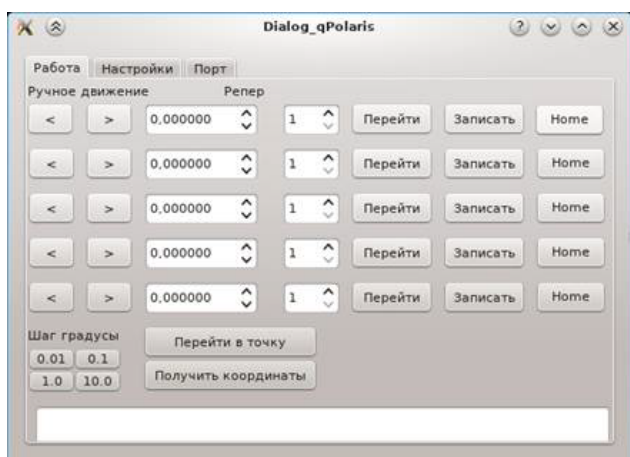


Рис. 9. Пример работы компьютерной программы для управления пятью излучателями.

Вместо механического блока может быть подключен ПБ (рис. 8). Управление положением БО фазового элемента ПБ аналогично описанному выше.

Компьютерная программа позволяет совместно управлять несколькими устройствами, подобными механическому блоку и ПБ, количеством до пяти. Она имеет три диалоговые вкладки «Работа», «Настройки», «Порт» (на рис. 9). Две последние вкладки, соответственно, содержат различные настройки, включая порт связи, разрешающую способность позиционирования, пока единую для всех осей движения, и предельную скорость. На рис. 9 показана диалоговая вкладка команд управления движением. В этом окне видны пять горизонтальных массивов клавиш и текстовых полей, расположенных в одну «строку». Каждая такая группа элементов связана с управлением одним из пяти устройств.

Компьютерная программа написана на языке C++, при помощи открытого программного обеспечения QtCreator версии 4. Этот инструмент включает в себя свободный компилятор GCC-4.7 и популярную свободную интерфейсную библиотеку Qt версии 4. Такое решение позволяет не только писать программы с современным интерфейсом пользователя, но и скомпилировать её под любую платформу, включая Windows, Linux, для которой в сети Интернет есть собранная библиотека Qt. Таким образом, программа может без изменений быть скомпилирована даже для большинства так называемых «встраиваемых» (embedded) промышленных компьютеров, если для них есть библиотека Qt-embedded 4.0 или 5.0.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведённый в статье материал позволяет определить основные параметры квазимонохроматического источника излучения высокой спектральной яркости поляризационного нефелометра, измеряющего матрицу D в интервале $\varphi = [\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$, а также его конструкцию и принцип работы. Внешний вид поляризационного блока показывает конструкцию блока высокоточного управления фазовым элементом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенберг ГВ (ред.). *Прожекторный луч в атмосфере*. М., Изд. АН СССР, 1960, с. 146-174.
2. Ошлаков ВГ. Оптимальный измеритель матрицы рассеяния. *Оптика атмосферы и океана*, 1992, 5(11):1190-1193.
3. Ошлаков ВГ, Борков ЮГ. Численный анализ аппаратной матрицы поляризационного измерителя. *Оптика атмосферы и океана*, 2002, 15(7):635-640.
4. Горчаков ГИ, Розенберг ГВ. Измерение матрицы рассеяния света в приземном слое атмосферы. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1965, 1(12):1279-1287.
5. Горчаков ГИ. Матрицы рассеяния света приземным воздухом. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1966, 11(6):593-605.
6. Сидоров ВН. Проточный поляризационный нефелометр. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1979, 15(7):763-768.
7. Лукшин ВВ, Исаков АА. Оптические характеристики дымовых аэрозолей. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1988, 24(3):250-257.
8. Дейрменджан Д. *Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами*. М., Мир, 1971, 165 с.
9. Иванов АП. *Оптика рассеивающих сред*. Минск, Наука и техника, 1969, 592 с.
10. Воеводин ВВ, Кузнецов ЮА. *Матрицы и вычисления*. М., Наука, 1984, 318 с.
11. Pritchard BS, Elliott WG. Two instruments for atmospheric optics measurements. *J. Opt. Soc. Am.*, 1960, 50(3):111.
12. Гуревич ММ. *Фотометрия: теория, методы и приборы*. Л., Энергоатомиздат, 1983, 269 с.
13. Исаков АА. Исследование атмосферного аэрозоля методами рассеяния света под малыми углами. *Диссертация... к.ф.-м.н.* М., ИФА АН, 1979.
14. Джеррард А, Бёрч Дж. *Введение в матричную оптику*. М., Мир, 1978, 341 с.
15. Борн М, Вольф Э. *Основы оптики*. М., Наука, 1973, 719 с.

Ошлаков Виктор Григорьевич

к.ф.-м.н., с.н.с.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
 1, пл.акад. Зуева, Томск 634055, Россия
 oshlakov@iao.ru

Щербаков Анатолий Петрович

к.ф.-м.н.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
 1, пл.акад. Зуева, Томск 634055, Россия
 molnija2@inbox.ru

Илюшин Ярослав Александрович

д.ф.-м.н.

МГУ им. М.В.Ломоносова
 1/2, Ленинские горы, Москва 119991, Россия
 ilyushin@physics.msu.ru