

УДК.621.396.67

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НАГРЕВОСТОЙКИХ АНТЕНН С ПЛИТОЧНОЙ ЗАЩИТОЙ ПРИ СОЛНЕЧНОМ НАГРЕВЕ ПАРАБОЛОИДНЫМ КОНЦЕНТРАТОРОМ

А. А. Оводенко,

доктор техн. наук, профессор

В. Н. Красюк,

доктор техн. наук, профессор

В. К. Федотченко,

канд. техн. наук, доцент

В. В. Горбацкий,

ассистент

Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения

В статье рассмотрены вопросы, связанные с энергетическими характеристиками солнечной печи и погрешностями измеряемого распределения поля, возникающими в результате смещения исследуемой нагревостойкой антенны относительно фокуса параболического отражателя, а также приведены результаты экспериментальных исследований.

In this article the questions connected to power characteristics of the solar furnace and errors of measured distribution of a field, arising are considered as a result of displacement researched proof to heating antenna concerning focus of a paraboloidal reflector, and also results of experimental researches are resulted.

В информационно-управляющем контуре многоазимутного космического корабля антенны выполняют одну из определяющих функций для автоматизированной системы посадки на аэродром. Кроме того, в процессе полета на антенны воздействуют внешние факторы, такие как давление, радиация, космический холод, радиационный нагрев и нагрев до высоких температур при входе корабля в атмосферу, которые резко изменяют их характеристики. Это приводит к сбою в работе всей информационно-управляющей системы космического корабля. Результаты проведенных на полигоне г. Луга экспериментальных исследований нагревостойких антенн приведены в данной статье.

Первичная энергия вводится в солнечную печь в виде прямой солнечной радиации, плотность которой мало зависит от географического положения и в среднем составляет в ясный день от 600 до 850 Вт/м². Местные погодные-климатические условия определяют лишь ресурс свободного времени. Поэтому от концентрирующей оптической системы зависят энергетические и температурные возможности исследований. На основе статистического подхода к заданию параметров точ-

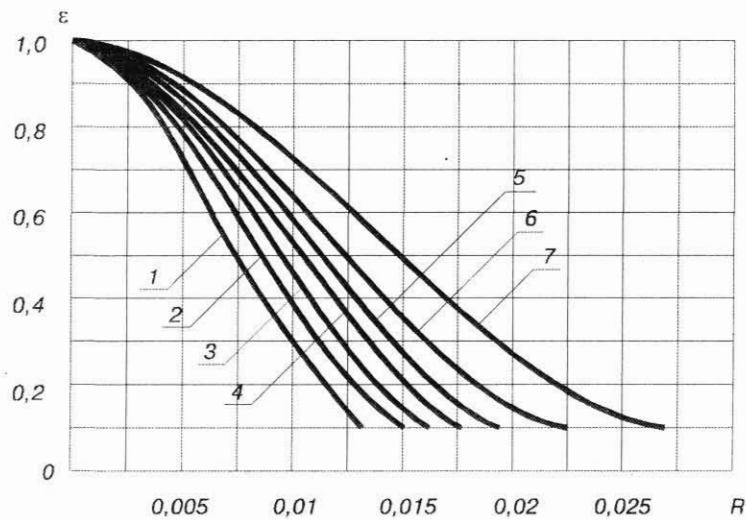
ности оптических систем разработана универсальная схема расчета характеристик поля концентрированного солнечного излучения в высокотемпературных установках с параболическими концентраторами. Согласно этой схеме, распределение энергии вдоль радиуса рабочего пятна параболического, сфокусированного на Солнце, описывается функцией [2]

$$\xi = \exp \left[- \left(\frac{180}{\pi} \right)^2 (1 - \cos \psi_0)^2 R^2 \right], \quad (1)$$

где $\xi = S/S_{\max}$ характеризует относительную величину плотности энергии в точках фокального изображения.

Абсолютное значение максимальной плотности и обобщенный радиус фокального пятна равны соответственно

$$S_{\max} = \left(\frac{180}{\pi} \right)^2 S_0 R_3 \sin^2 \psi_0 h^2; \quad (2)$$



■ **Рис. 1.** Зависимость характеристик рабочего пятна солнечной оптической печи от угла раскрытия параболического зеркала ψ_0 в меридиональной плоскости: 1 – $\psi_0 = 10^\circ$; 2 – $\psi_0 = 40^\circ$; 3 – $\psi_0 = 50^\circ$; 4 – $\psi_0 = 60^\circ$; 5 – $\psi_0 = 70^\circ$; 6 – $\psi_0 = 80^\circ$; 7 – $\psi_0 = 90^\circ$

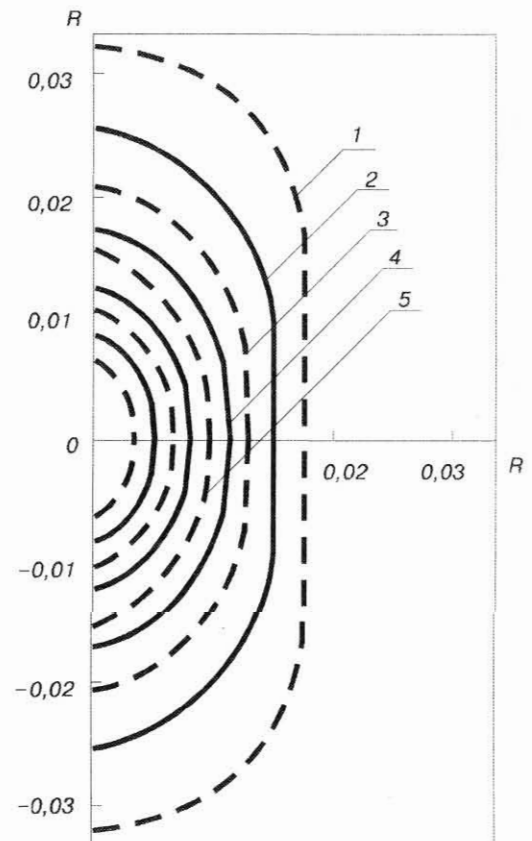
$$R = h \frac{r}{p}, \quad (3)$$

где S_\odot – плотность прямой солнечной радиации, Вт/м² или ккал/м²ч; R_3 – коэффициент отражения зеркала; $p = 2f_0$ – фокальный параметр образующей параболы концентратора (двойное фокусное расстояние), м; ψ_0 – угол раскрытия параболического зеркала в меридиональной плоскости (на сторону), угл. град; r – радиус точки фокального изображения, м; h – параметр (мера) точности зеркала.

Параметр h учитывает в среднем неточность зеркальной поверхности парабоида в предположении, что локальные неточности распределены в соответствии со статистическими закономерностями. Для наиболее точных прожекторных параболических с углом $\psi_0 = 60^\circ$ параметр точности $h \approx 4$, что соответствует максимальной плотности в центре фокального пятна $S_{\max} = 30 \cdot 10^{10}$ Вт/м². На рис. 1 приведены характеристики рабочего пятна солнечной оптической печи в зависимости от угла ψ_0 , а на рис. 2 показана обобщенная структура поля излучения, создаваемого параболическим с углом раскрытия $\psi_0 = 60^\circ$, в околофокальной области. Параметр h характеризует не только неточность зеркальной поверхности концентратора, но и угловой размер Солнца, или степень непараллельности падающих на парабоид лучей. Если непараллельность падающих лучей характеризовать угловым радиусом солнечного диска ψ_\odot , видимого непосредственно с Земли, то после отражения от реальной зеркальной поверхности непараллельность должна быть охарактеризована уже углом $\psi > \psi_\odot$, или

$$\psi = \psi_\odot \left(1 + \sum_{i=1}^n \delta\psi_i \right), \quad (4)$$

где $\sum_{i=1}^n \delta\psi_i$ – относительная угловая неточность зеркала концентратора при однократном отраже-



■ **Рис. 2.** Структура поля излучения, создаваемого параболическим с углом раскрытия $\psi_0 = 60^\circ$, в околофокальной области: 1 – $\epsilon = 0,1$; 2 – $\epsilon = 0,2$; 3 – $\epsilon = 0,3$; 4 – $\epsilon = 0,4$; 5 – $\epsilon = 0,5$

нии в режиме непосредственного слежения за Солнцем (кратность отражения $n = 1$) или при многократном отражении в схеме солнечной печи с одним или несколькими гелиостатами ($n = 2, 3 \dots$). Угол ψ однозначно связан с параметром точности системы h

$$h\psi = \sqrt{\ln \frac{1}{1-\eta}}, \quad (5)$$

где η – коэффициент улавливания энергии, равный доле энергии в части фокального изображения, соответствующей углу ψ , выраженному в градусах.

Если обратиться к стенду для измерения характеристик антенн с плиточной теплозащитой (ТЗП) [1], то, как следует из рис. 2, перемещая нагреваемый образец вдоль оптической оси параболоида солнечной печи относительно фокуса, можно варьировать темпом нагрева ТЗП и площадью на образце, подвергающейся нагреву. Но поскольку исследуемая антенна с ТЗП одновременно является облучателем для параболоида солнечной печи в своем рабочем диапазоне длин волн, необходимо исследовать влияние смещения облучателя вдоль оптической оси параболоида относительно его фокуса на распределение поля в раскрыве параболоида. На основании измерения амплитудного распределения поля производится расчет диаграммы направленности (ДН) исследуемой антенны с ТЗП при нагреве последней солнечной радиацией.

В теории антенн с неточностью установки облучателя связывается нарушение синфазности в распределении поля в раскрыве зеркала, что приводит к искажению ДН (в дальней зоне) антенны с параболическим зеркалом. Считается, что отклонения от синфазного поля могут лежать в пределах $\pm \pi/4$. По величине этой допустимой фазовой ошибки и находится необходимая точность допустимого смещения облучателя вдоль оптической оси относительно фокуса параболоида

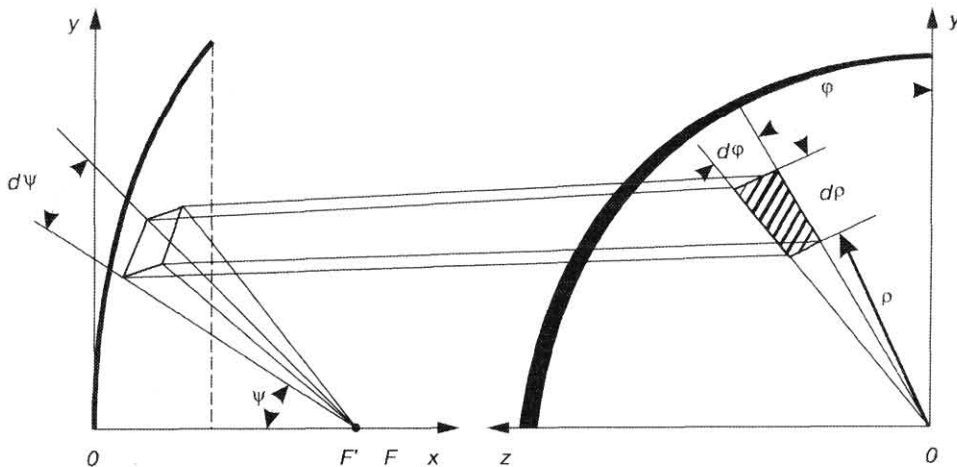
$$|\Delta f| \leq \frac{\lambda}{8(1 - \cos \psi_0)}. \quad (6)$$

Изменения амплитудного распределения поля в раскрыве зеркала на ДН оказывают меньшее влияние. Высокие требования к фазовому распределению объясняются тем, что ДН в дальней зоне связана преобразованием Фурье с амплитудно-фазовым распределением поля в раскрыве параболоида. При восстановлении амплитудной ДН облучателя по амплитудному распределению поля в раскрыве параболоида, что осуществляется на измерительном стенде, целесообразно произвести оценку влияния смещения исследуемой антенны с ТЗП вдоль оптической оси параболоида солнечной печи на амплитудное распределение поля в его раскрыве.

Найдем амплитудное распределение поля в раскрыве зеркала, если известна ДН облучателя по мощности $P_{обл}(\psi, \varphi)$, считая, что всюду по раскрыву поле имеет одинаковую поляризацию. Пусть $d\Omega = \sin \psi d\psi d\varphi$ – элементарный телесный угол с вершиной в точке установки облучателя на оптической оси параболоида, причем точка установки может быть смещена относительно фокуса параболоида. В этом случае произведение $P_{обл}d\Omega$ есть поток энергии внутри телесного угла $d\Omega$. Предположим, что лучи, ограничивающие этот угол, после отражения от зеркала ограничивают некоторую площадку dS , которая лежит в плоскости раскрыва. Если $\Pi(\rho, \varphi)$ есть среднее значение вектора плотности потока электромагнитной энергии на площадке dS , то справедливо следующее равенство

$$P_{обл}(\psi, \varphi)d\Omega = \Pi(\rho, \varphi)dS, \quad (7)$$

означающее, что весь поток энергии, заключенный в телесном угле $d\Omega$, после отражения проходит через площадку dS . Равенство (7) можно преобразовать, если вместо $P_{обл}(\psi, \varphi)$ ввести коэффициент направленного действия (КНД) облучателя $D_{обл}$



■ Рис. 3. Зависимость площади dS от телесного угла $d\Omega = \sin \psi d\psi d\varphi$.

$$D_{\text{обл}}(\psi, \varphi) = 4\pi \frac{P_{\text{обл}}(\psi, \varphi)}{P_{\text{обл}}}, \quad (8)$$

где $P_{\text{обл}}$ – полная мощность излучения облучателя. Величина $\Pi(\rho, \varphi)$ связана с напряженностью электрического поля в раскрыве зеркала соотношением

$$\Pi(\rho, \varphi) = \frac{E^2(\rho, \varphi)}{240\pi}. \quad (9)$$

Пользуясь соотношениями (8), (9), вместо равенства (7) получим

$$E(\rho, \varphi) = \sqrt{60P_{\text{обл}}} \sqrt{D_{\text{обл}}(\psi, \varphi)} \sqrt{\frac{d\Omega}{dS}}. \quad (10)$$

Таким образом, чтобы найти распределение поля в раскрыве зеркала, необходимо найти связь между $d\Omega$ и dS . В цилиндрических координатах (рис. 3)

$$dS = \rho d\rho d\varphi. \quad (11)$$

В простейшем случае, если вершина телесного угла Ω расположена в фокусе параболоида [3], то

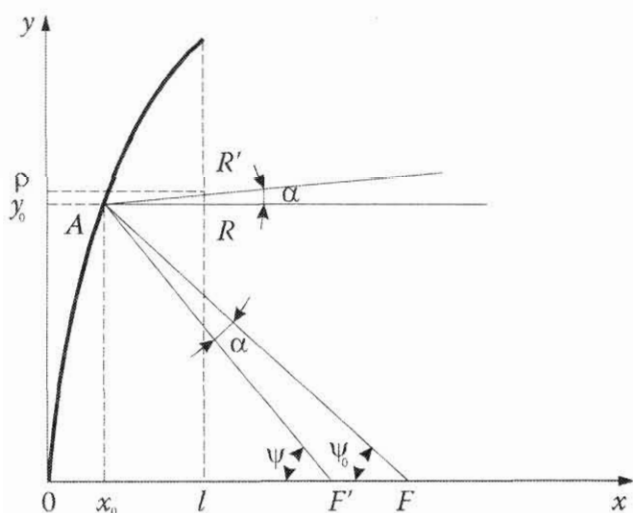
$$\rho = 2f_0 \operatorname{tg} \frac{\psi}{2}; \quad (12)$$

$$d\rho = f_0 \frac{d\psi}{\cos^2 \frac{\psi}{2}}; \quad dS = \frac{f_0^2}{\cos^4 \frac{\psi}{2}} d\Omega. \quad (13)$$

Подставляя соотношения (13) в (10), получим

$$E(\rho, \varphi) = \frac{1}{f_0} \cos^2 \frac{\psi}{2} \sqrt{60P_{\text{обл}}} \sqrt{D_{\text{обл}}(\psi, \varphi)}. \quad (14)$$

Следовательно, с учетом равенства (12)



■ Рис. 4. Смещение облучателя из фокуса вдоль оптической оси параболоида

$$\sqrt{D_{\text{обл}}(\psi, \varphi)} = \frac{f_0 E(\rho, \varphi)}{\cos^2 \left(\operatorname{arctg} \frac{\rho}{2f_0} \right) \sqrt{60P_{\text{обл}}}}. \quad (15)$$

Рассмотрим влияние смещения облучателя из фокуса вдоль оптической оси параболоида на амплитудное распределение поля в раскрыве. В этом случае вершина телесного угла $d\psi$ располагается в точке F' (рис. 4), т. е. $OF = f_0$, $OF' = f_0 + \Delta f = f$. Из очевидных соотношений

$$(f - x_0) \operatorname{tg} \psi = y_0; \quad (16)$$

$$x_0 = \frac{y_0^2}{4f_0} \quad (17)$$

получим уравнение

$$\frac{\operatorname{tg} \psi}{4f_0} y_0^2 + y_0 - f \operatorname{tg} \psi = 0, \quad (18)$$

откуда, отбрасывая отрицательное значение решения уравнения, получаем

$$y_0 = \frac{2f_0 \left(\sqrt{1 + \frac{f}{f_0} \operatorname{tg}^2 \psi} - 1 \right)}{\operatorname{tg} \psi}. \quad (19)$$

Из геометрии (см. рис. 4) следует

$$\rho = y_0 + (l - x_0) \operatorname{tg} \alpha = 0; \quad (20)$$

$$\alpha = \psi - \psi_0. \quad (21)$$

Согласно свойствам параболы

$$y_0 = 2f_0 \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2}, \quad (22)$$

тогда

$$\psi_0 = 2 \operatorname{arctg} \frac{y_0}{2f_0} = 2 \operatorname{arctg} \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{f}{f_0} \operatorname{tg}^2 \psi} - 1 \right)}{\operatorname{tg} \psi}; \quad (23)$$

$$\alpha = \psi - 2 \operatorname{arctg} \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{f}{f_0} \operatorname{tg}^2 \psi} - 1 \right)}{\operatorname{tg} \psi}. \quad (24)$$

Подставляя соотношения (19), (23), (24) в (20) и учитывая (17), получим общее выражение для координаты точки раскрыва

$$\rho = \frac{2f_0 \left(\sqrt{1 + \frac{f}{f_0} \operatorname{tg}^2 \psi} - 1 \right)}{\operatorname{tg} \psi} + \left[l - \frac{f_0 \left(\sqrt{1 + \frac{f}{f_0} \operatorname{tg}^2 \psi} - 1 \right)^2}{\operatorname{tg}^2 \psi} \right] \times$$

$$\times \operatorname{tg} \left[\psi - \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1 + \frac{f}{f_0} \operatorname{tg}^2 \psi - 1}}{\operatorname{tg} \psi} \right]. \quad (25)$$

Подкоренные выражения в (25) можно представить в виде

$$\sqrt{1 + \frac{f}{f_0} \operatorname{tg}^2 \psi} = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi + \frac{\Delta f}{f_0} \operatorname{tg}^2 \psi} = \sqrt{a + h}, \quad (26)$$

где $h \ll a$, и воспользоваться разложением в ряд Тейлора

$$F(a + h) = F(a) + \frac{h}{1!} F'(a) + \frac{h^2}{2!} F''(a) + \dots \quad (27)$$

Ввиду малости Δf достаточно ограничиться первыми двумя членами разложения. Учитывая, что $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$ ($\alpha \ll \psi$, $\alpha \ll \psi_0$) и разложив в ряд последний сомножитель в (25), получим упрощенное выражение для ρ :

$$\rho \approx 2f_0 \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} + \Delta f \sin \psi \left\{ \frac{\Delta f}{2f_0} + \left(1 + \sin^2 \frac{\psi}{2} \right) - \frac{l}{f_0} \cos^2 \frac{\psi}{2} \right\}. \quad (28)$$

Полагая, что первое слагаемое в фигурных скобках пренебрежимо мало, приведем выражение (28) к виду

$$\rho \approx 2f_0 \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} + \left[\frac{(3f_0 - l)\Delta f}{2f_0} \sin \psi - \frac{(f_0 + l)\Delta f}{4f_0} \sin 2\psi \right]. \quad (29)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \rho d\rho d\varphi \approx \sin \psi d\psi d\varphi & \left\{ \frac{f_0^2}{\cos^4 \frac{\psi}{2}} + \right. \\ & + \frac{f_0}{\cos^2 \frac{\psi}{2}} (a \cos \psi - 2b \cos 2\psi) + \\ & + \frac{f_0}{\cos^2 \frac{\psi}{2}} (a - 2b \cos \psi) + \\ & \left. + (a - 2b \cos \psi)(a \cos \psi - 2b \cos 2\psi) \right\}, \quad (30) \end{aligned}$$

где

$$a = \frac{(3f_0 - l)\Delta f}{2f_0}; \quad b = \frac{(f_0 + l)\Delta f}{4f_0}, \quad (31)$$

откуда

$$\sqrt{\frac{d\Omega}{dS}} = \left[\frac{f_0^2}{\cos^2 \frac{\psi}{2}} (a \cos \psi - 2b \cos 2\psi + a - 2b \cos \psi) + \right.$$

$$\left. + (a - 2b \cos \psi)(a \cos \psi - 2b \cos \psi) \right]^{-1/2}. \quad (32)$$

Последнее слагаемое в подкоренном выражении пренебрежимо мало, поэтому, отбрасывая его и применяя к получившемуся выражению разложение в ряд Тейлора с учетом первых двух его членов, получим

$$\sqrt{\frac{d\Omega}{dS}} = \left\{ \frac{f_0^2}{\cos^4 \frac{\psi}{2}} \pm 2f_0 [a - 2b(2 \cos \psi - 1)] \right\}^{-1/2}. \quad (33)$$

При смещении облучателя из фокуса точное выражение для расчета распределения поля в раскрыве (10) имеет вид

$$E(\rho, \varphi) = \sqrt{60P_{\text{обл}}} \sqrt{D_{\text{обл}}(\psi, \varphi)} \sqrt{\frac{d\Omega}{dS}} \frac{1}{\cos \alpha}. \quad (34)$$

Однако последний сомножитель равен 1, так как $\cos \alpha \approx 1$. Подставляя (33) в (34) с учетом (31), получим

$$E(\rho, \varphi) = \frac{\cos^2 \frac{\psi}{2} \sqrt{60P_{\text{обл}}} \sqrt{D_{\text{обл}}(\psi, \varphi)}}{f_0^2 + 4\Delta f f_0 \cos^4 \frac{\psi}{2} \left(1 - \frac{f_0 + l}{2f_0} \cos \psi \right)}. \quad (35)$$

Следовательно, КНД облучателя с учетом смещения его вдоль оптической оси параболоида имеет вид

$$\begin{aligned} \sqrt{D_{\text{обл}}(\psi, \varphi)} = E(\rho, \varphi) \times \\ f_0 + 2\Delta f \cos^4 \frac{\psi}{2} \left(1 - \frac{f_0 + l}{2f_0} \cos \psi \right) \\ \times \frac{\cos^2 \frac{\psi}{2} \sqrt{60P_{\text{обл}}}}{\cos^2 \frac{\psi}{2} \sqrt{60P_{\text{обл}}}}. \quad (36) \end{aligned}$$

Нормированная амплитудная ДН $E_H(\psi, \varphi)$ облучателя через нормированное распределение поля $E_H(\rho, \varphi)$ в раскрыве будет

$$E_H(\psi, \varphi) = \frac{E_H(\rho, \varphi)}{\cos^2 \frac{\psi}{2}} + \frac{2\Delta f}{f_0} \cos^2 \frac{\psi}{2} \left(1 - \frac{f_0 + l}{2f_0} \cos \psi \right) E_H(\rho, \varphi). \quad (37)$$

Пересчет угловой координаты ψ ДН облучателя в линейную координату раскрыва ρ задается выражением (29). Введем обозначение

$$E_H'(\rho, \varphi) = \frac{E_H(\psi, \varphi)}{\cos^2 \frac{\psi}{2}}, \quad (38)$$

что эквивалентно коррекции погрешностей, связанных с геометрией параболы и определяемых сомножителем $1/\cos^2 \frac{\psi}{2}$. Тогда выражение (37) можно переписать в виде

$$E_H(\psi, \varphi) = E_H'(\rho, \varphi) + \Delta E_H'(\rho, \varphi), \quad (39)$$

где

$$\Delta E_H'(\rho, \varphi) = \frac{2\Delta f}{f_0} \cos^4 \frac{\psi}{2} \left(1 - \frac{f_0 + l}{2f_0} \cos \psi \right) E_H'(\rho, \varphi). \quad (40)$$

Диаметр зеркала экспериментальной установки $d = 2$ м, угол его раскрытия – 60° [1]. Тогда, исходя из геометрии параболы, фокусное расстояние и глубина

равны соответственно $f_0 = \frac{\sqrt{3}}{2}$ м, $l = \left(\frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{1}{\sqrt{3}} \right)$ м.

Следовательно, минимальная ($\psi = 0^\circ$) и максимальная ($\psi = 60^\circ$) погрешности равны

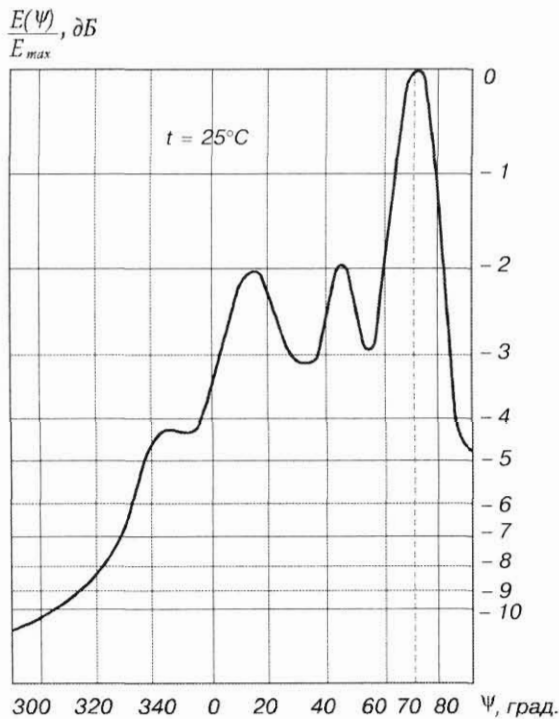
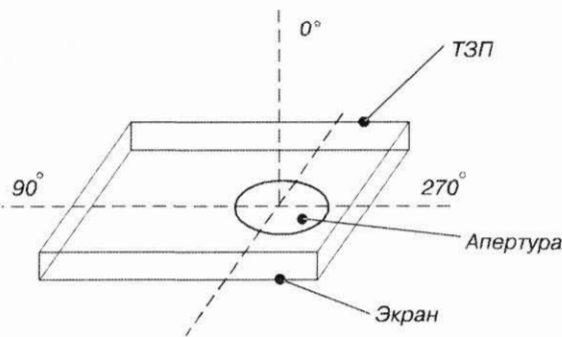
$$\Delta E_H'_{\min}(\rho, \varphi) = \frac{2}{3} \frac{\Delta f}{f_0}; \quad (41)$$

$$\Delta E_H'_{\max}(\rho, \varphi) = \frac{3}{4} \frac{\Delta f}{f_0}. \quad (42)$$

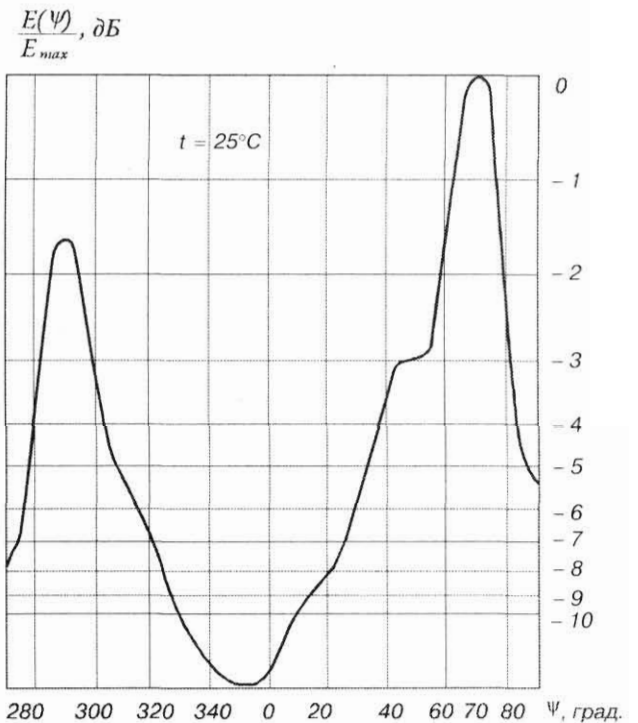
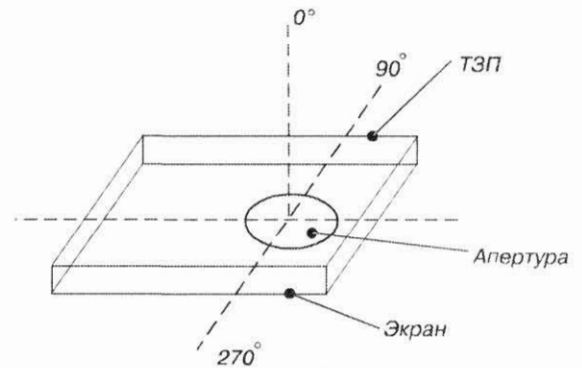
Знак погрешности зависит от знака смещения Δf относительно фокуса ($f = f_0 \pm \Delta f$). Выражение (37) с учетом (39) и (40) можно переписать в виде

$$E_H(\psi, \varphi) = E_H'(\rho, \varphi) \left[1 + \frac{2\Delta f}{f_0} \cos^4 \frac{\psi}{2} \left(1 - \frac{f_0 + l}{2f_0} \cos \psi \right) \right]. \quad (43)$$

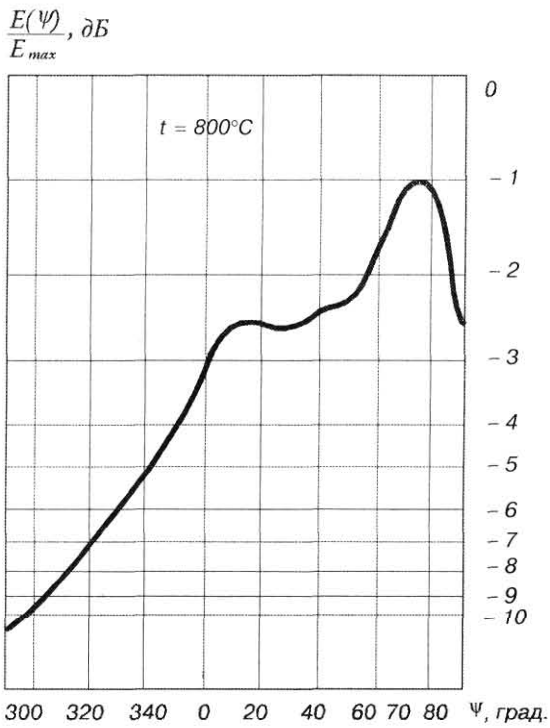
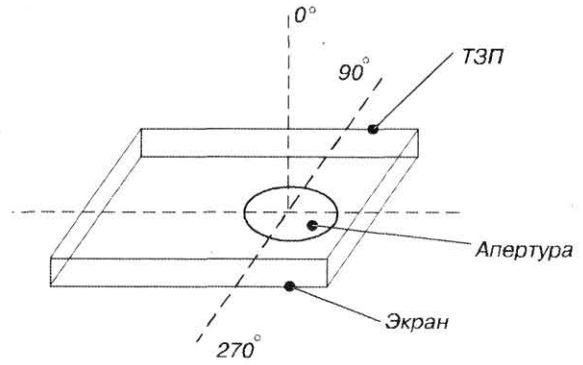
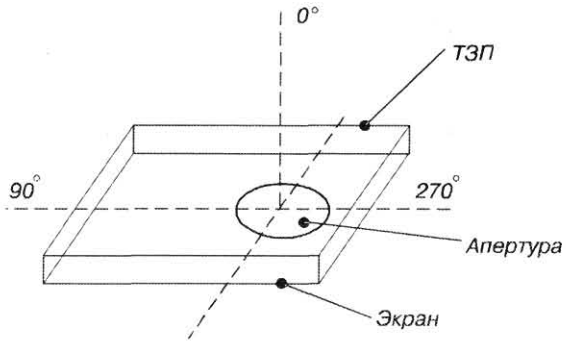
Таким образом, сомножитель в квадратных скобках представляет собой корректирующую функцию,



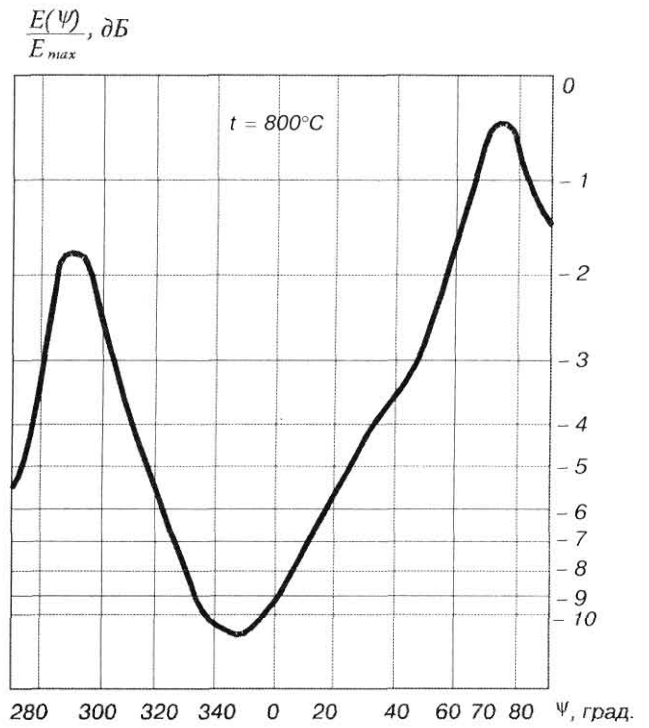
■ Рис. 5. ДН антенны с ТЗП в 1-й ортогональной плоскости при $t = 25^\circ\text{C}$



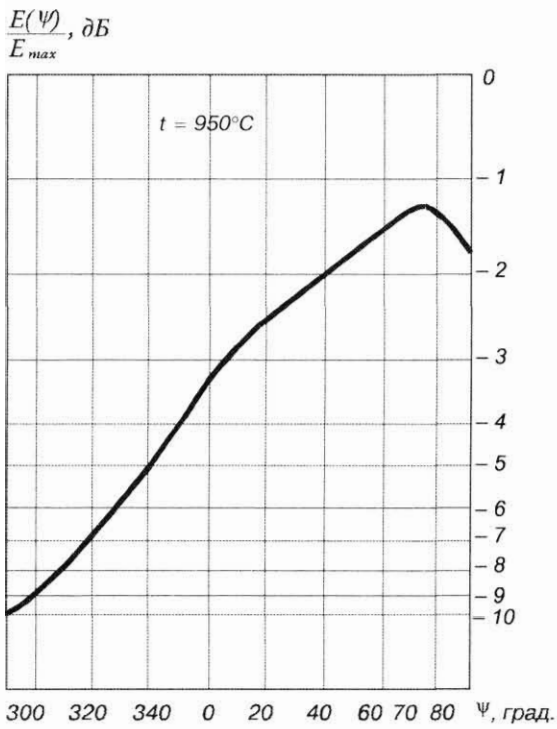
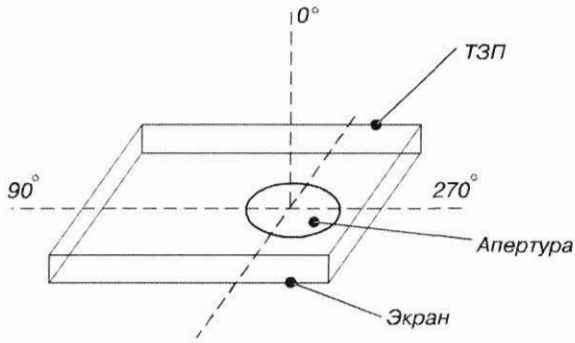
■ Рис. 6. ДН антенны с ТЗП во 2-й ортогональной плоскости при $t = 25^\circ\text{C}$



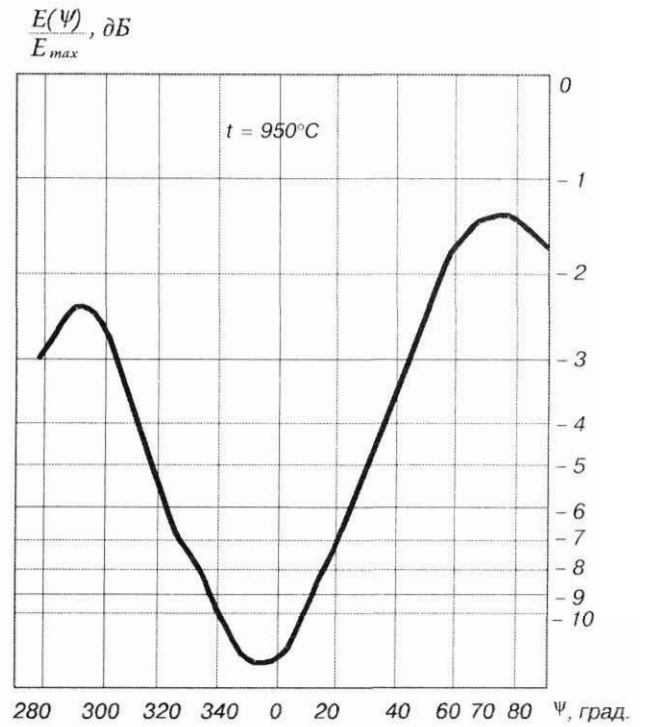
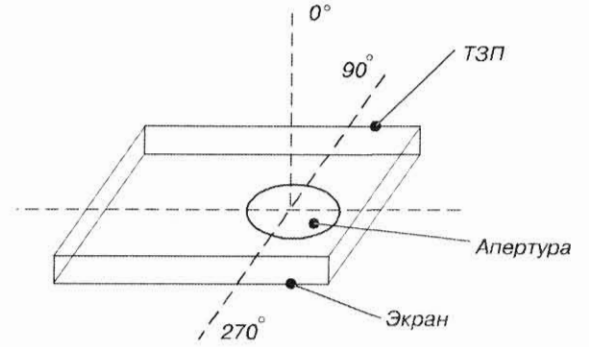
■ Рис. 7. ДН антенны с ТЗП в 1-й ортогональной плоскости при $t = 800^\circ\text{C}$



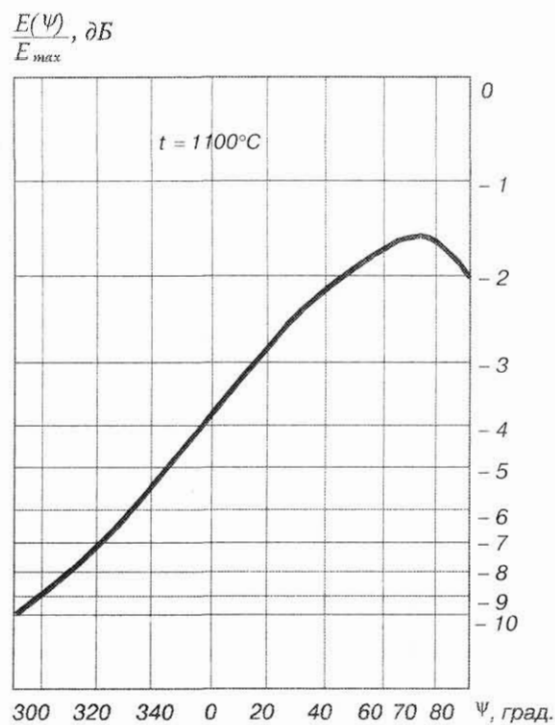
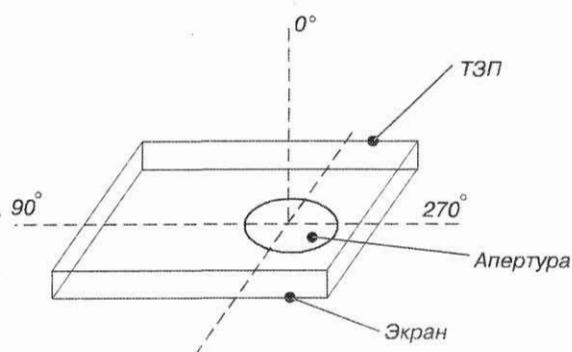
■ Рис. 8. ДН антенны с ТЗП во 2-й ортогональной плоскости при $t = 800^\circ\text{C}$



■ Рис. 9. ДН антенны с ТЗП в 1-й ортогональной плоскости при $t = 950^\circ\text{C}$



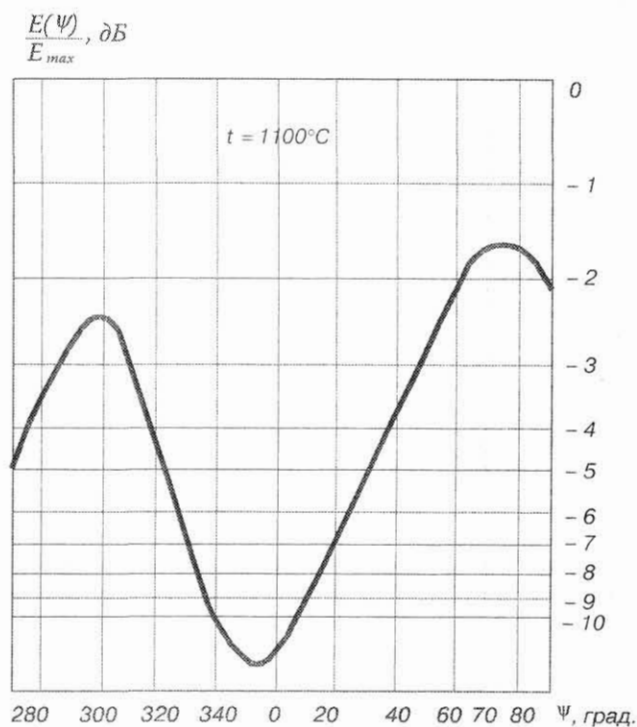
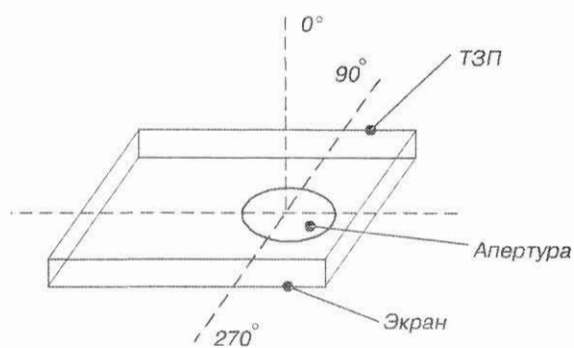
■ Рис. 10. ДН антенны с ТЗП во 2-й ортогональной плоскости при $t = 950^\circ\text{C}$



■ Рис. 11. ДН антенны с ТЗП в 1-й ортогональной плоскости при $t = 1100^\circ\text{C}$

связанную со смещением облучателя.

На рис. 5 – 12 представлены результаты измерений амплитудных ДН в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, проходящих через нормаль к излучающему раскрытию антенны ($\lambda = 6$ см) с ТЗП. Нагрев ТЗП и измерения осуществлены на стенде [1], расположенном на полигоне ГУАП в г. Луге. Графики на рис. 5 и 6 соответствуют ДН при $t = 25^\circ\text{C}$; рис. 7 и 8 – $t = 800^\circ\text{C}$; рис. 9 и 10 – $t = 950^\circ\text{C}$; рис. 11 и 12 – $t = 1100^\circ\text{C}$.



■ Рис. 12. ДН антенны с ТЗП во 2-й ортогональной плоскости при $t = 1100^\circ\text{C}$

Литература

1. Оводенко А. А., Красюк В. Н., Федотченко В. К., Горбацкий В. В. Установка для измерения диаграммы направленности нагревостойких антенн при солнечном нагреве параболическим концентратором. – Оборонная техника. – 2003. – № 11.
2. Ласло Т. Оптические высокотемпературные печи. – М.: Мир, 1968. – 214 с.
3. Корбанский Н. Н. Антенны. – М.: Энергия, 1973. – 336 с.