

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИФРИ)

Препринт № 182

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННЫ ПЕРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ
ПРИ НЕИДЕАЛЬНОМ ОБЛУЧАТЕЛЕ

В.И.Абрамов

Горький 1984

УДК 522.2:524.164+621.396.67.095.1

В рамках метода Миллера исследованы некоторые особенности поляризационных характеристик антенны переменного профиля, обусловленные взаимодействием несовершенств облучателя с инструментальной круговой поляризацией зеркальной системы. Показано, что это взаимодействие может приводить к дополнительным погрешностям измерения линейной поляризации радиоизлучения космических источников, в частности, к появлению инструментальной линейной поляризации, пропорциональной (для главного горизонтального сечения ДН) производной от инструментальной круговой поляризации. Отмечено различие матриц Миллера поляризационных систем в режимах приема и передачи. Показано, что декартовы матрицы в этих двух режимах совпадают с точностью до транспонирования и смены знаков элементов третьей строки и третьего столбца.

ВВЕДЕНИЕ

При проведении прецизионных измерений поляризации радиоизлучения космических источников необходимо учитывать искажения, вносимые инструментом, в связи с чем особую актуальность приобретают исследования поляризационных характеристик радиотелескопов. Как показано в [1], наиболее адекватно поляризационные характеристики радиотелескопов описываются с помощью 4×4 матриц M Мюллера, которые связывают входной (исследуемый) и выходной (регистрируемый) векторы Стокса излучения линейным соотношением

$$\vec{S}_{\text{вых}} = M \vec{S}_{\text{вх}},$$

где $\vec{S} \{I, Q, U, V\}$ - 4-х вектор-столбец параметров Стокса.

Поскольку излучение обычно слабо поляризовано, то наибольший вклад в погрешности измерений вносят недиагональные элементы первого столбца матрицы M , причем M_{21} , M_{31} описывают инструментальную линейную поляризацию (ИЛП), характеризующую переходы параметров $I \rightarrow Q$, $I \rightarrow U$, а M_{41} - инструментальную круговую поляризацию (ИКП), т.е. переход $I \rightarrow V$.

Поляризационные характеристики антенны переменного профиля (АПП), являющейся основой радиотелескопа РАТАН-600, исследовались в ряде работ [2-8]. Эти исследования показали, что в антеннах такого типа имеет место довольно большая ИКП (до 40% от интенсивности), которая существенно осложняет измерения круговой поляризации.

Что же касается ИЛП, то в случае идеальной АПП со скалярным облучателем она отсутствует [5]. Однако в реальном радиотелескопе ИЛП может возникнуть из-за различных несовершенств как самой антенной системы, так и поляриметра. В частности, как отмечалось в [9], в реальном радиотелескопе возможна трансформация ИКП АПП в ИЛП из-за несовершенств СВЧ поляризационного тракта поляриметра. Количественно этот вопрос исследовался в работах [10-13].

Несовершенства облучателя также могут приводить к трансформации ИКП в ИЛП. Поэтому в данной работе проведено исследование мат-

рицы Мюллера АПШ с учетом несовершенств скалярного облучателя, таких как разбаланс волн и присутствие паразитных симметричных волн (на примере волны E_{01}). Показано, что наличие большой ИКП может приводить к появлению ранее не отмечавшейся составляющей ИПП, специфичной для несимметричных антенн, угловая зависимость которой (для главного горизонтального сечения диаграммы направленности (ДН)) пропорциональна производной от ИКП.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Используемый в данной работе метод основан на изучении вариаций элементов матрицы Джонса антенны, обусловленных отдельными несовершенствами облучателя, относительно элементов матрицы АПШ с идеальным облучателем, которая уже исследовалась в работе [5]. При этом, поскольку отдельные несовершенства облучателя малы, то они рассматриваются независимо друг от друга. Для определения вариаций применялся эвристический подход, основанный на том, что разбаланс волн и паразитные симметричные волны в первом приближении приводят лишь к небольшим изменениям соответственно ширины и положения круговых ДН антенны (для главного горизонтального сечения) с сохранением их формы. Учитывая, что идеальная АПШ обладает собственным круговым поляризационным базисом [7,5,17], и используя формулы теории представления и преобразования состояния поляризации излучения [14, 15], нетрудно связать эти вариации элементов матрицы Джонса с соответствующими изменениями матрицы Мюллера в режиме передачи. Переход к режиму приема осуществляется транспонированием матрицы и сменой знаков некоторых элементов (см. приложение I).

Хотя такой метод не обеспечивает высокой точности расчета, тем не менее он обладает рядом очевидных достоинств: простота, физическая наглядность, общность, возможность выявлять механизмы поляризационных эффектов и оценивать их величины, не прибегая к численному расчету сложных дифракционных интегралов.

МАТРИЦА МЮЛЛЕРА АПШ С УЧЕТОМ "РАЗБАЛАНСА" ВОЛН ОБЛУЧАТЕЛЯ

I. Как известно [16], "разбаланс" волн облучателя приводит к нарушению осесимметричности его ДН и появлению кроссполаризованного излучения, в результате чего искажаются поляризационные характеристики антенны. Влияние "разбаланса" на матрицу М Мюллера АПШ в ре-

жиме приема можно учесть в общем виде с помощью аддитивной матрицы δM несовершенств:

$$M = M^0 + \delta M,$$

где M^0 - декартова, т.е. обычная матрица, отвечающая случаю идеального скалярного облучателя.

Выражения для элементов матрицы δM нетрудно получить, используя формулы (2.35), (2.36) работы [15] и выражение (П1-5), приведенное в приложении I:

$$\begin{aligned} \delta M_{11} &= \delta M_{22} = \delta M_{33} = \delta M_{44} = \delta M_{41} = \delta M_{14} = \delta M_{32} = \delta M_{23} = 0, \\ \delta M_{12} &= \delta M_{31}^{KP} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[(T_r + t_r)(T_e + t_e)^* - (T_r - t_r)(T_e - t_e)^* \right], \\ \delta M_{13} &= -\delta M_{41}^{KP} = -\frac{1}{2} \operatorname{Im} \left[(T_r + t_r)(T_e + t_e)^* - (T_r - t_r)(T_e - t_e)^* \right], \\ \delta M_{42} &= \delta M_{32}^{KP} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[(T_r - t_r)(T_e + t_e)^* - (T_r + t_r)(T_e - t_e)^* \right], \\ \delta M_{43} &= -\delta M_{42}^{KP} = -\frac{1}{2} \operatorname{Im} \left[(T_r - t_r)(T_e + t_e)^* - (T_r + t_r)(T_e - t_e)^* \right], \quad (I) \\ \delta M_{21} &= \delta M_{13}^{KP} = \operatorname{Re} (T_r t_r^* + T_e t_e^*), \\ \delta M_{31} &= -\delta M_{14}^{KP} = \operatorname{Im} (T_r t_r^* - T_e t_e^*), \\ \delta M_{24} &= \delta M_{23}^{KP} = \operatorname{Re} (T_r t_r^* - T_e t_e^*), \\ \delta M_{34} &= -\delta M_{24}^{KP} = \operatorname{Im} (T_r t_r^* + T_e t_e^*), \end{aligned}$$

где T_r, T_e - элементы круговой матрицы Джонса $T_0^{KP} = \begin{bmatrix} T_r & 0 \\ 0 & T_e \end{bmatrix}$ в режиме передачи для идеальной антенны со скалярным облучателем, а t_r, t_e - элементы матрицы $t^{KP} = \begin{bmatrix} 0 & t_r \\ t_e & 0 \end{bmatrix}$ несовершенства, обусловленного "разбалансом" волн.

Формулы для T_{re} и t_{re} , полученные на основе расчетов апертурного поля, выполненных в работе [5], приведены в [17]. Анализ этих формул, записанных в интегральных квадратурах, показал, что для главного горизонтального сечения диаграммы $(T_r \pm t_r)$ и $(T_e \pm t_e)$ (так же как и T_r и T_e) являются действительными функциями, максимумы которых смещены в горизонтальной плоскости в разные стороны симметрично

относительно оси антенны, причем основное отличие от ДН T_r и T_e заключается в несовпадении ширин диаграмм $(T_{r,e} + t_{r,e})$ и $(T_{r,e} - t_{r,e})$. Как будет показано ниже, перекося круговых ДН, имеющий место в несимметричных антеннах (в том числе и в АПП), приводит к некоторым особенностям в механизме формирования ИПП, связанной с "разбалансом" волн облучателя.

С целью выяснения этих особенностей будем рассматривать круговые ДН как функции некоторых декартовых нормированных угловых координат X, Y (ось X лежит в вертикальной плоскости): $T_r(X, Y)$, $T_e(X, Y)$, $t_r(X, Y)$, $t_e(X, Y)$. Поскольку в дальнейшем при аппроксимации ДН мы будем обычно использовать гауссову функцию $\exp[-\frac{1}{2}(X^2 + Y^2)]$, то в качестве нормировочных делителей удобно взять углы X_0 и Y_0 , при которых ДН по мощности спадает в e раз, т.е. $X = x/x_0$, $Y = y/y_0$.

Перекося круговых ДН будем описывать с помощью нормированного угла α_h (линейно зависящего от угла места h [5]): $\alpha_h = kh$, где $k = 0,55 \cdot 10^{-2}$ град $^{-1}$, а различие ширин ДН T_{xx} и T_{yy} - коэффициентом α_3 ($\alpha_3 \ll 1$, индекс "э" используется по аналогии с осесимметричной антенной, где различие T_{xx} и T_{yy} эквивалентно эллиптичности сечения ДН [18]⁺). Таким образом, $(T_{r,e} \pm t_{r,e}) = T_{r,e} [(1 \pm \alpha_3) Y]$, где $T_{r,e} = T_{r,e}(0, Y) = T(Y \mp \alpha_h) = [F(Y \mp \alpha_h)]^{1/2}$.

Разлагая ДН $(T_{r,e} \pm t_{r,e})$ в ряд Тейлора по α_3 и ограничиваясь линейным приближением, преобразуем (I) к виду

$$\begin{aligned} \delta M_{12}(0, Y) &= \alpha_3 (YM_+ - \alpha_h M_-), & \delta M_{13}(0, Y) &= 0, \\ \delta M_{42}(0, Y) &= \alpha_3 (\alpha_h M_+ - YM_-), & \delta M_{43}(0, Y) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

⁺) Величина α_3 зависит от степени разбаланса волн облучателя (т.е. от асимметрии его ДН, характеризуемой коэффициентом эллиптичности $\alpha_3^0 = \frac{1}{2}(\Delta\theta_{-3}^H / \Delta\theta_{-3}^E - 1)$, где $\Delta\theta_{-3}^H$, $\Delta\theta_{-3}^E$ - ширины ДН облучателя по уровню -3 дБ в H- и E-плоскостях) и геометрии зеркальной системы. Для определения связи между α_3 и α_3^0 в случае АПП необходимо решать соответствующую дифракционную задачу. Однако для грубых оценок можно считать, что эта связь для АПП при низких углах места такая же, как и для осесимметричной антенны. Последнюю можно оценить [17], используя результаты работы [19]: $\alpha_3^0 / \alpha_3 \approx 1,5 \pm 2$.

$$\delta M_{21}(0, y) = \frac{1}{2} \left[M_{21}^3(0, y - \alpha_h) + M_{21}^3(0, y + \alpha_h) \right] = \\ = \alpha_3 \left[y M_{11}^{0'}(0, y) - \alpha_h M_{41}^{0'}(0, y) \right]; \quad (3)$$

$$\delta M_{24}(0, y) = \frac{1}{2} \left[M_{21}^3(0, y - \alpha_h) - M_{21}^3(0, y + \alpha_h) \right] = \alpha_3 \left[y M_{41}^{0'}(0, y) - \alpha_h M_{11}^{0'}(0, y) \right]; \quad (4)$$

$$\delta M_{34}(0, y) = \delta M_{34}(0, y) = 0, \quad (5)$$

где

$$M_{\pm} = T_r' T_e \pm T_e' T_r = \begin{cases} M_{22}^{0'} = M_{33}^{0'} \\ \frac{1}{2} \frac{1}{M_{22}^0} (M_{11}^0 M_{41}^{0'} - M_{41}^0 M_{11}^{0'}) \end{cases}$$

(штрихом ' обозначены производные по y от горизонтальных сечений соответствующих функций),

$$M_{21}^3(0, y) = 2Tt = y F'(y) \alpha_3 = \alpha_3 y M_{11}^{0'}(0, y) \Big|_{h=0} \quad (6)$$

- внеосевая симметричная ИЛП при $h = 0$.

2. Как следует из (2)-(5), "разбаланс" волн облучателя несимметричной антенны приводит (в главном горизонтальном сечении ДН) к искажению параметра Стокса Q , но сохраняет параметр U .

Интересно отметить, что ИЛП δM_{21} при $h \neq 0$ представляет собой полусумму двух ИЛП при $h = 0$, но смещенных относительно вертикали на угол $\pm \alpha_h$. Ее можно представить в виде двух составляющих, пропорциональных соответственно $y M_{11}^{0'}(0, y)$ и $M_{41}^{0'}(0, y)$, которые изображены на рис. 1, для случая аппроксимации круговых ДН функцией Гаусса $F(y) = e^{-y^2}$. Первая составляющая, обладающая двухлепестковой внеосевой симметричной структурой, хорошо известна в поляризационных радиоастрономических измерениях (см., например, [20-22, 18]) и присуща как симметричным, так и несимметричным антеннам.

Наоборот, вторая составляющая, пропорциональная производной от ИЛП, ранее не отмечалась авторами и является специфичной для несим-

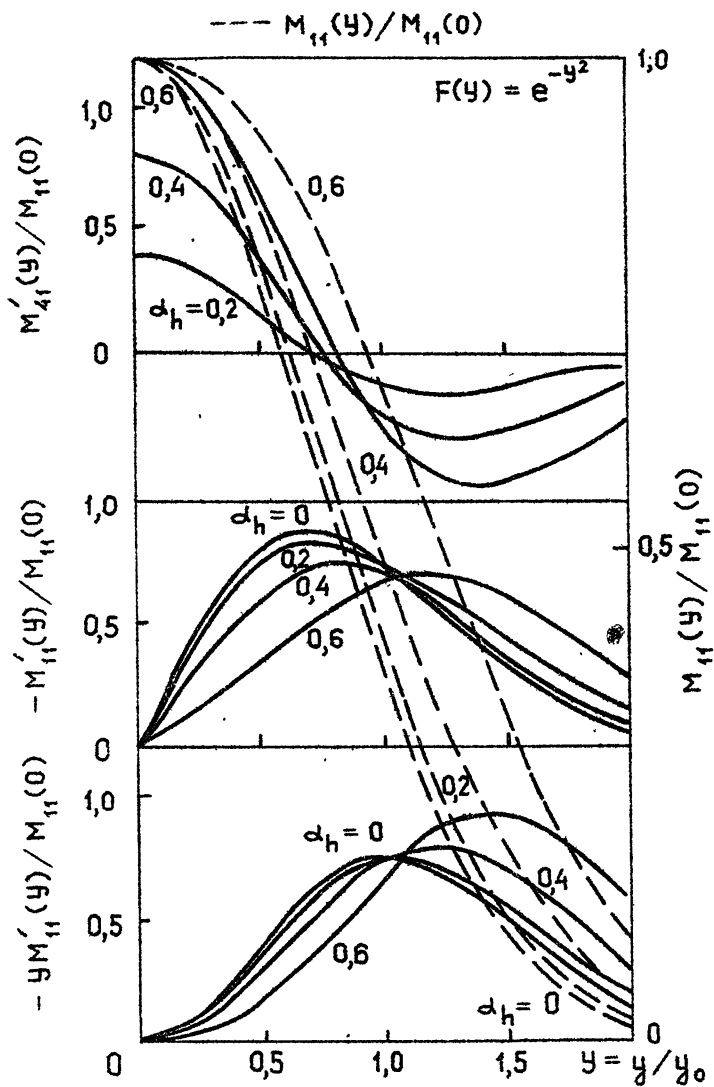


Рис. 1

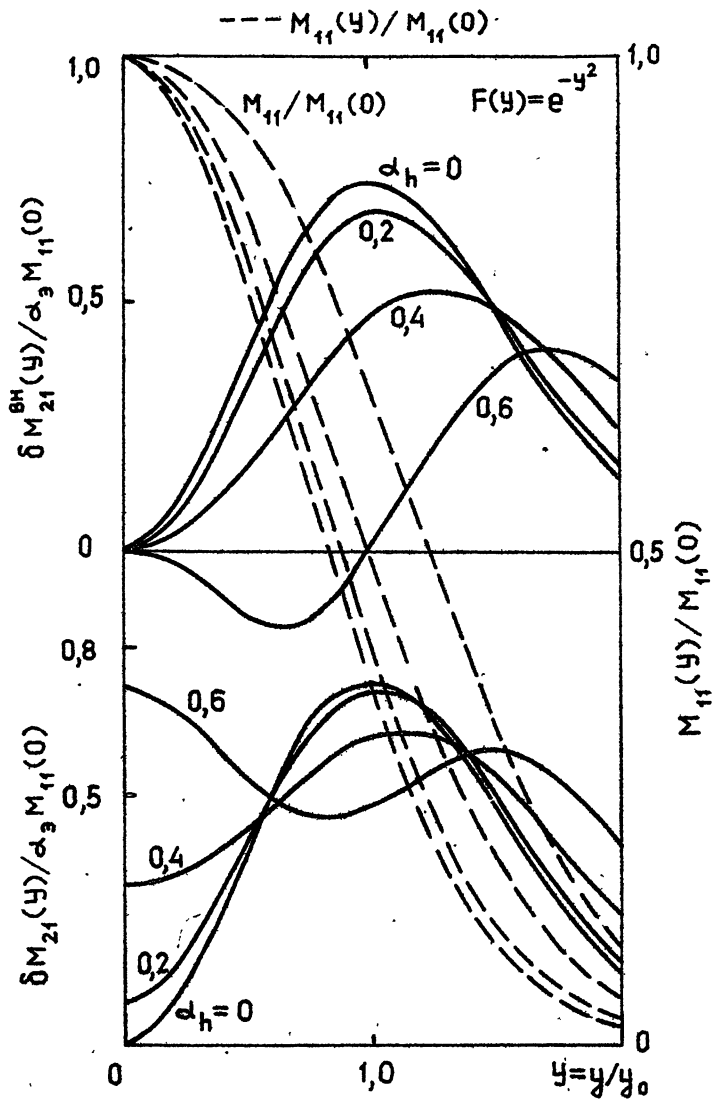


Рис. 2

метричных антенн. По происхождению она есть результат взаимодействия "разбаланса" волн облучателя и ИКП зеркала. Следовательно, форма результирующей ИЛП, связанной с "разбалансом" волн, существенно различна для симметричных ($\alpha_h = 0$) и несимметричных ($\alpha_h \neq 0$) антенн, а в случае АПШ зависит от угла места h .

Результирующую ИЛП можно также интерпретировать как суперпозицию осевой составляющей (пропорциональной ДН по интенсивности $M_{11}(0, \psi)$ и оставшейся внеосевой симметричной ($\delta M_{21}^{BH} = \delta M_{21} - [\delta M_{21}(0,0)/M_{11}^0(0,0)]M_{11}^0$). Как видно из рис. 1, наличие ИКП приводит к частичной компенсации лепестков функции $M_{11}'(0, \psi)$ и, следовательно, к уменьшению максимумов δM_{21}^{BH} . Этот эффект уменьшения впервые был отмечен в работе [3] применительно к АПШ. Однако, как следует из (3) и рис. 2, вместе с уменьшением внеосевой составляющей ИЛП АПШ при увеличении угла места происходит возрастание осевой составляющей, пропорциональной $M_{11}^0(0, \psi)$ (максимум которой по величине может достигать $\max\{M_{21}^3(0, \psi)\}$), т.е. ИКП АПШ приводит к трансформации внеосевых эффектов в осевые, причем $\int_{-\infty}^{\infty} \delta M_{21}(0, \psi) d\psi$ сохраняется. В работе же [3] осевые эффекты не учитывались, поскольку при расчете матрицы Мюллера использовались нормированные ДН.

Что касается горизонтального сечения элемента δM_{24} , описывающего переход параметров Стокса $V \rightarrow Q$, то он равен полуразности смещенных ИЛП M_{21}^3 и представляет собой антисимметричную функцию.

ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИЧНОЙ ВОЛНЫ E_{01} НА МАТРИЦУ МЮЛЛЕРА РАДИОТЕЛЕСКОПА

1. В раскрыве облучателя кроме основной "балансной" волны могут присутствовать паразитные волны высших типов и, прежде всего, симметричная волна E_{01} , источником которой служат несимметричные неоднородности в тракте, а также неидеальность развязок каналов разделителя поляризаций поляриметра.

Исследуем влияние волны E_{01} на матрицу Мюллера зеркального радиотелескопа со скалярным синфазным облучателем и поляриметром, единственным несовершенством которого является возбуждение волны E_{01} в разделителе линейных поляризаций, искажающей апертурное поле облучателя. Будем предполагать, что в отсутствие волны E_{01} ан-

тенна обладает собственным круговым поляризационным базисом, причем ДН T_r и T_e на круговых поляризациях известны. Такая постановка задачи позволяет выяснить основные особенности поляризационных эффектов, обусловленных волной E_{01} , для различных типов антенн (АШ, антенна с вынесенным облучателем, осесимметричная антенна ($T_r = T_e$)) и сделать некоторые оценки, не прибегая к вычислению дифракционных интегралов.

2. Анализ основан на том обстоятельстве, что с одной стороны для антенны с круговым поляризационным базисом ДН T_r и T_e представляют собой некоторую ДН T , смещенную в разные стороны относительно вертикальной плоскости [7,5], а с другой — круговые компоненты апертурного поля скалярного облучателя с паразитной волной E_{01} можно приближенно представить в виде суперпозиции круговых полей одной лишь "балансной" волны, но смещенной относительно оси облучателя (см. приложение 2). А так как небольшое смещение фазового центра облучателя из фокуса приводит к смещению ДН относительно геометрической оси антенны без изменения ее формы, то и искаженную волной E_{01} ДН можно также выразить через суперпозицию смещенных диаграмм T .

Для определения матрицы Муллера радиотелескопа найдем матрицу Джонса в представлении собственного поляризационного базиса поляриметра $\vec{e}_{x'}$, $\vec{e}_{y'}$. Поскольку ДН T_r и T_e известны, то целесообразно сначала перейти к круговому базису. Используя выражение (П2-4) для круговых векторов Джонса поля в апертуре облучателя, нетрудно получить формулы для круговых векторов Джонса, описывающие поля в дальней зоне антенны, при возбуждении облучателя в поляризационном базисе $\vec{e}_{x'}$, $\vec{e}_{y'}$, в следующем виде:

$$F_{r1} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ix} [V_{11} + i(V_{21} - T_r)] E_1^0, \quad F_{r2} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ix} [(V_{12} - T_r) + iV_{22}] E_2^0, \quad (7)$$

$$F_{e1} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-ix} [V_{31} - i(V_{41} - T_e)] E_1^0, \quad F_{e2} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-ix} [(V_{32} - T_e) - iV_{42}] E_2^0,$$

где $T_r(x, y)$, $T_e(x, y)$ — ДН на правой и левой поляризациях, отвечающие апертурному полю $A(r)$ "балансной" волны облучателя, x, y — нормированные угловые координаты,

$$\begin{aligned}
 V_{11} &= T_r (X + \alpha_1 \cos(\chi - \delta_1), Y + \alpha_1 \sin(\chi - \delta_1)), \\
 V_{21} &= T_r (X - \alpha_1 \sin(\chi - \delta_1), Y + \alpha_1 \cos(\chi - \delta_1)), \\
 V_{31} &= T_e (X + \alpha_1 \cos(\chi + \delta_1), Y + \alpha_1 \sin(\chi + \delta_1)), \\
 V_{41} &= T_e (X - \alpha_1 \sin(\chi + \delta_1), Y + \alpha_1 \cos(\chi + \delta_1)),
 \end{aligned} \tag{8}$$

(формулы для V_{i2} ($i = 1, 4$) совпадают с (8), если α_1 и δ_1 заменить на α_2 и δ_2), χ - угол поворота поляриметра вокруг его оси, отсчитываемый от вертикали,

$$\alpha_{1,2} = 1,665 \left(\frac{\delta\theta}{\Delta\theta_{-3}} \right)_{1,2}, \tag{9}$$

где $\delta\theta/\Delta\theta_{-3}$ - относительное смещение ДН, определяемое по формулам (П2-5), (П2-6).

Переходя в выражениях (7) от кругового базиса к $\vec{E}_{x',y'}$ и рассматривая вектор $\begin{bmatrix} E_1^0 \\ E_2^0 \end{bmatrix}$ в качестве входного вектора Джонса, получим матрицу Джонса $T_{x',y'}$ радиотелескопа в представлении собственного базиса поляриметра $\vec{E}_{x',y'}$:

$$\begin{aligned}
 T_{11}^{x',y'} &= \frac{1}{2} \left\{ (V_{11} + V_{31}) + i \left[(V_{21} - V_{41}) - (T_r - T_e) \right] \right\}, \\
 T_{21}^{x',y'} &= \frac{1}{2} \left\{ \left[(V_{21} + V_{41}) - (T_r + T_e) \right] + i (V_{31} - V_{11}) \right\}, \\
 T_{12}^{x',y'} &= \frac{1}{2} \left\{ \left[(V_{12} + V_{32}) - (T_r + T_e) \right] + i (V_{22} - V_{42}) \right\}, \\
 T_{22}^{x',y'} &= \frac{1}{2} \left\{ (V_{22} + V_{42}) + i \left[(V_{32} - V_{12}) + (T_r - T_e) \right] \right\}.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Используя (10), можно вычислить обобщенную матрицу Мюллера в режиме передачи в собственном ПБ поляриметра $\vec{E}_{x',y'}$, затем перейти к декартовой матрице и, наконец, с помощью транспонирования получить обычную матрицу Мюллера радиотелескопа в режиме приема. Поскольку получаются довольно громоздкие выражения, то ограничимся рассмотре-

нием лишь главных горизонтальных сечений некоторых элементов, имеющих наиболее простой вид, так как $V_{ij}(0, y)$ для антенн с вертикальной симметрией представляют собой действительные функции. Выражения для элементов матрицы в режиме передачи, ответственных за погрешности измерения линейной поляризации поляриметром сравнения, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 M_{12}^{xy'} &= \frac{1}{4} \left[(V_{11}^2 - V_{12}^2 + V_{21}^2 - V_{22}^2 + V_{31}^2 - V_{32}^2 + V_{41}^2 - V_{42}^2) + \right. \\
 &\quad \left. + 2T_r(V_{12} - V_{21}) + 2T_e(V_{32} - V_{41}) \right], \\
 M_{32}^{xy'} &= \frac{1}{2} \left[(V_{21}V_{31} + V_{11}V_{41}) - (V_{22}V_{32} + V_{12}V_{42}) + T_r(V_{42} - V_{31}) + T_e(V_{22} - V_{11}) \right], \quad (II) \\
 M_{42}^{xy'} &= \frac{1}{4} \left[(V_{11}^2 + V_{21}^2 + V_{32}^2 + V_{42}^2 - V_{31}^2 - V_{41}^2 - V_{12}^2 - V_{22}^2) + \right. \\
 &\quad \left. + 2T_r(V_{42} - V_{21}) + 2T_e(V_{41} - V_{32}) \right],
 \end{aligned}$$

где $V_{ij} = V_{ij}(0, y)$. Формулы (II) позволяют рассчитывать главное горизонтальное сечение элементов матрицы Мюллера, обусловленных паразитной волной E_{01} , если известны ДН на круговых поляризациях в режиме передачи $T_r(0, y)$, $T_e(0, y)$ в отсутствие волны E_{01} .

Разлагая $V_{ij}(0, y)$ в ряд Тейлора по α_1 , α_2 в окрестности точек $(0, y)$ и ограничиваясь линейным приближением, преобразуем (II) к следующему виду:

$$\begin{aligned}
 M_{12}^{xy'} &= \frac{1}{2} \left[N_+ (\alpha_1 \cos \delta_1 \sin \chi - \alpha_2 \cos \delta_2 \cos \chi) - \right. \\
 &\quad \left. - N_- (\alpha_1 \sin \delta_1 \cos \chi + \alpha_2 \sin \delta_2 \sin \chi) \right], \\
 M_{32}^{xy'} &= \frac{1}{2} \left[(\alpha_1 \cos \delta_1 \cos \chi - \alpha_2 \cos \delta_2 \sin \chi) M_+ + \right. \\
 &\quad \left. + (\alpha_1 \sin \delta_1 \sin \chi - \alpha_2 \sin \delta_2 \cos \chi) M_- \right], \quad (I2) \\
 M_{42}^{xy'} &= \frac{1}{2} \left[(-\alpha_1 \sin \delta_1 \cos \chi + \alpha_2 \sin \delta_2 \sin \chi) N_+ + \right. \\
 &\quad \left. + (\alpha_1 \cos \delta_1 \sin \chi + \alpha_2 \cos \delta_2 \cos \chi) N_- \right],
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 N_{\pm} &= T_r' T_r \pm T_e' T_e, \quad M_{\pm} = T_r' T_e \pm T_e' T_r, \\
 T_{r,e}' &= \frac{d}{dy} [T_{r,e}(0, y)], \quad (I3)
 \end{aligned}$$

Исследуем горизонтальное сечение ИШП (M_{21}, M_{31}) радиотелескопа в режиме приема, связанной с паразитной волной E_{01} , для различных ориентаций χ поляриметра сравнения. Заметим, что поскольку в рассматриваемом приближении влиянием волны E_{01} на элементы $M_{11}, M_{22}, M_{33}, M_{44}$ можно пренебречь, то $M_{11} = M_{44} = \frac{1}{2}(T_r^2 + T_e^2)$, $M_{22} = M_{33} = T_r T_e$, откуда $N_+(y) = M'_{11}(0, y)$, $N_-(y) = M'_{41}(0, y)$, $M_+(y) = M'_{22}(0, y) = M'_{33}(0, y)$.

1). $\chi = 0, \pi/2$. В этих случаях поляриметр сравнения измеряет параметры Стокса I и Q. Подставляя (12) в формулу (2.26) работы [15] и транспонируя матрицу, получим:

$$M_{21} = \begin{cases} -\frac{1}{2} [\alpha_2 \cos \delta_2 M'_{11} + \alpha_1 \sin \delta_1 M'_{41}], & \text{если } \chi = 0 \\ -\frac{1}{2} [\alpha_1 \cos \delta_1 M'_{11} - \alpha_2 \sin \delta_2 M'_{41}], & \text{если } \chi = \pi/2 \end{cases} \quad (14)$$

2). $\chi = \pm \pi/2$. Поляриметр измеряет параметры I и U.

$$M_{31} = \begin{cases} -\frac{\sqrt{2}}{2} \left[\frac{1}{2} (\alpha_1 \cos \delta_1 - \alpha_2 \cos \delta_2) M'_{11} - \frac{1}{2} (\alpha_1 \sin \delta_1 + \alpha_2 \sin \delta_2) M'_{41} \right], & \text{если } \chi = +\frac{\pi}{4} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} \left[\frac{1}{2} (\alpha_1 \cos \delta_1 + \alpha_2 \cos \delta_2) M'_{11} + \frac{1}{2} (\alpha_1 \sin \delta_1 - \alpha_2 \sin \delta_2) M'_{41} \right], & \text{если } \chi = -\frac{\pi}{4} \end{cases} \quad (15)$$

Аналогично можно получить формулы и для элементов $M_{23}, M_{24}, M_{32},$

M_{34} .

3. Из выражений (14), (15) следует, что ИШП, обусловленная волной E_{01} , включает в себя две составляющие, пропорциональные производным от интенсивности ($M'_{11}(0, y)$) и от ИШП ($M'_{41}(0, y)$). Величина коэффициентов пропорциональности зависит от относительных амплитуд (определяющих величины α_1 и α_2) и фаз (δ_1, δ_2) волны E_{01} , а также от угла χ ориентации поляриметра (или его тракта). Нетрудно видеть, что функция $M'_{41}(0, y)$ - симметричная, а $M'_{11}(0, y)$ - анти-симметричная, причем $\int_{-\infty}^{\infty} M'_{11}(0, y) dy = 0$ и $\int_{-\infty}^{\infty} M'_{41}(0, y) dy = 0$.

Графики функций $M'_{11}(0, y)$, $M'_{41}(0, y)$, нормированных на $M_{11}(0, 0)$, для $F(y) = e^{-y^2}$ при различных α_h приведены на рис. 1, из которого видна сильная зависимость от α_h для функции $M'_{41}(0, y)$ и относи-

тельно слабая - для $M'_{11}(0, \chi)$.

Согласно выражениям (12)-(15) и рис. I в осесимметричной антенне и в АПП при низких углах места (для которых $M_{41} \approx 0$) паразитная волна E_{01} приводит только к внеосевой ИПП, пропорциональной производной от ДН по интенсивности. В несимметричных же антеннах (в том числе в АПП при средних и высоких углах места) она является источником не только внеосевой, но и осевой ИПП, пропорциональной производной от инструментальной круговой поляризации и зависящей в случае АПП от угла места. Если происхождение внеосевой составляющей ИПП связано, как обычно, с перекосом линейных ДН по мощности, то осевая составляющая инструментальной поляризации является следствием комбинации ИКП зеркальной системы и нарушения чистоты линейной поляризации облучателя из-за волны E_{01} .

Как уже отмечалось выше, форма кривой инструментальной поляризации M_{31} , описывающей переход $I \rightarrow U$, существенно зависит от позиционного угла χ поляриметра (или его поляризационного тракта). Например, при симметричном возбуждении волны E_{01} ($\alpha_1 = \alpha_2$, $\delta_1 = \delta_2$) в случае $\chi = \pi/4$ элемент $M_{31}(0, \chi) = M_{31}^s = \frac{\sqrt{2}}{2} \alpha_1 \sin \delta_1 M'_{41}(0, \chi)$, т.е. определяется только квадратурной составляющей волны E_{01} , имеет осевой характер и отличен от нуля только для несимметричных антенн. В случае $\chi = -\pi/4$ элемент $M_{31}(0, \chi) = M_{31}^c = \frac{\sqrt{2}}{2} \alpha_1 \cos \delta_1 M'_{11}(0, \chi)$, т.е. определяется лишь синфазной составляющей и является внеосевой антисимметричной функцией для обоих типов антенн. Форма же кривой ИПП M_{21} , отвечающей за переход $I \rightarrow Q$, менее критична к χ , а при $\alpha_1 = \alpha_2$, $\delta_1 = \delta_2$ элементы M_{21} для углов $\chi = \pm \pi/4$ с точностью до знака и отражения от оси ординат совпадают между собой.

Из (12) и формулы (2.26) работы [15] нетрудно видеть, что при повороте поляриметра (или его тракта) на угол π диагональные элементы обычной матрицы Мюллера сохраняются, в то время как недиагональные элементы изменяют свой знак. Это можно использовать для методического исключения волны E_{01} путем усреднения измерений при двух χ , отличающихся на π .

Сделаем оценку ИПП для АПП при $h = 90^\circ$, облучаемой синфазным рупором с дроссельной канавкой, у которого $\Delta\theta_{-10} = 120^\circ$, относительная мощность волны E_{01} составляет 2,5%, а $\delta_1 = 40^\circ$. Согласно (9)

(П2-5)...(П2-6) для $\frac{2\sigma}{\lambda} = 0,86$ и $\frac{K_5}{K_8} = 0,9$ величина $\alpha_1 = 0,4\sqrt{\rho^{E_{01}}/\rho^E} = 0,063$. Отсюда $M_{21 \max}^C / M_{11}(0) = 1,7\%$, $M_{21 \max}^S / M_{11}(0) = 2,4\%$.

Из выражений (12) можно показать, что элементы M_{23} , M_{32} и M_{24} , M_{34} матрицы Муллера, приводящие к преобразованиям параметров Стокса типа $Q \leftrightarrow U$ и $V \rightarrow Q$, $V \rightarrow U$ по величине сравнимы с ИПП M_{21} , M_{31} . Например, разворот вектора линейной поляризации в осевом направлении ДН для приведенных выше оценок может достигать величины $\sim 1^\circ$.

Наконец, следует отметить, что погрешности измерений, связанные с волной E_{01} , зависят не только от позиционного угла поляриметра, но и от типа поляриметра и различны, например, в случаях корреляционного поляриметра и поляриметра сравнения.

4. Отмеченные выше особенности ИПП, связанные с паразитной волной E_{01} , были подтверждены экспериментально при измерении горизонтальных сечений ИПП северного сектора радиотелескопа РАТАН-600. Измерения проводились на волне 13 см по неполяризованным источникам с помощью поляриметра сравнения, состоящего из штатного модуляционного радиометра и поляризационного тракта с облучателем, аналогичным описанному в [11], но содержащем заметную долю паразитной волны E_{01} ($\rho^{E_{01}}/\rho^E \sim 2,5\%$, $(\delta\theta/\Delta\theta_{-3})_{\text{обл}} \sim 5\%$).

Усредненные выходные кривые $I_{\text{вых}}^x(\alpha)$, $Q_{\text{вых}}^x(\alpha)$ и $U_{\text{вых}}^x(\alpha)$ (α - прямое восхождение) прохождения источника Девы А через неподвижную ДН радиотелескопа при различных позиционных углах χ тракта ($\chi_Q = 0, \pi$, $\chi_U = +\pi/4, -\pi/4, 5/4\pi$ приведены на рис. 3 и 4. В предположении об отсутствии линейной поляризации в центре источника Девы А (см. [23]), эти кривые можно рассматривать как ИПП M_{21}^x и M_{31}^x (кривые 2, 3 на рис. 3, 4).

Для выделения составляющих ИПП, обусловленных паразитной волной E_{01} , вычислялись четные (+) и нечетные (-) компоненты от попарности кривых с позиционными углами, отличающимися на π .

Как видно из рис. 3, 4, составляющие $M_{21}^C(\alpha)$ и $M_{31}^C(\alpha)$ (кривые 5), связанные с синфазной частью волны E_{01} , по форме пропорциональ-

*) Измерения и обработка результатов проводились совместно с Е.Н. Вильямыным.

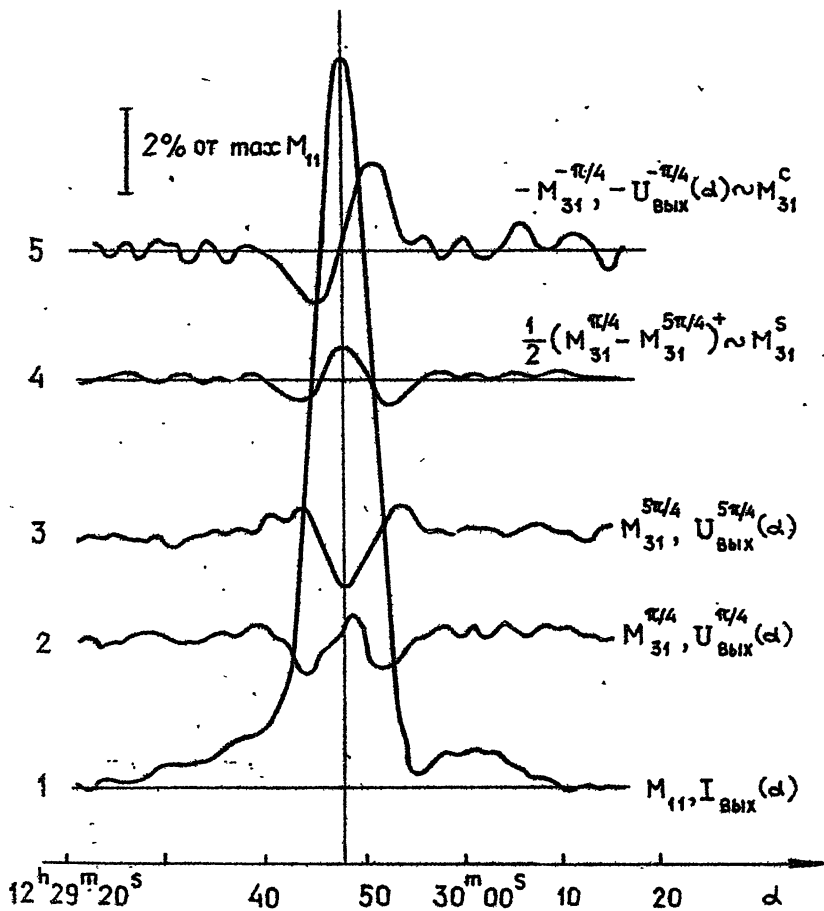


Рис. 3

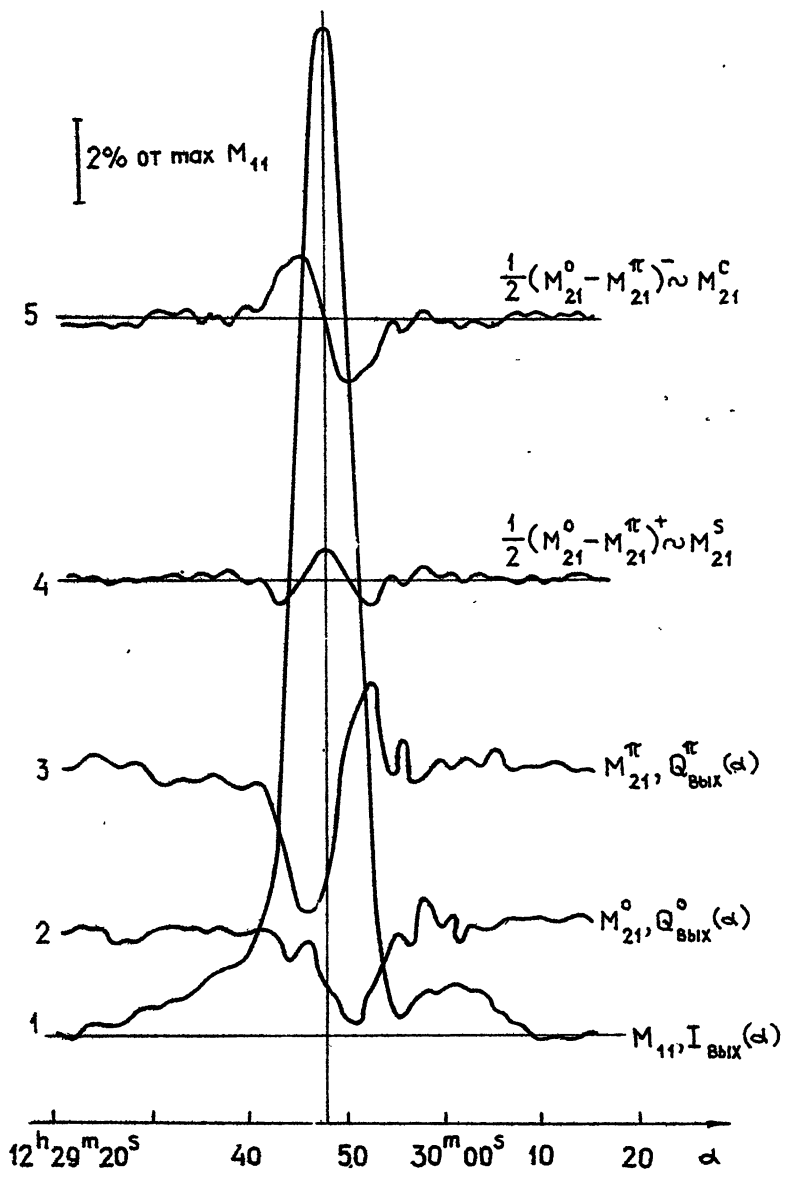


Рис.4

ны производной от ДН по интенсивности $M'_{11}(\alpha)$. В полном соответствии с выражением (15) составляющая M_{31}^c существует при $\chi = -\pi/4$ и отсутствует при $\chi = +\pi/4$. Измеренные величины максимумов M_{21}^c хорошо согласуются с расчетными (рис. 5а).

Составляющие $M_{21}^s(\alpha)$ и $M_{31}^s(\alpha)$ (кривые 4), обусловленные квадратурной частью волны E_{01} и ИКП, пропорциональны производной от ИКП $M'_{41}(\alpha)$ причем, как и предсказывает теория, M_{31}^s имеет место при $\chi = \pi/4$ и исчезает при $\chi = -\pi/4$. Измеренные значения максимумов M_{21}^s , M_{31}^s удовлетворительно согласуются с расчетными (рис. 5б, в).

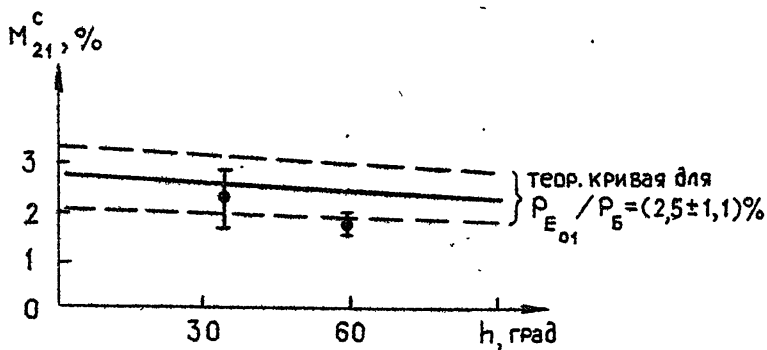
Таким образом, проведенные эксперименты полностью подтверждают теоретические исследования влияния волны E_{01} на ИЛП АПП.

5. Используя полученные формулы, нетрудно определить требования к максимально допустимому уровню волны E_{01} в случае РАТАН-600, которые оказываются различными для низких и высоких углов места. При низких углах места необходимо подавлять только синфазную составляющую волны E_{01} , приводящую к поперечному смещению фазового центра облучателя и наклону фазовой ДН $d\varphi^E/d\theta(0)$ (см. (П2-9)). При высоких углах - и синфазную и квадратурную, приводящую к "перекоосу" амплитудной ДН облучателя $(\delta\theta^E/\Delta\theta_{-3})_{\text{ОБА}}$ (П2-8). Полагая максимально допустимые составляющие ИЛП M_{21}^c , $M_{21}^s \leq 0,1\%$, а $M_{41}^0 = 40\%$, получим требования

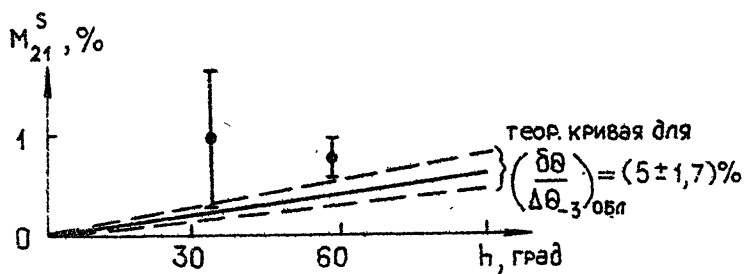
$$\frac{d\varphi^E}{d\theta}(0) \leq 0,5\%, \quad \left(\frac{d\theta^E}{\Delta\theta_{-3}}\right)_{\text{ОБА}} \leq 0,6\%,$$

которые заведомо удовлетворяются, если уровень максимума в ДН волны E_{01} не превышает соответственно -51 дБ и -56 дБ.

Таким образом, требования к волне E_{01} очень высокие. Обычно подавление высших типов волн (в том числе и E_{01}) достигается за счет увеличения длины одномодового отрезка волновода. Однако в ряде случаев, например, на РАТАН-600 в дециметровом диапазоне волн этот способ приводит к недопустимо большим габаритам облучателя. Здесь оказывается целесообразным использование поглощающего стержня, помещенного вдоль оси волновода [24,25]. Этот метод был опробован нами экспериментально на поляризационном тракте на волну 31 см и оказался весьма эффективным: уровень волны E_{01} уменьшился более чем на 20 дБ, а основной волны H_{11} - менее чем на 0,05 дБ.



а)



б)

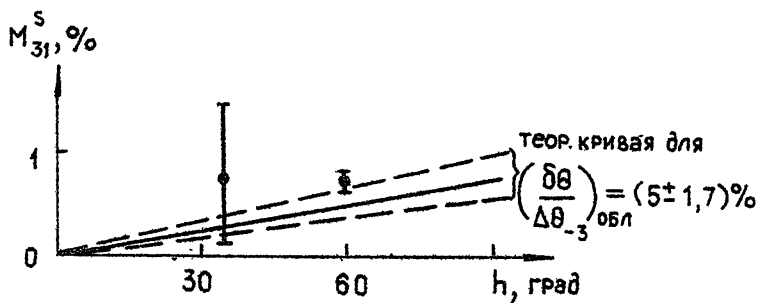


Рис.5

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы некоторые особенности поляризационных характеристик АПП, обусловленные взаимодействием несовершенств облучателя ("разбаланс" волн, паразитные симметричные волны) с инструментальной круговой поляризацией (ИКП) зеркальной системы. Показано, что это взаимодействие может приводить к дополнительным погрешностям измерения линейной поляризации радиоизлучения источников. В частности, для главного горизонтального сечения ДН:

- "разбаланс" волн облучателя помимо обычной внесосевой симметричной составляющей инструментальной линейной поляризации (ИЛП) является источником осевой составляющей, пропорциональной производной от ИКП и зависящей от угла места;

- симметричные волны, кроме обычной внесосевой антисимметричной составляющей ИЛП, пропорциональной производной от ДН по интенсивности, вносят, так же как и "разбаланс" волн, осевую составляющую, пропорциональную производной от ИКП. Определены требования к паразитной волне E_{θ} и даны рекомендации, позволяющие значительно подавить волну, а также исключить ее влияние методически.

Отмеченные выше особенности относятся к поляризационным характеристикам и другим типам несимметричных антенн, обладающих большой ИКП (например, антенна с вынесенным облучателем)..

Для исследования поляризационных характеристик АПП были рассмотрены также некоторые общие свойства матриц Мюллера поляризационных систем. Показано, что матрицы в режиме приема и передачи в общем случае не равны друг другу. Декартовы матрицы Мюллера в этих двух режимах совпадают с точностью до транспонирования и смены знаков у элементов третьей строки и третьего столбца.

В заключение выражаю глубокую признательность Д. В. Королькову, Ю. Н. Парийскому, В. А. Разину, Н. А. Есенкиной, И. Ф. Белову, Н. С. Соболевой, А. Н. Коржавину и А. В. Темировой за полезное обсуждение результатов работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

О связи между матрицами Моллера в режимах приема и передачи

Пусть комплексный вектор $\vec{\mathcal{E}}$ описывает поляризацию волны, излучаемой поляризационной системой в режиме передачи. Тогда согласно теореме взаимности комплексный отклик \vec{V} системы в режиме приема на падающую волну с комплексным вектором \vec{E} дается выражением [26, формула (I.44)]:

$$\vec{V} = (\vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{E}), \quad (\text{III-1})$$

где скалярное произведение векторов определено так же, как для действительного пространства.

Введем некоторый декартовый ортонормированный поляризационный базис \vec{e}_x, \vec{e}_y (отвечающий правому винту для режима передачи и левому — для режима приема, причем орт \vec{e}_x расположен в вертикальной плоскости) и найдем связь между записанными в нем приемной T^r и передающей T^t матрицами Джонса системы. Из определения матрицы T^t следует [27, I5], что при возбуждении системы на поляризациях, совпадающих с осями \vec{e}_x и \vec{e}_y , излучаемые ею волны в режиме передачи описываются соответственно векторами

$$\begin{aligned} \vec{x} &= T_{xx}^t \vec{e}_x + T_{yx}^t \vec{e}_y & \text{и} & & (\text{III-2}) \\ \vec{y} &= T_{xy}^t \vec{e}_x + T_{yy}^t \vec{e}_y. \end{aligned}$$

Используя (III-1) и (III-2), получим

$$\begin{aligned} T_{xx}^r &= (\vec{x} \cdot \vec{e}_x) = T_{xx}^t, & T_{yx}^r &= (\vec{y} \cdot \vec{e}_x) = T_{xy}^t, \\ T_{xy}^r &= (\vec{x} \cdot \vec{e}_y) = T_{yx}^t, & T_{yy}^r &= (\vec{y} \cdot \vec{e}_y) = T_{yy}^t, \end{aligned} \quad (\text{III-3})$$

т.е.

$$T^r = \tilde{T}^t, \quad (\text{III-4})$$

где \sim — знак транспонирования матриц.

Переходя в режиме приема к правовинтовому поляризационному ба-

зису (заменяв \vec{e}_y на $-\vec{e}_y$) и используя известное соотношение между матрицами Джонса и Мюллера [27, I5], получим связь между декартовыми матрицами Мюллера в режимах приема и передачи:

$$M^{x,y,r} = G_3 \tilde{M}^{x,y,t} G_3, \quad (\text{II-5})$$

где

$$G_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Выводы

1. Матрицы Мюллера (и Джонса) в режимах приема и передачи в общем случае не равны друг другу [10].

2. Декартова матрица Мюллера в режиме приема совпадает с транспонированной матрицей в режиме передачи, если у последней сменить знаки элементов третьей строки и третьего столбца (см. (II-5)).

Для обобщенных матриц соотношение (II-5) справедливо, если $\vec{e}_1^r = \vec{e}_1^{t*}$, $\vec{e}_2^r = -\vec{e}_2^{t*}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Об одной интерпретации влияния паразитной волны E_{01} на апертурное распределение поля облучателя и ДН антенны

1. Пусть в апертуре скалярного облучателя в виде открытого конца круглого волновода кроме основной "балансной" волны (HE_{11} или $H_{11} + E_{11}$ - соответственно для гофрированного и гладкого волноводов [16, 28]) присутствует паразитная симметричная волна E_{01} .

Свяжем с апертурой облучателя декартову и полярную системы координат x', y', z' и r', φ', z' , повернутые относительно референтных систем x, y, z и r, φ, z на угол χ вокруг совпадающих осей z и z' (в соответствии с правым винтом). Запишем векторы Джонса, представляющие апертурное поле при возбуждении облучателя в декартовых поляризационных базисах \vec{e}_x' и \vec{e}_y' (см. [15]), в виде

$$E_{x'y'}^1(r, \varphi) = \begin{bmatrix} A(r) + K_1 B(r) \cos \varphi' e^{i\delta_1} \\ K_1 B(r) \sin \varphi' e^{i\delta_1} \end{bmatrix} E_1^0, \quad (\text{II-I})$$

$$\vec{E}_{x,y}^2(r,\varphi) = \begin{bmatrix} \kappa_2 B(r) \cos \varphi' e^{i\delta_2} \\ A(r) + \kappa_2 B(r) \sin \varphi' e^{i\delta_2} \end{bmatrix} E_2^0,$$

где индексы 1 и 2 отвечают ортам \vec{e}_x и \vec{e}_y , на которых возбужден облучатель, E_1^0 и E_2^0 - амплитуды возбуждающих волн, $A(r)$ и $B(r)$ - распределение электрического поля "балансной" и E_{01} волн, κ_1 , κ_2 и δ_1 , δ_2 - относительные амплитуды и фазы "балансной" и E_{01} волн.

Круговые векторы Дюнаса согласно [15] и (II-1) выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{r_1}(r,\varphi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\chi} \left\{ \left[A(r) + \kappa_1 B(r) \cos [\varphi - (\chi - \delta_1)] \right] + \right. \\ &\quad \left. + i \kappa_1 B(r) \cos \left[\varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \chi - \delta_1 \right) \right] \right\} E_1^0, \\ E_{e_1}(r,\varphi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\chi} \left\{ \left[A(r) + \kappa_1 B(r) \cos [\varphi - (\chi + \delta_1)] \right] - \right. \\ &\quad \left. - i \kappa_1 B(r) \cos \left[\varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \chi + \delta_1 \right) \right] \right\} E_1^0, \\ E_{r_2}(r,\varphi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\chi} \left\{ \kappa_2 B(r) \cos [\varphi - (\chi - \delta_2)] + \right. & \text{(II-2)} \\ &\quad \left. + i \left[A(r) + \kappa_2 B(r) \cos \left[\varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \chi - \delta_2 \right) \right] \right] \right\} E_2^0, \\ E_{e_2}(r,\varphi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\chi} \left\{ \kappa_2 B(r) \cos [\varphi - (\chi + \delta_2)] - \right. \\ &\quad \left. - i \left[A(r) + \kappa_2 B(r) \cos \left[\varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \chi + \delta_2 \right) \right] \right] \right\} E_2^0. \end{aligned}$$

С другой стороны, при смещении симметричной функции $A(r)$ относительно начала координат на величину Δ ($\Delta \ll a$, a - радиус апертуры) вдоль направления φ_0 ее можно представить в виде

$$A[\Delta, \varphi_0] \equiv A(r)_{\text{смещ}} \approx A(r) + \frac{dA(r)}{dr} \Delta \cos(\varphi - \varphi_0). \quad \text{(II-3)}$$

Сравнивая (П2-2) и (П2-3), получим приближенные выражения для круговых векторов Дюпона поля в апертуре облучателя:

$$E_{r1}(r, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ix} \left\{ A[\Delta_1, \chi - \delta_1] + i(A[\Delta_1, \frac{\pi}{2} + \chi - \delta_1] - A(r)) \right\} E_1^0,$$

$$E_{e1}(r, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-ix} \left\{ A[\Delta_1, \chi + \delta_1] - i(A[\Delta_1, \frac{\pi}{2} + \chi + \delta_1] - A(r)) \right\} E_1^0, \quad (\text{П2-4})$$

$$E_{r2}(r, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ix} \left\{ A[\Delta_2, \chi - \delta_2] - A(r) + iA[\Delta_2, \frac{\pi}{2} + \chi - \delta_2] \right\} E_2^0,$$

$$E_{e2}(r, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-ix} \left\{ A[\Delta_2, \chi + \delta_2] - A(r) - iA[\Delta_2, \frac{\pi}{2} + \chi + \delta_2] \right\} E_2^0.$$

Величину смещений $\Delta_{1,2}$, определяемую соотношением $\Delta_{1,2} = K_{1,2} B(r) / A'(r)$, можно оценить, аппроксимируя поле "балансной" волны, как обычно делается [29], распределением поля волны H_{11} в H -плоскости. В результате для средневзвешенного относительного смещения получим

$$\frac{\Delta}{a} = 0,47 \left\{ \frac{P_{E_{01}}}{P_B} \sqrt{1 - (\lambda / \lambda_{кр}^{E_{01}})^2} \sqrt{1 - (\lambda / \lambda_{кр}^B)^2} \right\}^{1/2}, \quad (\text{П2-5})$$

где $\lambda_{кр}^{E_{01}}$, $\lambda_{кр}^B = \lambda_{кр}^{H_{11}}$ - критические длины "балансной" и E_{01} волн в апертуре облучателя, $P_{E_{01}}$, P_B - мощности волн.

Таким образом, присутствие волны E_{01} приводит к "расщеплению" апертурного поля "балансной" волны на несколько полей, каждое из которых также представляет собой "балансную" волну. Величины и направления смещений зависят от отклонения мощностей и разности фаз "балансной" и E_{01} волн.

2. Рассмотренная выше интерпретация влияния симметричной волны E_{01} на апертурное поле синфазного облучателя позволяет довольно просто учитывать искажения ДН зеркальных антенн на основных и

+) Очевидно, что влияние симметричной волны H_{01} на апертурное распределение поля облучателя подобно влиянию волны E_{01} .

кроссполяризованных компонентах (а, следовательно, и искажения матрицы Миллера радиотелескопа), поскольку небольшие поперечные смещения фазового центра Δ облучателя из фокуса приводят лишь к отклонению ДН на угол $\delta\theta = \Delta/F$ (F - эквивалентное фокусное расстояние зеркальной системы), не изменяя ее формы [30,6]. Легко показать, что относительное смещение ДН определяется соотношением

$$\delta\theta/\Delta\theta_{-3} = K_S/K_\theta \cdot \Delta/a, \quad (\text{П2-6})$$

где $\Delta\theta_{-3} = K_\theta \lambda/D$ - ширина ДН антенны по уровню -3 дБ, D - размер апертуры антенны, $K_\theta \cdot K_S = \frac{a/\lambda}{F/D}$ - некоторые коэффициенты, близкие к 1. Например, в случае рупора с дроссельной канавкой, облучающего края зеркала с $F/D = 0,4$ по уровню -10 дБ величина $K_S/K_\theta \approx 0,9$.

3. Отношение мощности и разность фаз "балансной" и E_{01} волн можно оценить по измеренным ДН облучателя.

а). Очевидно, что отношение мощностей волн связано с отношением ξ уровней их максимумов в ДН следующим образом:

$$P_{E_{01}}/P_B = \xi G_{\max}^B/G_{\max}^{E_{01}}, \quad (\text{П2-7})$$

где G_{\max} - коэффициент усиления в направлении максимального излучения волны. В случае волны H_{11} из [30] и [31] следует, что при $2a/\lambda = 0,9+0,7$ и $2a/\lambda = 0,9+1,3$ величина $G_{\max}^{H_{11}}/G_{\max}^{E_{01}}$ изменяется в пределах 4,6+4. Для рупора с дроссельной канавкой ($2a/\lambda = 0,86$, $\Delta\theta_{-10} = 120^\circ$) экспериментальное значение $G_{\max}^B/G_{\max}^{E_{01}} = 4,6$.

б). Квадратурная (т.е. пропорциональная $\sin \delta$) составляющая встык E_{01} приводит к смещению ДН облучателя в E -плоскости на некоторый угол $\delta\theta^E$, величина которого зависит от отношения ξ уровней максимумов волн в ДН:

$$\left(\delta\theta^E/\Delta\theta_{-3}\right)_{\text{обл}} \approx \sqrt{\xi} \sin \delta. \quad (\text{П2-8})$$

в). Синфазная составляющая волны E_{01} приводит к поперечному смещению фазового центра облучателя в E -плоскости, которое можно определить, измеряя фазовую ДН облучателя. Нетрудно показать, что

величина смещения связана с наклоном фазовой ДН на оси $\frac{d\varphi^E}{d\theta}(0)$ формулой

$$\Delta \cos \delta = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\varphi^E}{d\theta}(0), \quad (\text{П2-9})$$

где $\varphi^E(\theta)$ - фазовая ДН облучателя в E -плоскости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Есепкина Н.А. Поляризационные характеристики антенны радиотелескопов - Изв. вузов, Радиофизика, 1971, т. 14, № 5, с.673-679.
2. Кузнецова Г.В., Соболева Н.С. О поляризационных измерениях на антенне с отражателем переменного профиля. - Изв. ГАО, 1964, № 172, с. 122-127.
3. Бахвалов Н.С., Васильева Л.Г., Есепкина Н.А., Соболева Н.С., Темирова А.В. Поляризационные характеристики антенны переменного профиля. - Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1973, т.5, с. 135-149.
4. Есепкина Н.А., Бахвалов Н.С., Васильева Л.Г., Соболева Н.С., Темирова А.В. Определение поляризационных характеристик Большого пулковского радиотелескопа - Изв. вузов, Радиофизика, 1973, т. 1, № 5, с. 669-683.
5. Есепкина Н.А., Бахвалов Н.С., Васильев Б.А., Васильева Л.Г., Темирова А.В. Поляризационные характеристики радиотелескопа РАТАН-600 - Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1979, т. II, с. 182-196.
6. Есепкина Н.А., Бахвалов Н.С., Васильев Б.А., Васильева Л.Г., Водоватов И.А., Темирова А.В. Поляризационные характеристики радиотелескопа РАТАН-600 с учетом аберраций. - Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1980, т. 12, с. 106-125.
7. Коржавин А.Н. К вопросу об измерении круговой поляризации на антенне переменного профиля. - Сообщ. САО, 1976, № 16, с. 43-62.
8. Коржавин А.Н. Поляризационные эффекты вторичного зеркала АПШ - Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1979, т. II, с. 170-181.
9. Гольнев В.Я., Парийский Ю.Н., Соболева Н.С. Поляризационные наблюдения покрытия Крабовидной туманности сверхкороткой Солнца на волне 6,3 см - Изв. ГАО, 1964, т. XXIII, В.3, №172, с. 22-24.
10. Коржавин А.Н. К теории радиоастрономических поляризационных изме-

- рений. - *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), 1979, т. II, с.145-169.
11. Абрамов В.И., Белов И.Ф. Поляризационные тракты поляриметров дециметрового диапазона волн радиотелескопа РАТАН-600. - XIV Всесоюзная радиоастрономическая конференция. Тезисы докл. Ереван, 1982, с. 290-291.
 12. Абрамов В.И. О поляризационных характеристиках корреляционного (балансного) поляриметра -
 - а) XIV Всесоюзная радиоастрономическая конференция. Тезисы докл. Ереван, 1982, с. 292-293.
 - б) *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), 1985, т. 20 (в печати).
 13. Абрамов В.И., Корольков Д.В. К выбору поляриметра для измерения линейной поляризации радиосигнала с радиотелескопом РАТАН-600. - *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), т. 19 (в печати).
 14. Thiel M.A.F. Darstellungen und Transformationstheorie quasimonochromatischer Strahlungsfelder. - *Beitrage zur Radioastronomie*, 1970, Bd.1(5), S.114 - 146.
 15. Абрамов В.И. Некоторые свойства матрицы Мюллера поляризационных систем. -
 - а) Горький, 1983, 24 с. (Препринт/Научно-исслед. радиофиз. ин-т: № 168).
 - б) *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), 1985, т. 20 (в печати).
 16. Thomas Mac A.B. Theoretical performance of primfocus paraboloids using cylindrical hybrid-mode feed. - *Proc.IEEE*, 1971, v.118, N 11, p.1539 - 1549.
 17. Абрамов В.И., Белов И.Ф., Винякин Е.Н., Разин В.А. Исследование возможностей оптимизации облучателей радиотелескопа РАТАН-600, предназначенных для радиоастрономических ^{поляризационных} измерений. - Горький, 1981, Научно-технический отчет № 80002932 ("Облучатель"), 239 с.
 18. Gardner F.F., Davis R.D. The polarization of radio sources. I. Observations of small diameter sources. - *Austr.J.Phys.*, 1966, v.19, N 3, p.441 - 459.
 19. Brain D.J. Parametric study of the crosspolarization efficiency of parabolic reflectors. - *Electron.Lett.*, 1976, v.12, N 10, p.245 - 246.
 20. Мирзабекян, Э.Г. Диаграммная модуляция - *Сообщ. Бюраканской обсерватории*, 1957, в. 23, с. 3-18.

21. Есепкина Н.А., Корольков Д.В. Об учете паразитной поляризации в антенной системе при поляризационных измерениях. - Научно-техн. бюллетень ЛПИ, Радиофизика, 1957, № 10, с. 19-29.
22. Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н. Радиотелескопы и радиометры, М.: Наука, 1973, 416 с.
23. Абрамов В.И., Белов И.Ф., Винякин Е.Н., Разин В.А. Исследование линейной поляризации радиоизлучения нескольких космических радиоисточников на волне 13 см с радиотелескопом РАТАН-600. - Горький, 1983, 39 с. (Препринт/Научно-исслед. радиофиз. ин-т: № 158).
24. Метрикин А.А. Подавление паразитной волны E_{01} в волноводах круглого сечения. - Труды НИИР, 1963, № 1, с. 7-21.
25. Метрикин А.А. Антенны и волноводы РРЛ. М.: Связь, 1977.
26. Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А. Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Сов. радио, 1966, 440 с.
27. О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику. М.: Мир, 1966, 254с.
28. Potter P.D. New horn antenna with suppressed sidelobes and equal beam-widths. - Microwave J., 1963, v.6, N 6, p.71 - 78.
29. Chu T.S., Turrin R.N. Depolarization properties of offset reflector antennas. - IEEE Trans.AP-21, 1973, v.21, N 3, p.339-345.
30. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. ч.1, М.: Связь, 1977, 381 с.
31. Справочник по волноводам. - Пер. с англ. под ред. Фельда Я.Н. М.: Сов. радио, 1952, 431 с.

Дата поступления статьи
28 июня 1984 г.

Виктор Иванович Абрамов

**О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННЫ ПЕРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ**

Подписано в печать 28.06.84 г. МЦ 00486. Формат 80x84 1/16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,86 усл. печ. л. Тираж 120
Заказ 4082. Бесплатно

Отпечатано на ротационге НИРФИ