

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ВТОРИЧНОГО ЗЕРКАЛА АНТЕННЫ ПЕРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ

*А. Н. Коржавин*

Приводятся результаты расчетов распределений амплитуды поля и углов разворота электрического вектора в апертуре антенны переменного профиля (АПП) с учетом влияния вторичного зеркала в виде несимметричного параболического цилиндра. Анализируются поляризационные характеристики АПП для случая измерения круговой поляризации. Различаются варианты установки АПП на горизонт, где отсутствует влияние главного зеркала, и на некоторую высоту, где проявляются совместные поляризационные эффекты первичного и вторичного зеркал. Предлагаются меры по модернизации вторичного зеркала с целью уменьшения его влияния на поляризационные измерения на АПП.

The results of computations are given of amplitude and angular rotation of electric field vector in the aperture of the variable profile antenna (VPA), the effect of the secondary mirror (asymmetric parabolic cylinder) being taken into account. Polarization properties of the VPA for the case of circular polarization are considered. Two different cases are distinguished, (I) when the main reflector is adjusted for observations at horizon, where it does not influence polarization and (II) at some nonzero altitude, where both main mirror and secondary one change polarization. Some ways are proposed to decrease the effect of secondary mirror on polarization measurements made with VPA.

Главный отражатель антенны переменного профиля (АПП) преобразует, как известно [1, 2], падающую на него плоскую электромагнитную волну в сходящуюся цилиндрическую. Эта волна может быть принята либо непосредственно линейным облучателем, либо после преобразования вторичным зеркалом в сходящуюся сферическую волну точечным облучателем. Преобразование цилиндрической волны в сферическую осуществляется отражателем в виде параболического цилиндра с горизонтальной образующей, причем практически использовались конструкции вторичного зеркала как симметричные, так и несимметричные. Конструкция с отражателем в виде несимметричного параболического цилиндра [3] имеет наибольшее применение, так как предоставляет наибольшие удобства для расположения первичных облучателей, приемной и регистрирующей аппаратуры.

Из теории главного отражателя АПП известно также [2], что при отражении от его поверхности электрический вектор падающей волны испытывает разворот на некоторый угол, зависящий от координат точки отражения. Вследствие этого в раскрыве антенны появляются кросс-поляризационные составляющие электрического поля, а поляризационные наблюдения на АПП осложняются из-за паразитных поляризационных явлений. Эти явления на главном зеркале АПП максимальны при наблюдениях на высоких углах места и отсутствуют при установке антенны на горизонт.

При отражении от поверхности вторичного зеркала электрический вектор волны также разворачивается на некоторый угол, зависящий от координат точки отражения, что приводит к дополнительным поляризационным эффектам. Поляризационные характеристики АПП в двухзер-

кальном режиме рассчитывались в работах [4, 9]. Однако в них расчет выполнен для случая симметричного вторичного зеркала, а особенности поляризационных характеристик, связанные со вторичным зеркалом, детально не обсуждаются. В предлагаемой работе рассматривается практически более важный случай отражателя в виде несимметричного параболического цилиндра и обсуждаются связанные с этим поляризационные особенности диаграммы направленности АПП (эти вопросы рассматриваются также в работах [8, 9], главным образом для случая измерения круговой поляризации).

**Основные формулы.** Выражения для составляющих электрического вектора в цилиндрическом фронте для случая вторичного зеркала в виде

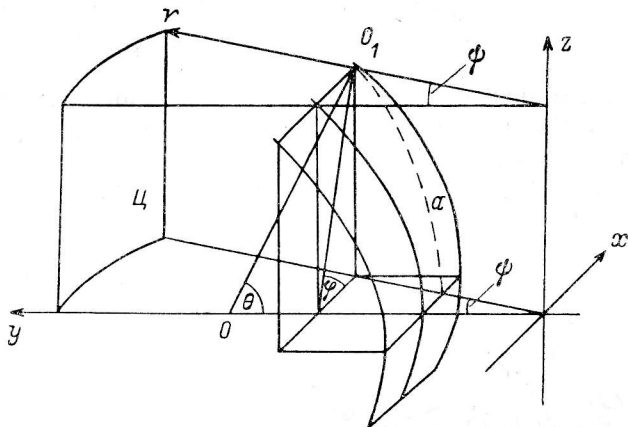


Рис. 1. Геометрия первичного облучателя и вторичного зеркала — параболического цилиндра.

$x, y, z$  — горизонтальные координаты;  $\psi, r$  — цилиндрические координаты;  $\theta, \varphi$  — сферические координаты;  $O$  — фазовый центр первичного облучателя;  $O_1$  — точка на поверхности параболического цилиндра;  $\Pi$  — цилиндрический фронт волны;  $a$  — пересечение поверхности вторичного зеркала плоскостью  $\psi = \text{const}$ .

симметричного параболического цилиндра приведены в [4]. Эти формулы мы здесь перепишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_y^x &= (-E_\theta \cos \varphi \cos \theta + E_\varphi \sin \varphi) (\cos \theta + \cos \psi) / 2 \cos \psi; \\ E_z^x &= (-E_\theta \sin \varphi - E_\varphi \cos \varphi \cos \theta) (\cos \theta + \cos \psi) / 2 \cos \psi; \\ E_r^x &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\psi, r$  — цилиндрические координаты (рис. 1),  $\theta, \varphi$  — сферические координаты, связанные с горизонтально расположенным первичным облучателем. Сферические составляющие поля первичного облучателя с линейной поляризацией, ориентированной под произвольным углом  $\psi_a$  к горизонту, равны:

$$\bar{E}_1(\theta, \varphi) = \begin{vmatrix} E_\theta^1 \\ E_\varphi^1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos(\varphi - \psi_a) E_E(\theta) \\ -\sin(\varphi - \psi_a) E_H(\theta) \end{vmatrix}, \quad (2)$$

а для ортогональной ориентации  $\psi_a + \pi/2$  линейной поляризации:

$$\bar{E}_2(\theta, \varphi) = \begin{vmatrix} E_\theta^2 \\ E_\varphi^2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sin(\varphi - \psi_a) E_E(\theta) \\ \cos(\varphi - \psi_a) E_H(\theta) \end{vmatrix}. \quad (3)$$

Здесь  $E_E$  и  $E_H$  — диаграммы направленности первичного облучателя в  $E$ - и  $H$ -плоскостях.

Можно показать, что в случае несимметричного параболического

цилиндра с первичным облучателем, наклоненным под углом  $\theta_0$  к горизонту, цилиндрические составляющие поля, облучающего антенну, будут описываться выражениями, близкими (1):

$$\begin{aligned} E_{\psi}^{\parallel} &= (-E_{\theta_0} \cos \varphi' \cos \theta' + E_{\varphi_0} \sin \varphi') (\cos \theta + \cos \psi) / 2 \cos \psi; \\ E_{\psi}^{\perp} &= (-E_{\theta_0} \sin \varphi' - E_{\varphi_0} \cos \varphi' \cos \theta') (\cos \theta + \cos \psi) / 2 \cos \psi; \\ E_r^{\parallel} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где сферические координаты  $\theta', \varphi'$ , связанные с первичным облучателем, выражаются через  $\theta, \varphi$  следующим образом (рис. 2):

$$\begin{aligned} \cos \theta' &= \cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \sin \varphi; \\ \sin \theta' \cos \varphi' &= \cos \varphi \sin \theta; \\ \sin \theta' \sin \varphi' &= -\cos \theta \sin \theta_0 + \sin \theta \cos \theta_0 \sin \varphi. \end{aligned} \quad (5)$$

Сферические составляющие линейно поляризованного поля первичного облучателя  $E_{\theta_0}$  и  $E_{\varphi_0}$  в (4) описываются формулами (2) и (3) с заменой в них  $\theta$  и  $\varphi$  на  $\theta'$  и  $\varphi'$ . При  $\theta_0 = 0$  (4) совпадает с (1). Формулы (4) после необходимых алгебраических преобразований тождественно совпадают с аналогичными, полученными в [8, 9].

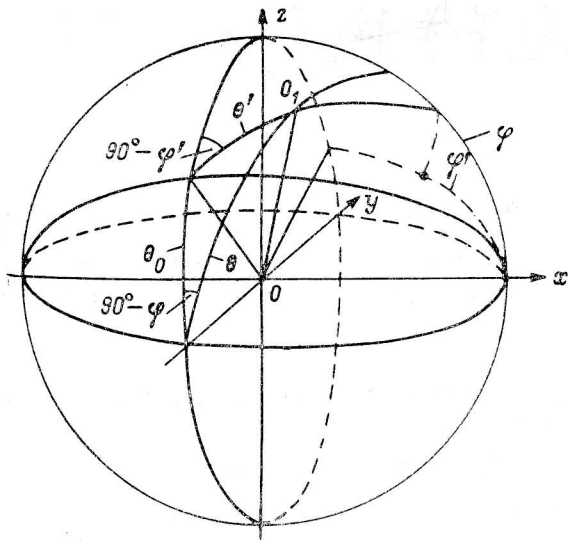


Рис. 2. Связь сферических координат  $\theta, \varphi$  и  $\theta', \varphi'$ .

$O$  — фазовый центр первичного облучателя;  $O_1$  — точка сферического фронта волны;  $\theta_0$  — угол наклона первичного облучателя к горизонту;  $xyz$  — горизонтальные координаты.

Ориентация электрического вектора линейно поляризованной волны в цилиндрическом фронте может быть описана углом  $\beta$ , определяемым по компонентам  $E_{\psi}^{\parallel}$  и  $E_{\psi}^{\perp}$  как  $\operatorname{tg} \beta = E_{\psi}^{\parallel} / E_{\psi}^{\perp}$ . Если в качестве первичного используется скалярный облучатель с  $E_E(\theta') = E_H(\theta')$ , то для основной поляризации (2) имеем:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\cos(\varphi' - \psi_a) \cos \varphi' \cos \theta' + \sin(\varphi' - \psi_a) \sin \varphi'}{\cos(\varphi' - \psi_a) \sin \varphi' - \sin(\varphi' - \psi_a) \cos \varphi' \cos \theta'}$$

и для ортогональной ей (3):

$$\operatorname{tg} \beta_2 = -\frac{\cos(\varphi' - \psi_a) \sin \varphi' - \sin(\varphi' - \psi_a) \cos \varphi' \cos \theta'}{\sin(\varphi' - \psi_a) \sin \varphi' + \cos(\varphi' - \psi_a) \cos \varphi' \cos \theta'}.$$

Видно, что  $\beta_2 = \beta_1 + \pi/2$ , т. е. и в цилиндрическом фронте при  $E_E = E_H$  электрические векторы (2) и (3) остаются ортогональными. Угол разворота каждого из них относительно положения  $\psi_a$  или  $\psi_a + \pi/2$  может быть вычислен по следующей формуле:

$$\operatorname{tg} \beta = \sin \varphi' \cos \varphi' (\cos \theta' - 1) / [1 + \cos^2 \varphi' (\cos \theta' - 1)]. \quad (6)$$

Этот угол на краях вторичного отражателя (при  $\varphi' = \pm 45^\circ, \pm 135^\circ$  и  $\theta' \approx 90^\circ$ ) может достигать значений  $\beta \approx \pm 45^\circ$ . Для примера на рис. 3 в плоскости  $\psi z$  показана ориентация электрических векторов в цилиндрическом фронте при вертикальной поляризации поля первичного облучателя. Этот пример построен на основе расчетов компонент поля (4) для облучателя № 1 радиотелескопа РАТАН-600. Следует отметить, что расчеты по (1) для симметричного случая дают весьма близкую картину распределения углов разворота электрического вектора. Случаи (1) и (4) существенно различаются только картиной обрезания поля, т. е. проекцией краев вторичного зеркала на плоскость  $\psi z$ . Границы поля для симметричного случая (рис. 3, б) также симметричны.

Каждая из цилиндрических составляющих (4) испытывает далее на главном отражателе АПП один и тот же разворот на угол  $\varepsilon$ , где  $\varepsilon =$

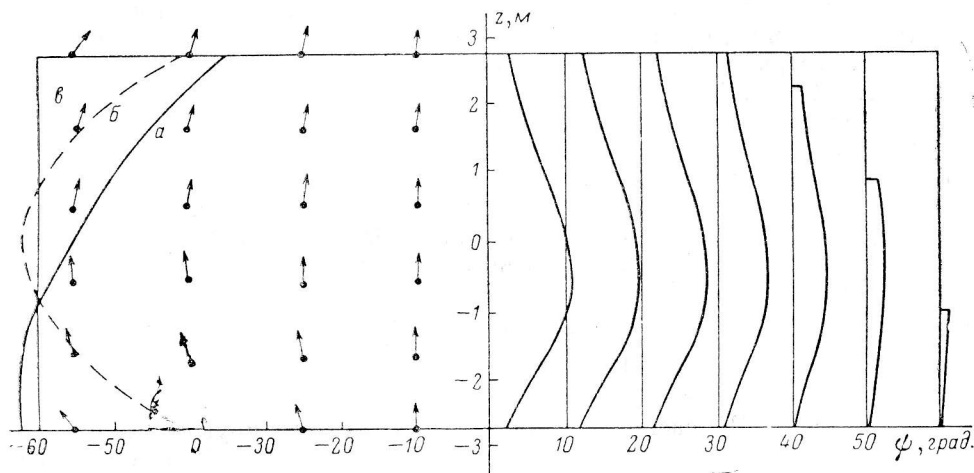


Рис. 3. Распределения амплитуды поля и углов наклона электрического вектора в цилиндрическом фронте при вертикальной линейной поляризации поля первичного облучателя.

Вертикальные сечения распределения амплитуды  $E(\psi, z)$  даны в произвольных единицах через каждые  $10^\circ$  по  $\psi$ -координате; *a* — проекция края вторичного зеркала на плоскость  $\psi z$  для случая несимметричного параболического цилиндра прямоугольной формы; *b* — то же для симметричного случая; *в* — то же для несимметричного случая и расширяющейся кверху формы зеркала.

полярный угол апертуры [2], зависящий от угла  $\psi$  из фокуса цилиндрической волны и высоты наблюдения  $h$ , на которую устанавливается АПП:

$$\varepsilon(\psi, h) = \arctg[\sin \psi \sin h / (\cos \psi + \cos h)]. \quad (7)$$

Таким образом, полный разворот  $\varepsilon'$ , испытываемый линейно поляризованными компонентами электрического вектора поля первичного облучателя при отражении от вторичного и первичного зеркал, равен

$$\varepsilon'(\psi, z, h) = \varepsilon(\psi, h) + \beta(\psi, z). \quad (8)$$

Координаты  $\psi z$  взаимно однозначно связаны с координатами  $\theta' \varphi'$ , по которым определяется по (6) угол  $\beta$ .

**Горизонтальное сечение диаграммы направленности АПП.** Рассмотрим, какие дополнительные эффекты возникают при учете влияния вторичного зеркала при измерении круговой поляризации на АПП. Для этого воспользуемся методом сечений и проекций для двумерного преобразования Фурье [5]. Центральное горизонтальное сечение диаграммы направленности АПП в этом случае находится, как Фурье-преобразование одномерного распределения поля, получаемого из двумерного проекцией этого поля также на горизонтальное направление.

На рис. 4 показаны в зависимости от угла  $\psi$  из фокуса интегральные распределения амплитуды поля  $E^N(\psi)$  — кривая 1 и угла разворота  $\beta(\psi)$  —

кривая 2, полученные из двумерных  $E_{\psi}^n(\psi, z)$  и  $E_z^n(\psi, z)$  следующим образом:

$$E^n(\psi) = \sqrt{(E_{\psi}^n(\psi))^2 + (E_z^n(\psi))^2};$$

$$\beta(\psi) = \text{ar ctg} [E_{\psi}^n(\psi)/E_z^n(\psi)];$$

$$E_{\psi, z}^n(\psi) = \int_{z_1}^{z_2} E_{\psi, z}^n(\psi, z) dz. \quad (9)$$

Для сравнения на этом же рисунке кривыми 3—6 показаны зависимости  $\epsilon(\psi, h)$  для значений  $h=10, 30, 60, 90^\circ$ , рассчитанные по формуле (7). Кривая 7 ограничивает максимальные значения угла  $\epsilon$  для случая использования сектора АПП с рабочим углом  $90^\circ$ .

Как видно из рис. 4, угол  $\beta(\psi)$  заметно отличается от нуля только на краях антенны, причем этот факт целиком связан с несимметричностью вторичного зеркала, приводящей к недооблучению верхних частей крайних щитов АПП (рис. 3). При симметричном вторичном зеркале верхние и нижние части всех щитов облучаются одинаково, так что в этом случае  $\beta(\psi)=0$ .

В работе [6] было показано, что при анализе поляризационных эффектов антенны по круговой поляризации удобно рассматривать ее работу также по круговой поляризации, при этом диаграммы направленности антенны по правой и левой поляризациям  $M_R$  и  $M_L$  и соответствующие элементы матрицы Мюллера радиотелескопа оказываются связанными следующим образом:

$$M_{11} = M_{44} = (M_R + M_L)/2;$$

$$M_{14} = M_{41} = (M_R - M_L)/2. \quad (10)$$

В апертуре АПП распределения амплитуды поля с круговой поляризацией определяются кривыми  $E^n(\psi)$ , а распределения фазы совпадают с распределениями углов разворота линейных компонент электрического вектора. Согласно (8), эти распределения фазы будут выражаться суммой

$$\pm \epsilon'(\psi, h) = \pm [\epsilon(\psi, h) + \beta(\psi)], \quad (11)$$

где знак «+» соответствует правополяризованному полю, а «—» — левополяризованному. Следует здесь иметь в виду, что линейная горизонтальная координата  $x_a$  в апертуре АПП пропорциональна  $\sin \epsilon(\psi, h)$ .

Линейный член в распределении фазы поля с круговой поляризацией приводит к тому, что диаграммы  $M_R$  и  $M_L$  смещаются на одну и ту же величину, но в противоположные стороны от геометрического направления. Для случая главного зеркала АПП в [6] получена формула для этого смещения:

$$\Delta x_{\text{лин}} = \lambda \sin h/2\pi P, \quad (12)$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $P$  — фокальный параметр кривой, вдоль которой устанавливаются центры отражающих элементов АПП.

Как видно из рис. 4, в распределении  $\beta(\psi)$  также может быть выделен линейный член, влияние которого сведется к некоторому увеличению расстояния между центральными горизонтальными сечениями диаграмм  $M_R$  и  $M_L$ . Из сравнения  $\beta(\psi)$  и  $\epsilon(\psi, h)$  видно, что на больших высотах наблюдения преобладающим поляризационным эффектом является разворот  $\epsilon(\psi, h)$  электрического вектора на главном отражателе, а на малых высотах наблюдения ( $h \leq 5^\circ$ ), в том числе и на горизонте, преобладают поляризационные эффекты вторичного зеркала.

Паразитные поляризационные явления при измерении круговой поляризации, как было показано в работе [6], могут быть в значительной степени устранены приведением наблюдений (при обработке или радио-

техническими способами) к диаграммам направленности  $M'_{11}$  и  $M'_{14}$ , получающимся путем совмещения диаграмм  $M_R$  и  $M_L$  по координате  $x$ :

$$\begin{aligned} M'_{11} &= M'_{14} = (M_R(+\Delta x) + M_L(-\Delta x))/2; \\ M'_{14} &= M'_{11} = (M_R(+\Delta x) - M_L(-\Delta x))/2. \end{aligned} \quad (13)$$

Величину смещения  $\Delta x$ , учитывая (11) и (12), очевидно, следует брать в виде

$$\Delta x = c\Delta x_{\text{лин}}, \quad (14)$$

где коэффициент  $c \approx 1$ .

Для определения оптимальной величины коэффициента  $c$  вычислялись диаграммы  $M'_{11}$  и  $M'_{14}$  по (13) для ряда значений  $c$  и выбиралось из них то, при котором остаточные величины матрицы  $M'_{14}$  оказывались минимальными. Диаграммы направленности  $M_R$  и  $M_L$ , входящие в (13), вычислялись по

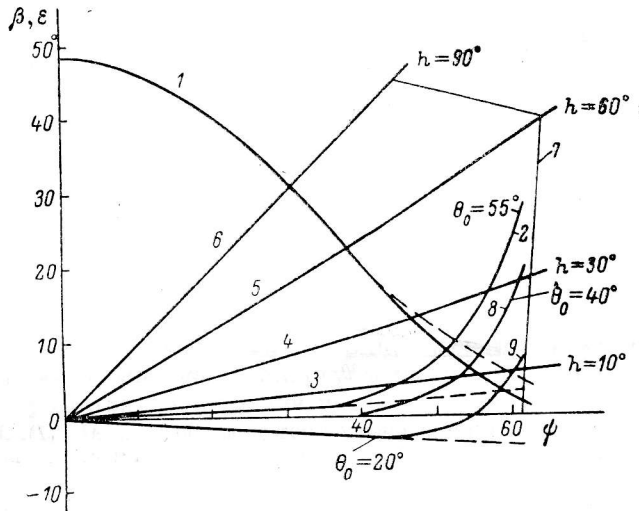


Рис. 4. Характеристики интегральных распределений амплитуды поля  $E^u(\psi)$  — кривая 1 (произвольные единицы,  $\theta_0 = 40^\circ - 55^\circ$ ) и углов разворота электрического вектора  $\beta(\psi)$  — кривые 2, 8, 9.

Сплошные линии — несимметричный параболический цилиндр прямоугольной формы; штриховая линия — то же, но с формой зеркала, расширяющейся кверху; 3—6 — зависимости  $\varepsilon(\psi, h)$ ; 7 — зависимость  $\varepsilon_{\text{max}}(h)$ .

формулам, приведенным в [6], с учетом (4), (9), (11). Следует здесь отметить, что результаты вычислений по упомянутым формулам строго справедливы только для центрального горизонтального сечения диаграммы направленности АПП, так как в этих расчетах не учитывается реальное конечное значение ширины кольца апертуры антенны (приближение одномерной криволинейной апертуры). Однако, учитывая, что ширина кольца апертуры АПП в 40—60 раз меньше ее хорды, и то, что хорда апертуры горизонтальна, а направления поперек кольца в основном вертикальны, можно полагать, что результаты вычислений справедливы и для не слишком удаленных нецентральных горизонтальных сечений диаграммы направленности. Согласно измерениям, результаты которых приводятся далее, сказанное выше может быть применимо для сечений на расстояниях до  $\sim 10\lambda/R$  от центрального горизонтального сечения. На больших расстояниях начинают проявляться эффекты, связанные с конечностью ширины кольца апертуры, и в частности поляризационные эффекты вторичного зеркала.

На рис. 5 приведены результаты расчетов. На этом рисунке в зависимости от высоты наблюдения  $h$  сплошными линиями даны максимальные значения элементов матрицы Мюллера, а также ширины  $B_0$  центральных

горизонтальных сечений элементов  $M_{11}$  и  $M'_{11}$ , выраженные в единицах  $\lambda/R$  ( $R$  — радиус основной окружности АПП). Максимальные значения  $M'_{14}$  даны в десятикратном масштабе. Оптимальные значения коэффициента  $c$  в (14) для высот  $h=10 \div 90^\circ$  заключены в пределах 1.05—1.10. Видно, что при этом на всех высотах  $h$  значения  $M'_{14}$  не превышают 1%, что соответствует коррекции паразитной круговой поляризации примерно в 40 раз на  $h=80 \div 90^\circ$  и в  $\sim 10$  раз на  $h=0 \div 40^\circ$ . Из рис. 5 видно также, что коррекция паразитной круговой поляризации путем совмещения (13) правой и левой диаграмм направленности приводит к полному восстановлению поляризационных потерь в эффективной площади радиотелескопа —  $\max(M'_{11})=1.0$  для всех высот наблюдения и к соответствующему сужению диаграммы  $M'_{11}$  по сравнению с  $M_{11}$ . Наконец, при  $h=0$

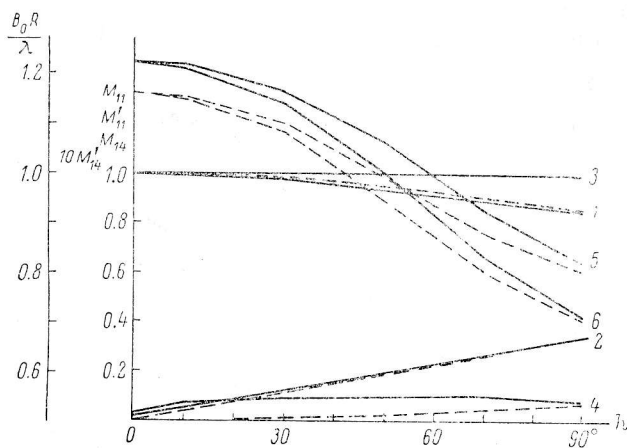


Рис. 5. Максимальные значения элементов матрицы Мюллера  $M_{11}$  (1),  $M_{14}$  (2),  $M'_{11}$  (3),  $10M'_{14}$  (4), ширины  $B_0$  элементов  $M_{11}$  (5) и  $M'_{11}$  (6) в зависимости от высоты наблюдения  $h$ .

Сплошные линии — результаты расчетов для случая вторичного зеркала в виде несимметричного параболического цилиндра прямоугольной формы и угла наклона первичного облучателя  $\theta_0=50^\circ$ , штриховые — то же для расширяющегося кверху вторичного зеркала и  $\theta_0=40^\circ$ .

(расчет выполнялся для  $h=0 \div 4$ ) максимальное значение элемента  $M_{14}$  не нулевое, а  $\max(M_{14})=2\%$ , что связано исключительно с поляризационными эффектами вторичного зеркала. По наблюдениям на РАТАН-600 в режиме южного сектора с перископом, что соответствует рассматриваемому случаю, измеренные значения  $M_{14}$  равны 2—3% (данные Д. В. Королькова), что хорошо согласуется с расчетом.

Из рис. 4 видно, что существенной особенностью кривой  $\beta(\psi)$  в сравнении с кривыми  $\varepsilon(\psi, h)$  является ее нелинейность. Эта кривая может стать значительно более линейной, если обеспечить облучение верхних частей крайних щитов АПП (рис. 3). Этого можно достичь соответствующим изменением формы вторичного зеркала: его края должны совпадать с проекциями на него крайних щитов АПП, т. е. зеркало должно расширяться кверху. Аналогичное предложение по изменению формы зеркала было сделано ранее [7] для повышения коэффициента использования площади АПП. Вид кривой  $\beta(\psi)$  зависит также от наклона  $\theta_0$  первичного облучателя к горизонту. Для примера на рис. 4 показаны кривые  $\beta(\psi)$  для  $\theta_0=40$  и  $20^\circ$  (кривые 8 и 9). Штриховой линией на рис. 4 показано, как изменяются кривые  $\beta(\psi)$  при изменении формы вторичного зеркала от прямоугольной к расширяющейся кверху. Видно, что на краях антенны значения  $\beta(\psi)$  уменьшаются на порядок, а при  $\theta_0=40^\circ$  значение  $\beta(\psi) < 1^\circ$  при всех  $\psi$ . Заметим, что в пределах углов установки первичного облучателя  $\theta_0$  от  $40$  до  $55^\circ$  распределения амплитуды  $E(\psi)$  изменяются не более чем на 3%.

Таким образом, изменения формы вторичного зеркала и угла наклона первичного облучателя могут значительно снизить влияние вторичного зеркала на поляризационные характеристики радиотелескопа, причем более важным является изменение формы зеркала. Для количественной оценки эффекта были повторно выполнены вычисления элементов  $M_{11}$ ,  $M_{14}$ ,  $M'_{11}$  и  $M'_{14}$ . Результаты вычислений для расширяющегося кверху вторичного зеркала и  $\theta_0=40^\circ$  показаны на рис. 5 штриховой линией. Видно, что остаточные значения  $M'_{14}$  значительно уменьшаются — до величин менее 0.1% при  $h < 30^\circ$ , значения коэффициента  $c$  в (14) при этом — от 1.03 до 1.00. Существенно также, что при  $h=0$  элемент  $M_{14} \ll \ll 0.1\%$ .

**Вертикальное сечение диаграммы направленности АПП.** Для определения вида центрального вертикального сечения диаграммы направленности АПП следует найти интегральные распределения амплитуды поля и угла разворота электрического вектора в проекции на соответствующее направление в апертуре. Здесь мы ограничимся качественным анализом вопроса, для чего достаточно установить вид зависимости  $\beta(z)$ , при этом удобно рассматривать отдельно восточное и западное плечи АПП (при наблюдениях в меридиане). Как видно из рис. 3, для каждой из половин АПП вид кривых  $\beta(z)$  определяется главным образом видом  $\beta(\psi, z)$  при максимальных  $\psi$ .

Рассмотрим отдельно два случая: установку АПП на горизонт (или в режиме с перископом на произвольную высоту) и установку АПП для наблюдения на некоторой высоте  $h > 0$ . Вид апертуры АПП и контуры на небесной сфере элемента матрицы Мюллера  $M_{14}$  для этих двух случаев показаны на рис. 6. Контур этого элемента легко установить, учитывая, что  $M_{14} = (M_R - M_L)/2$  и синфазная поверхность поля с круговой поляризацией отклоняется от плоскости апертуры на угол разворота:  $\Delta z_a = \varepsilon' (x_a, y_a) \lambda/2\pi$ . Контур краев синфазной поверхности для поля с правым знаком вращения показаны на рис. 6 штриховой линией.

Для случая  $h=0$  из рис. 6 видно, что диаграмма направленности западного плеча АПП смещается вверх, а диаграмма направленности восточного плеча — вниз. Для поля с левым знаком вращения смещения диаграмм направленности противоположны. Суммарный эффект, т. е. вид центрального вертикального сечения  $M_{14}$  для всей апертуры, зависит от степени симметрии распределения амплитуды поля по восточной и западной половинам АПП. Если распределение амплитуды поля симметрично, то в вертикальном сечении  $M_{14}=0$ . На рис. 6,а показаны контуры  $M_{14}$  для случая, когда восточное плечо АПП облучается сильнее, чем западное.

Сказанное выше о направлениях смещения диаграмм направленности  $M_R$  и  $M_L$  для каждого из плеч АПП справедливо и в случае  $h > 0$ . Однако теперь соответствующие участки этих диаграмм из-за кривизны апертуры оказываются пространственно разделенными (рис. 6, б) и поэтому взаимно не компенсируют друг друга. Как следствие этого во всех четырех квадрантах элемента  $M_{14}$  выше и ниже главного лепестка появляются слабые, но протяженные области со знаком, противоположным соответствующим частям  $M_{14}$  в центральной области диаграммы направленности. Наибольшие значения  $M_{14}$  в этих областях должны достигаться там, где вертикальная диаграмма отражающего элемента АПП имеет наибольшую крутизну, т. е. на расстояниях  $(20 \div 30) \lambda/R$  от центра диаграммы.

Для экспериментальной оценки вида элемента  $M_{14}$  были проведены наблюдения источника ЗС-273 на северном секторе радиотелескопа РАТАН-600 на волнах 2.08, 3.9, 6.52 см в сечениях  $\Delta h=0, \pm 5, \pm 10'$  от центра диаграммы направленности. На рис. 7 сплошными линиями показаны сечения элементов  $M'_{11}$  и  $M'_{14}$  на волне 3.9 см для  $\Delta h=0$  (рис. 7, а б) и  $\Delta h=5'$  (рис. 7, в, г). На этом же рисунке штриховой линией показаны сечения элементов  $M'_{11}$  и  $M'_{14}$ , полученные в результате обработки наблюде-



ний по формулам (13) и (14), причем для  $\Delta h=0$  бралось значение  $c=1.05$ , а для  $\Delta h=5'$  —  $c=1.00$ . Видно, что для центрального горизонтального сечения коррекция паразитной круговой поляризации по (13) весьма эффективна,  $\max(M'_{14}) < 1\%$ , а для  $\Delta h=5'$  эта процедура почти не дает

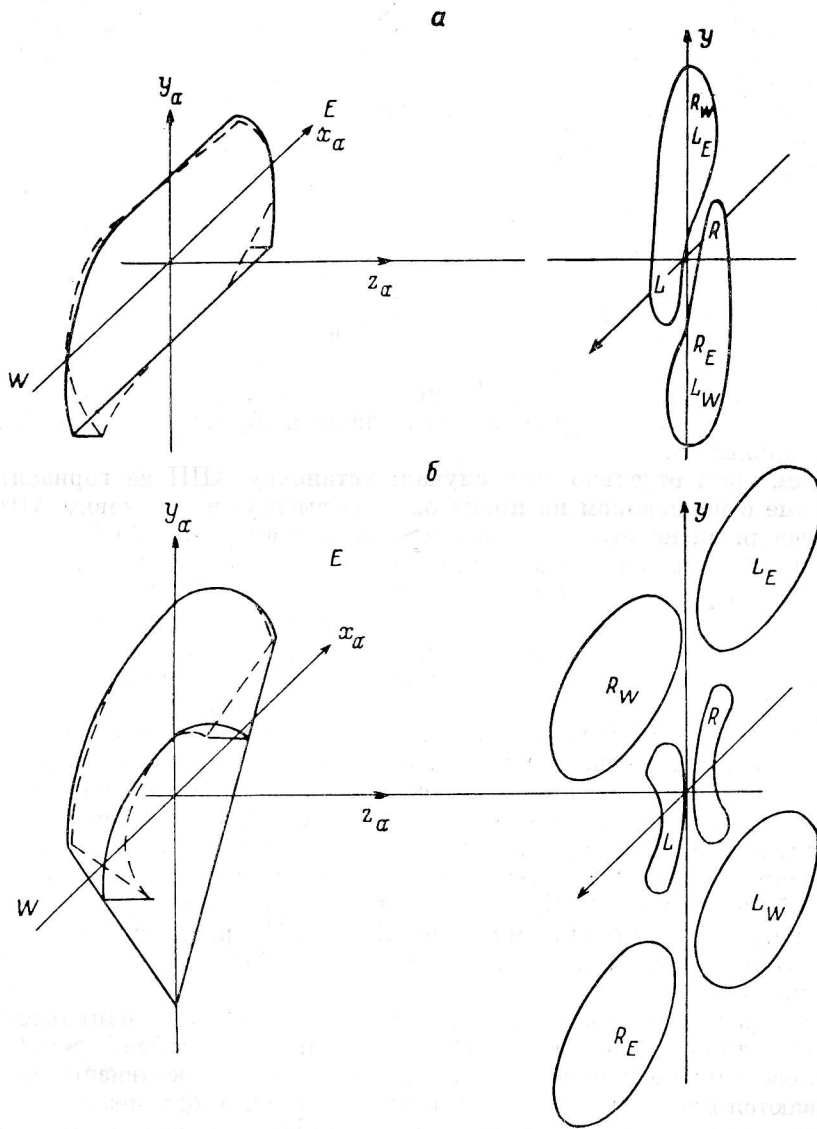


Рис. 6. Контуры апертуры АПШ и основные особенности элемента  $M_{14}$  для высоты наблюдения  $h=0$  (а) и  $h > 0$  (б).

$x_\alpha y_\alpha$  — плоскость апертуры; сплошные линии — контуры апертуры; штрих — контуры синфазной поверхности для поля с правым знаком вращения;  $xu$  — прямоугольные угловые координаты на небесной сфере;  $R$  и  $L$  указывают знак характерных деталей  $M_{14}$ ,  $E$  и  $W$  различают плечи АПШ.

положительного результата. Следует сказать, однако, что значения  $M_{14}$  и  $M'_{14}$  здесь не велики, не более 2—3% по антенной температуре от максимума  $M_{11}$ , кроме того, наблюдения локальных источников на Солнце, круговая поляризация излучения которых представляет наибольший интерес, при больших значениях  $\Delta h$  не имеют большого смысла из-за существенного расширения диаграммы  $M_{11}$  (ср. рис. 7, а, в).

По совокупности упомянутых выше наблюдений источника ЗС-273, т. е. при установке АПШ на  $h \sim 50^\circ$ , может быть сделан вывод, что эф-

эффективная коррекция паразитной круговой поляризации методом, предложенным в [6], может быть сделана, если при наблюдениях источники пересекают диаграмму направленности радиотелескопа в полосе расстояний от центра диаграммы, не превышающих  $|\Delta h| \leq 5\lambda/R$ . Ширина этой полосы, очевидно, является функцией высоты  $h$ .

Прохождение диска Солнца через диаграмму направленности АПП ввиду его большой протяженности приводит к регистрации паразитных

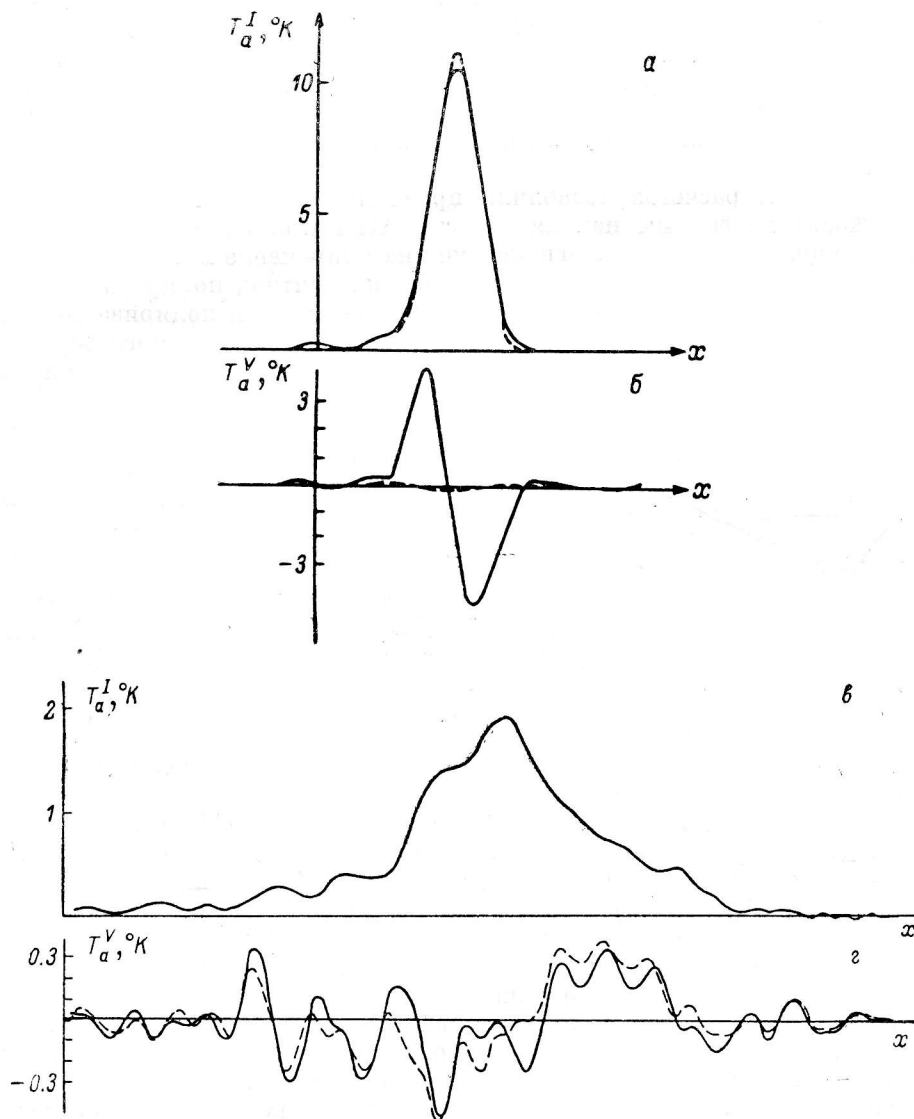


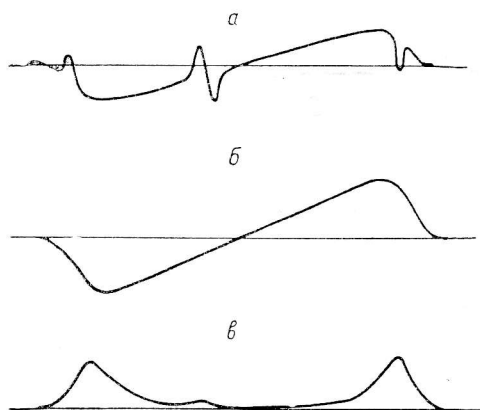
Рис. 7. Горизонтальные сечения элементов матрицы Мюллера  $M_{11}$  и  $M_{14}$  (сплошные линии), а также  $M'_{11}$  и  $M'_{14}$  (штрих) для  $\Delta h=0$  (а, б) и  $\Delta h=5'$  (в, г) по наблюдениям источника ЗС-273 на волне 3.9 см на северном секторе РАТАН-600.

сигналов по параметру Стокса  $V$ , вид которых существенно различается для случаев установки антенны на  $h=0$  и  $h > 0$ . Типичный вид регистрируемых кривых при наблюдениях Солнца на северном секторе РАТАН-600 и на южном секторе с перископом показан на рис. 8. Крупномасштабные изменения сигнала здесь связаны с поляризационными особенностями диаграммы направленности АПП, обусловленными эффектами на вторичном зеркале, и легко могут быть поняты с помощью рис. 6. Амплитуда

регистрируемых паразитных сигналов от диска Солнца по каналам  $V$  обычно не превышает 1—3% от антенной температуры центра диска.

**Заключение.** Получены формулы для расчета проекций электрического вектора в цилиндрической волне, облучающей главный отражатель АПП, для случая точечного первичного облучателя и вторичного зеркала в виде несимметричного параболического цилиндра. Программа, составленная по этим формулам, позволяет рассчитывать на ЭВМ распределения поля в апертуре антенны с учетом конкретных геометрических и конструктивных характеристик вторичного зеркала и первичного облучателя при возможности варьирования исходных данных. Для нескольких случаев угла наклона первичного облучателя и формы вторичного зеркала рассчитаны распределения поля, некоторые характеристики которых приведены на рис. 3 и 4.

Результаты расчетов позволили проанализировать поляризационные особенности диаграммы направленности АПП при измерении круговой поляризации и определить ограничения на применение метода коррекции



[6] паразитной поляризации, связанные с учетом поляризационных особенностей вторичного зеркала. Для области главного лепестка диаграммы направленности АПП

Рис. 8. Типичный вид записей прохождения диска Солнца с неполяризованным локальным источником через диаграмму АПП по каналу регистрации параметра Стокса  $V$ .

$a$  — наблюдения на северном секторе РАТАН-600 при пересечении центра диаграммы центром диска Солнца и локальным источником;  $b$  — то же после коррекции паразитной поляризации по методу [6];  $c$  — при наблюдениях на южном секторе с перископом РАТАН-600 и при нецентральной пересечении диаграммы направленности.

влияние вторичного зеркала сводится к некоторому увеличению расстояния между диаграммами  $M_R$  и  $M_L$ , что при обработке наблюдений по [6] сводится к подбору оптимального значения по (14) величины смещения  $\Delta x$  по сравнению с ее оценкой в линейном приближении (12). При этом метод коррекции [6] эффективен и дает хорошие результаты:  $\max(M'_{14}) < 1\%$ . Проведенный анализ показывает также, что появление небольших, но ненулевых паразитных эффектов по круговой поляризации при работе АПП на низких углах наблюдения, в том числе и на горизонте, целиком связано со вторичным зеркалом.

С влиянием вторичного зеркала связано также появление при  $h > 0$  слабых по величине, но обширных по размеру областей элемента  $M_{14}$  вне главного лепестка в каждом квадранте диаграммы направленности антенны со знаком, противоположным знаку соответствующих частей  $M_{14}$  в области главного лепестка. При  $h=0$  (или в режиме с перископом) асимметрия облучения половин АПП может привести к заметным значениям  $M_{14}$  в вертикальных сечениях диаграммы.

При наблюдениях Солнца проблема выделения паразитных сигналов по круговой поляризации от диска спокойного Солнца может решаться аналогично задаче выделения спокойного Солнца на регистрациях интенсивности. В обоих случаях необходим расчет элементов матрицы Мюллера  $M_{11}$  и  $M_{14}$  или  $M'_{11}$  и  $M'_{14}$  по (13) с помощью программ, в которых учитывается конечность ширины кольца апертуры АПП, например таких, по которым выполнены расчеты в работах [4, 8]. На некоторых волнах может оказаться целесообразным при таких расчетах учитывать отклоне-

ния от приближения геометрической оптики в пространстве между первичным и вторичным зеркалами.

Для уменьшения влияния вторичного зеркала на поляризационные характеристики АПП желательно изменить его форму от прямоугольной к расширяющейся кверху и установить первичные облучатели под углом  $\sim 40^\circ$  к горизонту. Эти меры при симметризации распределения амплитуды поля в апертуре могут привести к значительному устранению паразитных поляризационных эффектов при наблюдениях на радиотелескопе РАТАН-600 в режиме южный сектор с перископом.

#### Список литературы

1. Хайкин С. Э., Кайдановский Н. Л., Есепкина Н. А., Шиврис О. Н. Большой пулковский радиотелескоп. — Изв. ГАО, 1960, 164, с. 3—26.
2. Есепкина Н. А., Кайдановский Н. Л., Кузнецов Б. Г. и др. Исследование характеристик излучения остронаправленных зеркальных антенн с отражателем переменного профиля. — Радиотехника и электроника, 1961, 6, с. 1947—1960.
3. Амстиславский А. З., Копылов А. И., Просмушкин М. И. Конструкция отражающих элементов и облучателя радиотелескопа РАТАН-600. — Изв. ГАО, 1972, 188, с. 89—100.
4. Бахвалов Н. С., Васильева Л. Г., Есепкина Н. А. и др. Поляризационные характеристики антенны переменного профиля. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1973, 5, с. 135—149.
5. V g a s e w e l l R. N. Strip integration in radioastronomy. — Austr. J. Phys., 1956, 9, № 2, p. 198—217.
6. К о р ж а в и н А. Н. К вопросу об измерении круговой поляризации на антенне переменного профиля. — Сообщения САО, 1976, № 16, с. 43—62.
7. С п и т к о в с к и й В. М. О верхней границе эффективной площади антенны переменного профиля в коротковолновой части сантиметрового диапазона. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1972, 4, с. 170—176.
8. Есепкина Н. А., Бахвалов Н. С., Васильев Б. А. и др. Поляризационные характеристики РАТАН-600. — См. настоящий сборник, с. 182—196.
9. Темирова А. В. Канд. дис. Л., 1975.