ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том IV, № 3 РАДИОФИЗИКА 1961

РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СИГНАЛОВ, КАЛИБРОВКИ АНТЕНН И РАДИОТЕЛЕСКОПОВ НА САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

(обзор)

В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин

Значение точных абсолютных измерений тех или иных величин в различных физических явлениях общеизвестно. В настоящее время весьма назрел вопрос о точных абсолютных измерениях интенсивности шумовых и квазисинусоидальных сигналов в радиоастрономии, распространении радиоволн, космической радиолокации, антенной технике и т. д. Мы будем рассматривать лишь такие измерительные или приемные системы, которые должны определять поле излучения и, следовательно, состоят из антенной системы и приемно-измерительной установки.

Для абсолютных измерений интенсивности сигналов (полей), очевидно, необходима калибровка всей измерительной системы, т. е. установление связи между показаниями выходного прибора и интенсивностью принимаемого поля излучения. При этом, вообще говоря, могут оставаться неизвестными в отдельности параметры антенны и измерительной установки. В некоторых случаях может оказаться более удобным выполнить раздельно калибровку антенной системы (т. е. определить ее параметры — КНД, КПД, рассеяние, диаграмму) и калибровку приемной аппаратуры. В соответствии с этим будем различать (несколько условно) два способа абсолютных измерений: первый — измерение параметров антенны и калибровка приемной аппаратуры *, второй — определение интенсивности принимаемого сигнала без калибровки антенны и аппаратуры путем, например, использования эталонного радиоизлучения.

Использование современных больших антенн (в частности, в радиоастрономии) привело к тому, что применение существующих „земных" методов определения параметров этих антенн стало в ряде случаев практически неприемлемым. Таким образом, развитие антенной техники и радиоастрономии привело к необходимости создания новых методов исследования антенн. С другой стороны, развитие радиоастрономии предоставляет новые возможности для калибровки антенных систем, применяемых как в радиоастрономии, так и в физических исследованиях и в технике. Именно в результате развития радиоастрономии появились новые, радиоастрономические методы абсолютных измерений интенсивности сигналов, калибровки антенн и радиотелескопов (см. [2–19]).

Оговоримся, что под радиоастрономическими методами мы будем понимать не только методы, использующие внеземные источники радиоизлучения, но и методы, возникшие и развившиеся в процессе развития радиоастрономии и на основе применения радиоастрономической аппаратуры.

* Вопросы тепловой калибровки приемной аппаратуры достаточно хорошо разработаны (см., например, [1]) и здесь не рассматриваются.

Настоящий обзор посвящен применению радиоастрономических методов абсолютных измерений, калибровки антенн и приемных систем в целом на сантиметровых волнах.

Очевидно, что для использования радиоастрономических методов, например, калибровки антенн, необходимо подключение к антенне измерителя сигналов сплошного спектра, т. е. оформление радиотелескопа. Таким образом, общий вопрос о радиоастрономических методах абсолютных измерений интенсивности сигналов и калибровки различных приемных систем сводится фактически к рассмотрению методов калибровки радиотелескопов. Поэтому мы будем рассматривать методы калибровки радиотелескопов, имея в виду сказанное ранее о двух способах абсолютных измерений, и соответственно будем различать два способа калибровки радиотелескопов: первый — определение параметров антенны и аппаратуры, второй — использование эталонного радиоизлучения.

Существующие радиоастрономические методы калибровки радиотелескопов в сантиметровом диапазоне длин волн сводятся в основном к следующим.

1. а) Калибровка антенны радиотелескопа путем сравнения мощности приема излучения какого-либо внеземного источника на антенну радиотелескопа и на эталонный рупор (первый способ калибровки) (см., например, [3,5,11]).

б) Калибровка антенны радиотелескопа путем приема радиоизлучения источника известной интенсивности (первый способ) либо измерение интенсивности исследуемого радиоизлучения методом сравнения с радиоизлучением этого „эталонного" источника (второй способ) (см., например, [4,14]).

2. Калибровка радиотелескопа по собственным шумам антенны, направленной в зенит [3,7] или в область неба рядом с исследуемым источником [12,17,18].

3. Калибровка радиотелескопа с использованием поглощающей секции, вносимой в волновод [6].

4. Калибровка радиотелескопа по излучению поглощающего материала, в который „упирается" главный лепесток диаграммы [8].

5. Калибровка радиотелескопа по радиоизлучению леса [13].

6. Калибровка радиотелескопа по отражающему листу и по радиоизлучению поглощающего материала [15].

В методе [13] реализуется первый способ, в методах [6,8] — второй, а в методах [3,7] и [15] — оба способа калибровки радиотелескопов *. Кроме того, существуют специфические для радиоастрономии методы измерения интенсивности радиоизлучения Луны и Солнца.

Прежде чем перейти к рассмотрению указанных методов калибровки радиотелескопов **, необходимо выяснить условия абсолютных измерений слабых сигналов. Это представляется целесообразным в связи с тем, что до последнего времени при радиоастрономических измерениях недостаточное внимание уделялось учету влияния боковых лепестков и фона радиоизлучения, попадающего в эти лепестки, в частности, радиоизлучения земли (учет фонового радиоизлучения, естественно, является существенным не только при радиоастрономических измерениях, но и при измерениях слабых сигналов любого другого происхождения). Это рассмотрение может оказаться полезным также в связи с переходом к малошумящим приемным системам, когда пороговая

* Методы [9,10] являются разновидностью методов калибровки по собственным шумам антенной системы.

** Методы [4,5,11,14] широко применяются и поэтому рассматриваться не будут.

чувствительность определяется в конечном итоге собственными шумами антенны и радиоизлучением окружающего пространства.

1. УСЛОВИЯ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СЛАБЫХ СИГНАЛОВ

1. Общие соотношения. Пусть пространство, окружающее антенну, характеризуется для данной волны некоторым распределением яркостной эффективной температуры $T(\varphi, \psi)$, которую требуется измерить с помощью радиотелескопа, имеющего антенну с диаграммой по мощности $F(\varphi-\varphi^\circ, \psi-\psi^\circ)$, где φ°, ψ° — азимут и высота направления главного луча антенны. Как известно, температура полного шума на выходе антенны

$$T_a = \frac{\int\limits_{4\pi} TFd\,\Omega}{\int\limits_{4\pi} Fd\,\Omega}\,\eta + T_0(1-\eta),$$

где η — КПД антенны (без учета влияния земли), $T_0(1-\eta)$ — температура ее собственных тепловых шумов [3], T_0 — температура материала антенны.

Выражение для T_a включает в себя собственные шумы антенной системы, а также радиоизлучение окружающего пространства, попадающее как в главный, так и в боковые лепестки. Обычно интересуются интенсивностью радиоизлучения, попадающего в главный лепесток. При этом из всех шумов на выходе антенны необходимо выделить и измерить шумы, попадающие в главный лепесток. Разбивая в соответствии с этим интеграл в числителе на два — один по главному лепестку, а другой — по всему остальному пространству, получим *:

$$T_a(\varphi^\circ, \psi^\circ) = \frac{\int\limits_{\Omega_{гл}} TFd\,\Omega}{\int\limits_{4\pi} Fd\,\Omega}\,\eta + \frac{\int\limits_{\Omega_{бок}} TFd\Omega}{\int\limits_{4\pi} Fd\,\Omega}\,\eta + T_0(1-\eta).$$

Умножая первый член на $\int\limits_{\Omega_{гл}} Fd\,\Omega / \int\limits_{\Omega_{гл}} Fd\,\Omega$, а второй на $\int\limits_{\Omega_{бок}} Fd\,\Omega / \int\limits_{\Omega_{бок}} Fd\Omega$ и учитывая, что $\left(\int\limits_{\Omega_{бок}} Fd\,\Omega / \int\limits_{4\pi} Fd\,\Omega\right) = \beta$ — коэффициент рассеяния, определяющий долю мощности, излученной в боковые лепестки **, найдем, что

$$T_a(\varphi^\circ, \psi^\circ) = T_{ср\,гл}(\varphi^\circ, \psi^\circ)(1-\beta)\,\eta + T_{ср\,бок}(\varphi^\circ, \psi^\circ)\,\beta\eta + T_0(1-\eta). \quad (1)$$

Здесь величины

$$T_{ср\,гл} = \int\limits_{\Omega_{гл}} TFd\,\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_{гл}} Fd\,\Omega, \quad T_{ср\,бок} = \int\limits_{\Omega_{бок}} TFd\,\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_{бок}} Fd\,\Omega \quad (2)$$

определяют усредненную (сглаженную) интенсивность фона по телесному углу главного лепестка и по всем боковым лепесткам.

В выражении (1) первое слагаемое дает шумы, принимаемые по главному лепестку диаграммы (или по любой условной области диаграммы, включающей главный лепесток), второе — по всем остальным лепесткам диаграммы и является выражением для величины фоновых

* Здесь и в дальнейшем используются антенные и яркостные температуры, связанные известными соотношениями с мощностью на входе приемной системы и с интенсивностью внешнего радиоизлучения (см., например, [20]).

** См. также [4].

шумов антенны. Как видно из (1), наличие боковых лепестков ($\beta \neq 0$) может оказать существенное влияние на результаты радиоастрономических измерений, так как для обычных антенн $\beta = 0{,}2 \div 0{,}3$, т. е. в боковые лепестки уходит $20 \div 30\%$ мощности *. Это обстоятельство не всегда учитывается должным образом, что может привести к значительным ошибкам.

2. Влияние боковых лепестков диаграммы направленности при радиоастрономических измерениях. Рассмотрим три вида измерений:

а) измерение интенсивности дискретного источника относительно некоторой опорной области;

б) измерение температуры излучения из одной области неба относительно другой области;

в) измерение температуры излучения из какой-либо области неба.

При измерении интенсивности S_ν дискретного источника относительно некоторой опорной области из (1) и (2) имеем:

$$\Delta T_{\text{а}_{\text{ист}}} = \frac{1}{k}\frac{\lambda^2}{4\pi} D_0(1-\beta)\eta S_\nu + (T_{\text{ср}_{\text{ист}}} - T_{\text{ср}_{\text{оп}}})(1-\beta)\eta + (T_{\text{ф}_{\text{ист}}} - T_{\text{ф}_{\text{оп}}})\beta\eta, \quad (3)$$

где $\Delta T_{\text{а}_{\text{ист}}}$ — приращение температуры антенны, $D_0 = 4\pi / \int\limits_{\Omega_{\text{гл}}} F d\Omega$ — КНД, определенный по главному лепестку, $T_{\text{ср}_{\text{ист}}}$ и $T_{\text{ср}_{\text{оп}}}$ — усредненные по главному лепестку диаграммы температуры излучения из области источника и из опорной области, $T_{\text{ф}_{\text{ист}}}$ и $T_{\text{ф}_{\text{оп}}}$ — средние температуры фона излучения, попадающего в боковые лепестки, при направлении антенны на источник и на опорную область.

Аналогично при измерениях температуры излучения из одной области неба относительно другой области имеем:

$$\Delta T_{\text{а}_{\text{обл}}} = (T_{\text{ср}_1} - T_{\text{ср}_2})(1-\beta)\eta + (T_{\text{ф}_1} - T_{\text{ф}_2})\beta\eta, \quad (4)$$

где $T_{\text{ср}_1}$, $T_{\text{ср}_2}$, $T_{\text{ф}_1}$ и $T_{\text{ф}_2}$ определяются так же, как $T_{\text{ср}_{\text{оп}}}$ и $T_{\text{ф}_{\text{оп}}}$.

В выражения (3) и (4) входят разности фоновых температур $T_{\text{ф}_{\text{ист}}} - T_{\text{ф}_{\text{оп}}}$ и $T_{\text{ф}_1} - T_{\text{ф}_2}$. Будем предполагать, что боковые лепестки распределены изотропно в пространстве и имеют одинаковую амплитуду (крупные боковые лепестки, расположенные вблизи главного, можно отнести к главному лепестку). Легко показать, что при таком предположении о характере боковых лепестков **

$$\begin{aligned} \Delta T_{\text{ф}_{1,2}} &= T_{\text{ф}_1} - T_{\text{ф}_2} \simeq \frac{T_{\text{ср}_2} - T_{\text{ср}_1}}{D_0}; \\ \Delta T_{\text{ф}_{\text{ист}}} &= T_{\text{ф}_{\text{ист}}} - T_{\text{ф}_{\text{оп}}} \simeq \frac{T_{\text{ср}_{\text{оп}}} - [T_{\text{ср}_{\text{ист}}} + (\lambda^2/k4\pi) D_0 S_\nu]}{D_0}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из (5) видно, что с ошибкой $(100/D_0)\%$ можно пренебречь величинами $\Delta T_{\text{ф}}$ в (3) и (4) по сравнению с первыми слагаемыми. Окончательно получаем:

---

* Следует подчеркнуть, что такая величина β имеет место при совершенно незначительном и практически не поддающемся измерению уровне боковых лепестков порядка ($-40 \div -50$) *дб*, распределенных по всему телесному углу 4π.

** В (5) последнее равенство приближенное, так как вместо $T_{\text{ср}}$ надо писать

$$\overline{T} = \int\limits_{\Omega_{\text{гл}}} T F_{\text{макс}} d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_{\text{гл}}} F d\Omega \simeq T_{\text{ср}_{\text{гл}}}.$$

$$\Delta T_{a_{\text{ист}}} = \frac{1}{k}\frac{\lambda^2}{4\pi} D_0 (1-\beta)\eta S_\nu + (T_{\text{ср}_{\text{ист}}} - T_{\text{ср}_{\text{оп}}})(1-\beta)\eta;$$
$$\Delta T_{a_{\text{обл}}} = (T_{\text{ср}_1} - T_{\text{ср}_2})(1-\beta)\eta. \tag{6}$$

Таким образом, при измерениях интенсивности дискретных источников необходимо знать величину $\eta_1 = (1-\beta)\eta$, характеризующую общее ослабление в антенной системе, и величину D_0 (либо усиление антенны $G = D_0(1-\beta)\eta$; последнее, однако, представляет часто значительно бо́льшие трудности для измерения, чем определение D_0). При относительных измерениях (например, при измерении поглощения в атмосфере по ее радиоизлучению) также необходимо знать величину η_1. Наконец, как следует из (1), при абсолютных измерениях интенсивности радиоизлучения из какого-либо участка, кроме η_1, необходимо раздельно знать величины η и β. Кроме того, при этих измерениях необходимо знать фоновые шумы антенны, оценку которых мы проведем ниже.

3. Фоновые шумы антенны. Величина $T_{\text{ср}_{\text{бок}}}$ в (1) определяется излучением атмосферы и космическим излучением, а также излучением земли, попадающим в боковые лепестки.

Известно (см. [21]), что

$$T_{\text{атм}} = T_{\text{ср}}(\varkappa_{O_2} l_1 + \varkappa_{H_2O} l_2), \tag{7}$$

где для сантиметровых волн $T_{\text{ср}} = (T_0 - 32)°$K, $\varkappa_{O_2}$ и $\varkappa_{H_2O}$ — коэффициенты поглощения кислорода и водяного пара у поверхности земли, а l_1 и l_2 — эффективные пути поглощения в атмосфере (см. [22]). Исходя из данных о $\varkappa_{O_2}$, $\varkappa_{H_2O}$, l_1, l_2 и данных об интенсивности космического радиоизлучения, легко показать, что в диапазоне 3 *см* $\leqslant \lambda \leqslant$ 50 *см* $\overline{T}_{\text{атм косм}} \simeq 6°$K, где $\overline{T}_{\text{атм косм}}$ — усредненная по всему небесному полупространству температура космического радиоизлучения и радиоизлучения атмосферы.

Что касается радиоизлучения поверхности земли, то при предположении об однородности и изотропности боковых лепестков и достаточно острой диаграмме имеем:

$$T_{\text{ср бок земли}} = \frac{1}{2}\int\limits_{-\pi/2}^{0} T_0 [1 - r^2_{(v,h)}] \cos\vartheta \, d\vartheta, \tag{8}$$

где T_0 — температура поверхности земли, ϑ — угол луча с горизонтом, $r_{(v,h)}$ — коэффициенты отражения *:

$$r_h = \frac{\sin\vartheta - \sqrt{\varepsilon - \cos^2\vartheta}}{\sin\vartheta + \sqrt{\varepsilon - \cos^2\vartheta}};$$
$$r_v = \frac{\varepsilon\sin\vartheta - \sqrt{\varepsilon - \cos^2\vartheta}}{\varepsilon\sin\vartheta + \sqrt{\varepsilon - \cos^2\vartheta}}. \tag{9}$$

Опуская несколько громоздкие выкладки, приведем окончательные выражения для $T_{\text{ср бок земли}}$ в случае вертикальной (v) и горизонтальной (h) поляризации:

---

* Считаем, что поверхность земли, занимающей нижнее полупространство, является достаточно гладкой и, следовательно, применимы формулы Френеля.

$$T_{(h,\,v)\text{ср бок земли}} = \frac{1}{2}\,T_0 J_{(h,v)}\,, \tag{10}$$

где

$$J_{(h)} = \frac{4(\varepsilon+1)}{3(\varepsilon-1)^2}\left[\varepsilon^{3/2}-(\varepsilon-1)^{3/2}\right] - \frac{4}{15(\varepsilon-1)^2}\left[4\varepsilon^{5/2}-(6+4\varepsilon)(\varepsilon-1)^{3/2}\right] -$$

$$-\frac{8\varepsilon}{3(\varepsilon-1)^2}+\frac{16}{15(\varepsilon-1)^2}\,; \tag{10a}$$

$$J_{(v)} = \frac{4\varepsilon^3}{(\varepsilon+1)(\varepsilon^2-1)^2}J_1 - \frac{2\varepsilon(\varepsilon^2+1)}{(\varepsilon^2-1)^2}J_2 - \frac{4\varepsilon^4}{(\varepsilon^2-1)^2(\varepsilon+1)}J_3 + \frac{4\varepsilon^2}{(\varepsilon^2-1)^2}J_4.$$

В (10а)

$$J_1 = -\left\{(\varepsilon+1)\sqrt{\varepsilon-1}+\frac{\varepsilon+1}{\sqrt{\varepsilon}}+\frac{\sqrt{\varepsilon+1}}{2\varepsilon}\ln\left|\frac{\sqrt{\varepsilon^2-1}-\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2-1}+\varepsilon}\,\frac{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)}+\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)}-\varepsilon}\right|\right\};$$

$$J_2 = \left\{2\sqrt{\varepsilon-1}-2\sqrt{\varepsilon}+\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon+1}}\ln\left|\frac{\sqrt{\varepsilon^2-1}-\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2-1}+\varepsilon}\,\frac{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)}+\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)}-\varepsilon}\right|\right\};$$

$$J_3 = -\left\{\frac{\varepsilon+1}{\varepsilon}+\frac{\sqrt{\varepsilon+1}}{2}\ln\left|\frac{\sqrt{\varepsilon+1}+1}{\sqrt{\varepsilon+1}-1}\right|\right\};$$

$$J_4 = \left\{-2+\frac{1}{\sqrt{\varepsilon+1}}\ln\left|\frac{\sqrt{\varepsilon+1}+1}{\sqrt{\varepsilon+1}-1}\right|\right\}$$

(значения $J_{(h,v)}$ приведены для $\varepsilon \neq 1$; для абсолютно черной земли $J_{(h)} = J_{(v)} = 1$, что формально получается из (8) при $\varepsilon = 1$).

При $\varepsilon = 4$ из (10) получаем *:

$$J_{(h)} = 0{,}6;\quad J_{(v)} = 0{,}8;$$

$$T_{(h)\text{ ср бок земли}} = 0{,}3\ T_0; \tag{11}$$

$$T_{(v)\text{ ср бок земли}} = 0{,}4\ T_0.$$

Таким образом, при приеме излучения из какой-либо области неба на сантиметровых и дециметровых волнах имеем **

$$T_{\text{a}} = T_{\text{ср}_{\text{гл}}}(1-\beta)\,\eta + \left[6+\frac{1}{2}J_{(v,h)}T_0\right]\beta\eta + T_0(1-\eta). \tag{12}$$

---

* Из (11) видно, что температура антенны от излучения земли, попадающего в боковые лепестки, равна не $0{,}5\ T_0\beta\eta$ (как это было бы, если считать землю абсолютно черным телом), а $(0{,}3 \div 0{,}4)\ T_0\beta\eta$.

Заметим, что (10) и (10а) справедливы не только при расположении земли в зоне фраунгоферовой диффракции, но и в области применимости геометрической оптики, т. е. при расстояниях от антенны до поверхности земли $\lambda < r < D^2/(10 \div 25)\lambda$ (когда на раскрыве антенны укладывается больше трех—пяти зон Френеля) (см. [29]).

** Заметим, что выражение (12), где $J_{(v,h)}$ определяются из (10а), можно использовать также и в том случае, когда в нижнее и верхнее полупространства рассеивается неодинаковая величина мощности. Действительно, вводя фактор рассеяния по нижнему полупространству $\beta_1 = \int\limits_{\Omega_{1\text{бок}}} F d\Omega \,/ \int\limits_{4\pi} F d\Omega$, где $\Omega_{1\text{бок}}$ охватывает нижнее полупространство, из (12) имеем:

При $\varepsilon=4$, $\beta=0{,}1\div0{,}2$ второе слагаемое в (12) равно $10\div20°$K, т. е. вносит заметный вклад в $T_а$. Величину $T_{ср\,бок}$ особенно важно учитывать при измерении температуры излучения из области зенита, которая на сантиметровых и дециметровых волнах составляет $\simeq 5°$K*. Из (12) видно, что при абсолютных измерениях необходима оценка величины β для учета фона, попадающего в боковые лепестки.

2. РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КАЛИБРОВКИ РАДИОТЕЛЕСКОПОВ

1. Калибровка по собственным шумам антенны, направленной в зенит [3,7]. По методу [3,7] измеряется температура антенны, направленной в зенит, $T_{а_1}$:

$$T_{а_1}=T_\Sigma\,\eta+T_0(1-\eta), \tag{13}$$

где

$$T_\Sigma=\int\limits_{4\pi}TFd\Omega\Big/\int\limits_{4\pi}Fd\Omega\simeq T_{ср\ зенита}+\frac{1}{2}J_{(v,h)}T_0\beta$$

(см. (12)). При приеме излучения дискретного источника ($\Omega_{ист}\ll\Omega_а$) относительно зенита имеем **

$$T_а=T_{ср_{гл}}(1-\beta)\eta+\left[6+\frac{\beta_1}{\beta}J_{(v,h)}T_0\right]\beta\eta+T_0(1-\eta). \tag{12a}$$

В общем случае неизотропного и неравномерного распределения боковых лепестков, разбивая телесный угол $\Omega_{бок}$ на малые участки $\Omega_{i\,бок}$ с постоянным значением F_i, имеем:

$$T_{ср\ бок}\beta=\sum_i T_{i\ ср\ бок}\beta_i,$$

где

$$T_{i\,ср\,бок}=\int\limits_{\Omega_{i\,бок}}TFd\Omega\Big/\int\limits_{\Omega_{i\,бок}}Fd\Omega,\qquad \beta_i=\int\limits_{\Omega_{i\,бок}}Fd\Omega\Big/\int\limits_{4\pi}Fd\Omega.$$

Излучение земли определяется аналогично (8):

$$T_{i\ ср\ бок\ земли}=\int\limits_{-(\vartheta_i^0+\Delta\vartheta_i)}^{-\vartheta_i^0}T_0\left[1-r^2_{(v,h)}\right]\cos\vartheta\,d\vartheta/2\cos\left(\vartheta_i^0+\frac{\Delta\vartheta_i}{2}\right)\sin\frac{\Delta\vartheta_i}{2}$$

и может быть легко вычислено. В (12) не учтено радиоизлучение атмосферы, отраженное от земли и попадающее в боковые лепестки. Очевидно, что температура антенны от этого излучения

$$T_{а_{отр}}=\frac{\eta\beta}{2}\int\limits_{-\pi/2}^{0}T_{атм}r^2_{(v,h)}\cos\vartheta\,d\vartheta<\overline{T}_{атм\ косм}\,\beta\eta\simeq 6\beta\eta.$$

Этой величиной можно пренебречь не только в случае отражений от почвы, когда $T_{ср\ бок\ земли}\simeq 100°$K (см. выше), но даже при отражении от воды ($\varepsilon\simeq 80$), когда $J_{(h)}\simeq 0{,}2$, $J_{(v)}\simeq 0{,}5$ ($T_{(h)\ ср\ воды}\simeq 0{,}1T_0\simeq 30°$K, $T_{(v)\ ср\ воды}\simeq 0{,}25T_0\simeq 75°$K). При необходимости $T_{а\ отр}$ можно легко учесть.

* В [23,24] приводятся на $\lambda\simeq 3$ *см* значения $T_{ср\,зенита}$ порядка 50°K. Ошибка в [23,24] связана, очевидно, с неучетом не только фона, попадающего в боковые лепестки, но и собственных шумов антенны. В измерениях [25] фоновое излучение также не учитывалось.

** В (14) пренебрегается величиной $(T_{ср\ ист}-T_{ср\ оп})(1-\beta)\eta$, что допустимо на сантиметровых волнах, если источник наблюдается под углом к горизонту больше $30\div40°$. При этом, как следует из [21], $(T_{ср\ ист}-T_{ср\ оп})\simeq(3\div5)°$K. При калибровке по области рядом с источником $T_{ср\ ист}-T_{ср\ оп}=0$.

$$T_{a_2} - T_{a_1} = \frac{1}{k}\frac{\lambda^2}{4\pi} DS_\nu \eta = T_{\text{ист}}\eta, \tag{14}$$

где D — КНД антенны, S_ν — интенсивность излучения источника (одной поляризации).

Из (13) и (14) соответственно имеем:

$$\begin{aligned} \eta &= (T_0 - T_{a_1})/(T_0 - T_\Sigma); \\ T_{\text{ист}} &= \frac{T_{a_2} - T_{a_1}}{T_0 - T_{a_1}}(T_0 - T_\Sigma). \end{aligned} \tag{15}$$

Учитывая, что показания выходного прибора n_0 и $n_{\text{ист}}$ пропорциональны $(T_0 - T_{a_1})$ и $(T_0 - T_{a_2})$ (последнее достигается путем сравнения сигналов от антенны и от холодного эталона, имеющего температуру T_0), из (15) получаем:

$$\begin{aligned} T_{\text{ист}} &= \frac{n_0 - n_{\text{ист}}}{n_0}(T_0 - T_\Sigma); \\ S_\nu &= \frac{4\pi k}{\lambda^2 D} T_{\text{ист}}. \end{aligned} \tag{15a}$$

Таким образом, калибровка по методу [3,7] может осуществляться как первым способом (измерение КПД), так и вторым (измерение интенсивности дискретного источника без калибровки антенны и аппаратуры).

При рассмотрении метода [3,7] мы не учитывали поглощения в атмосфере. Поэтому с учетом поглощения S_ν в (15а) — это $S_\nu^0 e^{-\gamma}$, где S_ν^0 — интенсивность излучения источника за пределами земной атмосферы, $\gamma = \varkappa_{O_2} l_1 + \varkappa_{H_2O} l_2$. На волнах $\lambda > 3$ *см* при углах наблюдения источника больше 30° общее поглощение в атмосфере не превышает $3 \div 4\%$ и им можно пренебречь. Несмотря на это, при измерениях интенсивности источников предпочтителен метод измерения с калибровкой по собственным шумам, модифицированный в соответствии с [12,17] (см. [18]).

Сущность метода [12,17,18] заключается в измерении излучения источника не относительно зенита, а относительно области рядом с источником. При этом антенна отводится на небольшой угол от источника, что уменьшает ошибку за счет разного фона излучения, попадающего в боковые лепестки при повороте антенны. Кроме того, при слежении за источником с помощью остронаправленной антенны практически удобнее отводить антенну от источника лишь на очень небольшой угол. Наконец, что не менее важно, особенно на миллиметровых волнах, такая процедура измерений упрощает учет поглощения в атмосфере.

Действительно, при приеме излучения из области рядом с источником T_{a_1} и от источника T_{a_2} относительно этой области имеем*:

$$T_{a_1} = T_{\text{н}}(1 - \beta)\eta + T_{\text{бок}}\beta\eta + T_0(1 - \eta);$$

---

* В общем случае $T_{\text{ист}} = \int\limits_{\Omega_{\text{ист}}} TF d\Omega \Big/ \int\limits_{4\pi} F d\Omega$; при $\Omega_{\text{ист}} \ll \Omega_a$

$$T_{\text{ист}} = \frac{1}{k}\frac{\lambda^2}{4\pi} DS_\nu, \quad S_\nu = \frac{k}{\lambda^2}\int\limits_{\Omega_{\text{ист}}} T d\Omega.$$

$$T_{a_2} - T_{a_1} = \frac{1}{k}\frac{\lambda^2}{4\pi} DS_\nu\, e^{-\gamma}\,\eta = T_{\text{ист}} e^{-\gamma}\,\eta, \qquad (16)$$

где $T_{\text{н}}$ — яркостная температура неба в области рядом с источником, усредненная по главному лепестку диаграммы. Из (16), учитывая, что

$$T_{\text{н}} = T_{\text{ср}}(1 - e^{-\gamma}) = (T_0 - \Delta T)(1 - e^{-\gamma})$$

(см. (7) и [18]), получаем:

$$T_{\text{ист}} = \frac{T_{a_2} - T_{a_1}}{T_0 - T_{a_1}}\, T_0 \left\{1 + \frac{1 - e^{-\gamma}}{e^{-\gamma}}\beta + \frac{\Delta T(1-\beta)(1 - e^{-\gamma})}{T_0 e^{-\gamma}} - \frac{T_{\text{бок}}\beta}{T_0 e^{-\gamma}}\right\}.$$

Так как показания выходного прибора n_0 и $n_{\text{ист}}$ пропорциональны $(T_0 - T_{a_1})$ и $(T_0 - T_{a_2})$ *,

$$T_{\text{ист}} = \frac{n_0 - n_{\text{ист}}}{n_0}\, T_0 \left\{1 - \frac{T_{\text{бок}}\beta}{T_0 e^{-\gamma}} + \frac{(1 - e^{-\gamma})}{e^{-\gamma}}\left[\beta + \frac{\Delta T}{T_0}(1 - \beta)\right]\right\}. \qquad (17)$$

В [17] приведено выражение (в наших обозначениях)

$$T_{\text{ист}} = \frac{n_0 - n_{\text{ист}}}{n_0}\, T_0 \left[1 + \frac{(1 - e^{-\gamma})}{e^{-\gamma}}\frac{\Delta T}{T_0}\right],$$

не учитывающее фоновое излучение, попадающее в боковые лепестки ($T_{\text{бок}}\beta$). Следует особо подчеркнуть необходимость учета этого излучения при измерениях с калибровкой по собственным шумам. (В (15) и (15а) это фоновое излучение включено в T_Σ.) Оценка фонового излучения, проведенная в разделе 1, позволяет в ряде случаев вносить поправки в значения η и $T_{\text{ист}}$, измеренные по методам [3,6,7,12,17,18]. Однако при необходимости получения результатов с погрешностью, меньшей $\simeq 10\%$ (при $\beta = 0{,}3$ $T_{\text{бок}}\beta/T_0 \simeq 0{,}1$), требуется детальное измерение и учет фоновых шумов, попадающих в боковые лепестки.

Заметим, что измерение КПД антенны по ее собственным шумам является пока единственным методом непосредственного определения общих потерь в антенной системе (метод [25] позволяет измерять лишь КПД отдельных элементов антенны, например, облучателей, но не всей антенны в целом). При учете рассогласования (см. [26]) и фактора рассеяния это метод, наряду с методом [6], как нам кажется, является пока наиболее простым и надежным при калибровке на сантиметровых и дециметровых волнах. Этим методом постоянно проводится калибровка антенн радиотелескопов и измерение интенсивности источников (на сантиметровых волнах) на Горьковской радиоастрономической станции Зименки. Однако при измерении интенсивности дискретного источника по этому методу требуется знание $D = D_0(1-\beta)$, что является недостатком, так как для полной калибровки радиотелескопа необходимо, кроме η и диаграммы, определить еще фактор рассеяния β или непосредственно величину D.

2. Калибровка радиотелескопа с использованием поглощающей секции, вносимой в волновод [6]. По этому методу измеряется температура антенны, направленной в зенит, сначала без поглощающей секции в волноводе (T_{a_1}), а затем с введением этой секции (T_{a_2}). Температура антенны при этих измерениях **

---

* На волнах $\lambda > 3$ *см* и при углах наблюдения $\vartheta > 20°$ третий член в (17) может дать поправку не более 2% и им можно пренебречь (подробнее см. [18]).

** Рассогласование здесь не учитываем. Ошибки из-за рассогласования определяются так же, как и в методе [3] (см. [26]). Поглощения в атмосфере для простоты также не учитываем.

$$T_{a_1} = T_\Sigma \eta + T_0 (1 - \eta);$$
$$T_{a_2} = [T_\Sigma \eta + T_0 (1 - \eta)] \eta_п + T_0 (1 - \eta_п), \tag{18}$$

где $\eta_п$ — КПД поглощающей секции, а T_Σ определяется соотношением (13). Из (18) следует, что

$$T_{a_1} - T_{a_2} = \eta (1 - \eta_п)(T_\Sigma - T_0). \tag{19}$$

При приеме излучения дискретного источника интенсивности S_ν

$$T_{a_3} - T_{a_1} = \frac{1}{k} \frac{\lambda^2}{4\pi} DS_\nu \eta = T_{ист} \eta. \tag{20}$$

Из (19) и (20) имеем:

$$\frac{T_{a_3} - T_{a_1}}{T_{a_1} - T_{a_2}} = \frac{T_{ист}}{(1-\eta_п)(T_\Sigma - T_0)};$$

учитывая, что показания выходного прибора $n_{ист}$ и $n_{кал}$ пропорциональны $(T_{a_3} - T_{a_1})$ и $(T_{a_2} - T_{a_1})$, получаем:

$$T_{ист} = (1 - \eta_п) \frac{n_{ист}}{n_{кал}} (T_0 - T_\Sigma). \tag{21}$$

Однако в [6] используется выражение

$$T_{ист} = (1 - \eta_п) \frac{n_{ист}}{n_{кал}} T_0, \tag{22}$$

т. е. пренебрегается величиной T_Σ по сравнению с T_0, что приводит к ошибкам, существенным при $\beta > 0{,}1$. Так, например, при $\beta = 0{,}2$ $\Delta T_{ист}/T_{ист} \simeq 8\%$. Из сказанного ясно, что фактически этот метод сводится к калибровке по собственным шумам.

3. Калибровка по излучению поглощающего материала, в который „упирается“ главный лепесток диаграммы [8]. Метод разработан для измерения интенсивности источника без тепловой калибровки на волнах $6 \div 8$ *мм*, но применим и в сантиметровом и дециметровом диапазонах.

Допустим, что A, B и C — части энергии, излучаемые антенной в главный, боковые и задние лепестки. Тогда при приеме излучения из области рядом с источником температура антенны *

$$T_{a_1} = AT_{атм} + BT_B + CT_C + T_ш, \tag{23}$$

где $T_{атм}$ — усредненная по главному лепестку температура излучения атмосферы, T_B, T_C — усредненные температуры излучения, попадающего в боковые и задние лепестки, $T_ш$ — температура антенны от излучения ее собственных шумов.

Если теперь поместить перед главным лепестком поглощающий материал с температурой T_0, а затем навести антенну на источник, то температура антенны T_{a_2} и T_{a_3} будет иметь следующий вид **:

$$T_{a_2} = AT_0 + BT_B + CT_C + T_ш, \tag{24}$$

* В [8] нет члена $T_ш$, учитывающего собственные шумы антенны. Это не изменяет окончательных результатов, так как по методу измерений $T_ш$ исключается.

** Из сказанного ранее ясно, что для того, чтобы величины BT_B, CT_C не изменялись при наведении антенны на поглощающий материал (как предполагается в [8]), необходимо наблюдать его при том же угле, что и источник, что практически трудно осуществимо. В [8] о поглощающем теле, к сожалению, ничего не сказано.

$$T_{a_3} = \frac{1}{k}\frac{\lambda^2}{4\pi} D_0 S_\nu\, A\,(1 - \gamma_{атм}) + T_{a_1}\,, \tag{25}$$

где $\gamma_{атм}$ — поглощение в атмосфере (в неперах на *км*). Из (24) и (23) следует, что

$$T_{a_2} - T_{a_1} = A\,(T_0 - T_{атм}). \tag{26}$$

Из (26), (25) и (23) получаем, учитывая равенство $T_{атм} = T_0\gamma_{атм}$*:

$$\frac{T_{a_3} - T_{a_1}}{T_{a_2} - T_{a_1}} = \frac{1}{kT_0}\,\frac{\lambda^2}{4\pi}\,D_0 S_\nu\,. \tag{27}$$

Из (27), учитывая, что показания выходного прибора n_1, n_2, n_3 пропорциональны соответственно $(T_0 - T_{a_1})$, $(T_0 - T_{a_2})$, $(T_0 - T_{a_3})$, находим:

$$S_\nu = \frac{kT_0}{\lambda^2}\,\frac{4\pi}{D_0}\,\frac{n_1 - n_3}{n_1 - n_2}\,.$$

Таким образом, калибровка радиотелескопа по методу [8] относится ко второму способу. Однако из [8] легко получить также и метод измерения η_1. Действительно, из (26) имеем:

$$A = \frac{T_{a_2} - T_{a_1}}{T_0 - T_{атм}}\,.$$

Из сравнения (23) и (1) ясно, что

$$A = (1 - \beta)\,\eta = \eta_1$$

и, таким образом **,

$$\eta_1 = \frac{T_{a_3} - T_{a_1}}{T_0 - T_{атм}}\,. \tag{28}$$

Метод [8] оказывается удобным при помещении поглощающего тела на оси антенны, что возможно лишь для небольших антенн. Однако при использовании больших антенн существенным недостатком данного метода является неучет разной величины фоновых шумов при направлении антенны на область рядом с источником и на поглощающее тело, помещаемое, очевидно, на поверхности земли.

4. Калибровка по радиоизлучению леса [13]. Впервые для калибровки радиотелескопа метод, использующий радиоизлучение леса, был применен в [12]. В работе [13], рассматриваемой ниже, проведен анализ и разработка метода для измерения фактора рассеяния антенны боннского радиотелескопа ($\nu = 1419$ *мгц*). Этот метод основан на измерении температуры излучения леса и поверхности земли. И земля, и лес считаются абсолютно черными телами с температурой T_0. Тогда (см. [13])

$$T_a = T_0\,(1 - \beta) + \frac{1}{2}T_0\beta + \frac{1}{2}\overline{T}_{атм}\,\beta, \tag{29}$$

причем средняя температура радиоизлучения атмосферы $\overline{T}_{атм}$ принимается равной $\overline{T}_{атм} = 15°K$ (по нашим оценкам $T_{атм\ косм} \simeq 6°K$). Сначала

---

* Согласно [8], $T_{атм} = T_0\,\gamma_{атм}$, где T_0 — температура у поверхности земли. Это неточно, так как в действительности $T_{атм} = T_{ср}\,\gamma_{атм}$, где $T_{ср} < T_0$ (см. [21]).

** При этом, как следует из [26], учитывается и ослабление из-за рассогласования.

производятся абсолютные измерения $T_а$, а затем из (29) определяется β *:

$$\beta = 2(T_0 - T_а)/(T_0 - \overline{T}_{атм}). \tag{30}$$

Указанный метод имеет следующие весьма существенные недостатки.

а) Для справедливости (29) лес должен занимать телесный угол главного лепестка диаграммы. В противном случае измеряется фактор рассеяния не относительно главного лепестка, а относительно той части диаграммы, которая закрывается лесом**. Пересчет же к главному лепестку связан с большими погрешностями, поскольку лес по высоте занимает значительно меньший угол, чем по азимуту.

б) Земля и лес считаются абсолютно черными телами с температурой T_0, что требует экспериментальной проверки и уточнения.

в) В (29) во втором члене $(1/2)T_0\beta$, обусловленном излучением земли, попадающим в боковые лепестки, не учтен коэффициент отражения (в соответствии с предположением об абсолютно черном теле). Учет коэффициента отражения приводит к тому, что при изотропном распределении боковых лепестков второй член в (29) равен $(0{,}3 \div 0{,}4)T_0\beta$.

г) Измерения являются абсолютными, т. е. ошибки в значениях фонового излучения земли и атмосферы непосредственно определяют ошибку в значении β.

5. Калибровка по отражающему листу (искусственному зениту) и радиоизлучению поглощающего материала [15]. Метод состоит в измерении излучений из трех определенных калибровочных областей, которые могут быть расположены в пространстве произвольно. Рассматривается случай, когда одним из направлений является истинный зенит или любая область неба, наблюдаемая под углом $\vartheta > 50 \div 60°$. Вторым направлением служит зенит, отраженный в антенну плоским зеркалом с угловыми размерами $\Omega_з$, равными угловым размерам главного лепестка диаграммы $\Omega_а$ или любой его части, принимаемой за главный лепесток (температура излучения зенита $T_з$), а третьим—направление на поглощающую абсолютно черную плоскость, расположенную рядом с плоским зеркалом и имеющую температуру T_0. В качестве последней (как доказано экспериментально в [15]) можно использовать поверхность земли, наблюдаемую на вертикальной поляризации под углом Брюстера.

Согласно (6), измеряя разность температур антенны при направлении на черную площадку $T_{а_1}$ и на отражающий лист $T_{а_2}$, можно определить полное ослабление η_1 ***:

$$\begin{aligned} T_{а_1} - T_{а_2} &= (T_0 - T_л)(1-\beta)\eta = (T_0 - T_л)\eta_1; \\ \eta_1 &= (T_{а_1} - T_{а_2})/(T_0 - T_л), \end{aligned} \tag{31}$$

* Легко видеть, что, если учесть в (29) собственные шумы, т. е. рассматривать $T_а$ на входе приемника, то β в (29) включает в себя также и КПД, т. е. $\beta = \beta_1\eta$, где β_1 — фактор рассеяния. Действительно,

$$T_а = T_0(1-\beta_1)\eta + \frac{1}{2}T_0\beta_1\eta + \frac{1}{2}\overline{T}_{атм}\beta_1\eta + T_0(1-\eta) = T_0(1-\beta_1\eta) + \frac{1}{2}T_0\beta_1\eta + \frac{1}{2}\overline{T}_{атм}\beta_1\eta.$$

** Поэтому значение β, приводимое в [13], вероятно, занижено.

*** Температура $T_{ср\,бок\,1} = T_{ср\,бок\,2}$, так как „черная" площадка и отражающий лист расположены рядом.

где $T_л$ — яркостная температура листа, вообще говоря, не равная температуре излучения зенита $T_з$.

Принимая излучение из истинного зенита T_{a_3} и измеряя КПД по методу [3], можно из (31) найти фактор рассеяния без применения тепловой калибровки аппаратуры. Действительно, из (15) и (31) имеем*:

$$1-\beta=\frac{T_{a_1}-T_{a_2}}{T_0-T_{a_3}}\,\frac{1-T_\Sigma/T_0}{1-T_л/T_0}\simeq\frac{n_2-n_1}{n_3},\tag{32}$$

так как практически

$$\frac{1-T_\Sigma/T_0}{1-T_л/T_0}\simeq 1.\tag{32а}$$

Проведенные таким образом измерения позволяют определить $(1-\beta)$ с погрешностью, определяемой (32а). Найдя β, можно внести поправку в значение η, измеренное в соответствии с (15), и из (31) снова найти уже уточненное значение $(1-\beta)$.

Заметим, что точность определения β и η_1 зависит от точности определения $T_л$. Величина $T_л$, вообще говоря, больше $T_з$. „Потепление“ листа связано с диффракционными явлениями на листе, благодаря чему он отражает в антенну не только радиоизлучение зенита, но и радиоизлучение земли, попадающее в „боковые лепестки“ этого листа, рассматриваемого вместе с основной антенной как новая антенна. При факторе рассеяния этой новой антенны $\beta_л$, равном $0{,}2\div 0{,}3$, $T_л\simeq T_з+(20\div 30)$°K (разумеется, в каждом конкретном случае надо специально оценить $T_л$). Пренебрежение этим „потеплением“ листа может привести к ошибке в $(1-\beta)\eta$ порядка 10%.

Можно оценить величину $(T_0-T_л)$ экспериментально. Действительно, выделяя в боковых лепестках изотропную ($\beta_и$) и неизотропную ($\beta_н$) составляющие ($\beta=\beta_и+\beta_н$) и сравнивая температуру антенны при приеме излучения из зенита (T_{a_3}), искусственного зенита (T_{a_2}) и черной площадки (T_{a_1}), получаем:

$$T_{a_3}=T_з(1-\beta)\eta+T_{ф_3}\beta_н\eta+T_ф\,\beta_и\eta+T_0(1-\eta);$$

$$T_{a_2}=T_л(1-\beta)\eta+T_{ф_2}\beta_н\eta+T_ф\,\beta_и\eta+T_0(1-\eta);$$

$$T_{a_1}=T_0(1-\beta)\eta+T_{ф_2}\beta_н\eta+T_ф\,\beta_и\eta+T_0(1-\eta),$$

откуда

$$\frac{T_{a_1}-T_{a_3}}{T_{a_1}-T_{a_2}}=\frac{n_3-n_1}{n_2-n_1}=\frac{T_0-T_з}{T_0-T_л}+\frac{T_{ф_2}-T_{ф_3}}{T_0-T_л}\,\frac{\beta_н}{1-\beta}.$$

Поскольку $T_{ф_2}-T_{ф_3}\simeq T_0-T_з$ (неизотропная составляющая бокового излучения в основном примыкает к главному лепестку), то

$$T_0-T_л=\frac{n_2-n_1}{n_3-n_1}\left(1+\frac{\beta_н}{1-\beta}\right)(T_0-T_з).\tag{32б}$$

Зная приближенно β из (32) и оценив $\beta_н$ (например, по диаграмме), можно определить $(T_0-T_л)$ из (32б) и величину η_1 — из (31)**.

---

* Величины n_1, n_2, n_3 — показания выходного прибора, пропорциональные соответственно $(T_0-T_{a_1})$, $(T_0-T_{a_2})$, $(T_0-T_{a_3})$; β — фактор рассеяния относительно главного лепестка диаграммы при $\Omega_3=\Omega_a$ или части главного лепестка Ω_3 при $\Omega_3<\Omega_a$.

** В измерениях, описанных в [15], определенная таким образом величина $T_л$ оказалась равной 40°K ($\beta=0{,}35$, $\beta_н=0{,}1\div 0{,}15$). Заметим, что при неизвестном фоновом излучении и при $\beta<0{,}3$ для определения $(1-\beta)$ более целесообразно использо-

Используя эталонное излучение из указанных трех областей, можно измерить температуру T_x какого-либо излучающего участка без калибровки радиотелескопа:

$$T_{a_x} - T_{a_{2,3}}' = (T_x - T_{л\,з})\,(1 - \beta)\,\eta + \Delta_{x,2,3}, \qquad (33)$$

где $\Delta_{x,2,3} = (T_{ср\,бок\,x} - T_{ср\,бок\,2,3})\,\beta\eta$. Сравнивая это радиоизлучение с радиоизлучением „искусственного" зенита (если исследуемый участок расположен вблизи горизонта) или истинного зенита (если этот участок расположен над горизонтом), можно свести величину $\Delta_{x,2,3}$ к минимуму и пренебречь ей. В этом случае, согласно (31) и (33),

$$T_x - T_{л\,з} = \frac{T_{a_x} - T_{a_{2,3}}}{T_{a_1} - T_{a_2}}\,(T_0 - T_{л\,з}) = \frac{n_{2,3} - n_x}{n_2 - n_1}\,(T_0 - T_{л\,з}). \qquad (34)$$

В случае источника, расположенного за пределами атмосферы, измеряя радиоизлучение этого источника ($T_{a_{ист}}$) относительно области рядом с источником ($T_{a_{обл}}$) и определяя $(1 - \beta)\,\eta$ согласно (31) по отражающему листу и поглощающему материалу, получим:

$$T_{ист} e^{-\gamma} = \frac{T_{a_{ист}} - T_{a_{обл}}}{T_{a_1} - T_{a_2}}\,(T_0 - T_л) = \frac{\Delta n_{ист}}{\Delta n_{1,2}}\,(T_0 - T_л), \qquad (35)$$

где

$$T_{ист} = \int\limits_{\Omega_{ист}} TF d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_{гл}} F d\Omega.$$

При измерении $T_{ист}$ исключаются ошибки за счет фона, попадающего в боковые лепестки антенны (хотя фоновое излучение, попадающее на лист, и входит в виде поправки в $T_л$), а для определения по $T_{ист}$ величины S_ν требуется лишь знание D_0 — КНД по главному лепестку.

Как уже было сказано, в качестве „черной" площадки возможно использование участка почвы (например, на склоне горы), наблюдаемого под углом ϑ, близким к углу Брюстера *. При $2 \leqslant \varepsilon \leqslant 15$ удобнее всего выбирать $\vartheta \simeq 30°$. В этом случае с ошибкой не более $\pm 5\%$ можно считать температуру излучения этого участка равной $0{,}95\,T_0$. При необходимости более точных измерений можно оценить величину ε путем измерения на вертикальной и горизонтальной поляризации температуры излучения „черной" площадки относительно отражающего листа.

вать выражение (32), обеспечивающее погрешность в значении $(1-\beta)$ не более 10%. Действительно, $T_\Sigma = T_з + (0{,}3 \div 0{,}4)\,T_0\beta$, $T_л = T_з + (0{,}3 \div 0{,}4)\,T_0\beta_л$ и при β, $\beta_л < 0{,}3$

$$T_\Sigma / T_0 \simeq T_л / T_0 < 0{,}1.$$

Таким образом, (32) заведомо выполняется с погрешностью, меньшей 10%.

* При необходимости измерений на горизонтальной поляризации можно использовать этот же метод калибровки, а именно, калибровать антенну на вертикальной поляризации и затем проводить дополнительное измерение излучения на горизонтальной поляризации из участка α, где соотношение между $T_{\alpha(v)}$ и $T_{\alpha(h)}$ известно. Например,

$$\left.\begin{aligned} T_{x(h)} &= \frac{\Delta n_{x,2}(h)}{\Delta n_{\alpha,2}(h)}\,T_{\alpha(h)} \\ T_{\alpha(h)} &= A T_{\alpha(v)} = A\,\frac{\Delta n_{\alpha,2}(v)}{\Delta n_{1,2}(v)}\,T_0 \end{aligned}\right\}\quad T_{x(h)} = A\left(\frac{\Delta n_{x,2}}{\Delta n_{\alpha,2}}\right)_{(h)}\left(\frac{\Delta n_{\alpha,2}}{\Delta n_{1,2}}\right)_{(v)} T_0.$$

Метод измерения диэлектрической постоянной почвы. Измеряя на вертикальной и горизонтальной поляризациях интенсивность радиоизлучения исследуемого участка почвы относительно излучения, отраженного от металлического листа, из (31) имеем:

$$\Delta T_{\text{а}(v)} = T_{\text{а}_1(v)} - T_{\text{а}_2(v)} = [T_0(1 - r^2_{(v)}) - T_{\text{л}}]\,\eta_1;$$

$$\Delta T_{\text{а}(h)} = T_{\text{а}_1(h)} - T_{\text{а}_2(h)} = [T_0(1 - r^2_{(h)}) - T_{\text{л}}]\,\eta_1$$

или, пренебрегая величиной $[1 - T_{\text{л}}/T_0(1 - r^2_v)]/[1 - T_{\text{л}}/T_0(1 - r^2_h)]$*,

$$\frac{\Delta T_{\text{а}(v)}}{\Delta T_{\text{а}(h)}} = \frac{\Delta n_{(v)}}{\Delta n_{(h)}} = \frac{1 - r^2_{(v)}}{1 - r^2_{(h)}}.$$

По отношению $(1 - r^2_v)/(1 - r^2_h)$ легко найти ε (например, графически)**.

Таким образом, метод [15] позволяет проводить радиоастрономические измерения без калибровки антенны и аппаратуры (второй способ калибровки радиотелескопа); в то же время он обеспечивает измерение общего ослабления и, что особенно важно для антенной техники, прямое измерение фактора рассеяния β***. Еще раз подчеркнем, что при измерениях параметров антенн и интенсивности излучения внеземных источников относительно соседней области по методу [15] исключается влияние фоновых шумов, попадающих в боковые лепестки антенны. (При подобных измерениях с использованием калибровки по собственным шумам фоновое излучение необходимо учитывать.) При измерениях интенсивности излучения объектов, находящихся в пределах земной атмосферы, необходим учет изменения фоновых шумов при направлении антенны на объект и на отражающий лист ($\Delta_{x,2,3}$). Как уже сказано, величина $\Delta_{x,2,3}$ может быть сведена к минимуму или оценена путем измерения $T_{\text{а}_2} - T_{\text{а}_3} = \Delta_{\text{макс}} + (T_{\text{л}} - T_{\text{з}})\,\eta_1$.

Недостатком метода [15] является трудность создания „черной" и отражающей площадок для антенн с диаграммами, формирующимися на большом расстоянии. В этом случае могут оказаться полезными неровности рельефа местности, например, горы; кроме того, вместо „черной" площадки и отражающего листа можно использовать Луну и области рядом с Луной. При использовании для калибровки Луны автоматически учитывается поглощение в атмосфере, как легко видеть из (35), где вместо $(T_0 - T_{\text{л}})$ надо писать $T_{\text{л}} e^{-\gamma}$, а вместо $\Omega_{\text{гл}} - \Omega_{\text{л}}$. Точность измерений при использовании для калибровки Луны целиком определяется точностью, с которой известна $T_{\text{л}}$. Что касается яркостной температуры Луны, то ее значения на разных волнах в настоящее время известны с погрешностью $\simeq \pm 15\%$.

Заметим, что метод [15] может получить более широкое применение, если располагать отражающий лист и черную площадку не в зоне Фраунгофера, а в зоне Френеля. По-видимому, сказанное можно осу-

---

* При $\vartheta \simeq 30^\circ$ и $\varepsilon < 20$ ошибка из-за отбрасывания $T_{\text{л}}$ не превосходит 15% для $\Delta T_{\text{а}(v)}$ и 25% для $\Delta T_{\text{а}(h)}$.

** Этот метод был проверен экспериментально во время измерений, описанных в [15]. В сухую погоду ε оказалась равной 4÷6, а во время дождя $\varepsilon \simeq 20$, что говорит о достаточной надежности метода и характеризует его чувствительность.

*** Отметим, что измерение β для области вне известной заранее части диаграммы дает возможность определить КНД антенны D, равный $D = D_0(1 - \beta)$, где D_0 — КНД, определенный по известной части диаграммы. Измеряя β с помощью зеркал с различными $\Omega_{\text{з}}$, можно детально исследовать диаграмму направленности. Наконец, используя резкий градиент температуры на краю зеркала или черной площадки, можно, как легко показать, непосредственно измерять диаграммы направленности, в том числе и с малыми угловыми размерами.

ществить, сочетая метод [15] с выносом облучателя из фокуса (см. [28]). Однако этот вопрос требует специального рассмотрения.

Выше рассматривались методы точного измерения параметров антенн и калибровки радиотелескопов. В то же время часто необходима лишь весьма приближенная оценка некоторых параметров, например, β, для внесения поправок в величину η, измеренную методом [3]. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть метод оценки фактора рассеяния.

6. Метод оценки величины β по измерению фоновой температуры антенны при различных поляризациях основан на том, что излучение атмосферы и космическое радиоизлучение в первом приближении неполяризованы, в то время как радиоизлучение поверхности земли является поляризованным.

Направляя главный лепесток диаграммы под малым углом к поверхности земли (но так, чтобы он не пересекал эту поверхность) и изменяя поляризацию антенны, найдем:

$$T_{а(v)} - T_{а(h)} = \frac{1}{2} T_0 \left[J_{(v)} - J_{(h)}\right] \beta\eta.$$

Учитывая, что $[J_{(v)} - J_{(h)}] = 0{,}2$, получаем:

$$\beta = 10 \left[T_{а(v)} - T_{а(h)}\right] / T_0 \eta.$$

Измеряя η по собственным шумам, имеем:

$$\beta = 10 \frac{\left[T_{а(v)} - T_{а(h)}\right]}{(T_0 - T_{а\ зенит}) + 5J_{(v,h)} \left[T_{а(v)} - T_{а(h)}\right]}. \tag{36}$$

Из (36) видно, что β можно измерить без тепловой калибровки. Действительно, так как показания выходного прибора $n_з$ и $\Delta n_{(v,h)}$ пропорциональны $(T_0 - T_{а\ зенит})$ и $[T_{а(v)} - T_{а(h)}]$, то

$$\beta = \frac{10\Delta n_{(v,h)}}{n_з + 5J_{(v,h)} \Delta n_{(v,h)}} \simeq \frac{10\Delta n_{(v,h)}}{n_з}. \tag{37}$$

Поскольку $\Delta n_{(v,h)} \ll n_з$ ($n_з$ соответствует $\simeq 290°$K, а $\Delta n_{(v,h)} \sim 5 \div 15°$K), речь может идти лишь об оценке величины β. Во время измерений, описанных в [15], подобная оценка дала $\beta = (0{,}2 \div 0{,}4)$ ($[T_{а(v)} - T_{а(h)}] \simeq (5 \div 10)°$K, $\eta = 0{,}85$, $T_0 = 293°$K), в то время как согласно точным измерениям $\beta = 0{,}35$.

3. НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЛУНЫ И СОЛНЦА

1. Метод сравнения радиоизлучения Луны и Солнца. Наряду с методами, рассмотренными выше, при измерении интенсивности радиоизлучения Луны и Солнца применяются методы, основанные на взаимном сравнении радиоизлучения этих объектов (см., например, [27]).

Приращение температуры антенны при приеме радиоизлучения Солнца $\Delta T_{аС}$ или Луны $\Delta T_{аЛ}$ относительно области, расположенной рядом с источником, определяется следующими формулами:

$$\Delta T_{аС} = \frac{\int\limits_{\Omega_С} TFd\Omega}{\int\limits_{\Omega_С} Fd\Omega} \frac{\int\limits_{\Omega_С} Fd\Omega}{\int\limits_{\Omega_{гл}} Fd\Omega} (1-\beta)\eta e^{-\gamma};$$

$$\Delta T_{\text{ал}} = \frac{\int\limits_{\Omega_\text{л}} TF d\Omega}{\int\limits_{\Omega_\text{л}} F d\Omega} \frac{\int\limits_{\Omega_\text{л}} F d\Omega}{\int\limits_{\Omega_\text{гл}} F d\Omega} (1-\beta)\eta e^{-\gamma},$$

где β — фактор рассеяния относительно главного лепестка диаграммы. Вводя обычным образом усредненную по диаграмме в телесном угле источника температуру радиоизлучения Солнца $\overline{T}_\text{С}$ и Луны $\overline{T}_\text{л}$*, имеем

$$\Delta T_{\text{а}_\text{С}} = \overline{T}_\text{С} \Big(\int\limits_{\Omega_\text{С}} F d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_\text{гл}} F d\Omega\Big) (1-\beta)\eta e^{-\gamma};$$

$$\Delta T_{\text{а}_\text{л}} = \overline{T}_\text{л} \Big(\int\limits_{\Omega_\text{л}} F d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_\text{гл}} F d\Omega\Big) (1-\beta)\eta e^{-\gamma}. \tag{38}$$

Сравнивая показания выходного прибора при приеме радиоизлучения Солнца $n_\text{С}$ и Луны $n_\text{л}$, из (38) получаем:

$$\frac{\Delta T_{\text{а}_\text{С}}}{\Delta T_{\text{а}_\text{л}}} = \frac{n_\text{С}}{n_\text{л}} = \frac{\overline{T}_\text{С}}{\overline{T}_\text{л}} \Big(\int\limits_{\Omega_\text{С}} F d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_\text{л}} F d\Omega\Big). \tag{39}$$

Из (39), зная $\overline{T}_\text{л}$, можно определить $\overline{T}_\text{С}$ и, наоборот, по $\overline{T}_\text{С}$ определить $\overline{T}_\text{л}$:

$$\overline{T}_\text{С} = \frac{n_\text{С}}{n_\text{л}} \overline{T}_\text{л} \Big(\int\limits_{\Omega_\text{л}} F d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_\text{С}} F d\Omega\Big);$$

$$\overline{T}_\text{л} = \frac{n_\text{л}}{n_\text{С}} \overline{T}_\text{С} \Big(\int\limits_{\Omega_\text{С}} F d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_\text{л}} F d\Omega\Big). \tag{40}$$

Отношение $\int\limits_{\Omega_\text{л}} F d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_\text{С}} F d\Omega$ легко вычисляется по известному главному лепестку диаграммы направленности $\Omega_\text{а}'$ при $\Omega_\text{а} > \Omega_\text{л} \simeq \Omega_\text{С}$. При $\Omega_\text{а} < \Omega_\text{л} \simeq \Omega_\text{С}$ это отношение практически равно единице (при $\Omega_\text{а} \ll \Omega_\text{л} \simeq \Omega_\text{С}$ $\overline{T}_\text{л}$ и $\overline{T}_\text{С}$ определяют просто яркостную температуру объекта в той точке, в которую упирается узкий луч диаграммы).

Как видно из (40), при таком методе измерений полностью исключается влияние фона радиоизлучения, а также поглощение в атмосфере, а ошибка в измеренном значении $\overline{T}$ целиком определяется ошибкой, с которой известна $\overline{T}$ „эталонного" источника (Солнца или Луны соответственно)**. На сантиметровых и дециметровых волнах в качестве эталона удобнее выбирать Луну в силу постоянства ее радиоизлучения (фазовый ход учитывается известным способом). На миллиметровых волнах удобнее принять за эталон радиоизлучение Солнца,

---

* В [27] используется величина $T_{\text{л ср}} = (1/\Omega_\text{л}) \int\limits_{\Omega_\text{л}} T_\text{л} d\Omega$, что не вполне удачно, так как экспериментально определяется величина $\overline{T} = \int\limits_{\Omega_\text{л}} TF d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_\text{л}} F d\Omega$; при $T = \text{const}$ или $\Omega_\text{а} \gg \Omega_\text{л}$ $\overline{T} \simeq T_\text{ср}$.

** Очевидно, что таким методом сравнения с Солнцем или Луной можно измерить температуру излучения любого источника. Преимущество сравнения Солнца с Луной заключается в том, что $\Omega_\text{С} \simeq \Omega_\text{л}$.

достаточно постоянное в этом диапазоне. В связи с использованием в качестве эталона радиоизлучения Солнца или Луны целесообразно создать „искусственную Луну" или „искусственное Солнце". На этом основаны методы [16, 18].

2. *Методы измерения интенсивности радиоизлучения Луны и Солнца путем сравнения с „искусственными" Солнцем и Луной* [16], [18]. Согласно [16], измерение интенсивности радиоизлучения Луны и Солнца производится путем сравнения с эталонными интенсивностями излучения черной поверхности и зенита, отраженных в антенну плоским зеркалом, имеющим угловые размеры, равные угловым размерам исследуемого источника $\Omega_С$ или $\Omega_Л$.

Рассмотрим для определенности прием радиоизлучения Луны путем сравнения с „искусственной Луной". Приращения температуры антенны при приеме радиоизлучения Луны относительно области рядом с ней $\Delta T_{а_Л}$ и при приеме радиоизлучения черной площадки температуры $T_ч$ относительно отраженного зенита $\Delta T_{а_{ч-з}}$, очевидно, определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \Delta T_{а_Л} &= \overline{T}_Л \left(\int\limits_{\Omega_Л} F d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_{гл}} F d\Omega\right)(1-\beta)\eta e^{-\gamma}; \\ \Delta T_{а_{ч-з}} &= (T_{ч_1} - T_з)\left(\int\limits_{\Omega_з=\Omega_Л} F d\Omega \Big/ \int\limits_{\Omega_{гл}} F d\Omega\right)(1-\beta)\eta, \end{aligned} \tag{41}$$

где $T_з$ — температура зеркала, отражающего радиоизлучение зенита, не равная температуре излучения зенита (по той же причине, что и „потепление" листа в методе [15]). $T_{ч_1}$ — температура зеркала, отражающего радиоизлучение черной поверхности, не равная температуре излучения этой поверхности $T_ч$ ($T_{ч_1} < T_ч$, т. е. имеет место диффракционное „похолодание" поверхности, так как температура окружающего фона $T_ф < T_ч$). Таким образом, диффракционная поправка входит в величину $T_{ч_1} - T_з$ дважды, что делает метод (в том виде, как он предложен в [16]) весьма неточным. Если, однако, несколько изменить метод [16], а именно, отражать с помощью зеркала лишь излучение зенита, а излучение черной поверхности принимать непосредственно (т. е. $T_{ч_1} = T_ч$), то такой способ может оказаться более точным. Подобный способ был использован при измерении интенсивности радиоизлучения Луны (см. [18]), когда наряду с большими отражающими листами (см. [15]) применялся лист с угловыми размерами, равными угловым размерам Луны, а в качестве черной площадки — участок поверхности земли, наблюдаемый под углом Брюстера. Из (41) имеем:

$$\overline{T}_Л = \frac{\Delta T_{а_Л}}{\Delta T_{а_{ч-з}}} e^{\gamma}(T_ч - T_з) = \frac{n_Л}{n_{ч-з}} e^{\gamma}(T_ч - T_з). \tag{42}$$

Из вышеизложенного нетрудно видеть, что измерение интенсивности радиоизлучения Луны и Солнца согласно [18] аналогично измерению по методу [15], с той лишь разницей, что в [18] угловые размеры зеркала должны быть равны угловым размерам источника (ср. (42) и (35)). Это ограничивает использование способа [18] только измерением интенсивности радиоизлучения Луны и Солнца *. Метод [18] позволяет проводить калибровку лишь вторым способом.

---

* В [18] этот метод и рассматривается лишь как метод измерения интенсивности радиоизлучения Луны и Солнца.

Что касается измерения параметров антенны, то при $\Omega_a \gg \Omega_з = \Omega_Л$ или при $\Omega_a \ll \Omega_з = \Omega_Л$ измерение фактора рассеяния по этому методу (аналогично методу [15]) связано с большими ошибками пересчета от $\Omega_з$ (относительно которого измеряется фактор рассеяния) к Ω_a (обычно интересуются фактором рассеяния относительно главного лепестка диаграммы). При $\Omega_a \ll \Omega_Л$ конструктивно трудно выполнить зеркало с $\Omega_з = \Omega_Л$.

При приеме излучения дискретных источников обычно интересуются не $\overline{T}_{ист} = \int\limits_{\Omega_{ист}} TFd\Omega / \int\limits_{\Omega_{ист}} Fd\Omega$, а величиной $S_\nu = \frac{k}{\lambda^2} \int\limits_{\Omega_{ист}} Td\Omega$. Поэтому при измерениях интенсивности дискретных источников с помощью остронаправленных антенн ($\Omega_a \ll \Omega_Л$) целесообразно использовать метод [15] с угловыми размерами отражающего зеркала $\Omega_з \simeq \Omega_a$ (так как для определения S_ν в этом случае требуется лишь знание КНД по главному лепестку диаграммы) либо с $\Omega_з \ll \Omega_a$ так, чтобы в пределах $\Omega_з$ диаграмма практически не менялась. При этом $S_\nu = \frac{k}{\lambda^2} \frac{\Delta n_{ист}}{\Delta n_{1,2}} \Omega_з e^{\tau} (T_0 - T_л)$ (обозначения те же, что и в (35)).

Таким образом, методы [16, 18] полезны при измерении интенсивности радиоизлучения Луны и Солнца с помощью антенн с широкими (по сравнению с $\Omega_Л \simeq \Omega_C$) диаграммами направленности. При таких измерениях метод [18] оказывается предпочтительнее метода [15], так как исключает необходимость интегрирования по диаграмме направленности $\left(\text{исчезает } \int\limits_{\Omega_Л} Fd\Omega \,/ \int\limits_{\Omega_{гл}} Fd\Omega\right)$*.

3. Метод измерения интенсивности радиоизлучения Луны, Солнца и дискретных источников с помощью поглощающего диска с малыми угловыми размерами [30]. В методах [8] и [15] при измерении интенсивности Солнца, Луны и дискретных источников приходится проводить интегрирование по главному лепестку диаграммы направленности (в случае дискретного источника надо знать величину $D_0 = 4\pi / \int\limits_{\Omega_{гл}} Fd\Omega$, в случае Солнца и Луны—соответственно $\int\limits_{\Omega_C} Fd\Omega / \int\limits_{\Omega_{гл}} Fd\Omega$ и $\int\limits_{\Omega_Л} Fd\Omega / \int\limits_{\Omega_{гл}} Fd\Omega$), что вносит дополнительные ошибки. Можно исключить эти ошибки, используя метод, аналогичный [8], но с поглощающим диском с малыми угловыми размерами $\Omega_д \ll \Omega_{гл}$ в случае дискретного источника и $\Omega_д = \Omega_Л$ или $\Omega_д = \Omega_C$ в случае Луны или Солнца.

Вместе с тем, при этом возникают дополнительные ошибки, связанные с диффракционными явлениями на малом диске при наличии неравномерного фона излучения, окружающего антенну и диск. Однако эти погрешности можно оценить, используя дополнительный экран.

Рассмотрим коротко метод [30].

Приращение температуры антенны $\Delta T_{а\,ист}$ при направлении на источник и область рядом с ним, равно:

$$\Delta T_{а\,ист} = \frac{\int\limits_{\Omega_{ист}} TFd\Omega}{\int\limits_{\Omega_д} Fd\Omega} (1 - \beta_д) \eta e^{-\tau}, \tag{43}$$

* В случае Луны, правда, интегрирование по диаграмме исключается не полностью из-за фазового изменения угловых размеров Луны.

где $\beta_д$ — фактор рассеяния диаграммы относительно телесного угла $\Omega_д$ $\left(1-\beta_д = \int\limits_{\Omega_д} F d\Omega \Big/ \int\limits_{4\pi} F d\Omega\right)$.

При направлении антенны сначала на поглощающий диск ($T_д$), расположенный в дальней зоне на достаточно большой высоте, а затем на область неба ($T_{атм}$), рядом с диском (или при убранном диске), имеем:

$$\Delta T_{а\,д} = (T_д - T_{атм})(1-\beta_д)\eta + \Delta T_1, \tag{44}$$

где ΔT_1 — диффракционная поправка, обусловленная малыми размерами диска *.

Если величиной ΔT_1 в (44) можно пренебречь, то из (44) и (43) получим:

$$\frac{\Delta T_{а\,ист}}{\Delta T_{а\,д}} = \frac{\Delta n_{ист}}{\Delta n_д} = \frac{\int\limits_{\Omega_{ист}} TF d\Omega}{\int\limits_{\Omega_д} F d\Omega} \frac{e^{-\gamma}}{(T_д - T_{атм})}. \tag{45}$$

Используя диск с угловыми размерами $\Omega_д = \Omega_Л$ или $\Omega_д = \Omega_С$ при приеме радиоизлучения Луны или Солнца, имеем:

$$\overline{T}_{С\,Л} = \frac{\Delta n_{С\,Л}}{\Delta n_д}(T_д - T_{атм})e^{\gamma}. \tag{46}$$

В случае дискретного источника $\Omega_{ист} \ll \Omega_{гл}$ величину $\Omega_д$ удобно выбрать такой, чтобы на размерах $\Omega_д$ диаграмма практически не менялась **. В этом случае из (45) следует:

$$\frac{\Delta n_{ист}}{\Delta n_д} = \frac{\int\limits_{\Omega_{ист}} T d\Omega}{\Omega_д} \frac{e^{-\gamma}}{(T_д - T_{атм})}$$

или, так как $S_\nu = \frac{k}{\lambda^2} \int\limits_{\Omega_{ист}} T d\Omega$ ***, то

$$S_\nu = \frac{k}{\lambda^2} \frac{\Delta n_{ист}}{\Delta n_д} (T_д - T_{атм}) \Omega_д e^{\gamma}. \tag{47}$$

Кроме того, так как

$$\Delta T_{а\,ист} = \frac{1}{k} \frac{\lambda^2}{4\pi} G S_\nu, \tag{48}$$

то из (48) и (47) можно найти G, т. е. прокалибровать антенну.

Как отмечено выше, выражения (45)—(47) верны лишь с точностью до диффракционной поправки ΔT_1. Эту поправку можно оценить экспериментально, используя излучение дополнительного абсолютно черного экрана ($T_ч = T_д$), установленного вместо диска и имеющего отверстие с угловыми размерами $\Omega_{отв} = \Omega_д$. Рассмотрим прием излучения этого экрана сначала при наличии отверстия ($T_{а\,отв}$), а затем — сплошного ($T_{а\,э}$). Легко видеть, что

---

* В случае диска, закрывающего весь главный лепесток, такой поправкой можно пренебречь, так как поле на краях диска очень мало. Если же $\Omega_д \ll \Omega_{гл}$, то диск облучается практически равномерно и ΔT_1 может быть существенна.

** Угловые размеры дискретных источников обычно не известны с достаточной точностью, поэтому выбор $\Omega_д = \Omega_{ист}$ не реален.

*** Для одной поляризации.

$$\Delta T_{\text{а э отв}} = T_{\text{а э}} - T_{\text{а отв}} = (T_{\text{д}} - T_{\text{атм}})(1 - \beta_{\text{д}})\eta - \Delta T_2, \qquad (49)$$

где ΔT_2—диффракционная поправка, обусловленная конечными размерами отверстия.

Из (49) и (44)

$$\frac{\Delta T_{\text{а э отв}}}{\Delta T_{\text{а д}}} = \frac{1 - \gamma_2}{1 + \gamma_1},$$

где

$$\gamma_{1,2} = \Delta T_{1,2}/(T_{\text{д}} - T_{\text{атм}})(1 - \beta_{\text{д}})\eta\,^*.$$

Так как $\gamma_{1,2} \ll 1$, то

$$\frac{\Delta T_{\text{а э отв}}}{\Delta T_{\text{а д}}} \simeq 1 - (\gamma_1 + \gamma_2). \qquad (50)$$

Из (50) можно оценить величину $(\gamma_1 + \gamma_2)$. При экспериментальной проверке (см. [30]) оказалось, что на волне $\lambda = 3{,}2$ *см* при диаметре диска $d \simeq 20\lambda$, ширине диаграммы порядка $1{,}5^\circ$ и при углах наблюдения больше 20° $\Delta T_{\text{а э отв}}/\Delta T_{\text{а д}} < 1{,}01$, т. е. с погрешностью, меньшей 1%, можно пренебречь величиной ΔT_1 в (44). Малая величина ΔT_1 при больших углах места определяется малостью величин $T_{\text{атм}}$ и $\operatorname{grad} T_{\text{атм}}$.

Можно ожидать, что на высотах больше $20 \div 30^\circ$ эта поправка мала и для миллиметровых волн, в силу большей равномерности в распределении $T_{\text{атм}}$, и для сантиметровых и дециметровых волн, в силу малости $T_{\text{атм}}$. В случае, когда величина ΔT_1 не является малой, ее необходимо учитывать, т. е. в формулах (45)—(47) вместо $(T_{\text{д}} - T_{\text{атм}})$ писать $(T_{\text{д}} - T_{\text{атм}})(1 + \gamma_1)$. Как показано в [30], $\gamma_1 \simeq \gamma_2$, что дает возможность непосредственного измерения γ_1 на основании соотношения (50).

Метод [30] обеспечивает, по-видимому, наименьшую в настоящее время погрешность измерений $(1 \div 2)\%$, хотя и связан с известными техническими трудностями.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

При калибровке радиотелескопов наиболее целесообразным в настоящее время представляется сочетание методов, использующих собственные шумы антенной системы, с методами калибровки по внешнему излучению (земли, неба, черной площадки). В качестве „черной" поверхности можно использовать поглощающие покрытия, а также участки почвы, леса или моря. Весьма полезным и перспективным нам кажется использование в качестве „черной площадки" Луны, особенно для остронаправленных антенн. Использование „черной" площадки и отражающего зеркала (или Луны по сравнению с излучением области рядом с Луной) имеет несомненные преимущества перед методами, использующими собственные шумы, так как дает возможность не только измерить интенсивность исследуемого радиоизлучения, но и определить общее ослабление в антенной системе с учетом рассеяния в боковые лепестки. Кроме того, при использовании отражающего зеркала и „черной" площадки исключается влияние фонового радиоизлучения, учет которого необходим при использовании собственных шумов. Вместе с тем, однако, методы, использующие собственные шумы, являются более простыми и, кроме того, позволяют измерить КПД антенной системы, что в сочетании со знанием общего ослабления позволяет определить фактор рассеяния.

* Физически очевидно, что γ_1 и γ_2 имеют одинаковый знак.

В целях повышения точности калибровки радиотелескопов на сантиметровых волнах необходимо, по нашему мнению, проведение следующих исследований:

1) изучение радиояркости различных почв, леса, моря в сантиметровом диапазоне длин волн с целью их эталонирования;

2) эталонирование радиоизлучения источников, имеющих малые угловые размеры (некоторые дискретные источники и планеты);

3) дальнейшее исследование распределения радиояркости по диску Луны, уточнение величины и фазовой зависимости интенсивности радиоизлучения Луны на различных волнах сантиметрового диапазона;

4) исследование методов измерения фона радиоизлучения, попадающего в боковые лепестки;

5) теоретическое и экспериментальное исследование возможности калибровки по отражающему зеркалу и черной площадке, расположенным в ближней зоне, в частности, рассмотрение вопроса о сочетании этих методов с выносом облучателя из фокуса (метод [28]).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Троицкий, В. Л. Рахлин, А. М. Стародубцев, В. Т. Бобрик, Труды 5 совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 1956, стр. 37.
2. J. Aarons, Proc. IRE, **41**, 403 (1953); **42**, 810 (1954).
3. В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, **1**, 601 (1956).
4. C. L. Seeger, G. Westerhout, H. C. Van de Hulst, BAN, **13**, 89 (1956).
5. C. L. Seeger, BAN, **13**, 100 (1956).
6. Н. Л. Кайдановский, М. Т. Турусбеков, С. Э. Хайкин, Труды 5 совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 1956, стр. 347.
7. В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, **2**, 935 (1957).
8. R. Whitehurst, J. Copeland, F. Mitchell, Proc. IRE, **45**, 1410 (1957); R. Whitehurst, F. Mitchell, Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, 282 (1957).
9. W. Medd, A. Covington, Proc. IRE, **46**, 112 (1958).
10. R. Coates, Proc. IRE, **46**, 122 (1958).
11. K. Akabane, Proc. IRE, **46**, 194 (1958).
12. А. Е. Саломонович, Астрон. ж., **35**, 129 (1958).
13. P. Mezger, Z. für Astrophysik, **46**, 234 (1958); Z. für angewandte Physik, **11**, 41 (1959); Telefunken Zeitung, **32**, Heft 124, Juni 1959.
14. J. A. Roberts, G. J. Stanley, Publ. Astr. Soc. Pacific, **71**, 485 (1959).
15. В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **3**, 667 (1960).
16. А. П. Молчанов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **3**, 722 (1960).
17. А. Е. Саломонович, О. М. Атаев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **3**, 606 (1960).
18. К. М. Стрежнева, В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
19. Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **1**, 5—6, 105 (1958); **3**, 334 (1960).
20. И. С. Шкловский, Космическое радиоизлучение, ГИТТЛ, М., 1956.
21. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **1**, 2, 19 (1958).
22. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, **4**, 21 (1959).
23. A. Covington, Proc. IRE, **36**, 454 (1948); J. Roy. Astr. Soc. Canada, **45**, 15, 49 (1951).
24. J. Aarons, W. Barron, J. Castelly, Proc. IRE, **46**, 325 (1958).
25. Т. А. Шмаонов, ПТЭ, 1, 83 (1957); Труды НИИ МАП, вып. 2 (1957).
26. Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **2**, 677 (1959).
27. М. Р. Зелинская, В. С. Троицкий, Труды 5 совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 1956, стр. 99.
28. Н. А. Есепкина, ПТЭ, 2, 24 (1959).
29. В. А. Разин, Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика (в печати).
30. В. Д. Кротиков, В. А. Порфирьев, В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
5 ноября 1960 г.