

## АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 535.8:681.7.064.8

А.И. Абрамочкин, Б.В. Кауль, А.А. Тихомиров

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРИЕМНОЙ СИСТЕМЫ ЛИДАРА.  
3. АНАЛИЗАТОРЫ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Институт оптического мониторинга СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 9.04.99 г.

Принята к печати 5.05.99 г.

Рассмотрены основы матричного описания процедур для измерения параметров Стокса и приборные векторы анализаторов, применяемых в приемных системах поляризационных лидаров. Представлены формы состояния поляризации зондирующего излучения и способы их получения, которые необходимы для измерения элементов матрицы обратного рассеяния исследуемой среды. Приведены основные типы анализаторов на основе лучерасщепляющих призм, поляризаторов и фазовых пластинок, их основные характеристики и критерии эффективности, необходимые для проведения сравнительного анализа. На примере лидаров «Стратосфера-1М» и «Светозар-3» рассмотрены варианты оптимального построения одноканальных и многоканальных приемных систем поляризационных лидаров.

## 1. Введение

В продолжение работ [1, 2] по оптимизации приемной системы лидара, в которых были проанализированы различные типы объективов и пространственных фильтров, в данной статье рассматривается анализатор состояния поляризации. Это устройство позволяет выделять в принятом потоке излучения компоненты с различными состояниями поляризации, что дает дополнительную информацию о свойствах рассеивающей среды. Измерение интенсивностей поляризационных компонент в лидарном сигнале позволяет оценивать несферичность рассеивающих частиц при однократном рассеивании или показатель вклада многократного рассеяния при зондировании оптически плотных аэрозольных образований [3, 4]. В качестве анализаторов состояния поляризации обратнорассеянного излучения используются различные призмы, поляридные пленки и фазовые пластинки [4–6].

В статье рассматриваются основы поляризационных лидарных измерений и синтез структуры поляризационного лидара. Приведены характеристики активных поляризационных устройств, которые изменяют состояние потока излучения, и предложены обобщенные критерии оценки их качества, необходимые для выбора конкретного анализатора при проектировании поляризационного лидара.

## 2. Вектор Стокса. Матричное описание процедуры измерения параметров Стокса

Поле, возникающее в дальней зоне при рассеянии электромагнитной волны на частице, описывается уравнением [7]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{ik_0 r} + \frac{e^{-ik_0 r}}{r} \hat{A}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{E}_0 e^{-ik_0 z_0}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}_0$  – комплексная амплитуда падающей на частицу из пространства отрицательных  $z$  плоской волны с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$ , направленным вдоль оси  $z_0$  системы координат, начало которой расположено в произвольной точке внутри частицы;  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки, в которой на-

блюдается поле;  $\mathbf{k}$  – волновой вектор рассеянной волны;  $\hat{A}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  – амплитудная матрица рассеяния (АМР), которая зависит от направления рассеяния и имеет размерность  $2 \times 2$ . Посредством АМР устанавливается связь между рассеянной оптической волной, определенной в системе координат  $\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y = \mathbf{e}_z$ , и падающей плоской волной, определенной в системе координат  $\mathbf{e}_{x_0} \times \mathbf{e}_{y_0} = \mathbf{e}_{z_0}$ .

Детекторы оптического излучения реагируют на интенсивность, поэтому в оптических измерениях определяются либо элементы матрицы когерентности [8]  $J_{ij} = \frac{1}{2} \langle E_i E_j \rangle$  при  $i, j \leftrightarrow x, y$ , либо параметры Стокса, являющиеся линейными комбинациями элементов матрицы когерентности, причем последнее наиболее употребительно.

Существует несколько определений параметров Стокса. В данной работе используется следующее [9]:

$$S_i = cn \langle \mathbf{E}^+ \hat{G}_i \mathbf{E} \rangle, \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (2)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $n$  – показатель преломления среды;  $\mathbf{E}$  – вектор-столбец с элементами  $E_x, E_y$ ;  $\mathbf{E}^+$  – вектор-строка, эрмитово сопряженный с вектором  $\mathbf{E}$ ;  $\hat{G}_1$  – единичная матрица размерности  $2 \times 2$ ;  $\hat{G}_{2,3,4}$  – матрицы Паули:

$$\hat{G}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}; \hat{G}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}; \hat{G}_3 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}; \hat{G}_4 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}.$$

Для нахождения параметров Стокса рассеянной волны нужно применить определение (2) к полю, описываемому вторым членом правой части формулы (1). Вектор Стокса рассеянной волны определяется следующим векторно-матричным уравнением [9]:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \frac{1}{r^2} \hat{M}(r, \mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{S}_0, \quad (3)$$

где  $\mathbf{S}, \mathbf{S}_0$  – векторы Стокса соответственно рассеянной и падающей волны;  $\hat{M}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  – матрица рассеяния (МР) в точке  $\mathbf{r}$ , имеющая размерность  $4 \times 4$ . Элементы матрицы  $\hat{M}$

имеют размерность площади, отнесенной к телесному углу, в котором распространяется излучение, поскольку волна является расходящейся. Матрица  $\hat{M}$  может быть выражена через АМР, входящую в выражение (1), посредством следующего матричного соотношения [10]:

$$\hat{M} = \hat{T}(\hat{A} \oplus \hat{A}^*) \hat{T}^{-1},$$

где символ  $\oplus$  означает кронекеровское произведение АМР на комплексно-сопряженную матрицу (основы матричной оптики изложены в [12]):

$$\hat{T} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & -i & i & 0 \end{bmatrix}; \hat{T}^{-1} = \frac{1}{2} \hat{T}^+.$$

Уравнение (3) описывает рассеяние на одной частице. Для ансамбля частиц, занимающего объем  $\Delta V$  и содержащего  $N$  частиц в единице объема, вводится матрица

$$\hat{M}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{M}_i(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0).$$

При этом предполагается, что размеры рассеивающего объема  $\Delta V$  много меньше  $r$ . Элементы матрицы измеряются в  $\text{м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ . Вектор Стокса излучения, рассеянного элементом объема  $\Delta V$  в направлении  $\mathbf{e}_r = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ , на расстоянии  $r$  от объема определяется формулой

$$\mathbf{S}(r) = \frac{1}{r} \hat{M}(r, k, k_0) \mathbf{S}_0 \Delta V. \quad (4)$$

Задачей измерений в схеме поляризационного моностаического лазерного зондирования является определение либо всех элементов МР, либо некоторых их линейных комбинаций для процесса рассеяния в направлении, противоположном волновому вектору падающей волны –  $\hat{M}(z, -\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0) = \hat{M}_\pi(z)$ , т.е. матрицы обратного рассеяния света (МОРС).

Процедура измерений, приводящая к определению всех элементов МОРС, описана в [4]. Ее суть заключается в измерении вектора Стокса рассеянного излучения при различных состояниях поляризации зондирующего излучения. Следовательно, в самом общем виде поляризационное зондирование должно предполагать возможность варьирования состоянием поляризации лазерного излучения и измерения параметров Стокса рассеянного излучения. Остановимся на последнем. В развернутом виде определение (2) выглядит следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= cn (\langle E_x^* E_x \rangle + \langle E_y^* E_y \rangle) = I \\ S_2 &= cn (\langle E_x^* E_x \rangle - \langle E_y^* E_y \rangle) = Q \\ S_3 &= cn (\langle E_x^* E_y \rangle + \langle E_y^* E_x \rangle) = U \\ S_4 &= cn (\langle E_x^* E_y \rangle - \langle E_y^* E_x \rangle) = V \end{aligned} \right\}. \quad (2')$$

Далее для удобства изложения при обозначении параметров Стокса будем использовать как  $S_i$ , так и  $I, Q, U, V$  с соблюдением соответствия (2').

Здесь же приведем некоторые обозначения и понятия, которые будут использоваться в дальнейшем:  $a_1 = (E_x E_x^*)^{1/2}$ ;  $a_2 = (E_y E_y^*)^{1/2}$  – модули амплитуд  $x, y$  компонентов вектора электрического поля;  $\delta = \varphi_x - \varphi_y$ , где  $\varphi_x$  и  $\varphi_y$  – фазы соот-

ветствующих компонентов вектора  $\mathbf{E}$  в момент времени  $t = 0$ . В зависимости от соотношения между  $a_1$  и  $a_2$  и значений  $\delta$  различают следующие виды поляризации [8, 11]: линейная с азимутом  $\alpha = \arctg(a_2/a_1)$  и сдвигом фаз  $\delta = m\pi$ , причем знак плюс у азимута  $\alpha$  соответствует четным  $m$ , а минус – нечетным  $m$ ; круговая ( $a_1 = a_2$  и  $\delta = \pi/2 + m\pi$ ), причем знак плюс соответствует правой, а знак минус левой поляризации; эллиптическая. Последняя описывает наиболее общее состояние поляризации, включая в себя две первые как частные случаи, и характеризуется отношением малой полуоси эллипса к большой  $b/a$ , азимутом большой полуоси  $\alpha$  и направлением вращения (левое, правое). Вводят также понятие плоскости рефрэнции (плоскости поляризационного базиса), относительно которой отсчитывают азимут  $\alpha$  плоскости колебаний для линейно поляризованной волны или угол наклона большой оси эллипса. Наиболее часто ее связывают с плоскостью  $xOz$ , при этом плоская волна будет горизонтально поляризована, если  $a_2 = 0$  ( $\alpha = 0^\circ$ ), и вертикально поляризована при  $a_1 = 0$  ( $\alpha = 90^\circ$ ). Степень поляризации излучения  $P$  определяется как

$$P = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}/I.$$

Из (2') следует, что для определения первого параметра Стокса нужно найти сумму, а для второго – разность интенсивностей  $I_x, I_y$  двух компонент с взаимно ортогональными поляризациями (табл. 1). Для определения параметра  $U$  необходимо измерить интенсивности  $I'_x, I'_y$  в системе координат, повернутой вокруг направления падения пучка (ось  $z$ ) на угол  $45^\circ$ . Для определения параметра  $V$  нужно измерить  $I''_x$  и  $I''_y$  после прохождения потока излучения через фазовую четвертьволновую пластинку, установленную перед анализатором (см. табл. 1). Из сказанного следует, что для определения вектора Стокса необходимо измерить шесть интенсивностей пучка при различных положениях поляризационных устройств. Эта классическая процедура измерений [8] оказывается избыточной, так как для стационарных условий измерений должно выполняться условие

$$I_x + I_y = I'_x + I'_y = I''_x + I''_y.$$

Поэтому, если есть уверенность, что параметры пучка во время измерений остаются неизменными, процедуру можно минимизировать до измерения четырех интенсивностей. К этому вернемся ниже при обсуждении возможных схем поляризационного анализа лидарных сигналов. Действие поляризационных устройств описывается введенными Мюллером в 1948 г. операторами, представляющими собой матрицы размерностью  $4 \times 4$ , элементами которых являются действительные числа. Действие прибора описывается линейным преобразованием

$$\mathbf{S} = \hat{\Pi} \mathbf{S}_0,$$

где  $\mathbf{S}_0$  и  $\mathbf{S}$  – векторы Стокса соответственно падающего на устройство и прошедшего через него излучения;  $\hat{\Pi}$  – матрица Мюллера, описывающая поляризационное устройство. Если на пути потока излучения стоит несколько устройств, то их совокупное действие дается произведением матричных операторов

$$\mathbf{S} = \hat{\Pi}_n \hat{\Pi}_{n-1} \dots \hat{\Pi}_1 \mathbf{S}_0.$$

Обстоятельный обзор по методу расчета Мюллера имеется в [12].

Варианты построения анализирующей части приемной системы		
Измеряемые параметры Стокса	Приборный вектор приемного канала и алгоритм вычисления	Схема реализации анализатора в приемном канале
$I; Q$	$\mathbf{G}_1(0^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 1 \ 0 \ 0\}$ $\mathbf{G}_2(90^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ -1 \ 0 \ 0\}$ $I = (\mathbf{G}_1 + \mathbf{G}_2) \mathbf{S}; \quad Q = (\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_2) \mathbf{S}$	
$U$	$\mathbf{G}_3(45^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ 1 \ 0\}$ $U = (2\mathbf{G}_3 - \mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_2) \mathbf{S}$	
$V$	$\mathbf{G}_5(0^\circ, 45^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ 0 \ -1\}$ $V = -(2\mathbf{G}_5 - \mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_2) \mathbf{S}$	
$I; Q$	$\mathbf{G}_1(0^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 1 \ 0 \ 0\}$ $\mathbf{G}_2(90^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ -1 \ 0 \ 0\}$ $I = I_x + I_y; \quad Q = I_x - I_y$	
$I; U$	$\mathbf{G}_3(45^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ 1 \ 0\}$ $\mathbf{G}_4(-45^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ -1 \ 0\}$ $I = I'_x + I'_y; \quad U = I'_x - I'_y$	
$I; V$	$\mathbf{G}_5(45^\circ, 0^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ 0 \ -1\}$ $\mathbf{G}_6(-45^\circ, 0^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ 0 \ 1\}$ $I = I''_x + I''_y; \quad V = I''_x - I''_y$	

Для описания процедуры измерений параметров Стокса удобно ввести понятие приборного вектора для поляризационного устройства приемной системы  $\mathbf{G}_i$ , который является вектором-строкой, составленной из элементов первой строки матричного оператора  $\hat{\Pi}$  поляризационного прибора или матрицы, являющейся произведением операторов комбинации поляризационных приборов  $\hat{\Pi} = \hat{\Pi}_n \hat{\Pi}_{n-1} \dots \hat{\Pi}_1$ . Подробнее этот вопрос изложен в [4]. Далее представлены приборные векторы, которые соответствуют измерению упомянутых выше шести интенсивностей, необходимых для определения вектора Стокса.

Анализаторы линейной поляризации, азимут  $\alpha$  которых составляет  $0, 90, 45^\circ$  и  $-45^\circ$  с осью  $Ox$  поляризационного базиса  $\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y = \mathbf{e}_z$  (вращение осуществляется вокруг оси  $z$ ), записываются в следующем виде [4, 11]:

$$\mathbf{G}_1(0^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 1 \ 0 \ 0\}; \quad (5a)$$

$$\mathbf{G}_2(90^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ -1 \ 0 \ 0\}; \quad (5b)$$

$$\mathbf{G}_3(45^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ 1 \ 0\}; \quad (5b)$$

$$\mathbf{G}_4(-45^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ -1 \ 0\}. \quad (5r)$$

Следующая пара приборных векторов описывает действие комбинации четвертьволновой пластинки, быстрая ось которой составляет  $45^\circ$  с осью  $Ox$ , и анализатора, установленного под углами  $0; 90^\circ$

$$\mathbf{G}_5(0; 45^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ 0 \ -1\}; \quad (5d)$$

$$\mathbf{G}_6(90; 45^\circ) = \frac{1}{2} \{1 \ 0 \ 0 \ 1\}. \quad (5e)$$

Далее наличие второго аргумента у приборного вектора свидетельствует об установленной четвертьволновой пластинке с указанным азимутом быстрой оси. Матричный оператор приемного объекта и пространственного фильтра (диаграммы) будем полагать равным единичной матрице и считать, что при отсутствии в приемной системе активных поляризационных элементов на вектор Стокса падающего излучения действует приборный вектор

$$\mathbf{G}_0 = \{1 \ 0 \ 0 \ 0\}. \quad (6)$$

Уравнение лазерного зондирования в векторно-матричной форме запишем согласно [13] в следующем виде:

$$P(z) \mathbf{s}(z) = \frac{1}{2} c W A z^{-2} \hat{M}_\pi(z) \mathbf{s}_0 \exp \left\{ -2 \int_0^z \alpha(z') dz' \right\}, \quad (7)$$

где  $P(z)$  – мощность рассеянного излучения, поступающего на приемный объектив в момент времени  $t = 2z/c$ ;  $c$  – скорость света;  $W$  – энергия лазерного импульса;  $A$  – площадь приемного объектива;  $\hat{M}_\pi(z)$  – матрица обратного рассеяния;  $\alpha(z)$  – коэффициент ослабления;  $\mathbf{s}_0$  и  $\mathbf{s}(z)$  – нормированные на интенсивности векторы Стокса соответственно падающего и рассеянного излучения, имеющие вид векторов-столбцов с параметрами  $\{1 q_0 u_0 v_0\}$  и  $\{1 q(r) u(r) v(r)\}$ .

Если обе части уравнения (7) умножить на приборный вектор  $\mathbf{G}_i$  и на коэффициенты, характеризующие пропускание оптических элементов  $\eta_i$  и ампер-ваттную чувствительность детектора  $\mu_i$ , посредством которого реализуется данный приборный вектор, то уравнение (7) запишется в следующем виде:

$$F_i(z) = F_0(z) \gamma_i \mathbf{G}_i \mathbf{s}(z) = \gamma_i \mathbf{G}_i \mathbf{S}'(z) K T^2(z), \quad (8)$$

где

$$\gamma_i = \frac{\eta_i \mu_i}{\eta_0 \mu_0}; \quad \mathbf{S}'(z) = \frac{1}{z} \hat{M}_\pi(z) \mathbf{s}_0; \quad K = \frac{1}{2} cWA \eta_0 \mu_0.$$

Здесь вектор  $\mathbf{S}'(z)$  с параметрами  $I'(z)$ ,  $Q'(z)$ ,  $U'(z)$ ,  $V'(z)$  имеет смысл вектора Стокса рассеянного излучения, нормированного на произведение  $K T^2(z)$ ;  $F_i(z)$  – имеет смысл токовой реакции детектора в момент времени  $t = 2z/c$ . Именно эта величина является измеряемой. Величина  $F_0(z)$  имеет смысл реакции детектора, посредством которого реализуется вектор  $\mathbf{G}_0$ . Последнее не означает, что он обязательно используется в измерениях. Это просто удобный способ нормировки произведений  $\eta_i \mu_i$  в тех случаях, когда приборные векторы приемной системы реализуются посредством различных приемных каналов. Термин «приемный канал» означает совокупность, состоящую из приемного объектива, пространственного фильтра, анализатора и детектора. Таким образом, одна приемная система лидара может содержать несколько приемных каналов [5].

Величиной, которая подлежит определению, является вектор  $\mathbf{S}(z)$ . Поскольку речь пока идет об измерении параметров Стокса, нас не интересует, как они выражаются через элементы матрицы рассеяния. Так как параметры Стокса определяются посредством нескольких измерительных операций, то должны выполняться следующие требования. Во-первых, либо все операции выполняются одновременно, либо сам вектор  $\mathbf{S}(z)$ , т.е.  $\hat{M}_\pi(z)$ , и условия атмосферного пропускания  $T(z)$  для излучения должны оставаться во время измерений неизменными. Во-вторых, либо все операции выполняются посредством одноканальной приемной системы путем последовательной реализации в ней векторов  $\mathbf{G}_i$  и тогда условия постоянства  $\hat{M}_\pi(z)$  и  $T(z)$  обязательны, либо в приемной системе используется несколько приемных каналов и тогда необходимо знать соотношение эффективностей  $\gamma_i/\gamma_j$  этих каналов.

Поясним сказанное примером. Предположим, измеряется параметр  $Q(z)$  вектора-столбца  $\{I(z), Q(z), U(z), V(z)\}$  посредством последовательного применения приборных векторов  $\mathbf{G}_1$  и  $\mathbf{G}_2$  (см. соотношения (5а) и (5б)). Используя (8), имеем

$$F_1(z) = \frac{1}{2} \gamma_1 [I'(z) + Q'(z)] K T_1^2, \\ F_2(z) = \frac{1}{2} \gamma_2 [(I'(z) - Q'(z))] K T_2^2, \quad (9)$$

где  $T_1$  и  $T_2$  – значения прозрачности в моменты  $t_1$  и  $t_2$ , откуда

$$I'(z) = \frac{1}{K} [F_1(z)/\gamma_1 T_1^2 + F_2(z)/\gamma_2 T_2^2]; \\ Q'(z) = \frac{1}{K} [F_1(z)/\gamma_1 T_1^2 - F_2(z)/\gamma_2 T_2^2]. \quad (10)$$

Как следует из (10), при разномоментных измерениях требуется знать профиль прозрачности  $T(z)$  в разные моменты времени, что существенно усложняет задачу, так как  $T(z)$  может быть определено в лидарных измерениях лишь с небольшой точностью. Если  $t_2 = t_1$  или  $t_2 - t_1$  меньше времени «замороженности» так, что  $T_1 = T_2$ , то можно определить нормированный параметр Стокса

$$q(z) = Q'(z)/I'(z) = \frac{F_1(z)/\gamma_1 - F_2(z)/\gamma_2}{F_1(z)/\gamma_1 + F_2(z)/\gamma_2}, \quad (11)$$

для вычисления которого не нужно знать прозрачность  $T(z)$  и аппаратную константу  $K$ . Аналогично могут быть найдены нормированные параметры Стокса  $u(z)$  и  $v(z)$ .

Нормированный вектор Стокса вполне определяет состояние поляризации излучения. Комплекс измерений нормированных параметров Стокса при различных состояниях поляризации лазерного излучения позволяет определить нормированную матрицу рассеяния, которая, в свою очередь, полностью характеризует трансформацию поляризации света при обратном рассеянии [4, 14].

### 3. Состояние поляризации зондирующего излучения

Как упоминалось выше, измерения МОРС предполагают возможность изменения состояния поляризации зондирующего излучения. Поэтому одной из основных функций передающей системы лидара, формирующей импульс зондирующего излучения, является задание требуемого состояния поляризации, а также обеспечение возможностей изменения поляризационных параметров. При этом тип, форма и степень поляризации зондирующего излучения определяются либо самим лазером, либо задаются с помощью специальных поляризационных устройств. В общем случае состояние поляризации лазерного луча зависит от вида активной среды, характеристик резонатора и режима работы лазера и может изменяться в широких пределах [15, 16].

Для газовых и жидкостных лазеров, излучающих в многомодовом режиме, тип и форма поляризации выходного излучения определяются ориентацией выходных окон лазерной кюветы, установленных под углом Брюстера [8, 15]. В этом случае для излучения, линейно поляризованного в плоскости падения, потери в лазерном резонаторе минимальны и излучение с такой поляризацией становится преобладающим. В случае использования выходных окон кюветы, перпендикулярных оптической оси лазерного резонатора, поляризация выходящего излучения произвольная и зависит от его модовой структуры.

У твердотельных лазеров, наиболее широко применяемых в лидарах, состояние поляризации выходного излучения определяется как структурой самого активного вещества, так и элементами, вводимыми в лазерный резонатор для модуляции его добротности [15]. Для активных кристаллических сред наибольшая вероятность индуцированных переходов и, следовательно, наибольшее усиление связано с определенными направлениями относительно осей симметрии кристаллов [17]. Излучение твердотельных лазеров с активной модуляцией добротности является

в основном линейно поляризованным, и форма его поляризации определяется элементами модулирующей ячейки.





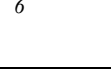

Состояние поляризации излучения полупроводниковых лазеров определяется многими факторами: кристаллической структурой полупроводникового материала, геометрией лазерного резонатора, образуемого гранями кристалла, током накачки и др. Кроме того, ввиду большой расходимости излучения степень его поляризации может меняться в пределах диаграммы направленности [16].

В табл. 2 представлены формы поляризации зондирующего излучения и способы их получения [4–6]. При этом исходная линейная поляризация имеет азимут  $\alpha = 0^\circ$ .

Варианты способов изменения состояния поляризации представлены в последнем столбце таблицы. Углы  $\psi$  определяют азимутальное положение (относительно плоскости референции  $xOz$  поляризационного базиса лазера) направления наибольшего пропускания призмы Глана или быстрой оси фазовой пластинки. Следует отметить, что установка в передающем канале лазера дополнительных поляризационных элементов связана с потерей мощности излучения. В фазовых пластинках она определяется френелевским отражением на границах раздела сред и поглощением в материале пластинки. При использовании призмы Глана добавляются потери половины мощности потока, связанные с подавлением одной из ортогональных компонент.

Таблица 2

Возможные состояния поляризации зондирующего излучения

Тип поляризации	Проекционная картина	Форма поляризации				Нормированный вектор Стокса $s_0$	Внешний поляризатор
		азимут	$b/a$	$a_2/a_1$	$\delta$		
Линейная	1 	0	0	0	0	{1 1 0 0}	Нет
	2 	$\pi/2$	0	$\infty$	0	{1 -1 0 0}	1 пластинка $\lambda/4$ с $\psi = 45^\circ$ и призма Глана с $\psi = 90^\circ$ 2 пластинка $\lambda/4$ , $\psi = 45^\circ$ у каждой
	3 	$\pi/4$	0	1	0	{1 0 1 0}	1 пластинка $\lambda/4$ с $\psi = 45^\circ$ и призма Глана с $\psi = 45^\circ$ 2 пластинки $\lambda/4$ , с $\psi = 0^\circ$ и $\psi = 45^\circ$
	4 	$-\pi/4$	0	1	$\pm \pi$	{1 0 -1 0}	1 пластинка $\lambda/4$ с $\psi = 45^\circ$ и призма Глана с $\psi = -45^\circ$ 2 пластинки $\lambda/4$ , с $\psi = 0^\circ$ и $\psi = -45^\circ$
	5 Любое направление	$\alpha$	0	$0 \div \infty$	0 или $\pm \pi$	{1 cos2 $\alpha$ sin2 $\alpha$ 0}	1 пластинка $\lambda/4$ с $\psi = 45^\circ$ и призма Глана с любым $\psi$
Круговая	6 	–	1	1	$\pi/2$	{1 0 0 1}	1 пластинка $\lambda/4$ при $\psi = 45^\circ$
	7 	–	1	1	$-\pi/2$	{1 0 0 -1}	1 пластинка $\lambda/4$ при $\psi = -45^\circ$

Как видно из табл. 2, с целью получения излучения с круговой поляризацией (состояния поляризации 6 и 7) линейно поляризованное излучение необходимо пропустить через четвертьволновую пластинку. Если на пути излучения с круговой поляризацией поставить дополнительно призму Глана, то можно преобразовать круговую поляризацию обратно в линейную. Вращение призмы Глана позволяет изменять азимут линейно поляризованного зондирующего излучения в исследуемой среде без изменения положения самого лазера. Такое техническое решение было использовано нами в самолетном поляризационном лидаре «Светозар-3» [5]. Другим решением является использование комбинации двух четвертьволновых пластинок, направление быстрой оси которых устанавливается под указанными в табл. 2 азимутами [4]. Применение двух последовательно установленных фазовых пластинок для вращения азимута линейно поляризованного излучения вносит минимальные энергетические потери, однако при этом увеличивается погрешность задания азимута, поскольку точность изготовления пластинок невысока.

#### 4. Основные характеристики и критерии эффективности лидарных поляризационных элементов

Под термином «поляризатор» понимается оптическое устройство, которое выделяет из падающего на него потока излучение с заданным состоянием поляризации. Поляриза-

торы могут быть линейными, циркулярными, эллиптическими в зависимости от типа выделяемой поляризации. Такие приборы применяются, как было упомянуто выше, в передающих системах лидара. Поляризационные устройства, применяемые в приемной системе для анализа состояния поляризации падающего на них излучения, будем называть «анализаторами».

Действие анализатора состоит в том, что он разделяет падающий на него пучок на две компоненты, ортогональные по форме поляризации, при этом пропускает одну компоненту и поглощает или отклоняет другую. Четыре физических явления обуславливают этот процесс: дихроизм, двойное лучепреломление, отражение и рассеяние [8, 11]. В анализаторах, применяемых в лидарах, используются два первых явления. Дихроичный анализатор пропускает одну линейно поляризованную компоненту и поглощает ортогональную к ней форму. Преломляющий анализатор создает различные фазовые сдвиги для ортогональных форм поляризации проходящего излучения и разделяет падающий луч на две линейно поляризованные компоненты, расходящиеся под разными углами.

В качестве основных характеристик линейного анализатора, используемого в приемной системе лидара, следуя [11], выберем следующие:

1) *наибольшее главное пропускание*  $k_1$ , которое определяется как отношение прошедшей интенсивности к

падающей для случая, когда падающий луч линейно поляризован под азимутом, соответствующим максимальному пропусканию; *наименьшее главное пропускание*  $k_2$  определяется при минимальном пропускании анализатора для линейно поляризованного света. Для высококачественных элементов  $k_1 \approx 1$ , а значение  $k_2$  близко к 0;

2) *основная поверхность*, через которую входит анализируемый пучок излучения, поскольку для большинства анализаторов не существует принципа взаимности;

3) *направление оси пропускания* анализатора, при котором вектор электрических колебаний линейно поляризованного излучения, падая нормально на основную поверхность анализатора, имеет максимальное пропускание;

4) *спектральная полоса* ( $\lambda_1 \div \lambda_2$ ), в которой сохраняются характеристики анализатора;

5) *допустимый угол наклона падения*  $\gamma$  на основную поверхность анализатора, при котором сохраняются его характеристики;

6) *собственный вектор анализатора*, который характеризует анализатор с учетом его входных и выходных свойств. Это форма поляризации, удовлетворяющая следующему условию: если падающий полностью поляризованный луч обладает этой формой, то выходящий луч имеет ту же форму поляризации, т.е. можно считать, что собственный вектор определяется соотношениями (5);

7) *максимальный диаметр световой апертуры*  $D_0$ .

Применяемые в анализаторах фазовые пластинки используются для изменения формы поляризации и характеризуются двумя показателями [11]:

а) *сдвиг фаз*  $\delta$  для ортогональных компонент;

б) *азимут быстрой оси*  $\psi$ , отсчитываемый обычно против часовой стрелки относительно оси плоскости референции, если смотреть навстречу пучку излучения.

Следуя [8], можно представить несколько соотношений. Интенсивность линейно поляризованного излучения, прошедшего через линейный анализатор, зависит от азимута  $\chi$  между направлением оси пропускания анализатора и направлением колебаний вектора **E**:

$$I = a^2 \cos^2 \chi. \quad (12)$$

Фазовая пластинка толщиной  $h$  вызывает сдвиг фаз, равный

$$\delta = (2\pi/\lambda)(n'' - n')h, \quad (13)$$

где  $n'' - n'$  – разность показателей преломления для необыкновенного и обыкновенного лучей. Прибор, состоящий из такой фазовой пластинки и линейного анализатора, в общем случае обеспечивает интенсивность прошедшего излучения, равную

$$I = a^2 [\cos^2 \chi - \sin 2\alpha \sin 2(\alpha - \chi) \sin^2(\delta/2)], \quad (14)$$

где  $\alpha$  – азимут линейной поляризации относительно плоскости референции.

В дополнение к перечисленным характеристикам анализатора в качестве критериев эффективности его применения в приемной системе лидача следует учитывать:

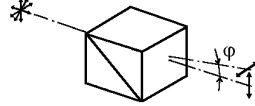
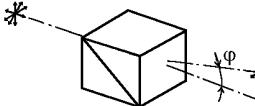
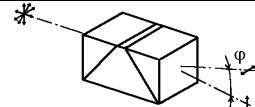
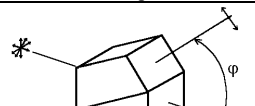

8) *возможность одновременного выделения ортогональных компонент* излучения;

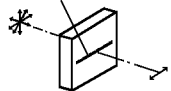
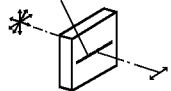
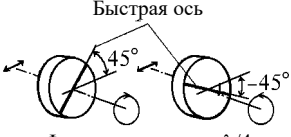
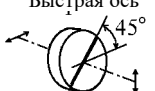
9) *угол разведения*  $\varphi$  ортогональных компонент на выходе анализатора;

10) *стоимость* анализатора.

Таблица 3

Сравнительные характеристики анализаторов и фазовых пластинок

Тип	Вид, наименование	Характеристики	Примечания
Двулучепреломляющие	 Призма Рошона	$k_1/k_2 = 10^5$ ; $\gamma = 5^\circ$ ; $D_0 = 15$ мм; $\lambda_1 \div \lambda_2 = 0,35 \div 2,2$ мкм; $\varphi_{\max} = 15^\circ$	Направления обыкновенного и падающего лучей совпадают
	 Призма Воллстона	$k_1/k_2 = 10^5$ ; $\gamma = 6^\circ$ ; $D_0 = 20$ мм; $\lambda_1 \div \lambda_2 = 0,3 \div 2,2$ мкм; $\varphi_{\max} = 20^\circ$	Ассиметрия и отклонения лучей не более $1^\circ$
	 Трехэлементная призма Воллстона	$k_1/k_2 = 2 \cdot 10^4$ ; $\gamma = 5^\circ$ ; $D_0 = 12$ мм; $\lambda_1 \div \lambda_2 = 0,3 \div 2,2$ мкм; $\varphi_{\max} = 30^\circ$	То же
	 Лучерасщепитель Томпсона	$k_1/k_2 = 10^5$ ; $\gamma = 15^\circ$ ; $D_0 = 12$ мм; $\lambda_1 \div \lambda_2 = 0,3 \div 2,2$ мкм; $\varphi_{\max} = 45^\circ$	–
Отражательные	 Тонкопленочный куб KLC	$k_1/k_2 = 10^2$ ; $\gamma = 5^\circ$ ; $D_0 = 25$ мм; $\lambda_1 \div \lambda_2 = 0,4 \div 0,7$ мкм; $\varphi_{\max} = 90^\circ$	–

Тип	Вид, наименование	Характеристики	Примечания
Дихроичные	Ось пропускания 	$k_1 = 0,5 \div 0,85; k_2 = 10^{-4} \div 10^{-2};$ $D_0 = 75 \text{ мм}; \lambda_1 \div \lambda_2 = 0,38 \div 0,65 \text{ мкм};$ $\gamma = 35^\circ$	значения $k_1$ и $k_2$ изменяются в интервале $\lambda_1 \div \lambda_2$
	Поляририд типа К Ось пропускания 	$k_1 = 0,5 \div 0,85; k_2 = 10^{-4} \div 10^{-2};$ $D_0 = 75 \text{ мм}; \lambda_1 \div \lambda_2 = 0,38 \div 0,75 \text{ мкм};$ $\gamma = 35^\circ$	То же. Менее стойк к внешним воздействиям
Фазосдвигающие	Быстрая ось 	$D_{0 \text{ max}} = 40 \text{ мм}; \gamma = 5^\circ;$ $\lambda_1 \div \lambda_2 = 0,38 \div 0,78 \text{ мкм}$ – для ахроматических	–
	Быстрая ось 	$D_{0 \text{ max}} = 40 \text{ мм}; \gamma = 5^\circ;$ $\lambda_1 \div \lambda_2 = 0,38 \div 0,78 \text{ мкм}$ – для ахроматических	–

### 5. Сравнительный анализ поляризационных элементов

При использовании данных из работ [11, 18–20] в табл. 3 представлены поляризационные элементы, которые наиболее перспективны для применения в приемных системах лидаров. С их помощью можно реализовать приборные векторы, описываемые соотношениями (5). Предпочтительно использование двулучепреломляющих призм, поскольку они выделяют сразу две ортогональные компоненты линейно поляризованного излучения. Из конструктивных соображений целесообразно применять призмы, обеспечивающие наибольшее значение угла  $\varphi$ . В этом случае детекторы излучения размещаются в максимальной близости к выходу анализатора. При этом призма Волластона является более предпочтительной, поскольку обеспечивает практически симметричное разведение лучей на выходе относительно оси падающего потока излучения. Последнее более удобно при вращении анализатора для регистрации всех параметров Стокса [4–6].

Следует отметить, что стоимость лучерасщепляющих анализаторов, изготавливаемых из природных кристаллических материалов, достаточно высока и возрастает пропорционально третьей степени диаметра  $D_0$ . Поэтому в последнее время за рубежом в лидарах широкое применение находят тонкопленочные поляризационные кубики (см., например, [21, 22]), которые разделяют ортогональные компоненты под углом  $90^\circ$  за счет разницы в коэффициентах отражения и пропускания на тонкопленочном композите.

### 6. Синтез приемных систем поляризационных лидаров

Приемная система поляризационного лидара должна обеспечивать неизменность состояния поляризации регистрируемого излучения при его прохождении от входной апертуры объектива до анализатора. Проектируя поляризационный лидар, следует учитывать, что кроме активных поляризационных элементов (поляризаторов, анализаторов и фазовых пластинок) на состояние поляризации проходящего потока излучения оказывают влияние и другие оптические элементы (линзы, зеркала, призмы), которые имеют границы раздела оптических сред и покрытия [8, 23]. По-

этому представление приборного вектора приемной системы лидара, не имеющей активных поляризационных элементов, в виде (6) является не вполне точным даже в случае ее радиальной симметричности, поскольку возможна некоторая деполаризация прошедшего через них излучения [23, 24].

Проектирование поляризационного лидара требует оптимизации приемной системы по числу используемых поляризационных устройств и их ориентации в приемных каналах. Первоначально приведем классификацию возможных процедур измерения параметров Стокса. Для компактности изложения примем временно, что  $\gamma_i$  в соотношении (8) для всех детекторов (если их несколько) равно единице и вектор  $\mathbf{S}$  остается в процессе измерений неизменным (если это неодновременные измерения). Также условимся, что приборные векторы можно складывать по правилам векторной алгебры. Тогда рассмотренная в разделе 2 классическая процедура измерений может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} (\mathbf{G}_1 + \mathbf{G}_2) \mathbf{S} &= I, (\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_2) \mathbf{S} = Q, \\ (\mathbf{G}_3 + \mathbf{G}_4) \mathbf{S} &= I, (\mathbf{G}_3 - \mathbf{G}_4) \mathbf{S} = U, \\ (\mathbf{G}_5 + \mathbf{G}_6) \mathbf{S} &= I, (\mathbf{G}_6 - \mathbf{G}_5) \mathbf{S} = V. \end{aligned} \quad (15)$$

Подчеркнем, что при сложении и вычитании не образуются новые приборные векторы. Это просто удобная форма записи, например, того, что вычитание результатов действия на вектор  $\mathbf{S}$  приборных векторов  $\mathbf{G}_1$  и  $\mathbf{G}_2$  дает параметр  $Q$  и т.д.

Выше упоминалось, что процедура, подобная (15), является избыточной, так как параметр  $I$  определяется трижды. Используя принятый формализм, покажем, как число измерений может быть уменьшено с шести до четырех. Нетрудно видеть, что

$$\mathbf{G}_1 + \mathbf{G}_2 = \mathbf{G}_3 + \mathbf{G}_4 = \mathbf{G}_5 + \mathbf{G}_6 = \mathbf{G}_0, \quad (16)$$

отсюда

$$\mathbf{G}_2 = \mathbf{G}_0 - \mathbf{G}_1, \mathbf{G}_4 = \mathbf{G}_0 - \mathbf{G}_3, \mathbf{G}_6 = \mathbf{G}_0 - \mathbf{G}_5. \quad (17)$$

Тогда одной из возможных процедур для измерения  $I$  будет  $I = \mathbf{G}_0 \mathbf{S}$  и, подставляя (17) в (15), получим

$$\begin{aligned}
Q &= (2 \mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_0) \mathbf{S}; \\
U &= (2 \mathbf{G}_3 - \mathbf{G}_0) \mathbf{S}; \\
V &= -(2 \mathbf{G}_5 - \mathbf{G}_0) \mathbf{S}.
\end{aligned}
\tag{18}$$

В этой процедуре определение вектора Стокса достигается реализацией измерений посредством четырех приборных векторов  $\mathbf{G}_0, \mathbf{G}_1, \mathbf{G}_3, \mathbf{G}_5$ . При стационарных условиях в атмосфере измерения могут быть реализованы последовательно посредством одного детектора. Для нестационарных условий нужно реализовать все четыре приборных вектора одновременно, что требует четырех приемных каналов с соответствующими детекторами.

Число каналов может быть уменьшено до трех, если учесть, что любая пара приборных векторов  $\mathbf{G}_1, \mathbf{G}_2; \mathbf{G}_3, \mathbf{G}_4; \mathbf{G}_5, \mathbf{G}_6$  может быть реализована на одном канале посредством анализатора типа призмы Волластона [4–6]. Предположим, что посредством такого прибора реализуются приборные векторы  $\mathbf{G}_1$  и  $\mathbf{G}_2$ . Тогда посредством детекторов, принадлежащих приемному каналу, в котором установлен прибор, можно определить

$$\begin{aligned}
I &= (\mathbf{G}_1 + \mathbf{G}_2) \mathbf{S} = \mathbf{G}_0 \mathbf{S}; \\
Q &= (\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_2) \mathbf{S}.
\end{aligned}
\tag{19}$$

Если на других двух приемных каналах реализованы векторы  $\mathbf{G}_3$  и  $\mathbf{G}_5$ , то очевидно, что

$$\begin{aligned}
U &= (2 \mathbf{G}_3 - \mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_2) \mathbf{S}; \\
V &= -(2 \mathbf{G}_5 - \mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_2) \mathbf{S}.
\end{aligned}
\tag{20}$$

Исходя из (16), видно, что подобных схем измерений может быть несколько, но они равноценны приведенной. Их достоинством по сравнению со схемой (15), которая также может быть реализована посредством трех приемных каналов, является меньшее число детекторов и соответственно меньшее число дорогих элементов типа призмы Волластона (одна вместо трех необходимых для реализации одновременных измерений по схеме (15)). Поэтому в плане аппаратной реализации подобные схемы оказываются предпочтительнее. Впрочем, избыточность схемы (15) имеет некоторые методические преимущества, но их обсуждение в значительной степени увеличило бы объем статьи.

В первой половине табл. 1 представлен вариант построения анализаторов для реализации измерений по алгоритму (19), (20) при горизонтальной линейной поляризации зондирующего излучения, имеющей нулевой азимут. На схемах показана также ориентация ортов систем координат зондирующего  $\mathbf{e}_{x_0}, \mathbf{e}_{y_0}, \mathbf{e}_{z_0}$  и обратнорассеянного  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$  излучений. При этом пары ортов  $\mathbf{e}_{x_0}$  и  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_{z_0}$  и  $\mathbf{e}_z$  являются коллинеарными и плоскость референции для обоих потоков излучения лежит в плоскости этих векторов. Совокупность выбранных систем координат является поляризационным базисом лидара, который при необходимости, посредством определения ориентации лидара в пространстве, может быть приведен к геодезической системе координат.

Используя, кроме описанного выше состояния поляризации зондирующего излучения, другие состояния, приведенные в табл. 2, а именно 2, 3 и 6, можно в соответствии с [4] провести измерения для определения всех 16 элементов МОРС  $\hat{M}_\pi(z)$ . Однако при применении алгоритма

(20) потоки, реализуемые приборными векторами  $\mathbf{G}_4$  и  $\mathbf{G}_6$ , не используются.

Нижняя часть табл. 1 представляет реализацию построения анализаторов в трех приемных каналах лидара «Светозар-3» [5, 6], которая, как отмечалось выше, является избыточной, но вместе с тем полезной при проведении взаимной калибровки каналов.

Синтез приемопередающей системы поляризационного лидара заключается в поиске оптимального (наилучшего) соотношения между: 1) условиями работы лидара, когда определяющими являются параметры, описывающие состояние зондируемого объекта; 2) структурой лидара и его параметрами; 3) стоимостью лидара.

К важнейшим условиям работы поляризационного лидара относятся те, которые определяют энергетические соотношения между зондирующим и принимаемым потоками и задают энергетические и габаритные параметры лидара. Динамическая изменчивость объекта зондирования, при неподвижно установленном лидаре, или скорость полета платформы-носителя, при заданном ограничении спектра разрешаемых пространственных частот зондируемого объекта, определяют необходимую частоту лидарных измерений, пределом которой является частота повторений актов зондирования. Условием, обеспечивающим такой предел, является синхронность измерений параметров Стокса. Однако синхронное измерение, как было показано выше, требует параллельной регистрации как минимум четырех независимых компонентов в трех независимых приемных каналах. Энергетический потенциал таких лидаров невелик, поскольку входные апертуры их приемных каналов, как правило, не превышают 100–150 мм. В каждом приемном канале [5, 6] установлены призмные анализаторы, выделяющие компоненты с ортогональными состояниями поляризации и азимутами, удовлетворяющими соотношениям (5а) – (5б) и (5в) – (5г), в одном из каналов установлена фазовая пластинка, обеспечивающая выполнение соотношений (5д) – (5е). Регистрация сигнала обратного рассеяния производится шестью фотодетекторами одновременно, что дает некоторую избыточность информации по параметру Стокса  $I$ . Основным достоинством такого лидара является предельное временное разрешение, определяемое частотой повторения зондирующих импульсов.

В случаях, когда временное разрешение не является определяющим, становится приемлемым последовательный анализ состояния поляризации обратнорассеянных сигналов. Такое решение используется в лидарах с большим энергетическим потенциалом. Увеличение числа приемных каналов таких лидаров представляет далеко не простую задачу и, кроме того, требует больших материальных затрат. Анализ состояния поляризации в приемной системе такого лидара производится путем установки азимута призмного анализатора в положения, соответствующие соотношениям (5а) – (5б) и (5в) и последовательной регистрации сигналов. Условие (5д) выполняется введением фазовой пластинки. Применение призмы, выделяющей компоненты с ортогональными состояниями поляризации, требует использования двух фотодетекторов, жестко связанных с ней. Быстрая и точная смена азимута такого блока является непростой задачей в техническом отношении. Использование анализатора, выделяющего один линейно поляризованный компонент, требует смены азимута только анализатора, а не всего блока, что значительно проще в техническом отношении, особенно с повышением частоты повторения актов зондирования. Введение и выведение



фазовой пластинки также не представляют технической сложности, так как ее масса невелика. Частота измерений такими лидарами становится кратной частоте повторения зондирующих импульсов. Другие варианты структуры поляризационных лидаров не требуют обсуждения, так как их различия принципиально не существенны.

### Заключение

Проведенный в статье краткий анализ элементов поляризационного лидара представляет основу для дальнейшей систематизации применяемых в них поляризаторов и анализаторов. Дано матричное описание процедуры измерения параметров Стокса с помощью различных комбинаций приборных векторов приемной системы. Представлены способы получения различных состояний поляризации зондирующего излучения с помощью внешних поляризаторов, устанавливаемых в передающей системе лидара. Приведены основные характеристики активных поляризационных элементов, используемых в качестве анализаторов и фазосдвигающих пластинок, а также критерии оценки эффективности их использования. Рассмотрено несколько вариантов построения анализирующей части приемной системы лидара для одновременного (параллельно в нескольких каналах) и последовательного (в одном приемном канале) измерения параметров Стокса, исходя из которых определяются элементы матрицы обратного рассеяния исследуемой среды. Отмечены основные моменты, на которые необходимо обращать внимание при проектировании поляризационных лидаров.

1. *Абрамочкин А.И., Тихомиров А.А.* // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 8. С. 899–908.
2. *Абрамочкин А.И., Тихомиров А.А.* // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 4. С. 345–356.
3. *Лазерное зондирование промышленных аэрозолей* / Под ред. М.В. Кабанова. Новосибирск: Наука, 1986. 186 с.

4. *Кауль Б.В., Самохвалов И.В.* // Региональный мониторинг атмосферы. Ч. 2. Новые приборы и методики измерений. Томск: Изд-во СО РАН, 1997. С. 34–58.
5. *Абрамочкин А.И., Занин В.В., Пеннер И.Э., Тихомиров А.А., Шаманаев В.С.* // Оптика атмосферы и океана. 1988. Т. 1. №2. С. 92–96.
6. *Тихомиров А.А., Шаманаев В.С.* // Региональный мониторинг атмосферы. Ч. 2. Новые приборы и методики измерений. Томск: Изд-во СО РАН, 1997. С. 58–78.
7. *Ньютон Р.* Теория распространения волн и частиц. М.: Мир, 1969. 607 с.
8. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
9. *Розенберг Г.В.* Вектор-параметр Стокса // УФН. 1955. Т. 56. Вып. 1. С. 77–110.
10. *Потехин В.А., Татаринов В.Н.* Теория когерентности электромагнитного поля. М.: Связь, 1978. 207 с.
11. *Шерклифф У.* Поляризационный свет. Получение и использование. М.: Мир, 1965. 264 с.
12. *Джеррард А., Берч Дж.М.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 341 с.
13. *Кауль Б.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 4. С. 388–393.
14. *Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Половцева Е.Р., Самохвалов И.В., Стыкон А.П.* // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 2. С. 191–201.
15. *Справочник по лазерам в 2-х т. Т.1* / Под ред. ак. А.М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. 503 с.
16. *Хирд Г.* Измерение лазерных параметров. М.: Мир, 1970. 539 с.
17. *Феофилов П.П.* Поляризованная люминесценция атомов, молекул, кристаллов. М.: ГИФМЛ, 1959. 288 с.
18. *Нагибина И.М.* Интерференция и дифракция света. Л.: Машиностроение, 1974. 359 с.
19. *Горшков М.М.* Эллипсометрия. М.: Сов. радио, 1974. 200 с.
20. *Рекламный проспект. Karl Lambrecht Prism Polarisers* // KLC Bulletin. N P-78. 16 p.
21. *Werner C., Streicher J., Herrmann H., Dahn H.* // Opt. Eng. 1992. V. 31. N 8. P. 1731–1745.
22. *Roy G., Bissonnette L., Bastille Cr.* // Proceedings of 19-th Intern. Laser Radar Conf. 1998. P. 2. P. 767–770.
23. *Климков Ю.М.* Прикладная лазерная оптика. М.: Машиностроение, 1985. 128 с.
24. *Максимова Н.Ф.* // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1982. № 6. С. 78–82.

*A.I. Abramochkin, B.V. Kaul, A.A. Tikhomirov.* **Optimization of Lidar Receiving System. 3. Analyzers of Polarization State.**

The fundamentals of matrix description of the procedures for measuring the Stokes parameters are treated in the paper as well as the apparatus vectors of the analyzers applied in the receiving systems of polarization lidars. The forms of the polarization sensing radiation state are presented and the ways of their obtaining. Main types of the analyzers based on ray-splitting prisms, polaroids, and phase plates are listed together with their basic characteristics and criteria of efficiency necessary for comparative analysis. Variants of optimum construction of one-channel and manychannel receiving systems of the polarization lidars are observed by the example of the lidars «Stratosphere-1M» and «Svetozar-3».