

## О ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ КОРРЕЛЯЦИОННОГО (БАЛАНСНОГО) ПОЛЯРИМЕТРА

В. И. Абрамов

Поляриметр, как и антенна, рассматривается в качестве поляризационной системы, искажающей состояние поляризации падающего на нее излучения, и описывается с помощью матрицы Мюллера и вектора Стокса собственных шумов. Получены выражения для элементов обобщенных матрицы Мюллера и вектора Стокса корреляционного поляриметра с произвольным разделителем ортогональных поляризаций. Обсуждаются некоторые общие свойства поляриметра, а также требования к элементам тракта поляриметра. Показано, что при измерении слабой линейной поляризации на радиотелескопе РАТАН-600 специфическим требованием является высокая чистота круговых поляризаций разделителя, для чего необходимо обеспечить очень малые погрешности фазы и ориентации четвертьволновой пластинки разделителя поляризаций.

The polarimeter as well as the antenna is considered to be a polarization system which distorts the polarization of the received emission and is described with the help of Müller matrix and the proper Stockes vector. The expressions are obtained for the elements of generalized Müller matrix and the proper Stockes vector, the correlation polarimeter with an arbitrary separator of orthogonal polarization. Some common features of the polarimeter and also the demands to its tract elements are discussed. It is shown that for measuring the weak linear polarization with the radiotelescope RATAN-600 the specific demand is a high degree of purity of the circular polarizations of the separator for which it is necessary to provide very small errors of phases, and orientation of a quarter-wave plate of the polarization separator.

В последние годы наметилась тенденция привлечения к теории радиоастрономических поляризационных измерений с целью повышения их точности метода Мюллера [1—7]. В рамках этого метода в случае одиночной антенны радиотелескоп при некоторых условиях можно рассматривать в виде последовательного соединения двух независимых поляризационных систем — антенны и поляриметра. Поляризационные характеристики антенны и поляриметра описываются с помощью обобщенных матриц  $M$  Мюллера и обобщенных векторов  $S$  Стокса собственных шумов, связывающих выходные и входные векторы Стокса посредством линейного соотношения

$$S_{\text{вых}} = MS_{\text{вх}} + S_0 \quad (1)$$

При таком подходе можно развить теорию поляризационных измерений, которая, в частности, позволяет:

- а) единым и наиболее общим способом описывать погрешности поляризационных измерений, обусловленных как антенной, так и поляриметром;
- б) независимо исследовать поляризационные характеристики антенны и поляриметра;
- в) определять требования к поляриметру (антенне), необходимые для обеспечения заданной точности измерений, в зависимости от характера поляризации исследуемого радиоизлучения и используемого типа антенны (поляриметра);
- г) описывать методы учета и исключения погрешностей поляризационных измерений.

Хотя в литературе уже отмечалась возможность единого описания поляризационных характеристик антенны и поляриметра [4], однако проведенные до сих пор исследования касались в основном матриц Мюллера антенны [2—7], а также отдельных элементов (поляризационных модуляторов [1]) поляриметра. Специальных же исследований матриц Мюллера и вектора Стокса поля-

риметра в целом (в частности, корреляционного), насколько нам известно, не проводилось.

Целью данной работы является попытка в какой-то мере восполнить этот пробел.

**Поляриметр как поляризационная система.** Рассматривая поляриметр в качестве поляризационной системы, нужно иметь в виду, что это не совсем обычная система. В отличие от обычной поляризационной системы, имеющей реальное поляризованное излучение как на входе, так и на выходе, поляриметр имеет такое излучение только на входе, а на выходе — некоторые сигналы, пропорциональные измеряемым параметрам Стокса и фиксируемые в поляризационных каналах поляриметра. Это отличие обусловлено тем, что поляриметр, по существу, является измерительным прибором и содержит в качестве входного элемента своеобразную поляризационную систему — разделитель ортогональных поляризаций (РОП), у которой поляризационный базис (ПБ) на выходе не может быть выбран произвольным, а определяется геометрией РОП. Возможность же описания поляриметра с помощью матрицы Мюллера и вектора Стокса собственных шумов основана на том обстоятельстве, что поляриметры, используемые в радиоастрономии, являются приборами, осуществляющими квадратичные операции с ортогональными компонентами поля исследуемого радиоизлучения, и поэтому выходные сигналы всегда можно разложить в действительный ряд по входным обобщенным параметрам Стокса.

В случае поляриметров с фиксированным собственным ПБ\* (поляриметр сравнения, корреляционный поляриметр — при неподвижных поляризационных трактах ПТ) матрицу Мюллера и вектор Стокса собственных шумов удобно вводить в представлении его собственного ПБ, в котором матрица  $M_{\Pi}$  близка к единичной матрице.

Выходные сигналы поляризационных каналов поляриметра принимаются за выходные обобщенные параметры Стокса некоторого условного излучения (т. е. осуществляется привязка каналов к параметрам Стокса) и разлагаются в ряд по входным обобщенным параметрам реального излучения. При этом коэффициенты разложения являются элементами соответствующей строки обобщенной матрицы Мюллера, а свободные члены — параметрами Стокса собственных шумов поляриметра.

При переходе к другому представлению  $M_{\Pi}$  и  $S_{\Pi}$  преобразуются совершенно аналогично случаю обычной поляризационной системы [9]:

$$\begin{aligned} I_{\Pi} &= LS_{\Pi}; \\ M_{\Pi}^{x,y} &= LM_{\Pi}L^{-1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Обозначения, использованные в (2), ясны из прил. I, где сведены некоторые определения и полезные соотношения (заимствованные в основном из [10]), а также проведена аналогия между методами Джонса и Мюллера.

Очевидно, что при переходе к другому представлению введенных выше поляризационных характеристик  $M_{\Pi}$ ,  $S_{\Pi}$  первоначальная привязка каналов к параметрам Стокса нарушается. Однако в наиболее важных случаях переходов между ПБ  $e_{x,y}$  и  $e_{r,l}$ , а также между  $e_{x,y}$  и  $e_{x',y'}$  ( $\alpha = (\pi/4)n$ ,  $n$  — целое число) происходит просто изменение привязки каналов к параметрам Стокса, так как в этих случаях матрица  $L$  с точностью до знаков совпадает с матрицей перестановки [11].

Своеобразие поляриметра как поляризационной системы проявляется по крайней мере в следующих особенностях  $M_{\Pi}$  и  $S_{\Pi}$ .

Во-первых, хотя формально они описывают искажения поляризации излучения при его прохождении через поляриметр, их физический смысл совершенно иной. Величины диагональных элементов характеризуют чувствительность поляриметра к различным измеряемым параметрам Стокса, а величины недиагональных элементов и  $S_{\Pi}$  — погрешности их измерения.

Во-вторых, при модуляции собственного ПБ поляриметра, например путем его вращения вокруг оси ПТ (вращение поляриметра, когда он выступает уже в качестве поляризационного модулятора, очень часто используется в радио-

\* Под собственным ПБ поляриметра подразумевается пара таких ортогональных эллиптически поляризованных волн, для выделения которых и предназначен входной поляризационный тракт поляриметра.

астрономии для измерения частично линейно поляризованного радиоизлучения),  $M_{\Pi}^{x,y}$  и  $I_{\Pi}$  преобразуются не как для обычной поляризационной системы:

$$\begin{aligned} I' &= R(-\alpha) I; \\ (M_{\Pi}^{x,y})' &= R(-\alpha) M_{\Pi}^{x,y} R(\alpha), \end{aligned} \quad (3)$$

а в соответствии с выражениями:

$$\begin{aligned} I'_{\Pi} &= I_{\Pi}, \\ (M_{\Pi}^{x,y})' &= M_{\Pi}^{x,y} R(\alpha). \end{aligned} \quad (3')$$

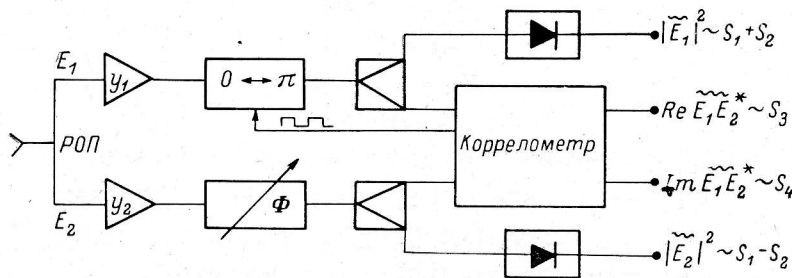


Рис. 1. Блок-схема корреляционного (балансного) поляриметра прямого усиления.

В-третьих, матрица Мюллера поляриметра не обладает в общем случае свойством псевдоортогональности [9], поскольку разным поляризационным каналам поляриметра могут отвечать не одни и те же СВЧ-элементы поляризационного тракта.

**Корреляционный поляриметр с произвольным РОП.** Блок-схема корреляционного (балансного) поляриметра прямого усиления приведена на рис. 1. Поляриметр включает в себя РОП, два усилительных канала ортогональных

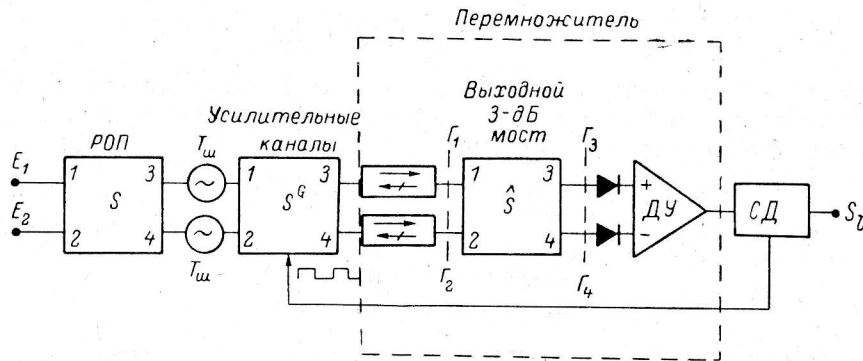


Рис. 2. Упрощенная схема одного из поляризационных каналов балансного поляриметра.

компонент, коррелометр с синусным и косинусным выходами и два квадратичных выхода.

Такой поляриметр при неподвижном ПТ позволяет измерять одновременно все четыре обобщенных параметра Стокса, причем параметры  $S_3$ ,  $S_4$  измеряются корреляционным методом, а  $S_1$  и  $S_2$  — компенсационным.

Поскольку точность измерения параметров  $S_1$  и  $S_2$  существенно ограничена нестабильностью коэффициентов усиления каналов ортогональных компонент, то будем рассматривать только элементы матрицы  $M_{\Pi}$  и вектора  $S_{\Pi}$ , отвечающие корреляционным каналам поляриметра, другими словами, только регулярные части  $M_{\Pi}$  и  $S_{\Pi}$ . Их расчет проводился в квазимонохроматическом приближении для модели ПТ поляриметра (рис. 2) в виде последовательного соединения линейных 8-полюсников, описываемых матрицами рассеяния [12] [РОП с матрицей  $S$ ; два шумящих усилительных канала ортогональных компонент ( $S^G$ );

выходной 3-дБ-мост ( $\hat{S}$ ) балансного фазового детектора, выполняющего роль перемножителя]. Для простоты считалось, что входы усилительных каналов идеально согласованы.\*

1. Очевидно, что в представлении собственного ПБ разделителя поляризаций элементы его матрицы рассеяния удовлетворяют следующим условиям:  $S_{31} \approx S_{42} \approx 1$ ;  $S_{32} \approx S_{41} \ll 1$ . Используя это, можно осуществить привязку поляризационных каналов к обобщенным параметрам Стокса и получить общие приближенные выражения для элементов  $M_{\pi}$  и  $S_{\pi}$  корреляционного (балансного) поляриметра без фазового модулятора для произвольного РОП:

$$\begin{aligned} M_{33} &= \cos \Phi_3; \\ M_{44} &= \cos \Phi_4; \\ M_{34} &= -\sin \Phi_3; \\ M_{43} &= \sin \Phi_4; \\ M_{31} &= \alpha_{31} + \cos \Phi_3 \operatorname{Re} (1/\chi_4^* + \chi_3) - \sin \Phi_3 \operatorname{Im} (1/\chi_4^* + \chi_3); \\ M_{41} &= -\alpha_{41} + \cos \Phi_4 \operatorname{Im} (1/\chi_4^* + \chi_3) + \sin \Phi_4 \operatorname{Re} (1/\chi_4^* + \chi_3); \\ M_{32} &= \alpha_{32} + \cos \Phi_3 \operatorname{Re} (1/\chi_4^* - \chi_3) - \sin \Phi_3 \operatorname{Im} (1/\chi_4^* - \chi_3); \\ M_{42} &= -\alpha_{42} + \cos \Phi_4 \operatorname{Im} (1/\chi_4^* - \chi_3) + \sin \Phi_4 \operatorname{Re} (1/\chi_4^* - \chi_3); \\ S_3 &= [\alpha_{31} + 2 \operatorname{Re} S_{34} \cos (\varphi_{42} - \varphi_{31} + \Phi_3)] T_m; \\ S_4 &= [-\alpha_{41} + 2 \operatorname{Re} S_{34} \sin (\varphi_{42} - \varphi_{31} + \Phi_4)] T_m. \end{aligned} \quad (4)$$

В выражениях (4) приняты следующие обозначения.

1)  $\alpha_{i1}$ ,  $\alpha_{i2}$  ( $i=3, 4$ ) — малые величины, характеризующие разбаланс балансного поляриметра по неизмеряемым обобщенным параметрам Стокса  $S_1$  и  $S_2$  для поляризационных каналов измеряемых параметров  $S_3$  и  $S_4$ :

$$\begin{aligned} \alpha_{i1} &= \frac{1}{2} (\Delta m + m_{\pi} + \delta G m)_i; \\ \alpha_{i2} &= \frac{1}{2} \left( 2m + \frac{1}{2} \delta G (\Delta m + m_{\pi}) \right)_i, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $m_{\pi}$  и  $\delta G$  — относительные различия чувствительности квадратичных детекторов балансного фазового детектора и коэффициентов усиления каналов ортогональных компонент;

$$m = \frac{1}{2} (m_1 + m_2); \quad \Delta m = m_1 - m_2,$$

причем

$$\begin{aligned} m_1 &= |\hat{S}_{31}|^2 - |\hat{S}_{41}|^2 + m_1^{\pm}; \\ m_2 &= |\hat{S}_{42}|^2 - |\hat{S}_{32}|^2 + m_2^{\pm} \end{aligned} \quad (6)$$

— неравномерности деления нагруженного 3ДБ-моста фазового детектора. Величины  $m_1^{\pm}$ ,  $m_2^{\pm}$ , обусловленные неидеальностью нагрузок 3-дБ-моста, были рассчитаны для случая квадратурного моста методом графов:

$$m_1^{\pm} = \operatorname{Re} [(S_{33} \Gamma_3 - S_{44} \Gamma_4) - e^{i2\varphi_{42}} \Gamma_2 (\Gamma_3 + \Gamma_4)] - \operatorname{Im} [2\hat{S}_{12} \Gamma_2 + \hat{S}_{34} (\Gamma_3 + \Gamma_4)]; \quad (7)$$

$m_2^{\pm} = m_1^{\pm}$  (с заменой индексов  $3 \leftrightarrow 4$ ,  $1 \leftrightarrow 2$ ).

$\hat{S}_{ij} = |\hat{S}_{ij}| e^{i\varphi_{ij}}$  — элементы матрицы рассеяния 3-дБ-моста;  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  — коэффициенты отражения от квадратичных детекторов (рис. 2). Для 3-дБ-моста без потерь матрица  $\hat{S}$  — унитарная, поэтому

$$\Delta m = |\hat{S}_{44}|^2 - |\hat{S}_{33}|^2 + m_1^{\pm} - m_2^{\pm}.$$

\* Это ограничение не является принципиальным. Для учета влияния рассогласования, входов усилительных каналов (а также и первичного облучателя) на поляризационные характеристики поляриметра нужно в окончательных выражениях заменить элементы  $S_{ij}$  матрицы рассеяния РОП на соответствующие величины, отвечающие нагруженному РОП. Расчет последних можно выполнить методом графов [12].

2)  $S_{ij} = |S_{ij}| e^{i\varphi_{ij}}$  — элементы матрицы рассеяния РОП:

$$\chi_3 = S_{23}/S_{13}; \quad \chi_4 = S_{24}/S_{14} \quad (8)$$

— поляризационные коэффициенты эллипсов поляризации излучения РОП при его возбуждении со входов 3 и 4 (в представлении собственного ПБ разделителя поляризаций).

3)  $\Phi_3, \Phi_4$  — фазовые дисперсии ортогональных компонент для поляризационных каналов 3, 4 поляриметра:

$$\begin{aligned} \Phi_3 &= [(\varphi^{G_1} - \varphi^{G_2}) - (\varphi_{42} - \varphi_{31})] + \frac{1}{2} \hat{\varphi}_3 + \Phi_3 - \Phi_{\mathbf{x}}; \\ \Phi_4 &= [(\varphi^{G_1} - \varphi^{G_2}) - (\varphi_{42} - \varphi_{31})] + \frac{1}{2} \hat{\varphi}_4 + \Phi_4, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\varphi_{42}, \varphi_{31}$  и  $\varphi^{G_1}, \varphi^{G_2}$  — фазовые характеристики РОП и усилительных каналов;  $\Phi_{\mathbf{x}}$  — фазовая погрешность фазосдвигающего (3-дБ-квадратурного моста), обеспечивающего квадратурность между sin- и cos-каналами коррелометра;  $\hat{\varphi}_{3,4} = [(\hat{\varphi}_{13} - \hat{\varphi}_{23}) - (\hat{\varphi}_{24} - \hat{\varphi}_{34})]_{3,4}$  — фазовая асимметрия 3-дБ-моста фазовых детекторов.

Величины  $\Phi_{3,4}^{\Gamma}$ , обусловленные неидеальностью нагрузок 3-дБ-моста, в случае квадратурного моста равны

$$\begin{aligned} \Phi_{3,4}^{\Gamma} &\approx \left\{ \operatorname{Im} \left[ (\hat{S}_{11} - \hat{S}_{22}) \frac{1}{2} (\Gamma_1 + \Gamma_2) + \frac{1}{2} (\hat{S}_{11} + \hat{S}_{22}) (\Gamma_1 - \Gamma_2) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + e^{i2\hat{\varphi}_{13}} \frac{1}{2} (\Gamma_1 + \Gamma_2) (\Gamma_3 - \Gamma_4) \right] + \operatorname{Re} \hat{S}_{34} (\Gamma_3 - \Gamma_4) \right\}_{3,4}. \end{aligned} \quad (10)$$

4)  $T_{\text{ш}}$  — шумовая температура входных усилителей поляриметра.

2. Если в корреляционный поляриметр ввести фазовую модуляцию (и соответственно синхронные детекторы), то выражения для элементов  $M_{\text{п}}$  и  $S_{\text{п}}$  по форме останутся такими же, как и в (4), но с той разницей, что:

а) при симметричной фазовой модуляции  $0 \leftrightarrow \pi/2$  (осуществляемой противофазно в обоих усилительных каналах) нужно провести замену:

$$\begin{aligned} a_{31} &\rightarrow \frac{1}{2} \bar{m}_{\mathbf{m}} a_{32}; \\ a_{41} &\rightarrow \frac{1}{2} \bar{m}_{\mathbf{m}} a_{42}; \\ a_{32} &\rightarrow \frac{1}{2} \bar{m}_{\mathbf{m}} a_{31}; \\ a_{42} &\rightarrow \frac{1}{2} \bar{m}_{\mathbf{m}} a_{41}; \\ \Phi_3 &\rightarrow \Phi_3 + \Phi_{\mathbf{x}} + \frac{1}{2} \Delta\varphi_{\mathbf{m}}; \\ \Phi_4 &\rightarrow \Phi_4 + \Phi_{\mathbf{x}} + \frac{1}{2} \Delta\varphi_{\mathbf{m}} \end{aligned} \quad (11)$$

(где  $\bar{m}_{\mathbf{m}}$  и  $\Delta\varphi_{\mathbf{m}}$  — средняя паразитная амплитудная модуляция и асимметрия фазовых погрешностей фазовых модуляторов);

б) при несимметричной фазовой модуляции  $0 \leftrightarrow \pi$  (осуществляемой в одном из усилительных каналов):

$$\begin{aligned} a_{31}, a_{32} &\rightarrow \frac{1}{2} (a_{31} + a_{32}) m_{\mathbf{m}}; \quad \Phi_3 \rightarrow \Phi_3 + \frac{1}{2} \varphi_{\mathbf{m}}; \\ a_{41}, a_{42} &\rightarrow \frac{1}{2} (a_{41} + a_{42}) m_{\mathbf{m}}; \quad \Phi_4 \rightarrow \Phi_4 + \frac{1}{2} \varphi_{\mathbf{m}} \end{aligned} \quad (12)$$

(где  $m_{\mathbf{m}}, \varphi_{\mathbf{m}}$  — паразитная амплитудная модуляция и фазовая погрешность фазового модулятора).

3. Как видно из (4), для того чтобы недиагональные элементы матрицы  $M_{\text{п}}$  были малы, а чувствительность по измеряемым параметрам Стокса максималь-

ная, необходимо выравнять электрические длины каналов ортогональных компонент, т. е. добиться условия  $\Phi_3 \approx \Phi_4 \approx 0$ . При этом выражения для  $M_{ii}$  и  $S_{ii}$  существенно упрощаются:

$$\begin{aligned} M_{33} &= M_{44} = 1; \quad M_{34} = -\Phi_3; \\ M_{43} &= \Phi_4; \\ M_{31} &= \alpha_{31} + \operatorname{Re}(1/\chi_4^* + \chi_3); \\ M_{41} &= -\alpha_{41} + \operatorname{Im}(1/\chi_4^* + \chi_3); \\ M_{32} &= \alpha_{32} + \operatorname{Re}(1/\chi_4^* - \chi_3); \\ M_{42} &= -\alpha_{42} + \operatorname{Im}(1/\chi_4^* - \chi_3); \\ S &= 3[\alpha_{31} + 2 \operatorname{Re} S_{34} \cos(\varphi_{42} - \varphi_{31})] T_{\text{ш}}; \\ S_4 &= [-\alpha_{41} + 2 \operatorname{Re} S_{34} \sin(\varphi_{42} - \varphi_{31})] T_{\text{ш}}. \end{aligned} \quad (4')$$

**Общие свойства корреляционного поляриметра.** Используя (4'), сформулируем некоторые общие свойства корреляционного поляриметра.

1) Поляриметр при неподвижном ПТ измеряет корреляционным методом одновременно два обобщенных параметра Стокса  $S_3$  и  $S_4$  (так как  $M_{33} = M_{44} = 1$ ).

2) Переход измеряемых параметров друг в друга ( $M_{34}$ ,  $M_{43}$ ) зависит только от фазовых дисперсий  $\Phi_3$ ,  $\Phi_4$  каналов ортогональных компонент.

3) Переход неизмеряемых параметров в измеряемые ( $M_{31}$ ,  $M_{41}$  — инструментальная поляризация поляриметра,  $M_{32}$ ,  $M_{42}$ ) определяются только качеством РОП и разбалансом поляриметра.

4) Параметры Стокса собственных шумов при заданной шумовой температуре входных усилителей  $T_{\text{ш}}$  зависят от разбаланса поляриметра, развязки и симметрии выходов РОП.

Оценки показали, что величина разбаланса может достигать  $>5\%$ , что недопустимо для поляриметра. Поэтому целесообразно использование фазовой модуляции, которая, как видно из (11) и (12), позволяет подавить разбаланс и уменьшить требования к элементам фазового детектора в  $\sim m^{-1}$  раз.

Для исключения составляющих инструментальной поляризации  $M_{31}^p$ ,  $M_{41}^p$ , обусловленных неидеальностью РОП, необходимо обеспечить ортогональность эллипсов поляризации излучения РОП:

$$\chi_3 \chi_4^* = -1. \quad (13)$$

В случае недиссипативного РОП (для которого матрица рассеяния унитарная) отклонение от ортогональности эллипсов определяется только согласованием и развязкой его выходов, при этом инструментальная поляризация составляет

$$P_{\text{и}}^p = \sqrt{(M_{31}^p)^2 + (M_{41}^p)^2} = |S_{33} S_{43}^* + S_{43} S_{44}^*|. \quad (14)$$

Например, для обеспечения требования  $P_{\text{и}}^p < 0.1\%$  достаточно добиться согласования и развязки его выходов лучше, чем  $-33$  дБ.

Для исключения перехода неизмеряемой поляризации в измеряемую ( $M_{32}^p$ ,  $M_{42}^p$ ), необходимо обеспечить условие, обратное условию ортогональности:

$$\chi_3 \chi_4^* = 1. \quad (15)$$

Сравнивая (13) и (15), видим, что одновременное подавление составляющих  $M_{31}^p$ ,  $M_{41}^p$  и  $M_{32}^p$ ,  $M_{42}^p$  возможно только при условии высокой чистоты требуемых эллипсов поляризации излучения РОП, т. е. при

$$\chi_3 \rightarrow 0; \quad 1/\chi_4 \rightarrow 0. \quad (16)$$

Отметим, однако, что подавление элементов  $M_{32}$ ,  $M_{42}$  требуется не всегда, а лишь при измерении малых  $S_3$ ,  $S_4$  на фоне большого  $S_2$ . Последнее имеет место при измерениях слабой линейной поляризации с помощью несимметричных антенн (например, РАТА Н-600), обладающих значительной инструментальной круговой поляризацией.

Для исключения переходов измеряемых параметров друг в друга ( $M_{34}$ ,  $M_{43}$ ) нужно уменьшать фазовые дисперсии  $\Phi_3$ ,  $\Phi_4$ . Используя в усилительных

каналах фазовращатели, можно исключить (на фиксированной частоте или в среднем по полосе частот) элемент  $M_{34}$  (или  $M_{43}$ ). При этом, однако, величина  $M_{43}$  (или  $M_{34}$ ) будет определяться расфазировкой ( $\Phi_3 - \Phi_4$ ) между синусным и косинусным каналами коррелометра.

Оценки показывают, что при фазовых погрешностях квадратурного моста ( $\Phi_k$ ), фазового детектора ( $\hat{\phi}$ ,  $\Phi^r$ ) порядка  $1^\circ$  величина  $M_{43}$  в среднем составляет 3.5 %.

**Корреляционные поляриметры с разделителями линейных и круговых поляризаций.** 1. Заметим, что для поляриметра с разделителем линейных поляризаций (РЛП) выражения (4), (4') описывают элементы обычных (т. е. декартовых) матрицы Мюллера и вектора Стокса поляриметра.

2. В случае корреляционного поляриметра с разделителем круговых поляризаций (РКП) и при использовании фазовой модуляции выражения для обычных  $M_{ij}$  и  $I_{ij}$  получаются из (4') путем матричных преобразований (2) и пренебрежения величинами  $\alpha_{ij}$ :

$$\begin{aligned} M_{22} &= M_{33} = 1; M_{23} = -\Phi_3; M_{32} = \Phi_4; \\ M_{21} &= (1 - \bar{r}) \cos \Delta\theta \cos 2\bar{\theta} + \frac{1}{2} \Delta r \sin \Delta\theta \sin 2\bar{\theta}; \\ M_{31} &= -(1 - \bar{r}) \cos \Delta\theta \sin 2\bar{\theta} + \frac{1}{2} \Delta r \sin \Delta\theta \cos 2\bar{\theta}; \\ M_{24} &= (1 - \bar{r}) \sin \Delta\theta \sin 2\bar{\theta} + \frac{1}{2} \Delta r \cos \Delta\theta \cos 2\bar{\theta}; \\ M_{34} &= (1 - \bar{r}) \sin \Delta\theta \cos 2\bar{\theta} - \frac{1}{2} \Delta r \cos \Delta\theta \sin 2\bar{\theta}; \\ Q &= 2 \operatorname{Re} S_{34} \cos (\varphi_{42} - \varphi_{31}) T_m; \\ U &= 2 \operatorname{Re} S_{34} \sin (\varphi_{42} - \varphi_{31}) T_m. \end{aligned} \quad (17)$$

Такой поляриметр, как видно из (17), при неподвижном ПТ измеряет линейную поляризацию (параметры Стокса  $Q$  и  $U$ ). Взаимный переход параметров  $Q$  и  $U$  ( $M_{23}$ ,  $M_{32}$ ) определяется фазовыми дисперсиями  $\Phi_3$  и  $\Phi_4$ , которые при условии  $\Phi_3 = \Phi_4$  приводят лишь к небольшому развороту плоскости поляризации. Последний можно исключить с помощью фазовращателей.

Элементы  $M_{21}$ ,  $M_{31}$ ,  $M_{24}$ ,  $M_{34}$  выражаются через параметры эллипсов поляризации излучения РКП ( $\bar{r}$ ,  $\Delta r$  — средний и разность модулей коэффициентов эллиптичности;  $\bar{\theta}$ ,  $\Delta\theta$  — средний и разность азимутальных углов, отсчитываемых от вертикальной оси  $x$  в сторону  $y$ ).

В случае РКП в виде совокупности вертикальной четвертьволновой пластинки и идеального РЛП, ориентированного к ней под углом  $45^\circ$ , выражения для  $M_{21}$ ,  $M_{31}$ ,  $M_{24}$ ,  $M_{34}$  следующие:

$$M_{21} = (1/2) \Delta\alpha; M_{31} = 0; M_{24} = -2\Delta\alpha; M_{34} = \Delta\varphi, \quad (18)$$

где  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\varphi$  — дифференциальные потери и фазовая погрешность четвертьволновой пластинки;  $\Delta\alpha$  — точность ориентации РЛП относительно пластинки.

**Оценка некоторых требований к разделителю круговых поляризаций.** Полученные выражения для поляризационных характеристик можно, в частности, использовать для определения требований к элементам поляриметра, необходимых для обеспечения заданной точности поляризационных измерений. Ограничимся здесь оценкой некоторых требований к РКП поляриметра при измерении слабой линейной поляризации с помощью радиотелескопа РАТАН-600. Специфическим требованием, предъявляемым к поляриметру, которое обусловлено большой инструментальной круговой поляризацией антенны переменного профиля (достигающей при высоких углах места 40 % [5]), является необходимость подавления элементов  $M_{24}$ ,  $M_{34}$ . Например, снижение соответствующих составляющих инструментальной линейной поляризации всего радиотелескопа до 0.1 % достигается лишь при  $M_{24}$ ,  $M_{34} < 0.25$  %. Обращаясь к (17), видим, что для этого требуется очень высокая чистота круговых поляризаций излучения РКП:

$$\bar{r} > 0.9975; \Delta r < 0.005, \quad (19)$$

что, согласно (18), можно обеспечить только при достаточно малых фазовых погрешностях четвертьволновой пластинки и очень высокой точности ориентации РЛП относительно нее:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &< 0.15^\circ; \\ \Delta\alpha &< 0.075^\circ. \end{aligned} \quad (20)$$

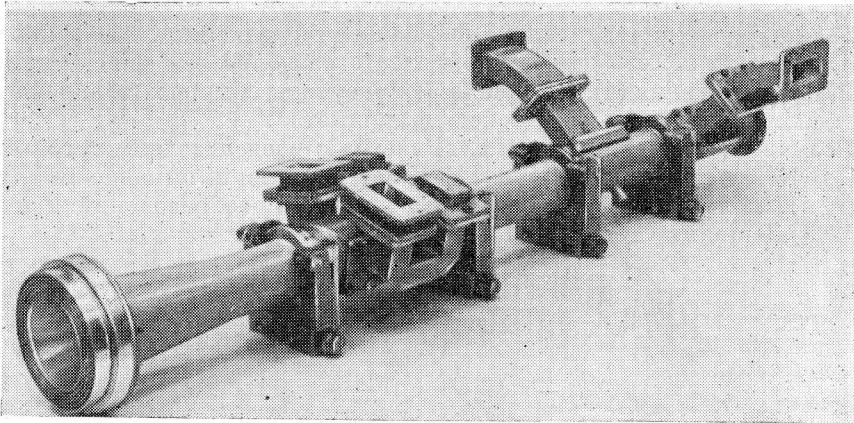


Рис. 3. Фотография макета поляризационного тракта поляриметра.

Аналогичное требование очень высокой чистоты линейной поляризации излучения ПТ отмечалось также в работе [6] для случая измерения слабой линейной поляризации на РАТАН-600 с помощью поляриметра сравнения.

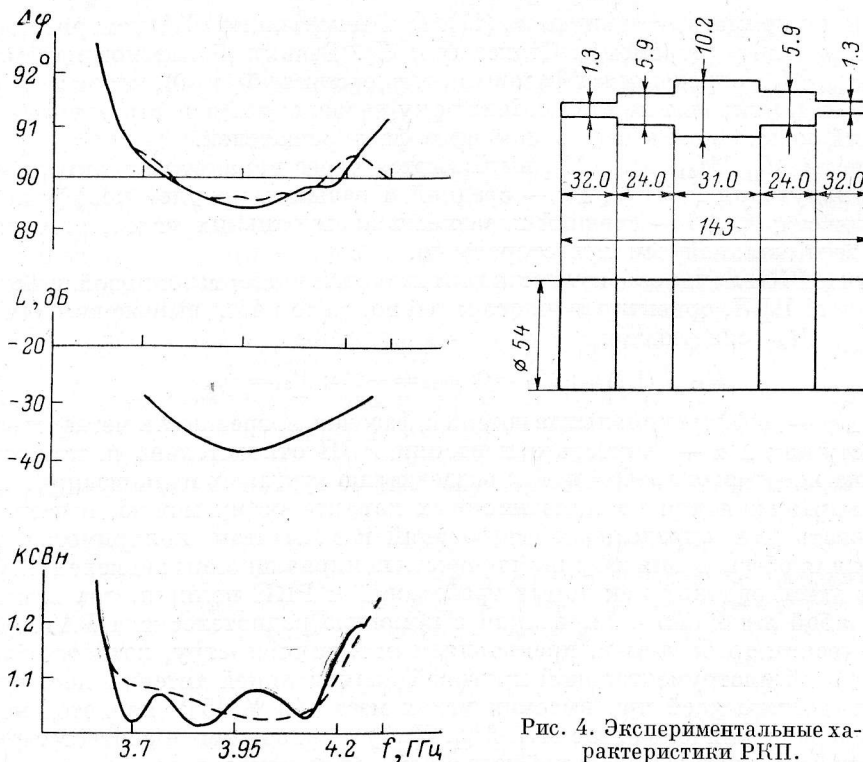


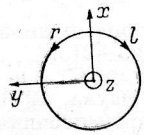
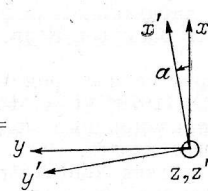
Рис. 4. Экспериментальные характеристики РКП.

Один из возможных вариантов реализации РКП с довольно высокими характеристиками приведен в прил. II.

В заключение выражаю благодарность Д. В. Королькову и И. Ф. Белову за внимание к работе и ценные советы.



Приложение I [9, 10]

Объект	Метод Джонса	Метод Мюллера
<b>I. Излучение</b>		
1. Представление в произвольном поляризационном базисе (ПБ) $\mathbf{e}_{1,2} \equiv \begin{bmatrix} \mathbf{e}_1 \\ \mathbf{e}_2 \end{bmatrix}$	Обобщенный комплексный 2-х вектор $\mathbf{E}_{1,2}$ Джонса $\mathbf{E}_{1,2} \equiv \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} \equiv E_1 \mathbf{e}_1 + E_2 \mathbf{e}_2$	Обобщенный действительный 4-х вектор $\mathbf{S}_{1,2} = \{S_1, S_2, S_3, S_4\}$ Стокса $\mathbf{S} \equiv \mathbf{S}_{1,2} = A (\overbrace{E_{1,2} \otimes E_{1,2}^*}^{\text{прямое умножение}})$
2. Преобразование векторов при переходе от ПБ $\mathbf{e}_{1,2}$ к декартовому ПБ $\mathbf{e}_{x,y}$ связанных соотношением $\mathbf{e}_{1,2} = \tilde{F} \mathbf{e}_{x,y}$ где $\mathbf{e}_x = x^0 e^{i\omega t}$ , $\mathbf{e}_y = y^0 e^{i\omega t}$ , ( $ x^0  =  y^0  = 1$ ), причем $F^+ = F^{-1}$	$\mathbf{E}_{x,y} = F \mathbf{E}_{1,2}$ Например, 1) $F^{r,l} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix}$ (при $t=0$ $r$ и $l$ пересекают ось $x$ ; ось $-z$ $\uparrow$ волновому вектору);  2) $F^{x',y'} \equiv R_2(-\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$ 	$\mathbf{I} \equiv \mathbf{S}_{x,y} = L \mathbf{S}$ где $L = A (F \otimes F^*) A^{-1}$ , причем $L^+ = L^{-1}$ . Например, 1) $L^{r,l} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ ; 2) $L(-\alpha) \equiv R_4(-\alpha) \equiv R(-\alpha) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & -\sin 2\alpha & 0 \\ 0 & \sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
<b>II. Поляризационная система</b>		
1. Представление в произвольном ПБ $\mathbf{e}_{1,2}$	Обобщенная комплексная $2 \times 2$ -матрица $T$ Джонса $\mathbf{E}_{1,2, \text{вых}} = T \mathbf{E}_{1,2, \text{вх}}$ Обычно $T^+ \neq T^{-1}$	Обобщенная действительная $4 \times 4$ -матрица $M$ Мюллера $\mathbf{S}_{\text{вых}} = M \mathbf{S}_{\text{вх}}$ где $M = A (T \otimes T^*) A^{-1}$ , причем обычно $M^+ \neq M^{-1}$
2. Преобразование матриц при переходе от $\mathbf{e}_{1,2}$ к $\mathbf{e}_{x,y}$	$T^{x,y} = F T F^{-1}$	$M^{x,y} = L M L^{-1}$
3. Преобразование декартовых матриц при повороте системы на угол $\alpha$	$T^{x,y'} = R_2(-\alpha) T^{x,y} R_2(\alpha)$	$M^{x,y'} = R(-\alpha) M^{x,y} R(\alpha)$
4. Для последовательного соединения $n$ независимых поляризационных систем	$T = T_n \dots T_2 T_1$	$M = M_n \dots M_2 M_1$

В таблице использованы следующие обозначения:  $\sim, *, \dagger$  — знаки транспонирования, комплексного сопряжения и эрмитового сопряжения;  $\otimes, \overline{\otimes}$  — знаки прямого (кронекеровского) умножения и временного усреднения;  $\hat{x}, \hat{y}^0$  — единичные орты вдоль осей  $x$  и  $y$ ;  $\mathbf{e}_{x,y}, \mathbf{e}_{r,l}, \mathbf{e}_{x',y'}$  — декартовый, круговой и декартовый, повернутый на угол  $\alpha$ , поляризационные базисы;  $\mathbf{I} \equiv \mathbf{S}_{x,y} \equiv \{I, Q, U, V\}$  — декартовый вектор-столбец Стокса, где  $I, Q, U, V$  — обычные (декартовые) параметры Стокса.

## Приложение II

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗДЕЛИТЕЛЯ КРУГОВЫХ ПОЛЯРИЗАЦИЙ

Для корреляционного поляриметра диапазона 3.7—4.2 ГГц был создан макет ПТ, содержащий РКП в виде совокупности двухступенчатой четвертьволновой пластинки (в круглом волноводе) и двух взаимно перпендикулярных линейных поляризационных фильтров, ориентированных к пластинке под углом  $45^\circ$  (рис. 3).

На рис. 4 приведены основные размеры пластинки, изготовленной из полистирола ( $\epsilon=2.56$ ), а также экспериментальные частотные характеристики РКП. Развязка  $L$  выходов РКП лучше  $-29$  дБ,  $KCB_n < 1.1$ . Ожидаемая составляющая инструментальной линейной поляризации поляриметра, вносимая РКП, в соответствии с (14) не должна превышать 0.2—0.3 %. Максимальная величина фазовой погрешности пластинки не превышает  $0.5^\circ$ , а усредненная в полосе частот — приближается к требованиям (20).

### Литература

1. Гельфрейх Г. Б. Теория поляризационных модуляторов. — Изв. ГАО, 1964, XXIII, вып. 3, № 172, с. 203—213.
2. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. — Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973.
3. Есепкина Н. А. Поляризационные характеристики антенн радиотелескопов. — Изв. вузов. Радиофизика, 1971, т. 14, с. 673—679.
4. Поляризационные характеристики антенны переменного профиля / Н. С. Бахвалов, Л. Г. Васильева, Н. А. Есепкина и др. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1973, 5, с. 135—149.
5. Поляризационные характеристики радиотелескопа РАТАН-600 / Н. А. Есепкина, Н. С. Бахвалов, Б. А. Васильев и др. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1979, 11, с. 182—196.
6. Коржавин А. Н. К теории радиоастрономических поляризационных измерений. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1979, 11, с. 145—169.
7. Коржавин А. Н. Поляризационные эффекты вторичного зеркала антенны переменного профиля. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1979, 11, с. 170—181.
8. Thiel M. A. F. — Beitrage zur Radioastronomie, 1970, 1 (5), S. 145.
9. Абрамов В. И. Некоторые свойства матрицы Мюллера поляризационных систем. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1985, 20, с. 117—130.
10. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.
11. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1970.
12. Брянцев С. Ф., Силаев М. А. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств. М.: Сов. радио, 1970.

Поступила в редакцию 12 января 1983 г.