УДК 621.396.677.861.4

Е. А. СКОРИКОВ

ОПТИМАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ В ПЕРИСКОПИЧЕСКОЙ АНТЕННЕ СО СТАБИЛИЗАЦИЕЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Широкое применение в радиотехнике нашли перископические антенные системы, использующие переотражатели в виде плоского или параболического зеркала [1]. Обычно в такой системе сложный излучатель располагают на уровне основания антенной опоры, а переотражатель устанавливают на ее вершине. Энергия излучателя на значительной высоте переотражается в заданном направлении. При этом потери энергии на участке излучатель—переотражатель малы, так как ее передача осуществляется направленным лучом. Значительная высота опоры неизбежно влечет качание ее вершины, на которой расположен переизлучатель. В результате он претерпевает параллельные и угловые смещения при изгибе опоры, что, в свою очередь, ведет к отклонению диаграммы направленности системы.

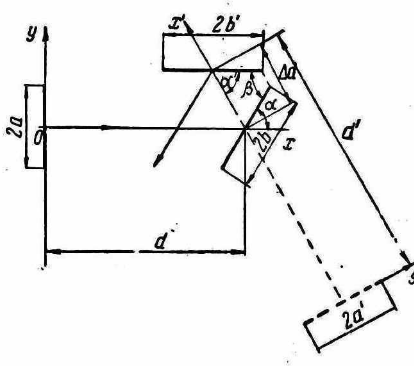

Рис. 1.

Возможно построить перископическую антенну, у которой качание переотражателя не будет влиять на направление максимального излучения. Примером может служить система с переотражателем, содержащим два плоских зеркала, расположенных под некоторым углов друг к другу [2].

В этом случае электромагнитная волна последовательно отражается от одного зеркала к другому. Такое усложнение дает возможность стабилизировать направление максимума диаграммы направленности при качании переотражателя, а также позволяет увеличить КНД системы за счет использования более узкой диаграммы направленности.

В работе определяется оптимальное амплитудно-фазовое распределение поля в раскрыве основного излучателя, т. е. распределение поля или токов, которое обеспечивает максимальный коэффициент направленного действия системы в целом.

Задачу будем решать для идеализированной перископической антенны, изображенной на рис. 1, у которой вдоль оси Z размеры излучателя и переотражателя бесконечны. На рис. 1 слева расположен плоский излучающий раскрыв шириной $2a$, возбужденный линейно-поляризованным полем, справа — первое переотражающее зеркало шириной $2b$. Второе зеркало $2b'$ образует угол α' с направлением луча, отраженным первым зеркалом. Расстояние между центрами раскрывов излучателя и первого зеркала переизлучателя обозначим d, а расстояние между центрами переотражающих зеркал Δd.

Далее полагаем, что основные геометрические размеры для излучателя и отражающих зеркал и длина волны удовлетворяют следующим неравенствам:

$$\frac{a}{\lambda} \gg 1; \quad \frac{b}{\lambda} \gg 1; \quad \frac{d}{a} \gg 1; \quad \frac{d}{b} \gg 1; \quad d < \frac{(a+b)^2}{\lambda}; \tag{1}$$

$$\frac{b'}{\lambda} \gg 1; \quad \frac{d}{b'} \gg 1; \quad \frac{\Delta d}{b} \approx 1; \quad b \approx b'; \; d < \frac{(a+b')^2}{\lambda}. \tag{2}$$

Особенность работы такой перископической системы состоит в том, что переотражатель находится в зоне Френеля основного излучателя и поле на первом зеркале переотражателя можно искать в приближении Френеля. Для определения поля на втором зеркале переотражателя нельзя использовать приближение Френеля, так как расстояние между зеркалами и их размер одного порядка. Ввиду того что размеры обоих зеркал переотражателя значительно больше длины волны, а расстояние между ними близко к их линейным размерам, распространение электромагнитного поля между зеркалами можно рассматривать в приближении геометрической оптики.

С целью определения оптимального распределения поля в раскрыве излучателя повернем его на угол α и установим на расстоянии $d' = d + \Delta d$ от второго зеркала переотражателя, как изображено пунктиром на рис. 1, а первое зеркало уберем. В этом случае направление результирующего максимального излучения остается таким, каким оно было до поворота излучателя. При этом можно рассматривать перископическую систему как антенну с одним плоским переотражателем. Известно [3], что выражения для оптимального распределения поля в раскрыве излучателя перископической антенной системы с плоским бесконечно протяженным в направлении оси Z излучателем и переизлучателем имеют следующий вид:

$$\varepsilon_{\text{опт}} = A \int_{-b}^{b} H_0^{(1)}(kR)\, e^{-ik\xi\cos\alpha}\, d\xi, \tag{3}$$

где $H_0^{(1)}$ — функция Ханкеля;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число;

R — расстояние между точкой интегрирования $|0, y|$ и точкой наблюдения.

Для однозеркального переотражателя

$$R = \sqrt{(d + \xi \cos \alpha)^2 + (\xi \sin \alpha - y)^2}, \quad -b \leqslant \xi \leqslant b \tag{4}$$

(α — угол между плоским переотражающим зеркалом шириной $2b$ и осью X).

Для случая приведения двухзеркального переизлучателя к однозеркальному выражение для расстояния R' между точкой интегрирования $|0, y|$ и точкой наблюдения принимает вид

$$R' = \sqrt{[d' - \xi' \cos(\alpha + \beta)]^2 + [\xi' \sin(\alpha + \beta) - y']^2}; \tag{5}$$

$$d' = d + \Delta d; \quad -b' \leqslant \xi' \leqslant b'.$$

Так как

$$\alpha' = 180 - (\alpha + \beta),$$

где α' — угол между вторым зеркалом шириной $2b'$ и осью X';

β — угол между зеркалами переизлучателя,

то

$$\cos \alpha' = -\cos(\alpha + \beta)$$

(X', Y' — значение координат в системе с предполагаемым поворотом излучателя).

Подставляя значение R' (5) в уравнение (3), получаем развернутое выражение для оптимального распределения поля в раскрыве излучателя перископической системы:

$$\varepsilon_{\text{опт}} = A \int_{-b''}^{b''} H_0^{(1)}\left(k \sqrt{[d' - \xi' \cos(\alpha + \beta)]^2 + [\xi' \sin(\alpha + \beta) - y']^2}\right) \times$$

$$\times e^{jk\xi' \cos(\alpha + \beta)} d\xi', \tag{6}$$

где $b'' = b \frac{\cos \alpha}{\cos(\beta - \alpha)}$ — половина размера проекции пятна поля вдоль стороны b', отраженного первым зеркалом на второе.

Из полученного выражения следует, что оптимальное распределение зависит от угла наклона α первого зеркала, а также от угла между зеркалами переотражателя. Очевидно, что угол наклона второго зеркала переотражателя α' однозначно определяется углами α и β. Таким образом, оптимальное распределение поля в раскрыве излучателя зависит от углов α и β, либо от α' и β. Это следует также из того, что переотражение происходит по законам геометрической оптики и каждой точке одного зеркала, на которую падает луч, однозначно соответствует точка второго зеркала переотражателя, в которую луч переотражается. Взаимное соответствие точек зависит от величины углов α, α' и β.

Рассмотрим частный случай, при котором второе зеркало переотражателя расположено перпендикулярно к плоскости раскрыва излучателя. При этом угол α равен углу β и выражение (5) принимает вид

$$R' = \sqrt{(d' - \xi' \cos 2\alpha')^2 + (\xi' \sin 2\alpha - y')^2}. \tag{5a}$$

Подставляя (5а) в уравнение (6), получаем выражение для оптимального распределения поля:

$$\varepsilon_{\text{опт}} = A \int\limits_{-b''}^{b''} H_0^{(1)} \left(k\sqrt{[d' - \xi' \cos 2\alpha]^2 + [\xi' \sin 2\alpha - y']^2}\right) \times$$

$$\times e^{jk\xi \cos 2\alpha} d\xi'. \tag{6a}$$

Из работы [3] известно, что оптимальный КНД перископической системы с оптимальным распределением по сравнению с системой, имеющей спадающее к краям синфазное поле в раскрыве, можно записать следующим образом:

$$D = \frac{2\gamma a + \sin 2\gamma a}{2\gamma} \quad \frac{\int\limits_{-a}^{a} \left|G(y,\alpha)\right|^2 dy}{\left|\int\limits_{-a}^{a} \cos \gamma y \, G(y,\alpha) \, dy\right|^2}, \tag{7}$$

где

$$G(y, \alpha) = \frac{\omega\varepsilon}{2} \int\limits_{-b}^{b} H_0^{(2)}(kR) \, e^{jk\xi \cos \alpha} d\xi.$$

Для перископической системы с двухзеркальным переотражателем в соответствии с принятыми обозначениями величин относительный коэффициент направленного действия принимает вид

$$D = \frac{2\gamma a + \sin 2\gamma a}{2\gamma} \frac{\int\limits_{-a}^{a} \left|G(y',\alpha')\right|^2 \partial y}{\left|\int\limits_{-a}^{a} \cos \gamma y' \, G(y'\alpha) \, dy'\right|^2}, \tag{8}$$

где

$$G(y', \alpha') = \frac{\omega \varepsilon}{2} \int\limits_{-b''}^{b''} H_0^{(2)}(kR') e^{-jk\cos(\alpha+\beta)} d\xi',$$

а значение R определяется выражением (5).

Чтобы перейти в выражении (8) к приближению зоны Френеля, используем асимптотические формулы для $H_0^{(1)}(kR')$ и $H_0^{(2)}(kR')$, положив в выражении для фазы вместо (5)

$$R' \approx d' - \xi' \cos(\alpha+\beta) - \xi' \frac{y'}{d'} \sin(\alpha+\beta) + \frac{\xi'}{2d'} \sin^2(\alpha+\beta) + \frac{y'^2}{2d'},$$

а в знаменателе $R' \approx d'$.

После преобразований

$$H_0^{(1,2)}(kR') \approx A e^{\pm jk\{[\xi' \sin(\alpha+\beta) - y']^2/2d'\}} \times e^{\pm[-jk\xi' \cos(\alpha+\beta)]}. \tag{9}$$

Следовательно,

$$\varepsilon_{\text{опт}} = \mathbf{E} \int\limits_{\widehat{b''}}^{\widehat{b''}} e^{jk[(\xi'-y')^2/2d']} d\xi', \tag{10}$$

где

$$\widehat{b''} = b'' \sin(\alpha+\beta).$$

Подставляя в (8) выражения (9) и (10), получаем уравнение, определяющее относительный коэффициент направленного действия для перископической антенной системы с переотражателем в виде двух плоских зеркал:

$$D = \frac{2\gamma a + \sin 2\gamma a}{2\gamma} \frac{\int\limits_{-a}^{a} \left| \int\limits_{-\widehat{b''}}^{\widehat{b''}} e^{-jk[(\xi'-y')^2/2d']} d\xi \right|^2 dy'}{\left| \int\limits_{-a}^{a} \cos \gamma y \int\limits_{-\widehat{b''}}^{\widehat{b''}} e^{-jk[(\xi'-y')^2/2d} d\xi dy' \right.}. \tag{11}$$

Интегралы по ξ выражаются через интегралы Френеля:

$$\int\limits_{-\widehat{b}^{s}}^{\widehat{b''}} e^{\pm jk[(\xi'-y')/2d']} d\xi' = \sqrt{\frac{\pi d'}{k}} \{[C(t_2) + C(t_1)] \mp j[S(t_2) + S(t_1)]\}, \tag{12}$$

где

$$C(x) + jS(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int\limits_0^x e^{jt^2} dt;$$

$$t_1 = \sqrt{k/2d'}(\widehat{b''} + y'); \quad t_2 = \sqrt{k/2d'}(\widehat{b''} - y').$$

Из формул (10), (12) следует, что характер оптимального распределения $\mathbf{E}_{опт}$ зависит от α — угла наклона первого зеркала, а также от β — угла между зеркалами переизлучателя. Оптимальное распределение зависит также от размера первого зеркала, так как $\widehat{b''}=b''\sin(\alpha+\beta)$, а b'' определяется выражением $b''=b\ \dfrac{\cos\alpha}{\cos(\beta-\alpha)}$. Приведенные соотношения для b'' справедливы при условии, что размеры второго зеркала больше проекции на него первого зеркала при допустимых углах α и β.

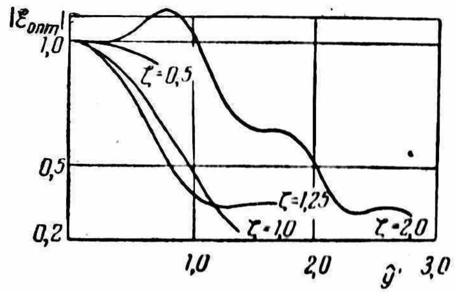

Рис. 2.

Следует помнить, что размер второго зеркала переизлучателя не будет влиять на характер оптимального распределения поля в раскрыве излучателя, как и размер самого излучателя. Это говорит о том, что увеличение раскрыва не меняет распределения поля на его первоначальном участке.

Полученные выражения подобны тем, которые описывают оптимальное амплитудно-фазовое распределение поля в раскрыве излучателя перископической антенны с переотражателем в виде плоского зеркала. Следовательно, зависимости, полученные для антенны с однозеркальным переотражателем [3], применимы для перископической антенны с двухзеркальным переотражателем при условии, что аргумент функции $|\mathbf{E}_{опт}|$ и параметры кривых, изображенных на рис. 2, 3, будут представлены эквивалентными выражениями.

Так, на рис. 2 и 3 соответственно представлены семейства кривых $\mathbf{E}_{опт}$ и $\arg \mathbf{E}_{опт}$, в функции аргумента $\widehat{y''}=\sqrt{k'/2(d+\Delta d)}\,y'$ для различных значений параметра $\zeta=\sqrt{k/2(d+\Delta d)}\,\widehat{b''}$, где $\widehat{b''}=b''\cos(\alpha+\beta)$, а b'' определяется уравнением $b''=b\times$ $\times\dfrac{\cos\alpha}{\cos(\beta-\alpha)}$, откуда

$$\zeta=\sqrt{k/2(d+\Delta d)}\,b\,\frac{\cos\alpha\cos(\alpha+\beta)}{\cos(\beta-\alpha)}.$$

Кривые $|\mathbf{E}_{опт}|=f(\widehat{y'})$ нормированы к единице в центре раскрыва. Так как функция четная, на графиках, изображенных на рис. 2 и 3 распределения $|\mathbf{E}_{опт}|$ и $\arg \mathbf{E}_{опт}$ представлены только на положительной половине раскрыва излучателя. Значение $\varkappa=\widehat{a/b''}$ при расчете кривых принято постоянным, равным 1,4.

В связи с этим максимальные интервалы изменения $y' = \sqrt{k/2d'}\, a$ различны для разных значений ζ, так как, используя выражения для $\widehat{y'}_{\text{макс}}$, ζ и $\varkappa$, мы можем получить зависимость $\widehat{y'} = \varkappa\zeta$ или для $\varkappa = 1{,}4$ $\widehat{y'}_{\text{макс}} = 1{,}4\zeta$. Ход всех кривых для $|\dot{E}_{\text{опт}}|$ и $\arg \varepsilon_{\text{опт}}$ сравнительно плавный, спадающий к краям,

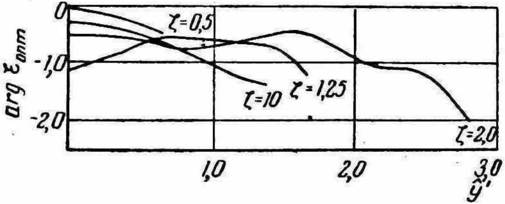

Рис. 3.

что позволяет реализовать оптимальное распределение амплитуд и фаз при некоторых значениях параметра ζ с помощью зеркальных антенн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Покрас А. М. Перископические антенны и беспроводные линии передачи. М., Связьиздат, 1963, 198 с.
2. Brodhage Helmut. Patent DBP 1127413, 21 september, 1960.
3. Фельд Я. Н. Об оптимальных амплитудно-фазовых распределениях в плоских перископических системах.— «Радиотехника и электроника», 1967, т. XII, вып. 2, с. 229—236.