

УДК 523.164 . 621.396.67

КАЛИБРОВКА ТЕМПЕРАТУРЫ АНТЕННЫ ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ АБСОЛЮТНО ЧЕРНЫХ ТЕЛ, НАХОДЯЩИХСЯ НА КОНЕЧНЫХ РАССТОЯНИЯХ

С. А. Пелюшенко, Л. К. Романычева, К. С. Станкевич

Рассматриваются поправки к температуре антенны при калибровке принимаемых сигналов по радиоизлучению абсолютно черных тел, находящихся на конечных расстояниях.

Наилучшие точности абсолютных радиоастрономических измерений интенсивностей дискретных источников достигаются при использовании для калибровки температуры антенны собственного излучения абсолютно черного тела.

Поглощающие тела должны располагаться на расстояниях $R \gg D^2/\lambda$, чтобы соблюсти идентичность усиления антенны на бесконечности и в месте расположения эталона. Это обстоятельство было отмечено в [1] при рассмотрении влияния смещения облучателя из фокуса вдоль оси симметрии зеркала на усиление антенны. Однако в этой работе и в [2] не было учтено изменение нормировки диаграммы в зависимости от расстояния R .

Для дальнейшего будем пользоваться нормировкой диаграммы $F_R(\theta, \varphi)$, измеренной на расстоянии R , приравнивая полную излучаемую мощность единице. Если в поле антенны находятся несколько тел с температурой T_n , расположенных на разных расстояниях R_n от раскрыва, то температура антенны T_a равна:

$$T_a = \sum_n \frac{\int_{\Omega_n} T_n F_{R_n}(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_{R_n}(\theta, \varphi) d\Omega} \quad (1)$$

Для выражения (1) характерно, что каждое тело, находящееся на расстоянии R_n , входит со своей нормировкой. Поскольку при приеме радиоизлучения неба и излучения теплового эталона не меняется расположение других тел вблизи антенны, то поправка к температуре неба из-за калибровки на конечном расстоянии будет определяться множителем

$$A = \frac{\int_{\Omega_r} F_R(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{\Omega_r} F_\infty(\theta, \varphi) d\Omega} \frac{\int_{4\pi} F_\infty(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_R(\theta, \varphi) d\Omega}, \quad (2)$$

и для усиления на оси имеем

$$A = \frac{F_R(0)}{F_\infty(0)} \frac{\int_{4\pi} F_\infty(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_R(\theta, \varphi) d\Omega} = \frac{G_R}{G_\infty}, \quad (3)$$

где G_R — усиление антенны.

Для вычисления диаграмм направленности антенны с круговым раскрытием радиуса a при наличии на краю раскрытия квадратичной фазовой ошибки α и для различных расстояний от плоскости раскрытия R воспользуемся результатами работы [3], согласно которой поле антенны равно

$$E(\theta, R) = e^{-ikR} (\gamma e^{i(\pi-\gamma)/2}) \int_0^1 \Phi(\zeta) J_0(u\zeta) e^{i(1-\zeta)^2/2} \zeta d\zeta, \quad (4)$$

где $\gamma = ka^2/R$, $u = ka \sin \theta$, $\Phi(\zeta)$ — распределение поля по раскрытию. Наличие фазовой ошибки в плоскости раскрытия эквивалентно замене $\gamma' = \gamma + 2\alpha$.

В выражении (2) входит отношение G_∞/G_R , для нахождения которого нужно интегрировать по диаграмме в пределах полного телесного угла 4π . Метод расчета на основании (3) не позволяет находить диаграмму направленности в заднем полупространстве. Поэтому для нормировки воспользуемся тем, что

$$G = G_{\Omega_0} (1 - \beta_{\Omega_0}), \quad (5)$$

где G_{Ω_0} — усиление антенны в заданном телесном угле Ω_0 , а β_{Ω_0} — рассеяние вне телесного угла Ω_0 . В качестве телесного угла Ω_0 выберем угол, соответствующий $u = 12$. Практически для всех параболических антенн рассеяние вне главного луча диаграммы (соответствующего $u_{гд} = 4$) $\beta_{гд} = 0,2 \div 0,3$ [4]. Следовательно, с погрешностью не хуже 10% можно считать, что отношения усилений равны.

$$\frac{G_\infty(4\pi)}{G_R(4\pi)} \simeq \frac{G_\infty(\Omega_0)}{G_R(\Omega_0)}. \quad (6)$$

На рис. 1 приведены кривые $A(\alpha, R)$, характеризующие отношение усиления вдоль оси антенны. Сравнение их с аналогичными кривыми в [1] и для $\alpha = 0$ в [2] показывает, что учет нормировки диаграммы на конечном расстоянии R приводит к уменьшению отношения G_R/G_∞ на 20% для наиболее часто используемых расстояний $0,3 D^2/\lambda < R < < 2 D^2/\lambda$. При этом отношения усиления на оси G_R/G_∞ для равномерного и гауссова распределений амплитуды по раскрытию, в отличие от [1], практически совпадали.

Вычисления, проведенные для источников, закрывающих диаграмму антенны, сформированную при равномерном облучении раскрытия, на уровне $F = 0,7, 0,5$ и $0,3$ показывают, что функции $A(\alpha, R)$ весьма мало отличаются от отношения усиления на оси G_R/G_∞ . Заметное различие этих кривых наступает при закрытии диаграммы на уровне $0,1$; соответствующие функции $A(\alpha, R)$ приведены на рис. 2.

При гауссовом распределении $\Phi(\zeta)$ в плоскости раскрытия кривые G_R/G_∞ могут быть использованы также для вычисления $A(\alpha, R)$, когда источник закрывает диаграмму на уровне $0,5$. Как следует из проведенных вычислений, функции $A(\alpha, R)$ при отрицательных фазовых ошибках α имеют на конечном расстоянии точки R_0 , где $A(\alpha, R_0) = A(\alpha, \infty)$. Устанавливая калибровочный эталон на расстоянии R_0 , можно избежать поправки на усиление. При использовании антенны с параболическими рефлекторами условию $\alpha < 0$ всегда можно удовлетворить, вынося облучатель из фокуса. Однако в случае рупорных и рупорно-параболических антенн фазовые ошибки в плоскости раскрытия положительны, и такого положения R_0 для эталона не существует. Поэтому остается только одна возможность: вводить поправку из-за

различия усиления антенны на бесконечности и в месте расположения абсолютно черного тела, согласно методике расчета, изложенной выше.

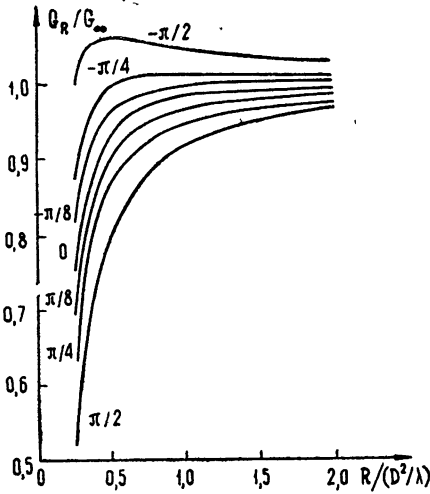


Рис. 1.

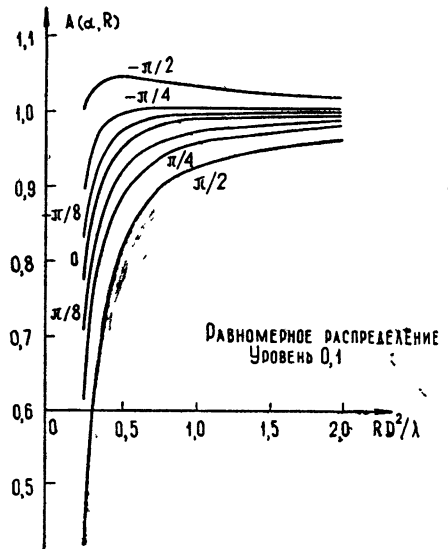


Рис. 2.

Для проверки теории был проведен эксперимент: измерялась температура антенны от собственного излучения поглощающего диска при его перемещении относительно антенны вдоль оси на расстояния $0,5 \leq R\lambda/D^2 \leq 2$. Измерения проводились на длине волны $\lambda = 15$ см с рупорно-параболической антенной, имевшей диаметр раскрыва $D = 45$ см. В плоскости раскрыва было снято распределение фаз, и квадратичная фазовая ошибка на краю раскрыва найдена равной $\pi/4$. Поглощающий эталон в форме диска имел диаметр $d = 73$ см. На рис. 3 крестиками нанесены экспериментальные значения температуры

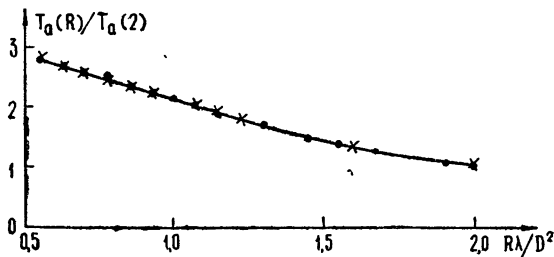


Рис. 3.

антенны для различных положений диска, нормированные на температуру антенны при $R = 2D^2/\lambda$. Для простоты расчета диаграмма антенны аппроксимировалась гауссовой кривой с дисперсией, определяемой измеренной полушириной диаграммы. Тогда отношение температур антенны при различных значениях R от диска равно

$$\frac{T_a(R)}{T_a(2D^2/\lambda)} = \frac{\{\Phi[1,18(\theta_d(R)/\theta_{0,5})]\}^2}{\{\Phi[1,18(\theta_d(2D^2/\lambda)/\theta_{0,5})]\}^2} \frac{G_R(\pi/4)}{G_\infty(\pi/4)}, \quad (7)$$

где $\Phi(x)$ — интеграл вероятности.

Результаты расчета по формуле (7) представлены на графике точками, которые иллюстрируют весьма хорошее совпадение с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 К. С. Станкевич, Н. М. Цейтлин, Радиотехника и электроника, **11**, № 3, 451 (1966).
2. Антенны сантиметровых волн, перевод с английского, **1**, изд. Сов. радио, 1950
3. M. K. Hu, J. Res. Nat. Bur. Standards, **65D**, № 2, 137 (1961).
4. Н. М. Цейтлин, Применение методов радиоастрономии в антенной технике, изд. Сов. радио, 1966.

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
16 апреля 1969 г.

ANTENNA TEMPERATURE CALIBRATION ACCORDING TO RADIATION
FROM ABSOLUTELY BLACK BODIES SITUATED AT FINITE DISTANCES

S. A. Pelyushenko, L. K. Romanycheva, K. S. Stankevich

The corrections on the antenna temperature in calibrating the received signal by means of radiation from absolutely black bodies situated at finite distances are considered.
