

УДК 523.164

К ВОПРОСУ О ДИФРАКЦИОННОЙ ПОПРАВКЕ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ МЕТОДОМ «ИСКУССТВЕННОЙ ЛУНЫ»

Т. В. Тихонова

Дана математическая формулировка метода «искусственной Луны» при учете конечных расстояний от антенны до черных тел. При этом условии вычислена дифракционная поправка, связанная с дифракцией на диске и отверстии излучения Земли, атмосферы и космического фона.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] предложен и обоснован метод точного измерения слабого сигнала путем применения системы абсолютно черных тел, образующих дополнительные экраны, названный методом «искусственной Луны». Однако теория метода дана при ряде упрощающих предположений. В частности, не учтены дифракционные поправки при неравномерном (амплитудном и фазовом) распределении поля в плоскости диска и отверстия. Амплитудные неравномерности распределения поля становятся существенными, когда ширина диаграммы направленности антенны сравнима с угловыми размерами отверстия и диска. Фазовые неравномерности связаны с тем, что диск и отверстие располагаются на конечном расстоянии от антенны.

Отдельные вопросы, связанные с влиянием конечного расстояния до черных тел, уже решались. Так, в работе [2] рассматривался вопрос об отличии коэффициента усиления антенны $G_{(R)}$, измеренного на конечном расстоянии R от нее, от коэффициента усиления G_{∞} , измеренного в бесконечности. Однако вопрос о влиянии конечного расстояния на величину дифракционной поправки не исследовался.

Далее, в работе [3] был проведен расчет дифракционной поправки для отверстия в предположении равномерного распределения поля в плоскости этого отверстия (дифракция плоской волны). При этом учитывалось только влияние излучения Земли. Влияние же излучения атмосферы и космического фона не исследовалось.

Задачей настоящей работы является математическая формулировка метода с учетом конечного расстояния от антенны до черных тел и вычисление при этих условиях дифракционных поправок, связанных с излучением Земли, атмосферы, а также фона космического радиоизлучения.

1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

В работе [1] получены выражения для определения изменения антенных температур, когда черный диск устанавливался на луче антенны ($\Delta T_{а д}$) или вставлялся в отверстие в черной плоскости, расположенное также на луче антенны ($\Delta T_{а отв}$). Однако формулы были найдены без учета конечного расстояния до диска (отверстия). Аналогичные выражения для $\Delta T_{а д}$ и $\Delta T_{а отв}$, учитывая, что указанное расстояние является конечным, получим следующим образом.

Мощность, принимаемая антенной в радиодиапазоне, т. е. при $h\nu \ll \kappa T$, равна

$$P_1 = \eta_0 \frac{\kappa}{4\pi} G_{0(\infty)} \int_{4\pi} F_0^2(\vartheta, \varphi) T(\vartheta, \varphi) d\Omega,$$

где $F_0^2(\vartheta, \varphi)$ — нормированная диаграмма направленности антенны по мощности в бесконечности ($F_0^2(0, 0) = 1$), $G_{0(\infty)}$ — максимальный коэффициент усиления антенны, измеренный в бесконечности, η_0 — коэффициент полезного действия антенны, $T(\vartheta, \varphi)$ — яркостная температура фона, κ — постоянная Больцмана.

Если далее в луче антенны устанавливается диск, то диаграмма направленности новой антенной системы, состоящей из прежней антенны и диска, есть дифракционная диаграмма диска $F_d^2(\vartheta, \varphi)$. Мощность, принимаемая в этом случае,

$$P_2 = \eta_0 \frac{\kappa}{4\pi} G_{0(R)} \int_{\Omega_d} F_{0(R)}^2 T_d d\Omega + \eta_1 \frac{\kappa}{4\pi} G_{d(\infty)} \int_{4\pi} F_d^2(\vartheta, \varphi) T(\vartheta, \varphi) d\Omega,$$

где $F_{0(R)}^2$ — диаграмма направленности исходной антенны на конечном расстоянии R от антенны до диска, $G_{0(R)}$ — максимальный коэффициент усиления этой антенны, измеренный на расстоянии R от нее, $G_{d(\infty)}$ — максимальный коэффициент усиления антенной системы, измеренный в бесконечности, Ω_d — телесный угол диска, T_d — температура диска, η_1 — коэффициент полезного действия новой антенной системы. Нетрудно видеть, что

$$\eta_1 = \eta_0 \left(1 - \frac{G_{0(R)} \int_{\Omega_d} F_{0(R)}^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{G_{0(\infty)} \int_{4\pi} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega} \right).$$

Изменение принимаемой мощности $\Delta P = P_1 - P_2$ выразим через изменение антенной температуры

$$\Delta T_{a,d} = \alpha\beta T_d + \frac{1 - \alpha\beta}{1 - \beta} \frac{P_d(0,0)}{P_0(0,0)} \frac{\int_{4\pi} T(\vartheta, \varphi) F_d^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega} - \frac{\int_{4\pi} T(\vartheta, \varphi) F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}. \quad (1)$$

Здесь введены следующие обозначения: $P_0(0,0)$ и $P_d(0,0)$ — мощности, излучаемые соответственно старой и новой антеннами в единицу телесного угла в направлении $\vartheta=0, \varphi=0$;

$$\frac{G_{0(R)}}{G_{0(\infty)}} = \alpha, \quad \frac{\int_{\Omega_d} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega} = \beta, \quad (2)$$

а также учтено, что

$$\int_{\Omega_d} F_{0(R)}^2 d\Omega = \int_{\Omega_d} F_0^2 d\Omega,$$

так как, как показано в [4], диаграмма направленности антенны на конечном от нее расстоянии заметно меняется лишь во вторичных максимумах. Ширина же ее на уровне 0,5 по мощности практически не меняется. Выражение (1) совпадает с приведенным в работе [1] при $\alpha = 1$.

Проводя аналогичные рассуждения, можно получить выражение для изменения антенной температуры, когда отверстие в черной плоскости, расположенное в луче антенны, закрывается черным диском:

$$\Delta T_{\text{а отв}} = \alpha\beta T_d - \alpha \frac{P_{\text{отв}}(0, 0)}{P_0(0, 0)} \frac{\int_{4\pi} T(\vartheta, \varphi) F_{\text{отв}}^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_{\text{отв}}^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}, \quad (3)$$

где $F_{\text{отв}}^2(\vartheta, \varphi)$ — нормированная дифракционная диаграмма отверстия.

Температуру излучения фона так же, как и в [1], представим в виде

$$T(\vartheta, \varphi) = T_\phi(0, 0) + \Delta T_\phi(\vartheta, \varphi),$$

где $T_\phi(0, 0)$ — температура излучения фона за диском (или в отверстии), $\Delta T_\phi(\vartheta, \varphi)$ характеризует неравномерность излучения фона. Тогда (1) и (3) запишутся в виде

$$\Delta T_{\text{а д}} = \alpha\beta [T_d - T_\phi(0, 0)] + T_{\text{д дифр}}; \quad (4)$$

$$\Delta T_{\text{а отв}} = \alpha\beta [T_d - T_\phi(0, 0)] - T_{\text{отв дифр}}, \quad (5)$$

где член вида $\alpha\beta T_\phi(0, 0)$ обусловлен дифракцией на диске (отверстии) постоянной составляющей излучения фона, $T_{\text{д дифр}}$, $T_{\text{отв дифр}}$ — дифракционные поправки, обусловленные дифракцией на диске и отверстии неравномерной составляющей излучения фона.

Первые члены в (4) и (5) рассчитываются достаточно точно. Чтобы метод «искусственной Луны» мог обеспечить высокую точность измерений, необходим и возможно более точный учет дифракционных поправок $T_{\text{д дифр}}$ и $T_{\text{отв дифр}}$.

2. РАСЧЕТ ДИФРАКЦИОННЫХ ПОПРАВОК В СЛУЧАЕ НЕРАВНОМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ В ПЛОСКОСТИ ОТВЕРСТИЯ И ДИСКА

В работе [3] проведен расчет поправки только для отверстия в предположении равномерного (амплитудного и фазового) распределения поля в плоскости этого отверстия.

При этом температура излучения небосвода считалась равной нулю, а Земля — абсолютно черным телом с температурой T_0 . Далее, на основании принципа Бабине, вычисленная поправка считалась такой же и в случае дифракции плоской волны на диске.

Очевидно, приближение равномерного распределения поля в плоскости отверстия, рассматриваемое в [3], может дать достаточно хорошую точность при вычислении дифракционной поправки в случае, когда отверстие (диск) располагается достаточно далеко от антенны ($R > 2D^2/\lambda$) и когда ширина диаграммы направленности этой антенны значительно больше угловых размеров отверстия. Представляется важным более точно установить, когда неравномерность распределения

поля в плоскости отверстия или диска оказывается существенной при подсчете дифракционной поправки. Для этого необходимо рассмотреть задачу о дифракции на диске и отверстии сферической волны.

Дифракционное поле в произвольной точке $P(z, \vartheta, \varphi)$ в приближении Кирхгофа [5] можно представить в следующем виде (рис. 1):

$$u(z, \vartheta, \varphi) = \frac{i}{2\lambda} \frac{e^{-ikz}}{z} \int_{S_{\text{раскрыва}}} F(\rho, \varphi') \times \\ \times (1 + \cos \vartheta) \exp[-ik\rho \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi')] \rho d\rho d\varphi'.$$

Здесь $F(\rho, \varphi')$ — распределение поля, создаваемое падающей волной в плоскости раскрыва, ρ, φ' — полярные координаты.

Будем считать, что диаграмма направленности исходной антенны представляет собой тело вращения с главным лепестком, хорошо аппроксимируемым до уровня 10^{-3} по мощности гауссовой функцией.

Рис. 1. Отверстие или диск располагаются в луче антенны.

Тогда

$$F(\rho, \varphi') = \frac{A}{z_0} \exp\left[-\frac{\ln 2}{2(\lambda/2D)^2} \frac{\rho^2}{z_0^2} - ikz_0 \left(1 + \frac{\rho^2}{2Rz_0}\right)\right], \quad (6)$$

где $\lambda/2D$ — полуширина диаграммы направленности антенны по мощности на уровне 0,5; D — диаметр исходной антенны. Радиус кривизны фазового фронта R связан с расстоянием от антенны до диска z_0 выражением вида [9]

$$R = z_0 + \frac{(\ln 2)^2 k^2 D^4}{\pi^4 z_0}. \quad (6a)$$

Для дальнейших расчетов в качестве независимых параметров выбрали $2a/\lambda$, $c = \frac{\lambda/2D}{a/z_0}$, $n = \frac{z_0}{D^2/\lambda}$, h_a (a — радиус диска (отверстия)).

Тогда дифракционное поле, создаваемое отверстием, примет вид

$$u_{\text{отв}}(z, \vartheta, \varphi) = 2\pi B(1 + \cos \vartheta) \int_0^1 \exp\left\{-r^2 \left[\frac{\ln 2}{2c^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + i \frac{\pi n}{4c^2 \left(1 + \frac{4(\ln 2)^2}{\pi^2 n^2}\right)}\right]\right\} J_0\left(\pi \frac{2a}{\lambda} r \sin \vartheta\right) r dr,$$

где $r = \rho/a$, $B = (ia^2 A/2\lambda z z_0) \exp[-ik(z + z_0)]$. Соответствующее ему распределение мощности запишется как

$$P_{\text{отв}}(z, \varphi) = |u_{\text{отв}}|^2 = 4\pi B B^* \int_0^1 \int_0^1 (1 + \cos \vartheta)^2 J_0\left(\pi \frac{2a}{\lambda} r_1 \sin \vartheta\right) \times \\ \times J_0\left(\pi \frac{2a}{\lambda} r_2 \sin \vartheta\right) \cos[\gamma(r_1^2 - r_2^2)] \exp[-\eta(r_1^2 + r_2^2)] r_1 r_2 dr_1 dr_2,$$

$$\text{где } \gamma = \pi n / 4c^2 \left[1 + \left(\frac{2 \ln 2}{\pi n} \right)^2 \right], \quad \eta = \frac{\ln 2}{2c^2}.$$

В случае диска подынтегральное выражение имеет тот же вид, только пределы интегрирования будут иными:

$$1 \leq r_1 \leq \mu, \quad 1 \leq r_2 \leq \mu,$$

μ — безразмерная координата той точки в плоскости диска, где $|F(\rho, \varphi')|^2 = 10^{-3}$.

Сначала вычислим относительные дифракционные поправки

$$\xi_{\text{отв}} = \frac{T_{\text{отв дифр}}}{\alpha\beta [T_{\text{д}} - T_{\text{ф}}(0, 0)]} \quad \text{и} \quad \xi_{\text{д}} = \frac{T_{\text{д дифр}}}{\alpha\beta [T_{\text{д}} - T_{\text{ф}}(0, 0)]}$$

в предположении, что небосвод не излучает, а Земля излучает как черное тело с температурой T_0 . Получим

$$\xi_{\text{отв}} = \frac{1}{2} \left(1 - D \frac{I_1}{I_2} \right), \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} I_1 = & \int_0^1 \int_0^1 \frac{r_1 r_2}{r_1^2 - r_2^2} \left[r_1 J_0 \left(\pi \frac{2a}{\lambda} r_2 \sin h_{\text{д}} \right) J_1 \left(\pi \frac{2a}{\lambda} r_1 \sin h_{\text{д}} \right) - \right. \\ & \left. - r_2 J_0 \left(\pi \frac{2a}{\lambda} r_1 \sin h_{\text{д}} \right) J_1 \left(\pi \frac{2a}{\lambda} r_2 \sin h_{\text{д}} \right) \right] \times \\ & \times \exp \left[-\eta (r_1^2 + r_2^2) \right] \cos \left[\gamma (r_1^2 - r_2^2) \right] dr_1 dr_2, \\ I_2 = & \int_0^{\vartheta_{\text{д}}} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{c2a/\lambda}{n} \right)^2 \vartheta^2 \right] \vartheta d\vartheta, \\ D = & \frac{\pi}{4} \frac{n^2 \sin h_{\text{д}}}{4c^4 2a/\lambda}, \quad \vartheta_{\text{д}} = \frac{n}{2c2a/\lambda}, \end{aligned}$$

и

$$\xi_{\text{д}} = \frac{1 - \alpha\beta}{2\alpha\beta} \left(1 - \frac{1}{1 - \beta} D \frac{I_3}{I_4} \right) - \frac{1}{2\alpha\beta} \frac{I_5}{I_4}. \quad (8)$$

Здесь I_3 отличается от I_1 , а I_4 и I_5 от I_2 только пределами интегрирования. Пределы интегрирования в I_3 — $1 \leq r_1 \leq \mu$, $1 \leq r_2 \leq \mu$; в I_4 — $0 \leq \vartheta \leq \mu\vartheta_{\text{д}}$; в I_5 — $h_{\text{д}} \leq \vartheta \leq \pi/2$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Интегралы I_1 — I_5 , входящие в выражения для $\xi_{\text{отв}}$ и $\xi_{\text{д}}$, вычислялись на ЭВМ для значений параметров, указанных в табл. 1.

Таблица 1

c	5	2	1	
n	0,5	1	2	
$2a/\lambda$	5	10	20	30
$h_{\text{д}}$	10°	15°	25°	

Рассматривались не все возможные комбинации этих независимых параметров, а лишь те из них, при которых угловые размеры диска $0^\circ,5 \leq a/z_0 \leq 2^\circ$, так как используемые на практике диски по своим угловым размерам не превышают указанных величин. Нетрудно показать, что $\mu = 3,16$ с.

Как известно из [2], α зависит от n и от величины смещения облучателя из фокуса антенны. Эту зависимость можно выразить в виде

$$\alpha = 1 - \frac{0,055}{n^2} + \frac{0,45}{n} \frac{D^2}{4f^2} \frac{\delta}{\lambda}, \quad (9)$$

где D — диаметр зеркала антенны, f — его фокусное расстояние, δ — смещение облучателя из фокуса.

Если облучатель располагается в фокусе антенны, т. е. $\delta = 0$, то

$$\alpha = \begin{cases} 0,8 & (\text{при } n = 0,5) \\ 0,95 & (\text{при } n = 1) \\ 1 & (\text{при } n = 2) \end{cases}.$$

Видно, что при $n \geq 2$ $\alpha = 1$ с достаточной точностью, т. е. на этих расстояниях фазовыми искажениями в плоскости отверстия можно пренебречь.

На рис. 2 дана зависимость дифракционной поправки от высоты отверстия диска над горизонтом для $c = 5$, $2a/\lambda = 5; 10$, $n = 2; 3$ ($\alpha = 1$). Там же для сравнения приведена кривая, соответствующая случаю дифракции на отверстии плоской волны [3]. В этом случае, очевидно,

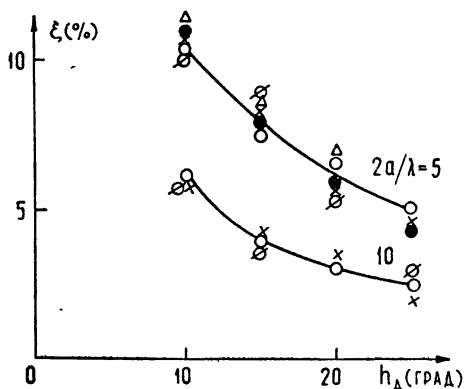


Рис. 2. Зависимость дифракционной поправки от высоты отверстия и диска над горизонтом для следующих значений параметров:

$\alpha = 1$, $c = 5$, $2a/\lambda = 5; 10$, $n = 2; 3$;

●●● — $n = 2$ } отверстие,
 ××× — $n = 3$ }
 △△△ — $n = 2$ } диск,
 ∅∅∅ — $n = 3$ }
 ○○○ — плоская волна.

с достаточной точностью можно пользоваться приближением плоской волны, т. е. ни амплитудные, ни фазовые искажения не сказываются. На рис. 3 и 4 даны аналогичные зависимости для значений параметров $c = 2$, $2a/\lambda = 5; 10; 20; 30$, $n = 2$ ($\alpha = 1$) и $c = 1$, $2a/\lambda = 20; 30$, $n = 2$ ($\alpha = 1$).

По-видимому, фазовые искажения, на основании предыдущего графика, в этих случаях не должны сказываться ($n = 2$). Если же будет отличие от кривых дифракционных поправок для случая плоской волны, то оно должно быть полностью отнесено за счет амплитудных искажений. Сравнение показывает, что при $c \geq 2$ и $n \geq 2$ кривые поправок достаточно хорошо совпадают с кривыми поправок в случае дифракции плоской волны на отверстии. При $c = 1$ дифракционная

поправка становится в 1,5—2 раза меньше, чем в случае дифракции плоской волны*.

Далее проведен расчет поправок с учетом зависимости $\alpha(n)$ (8) для значений $n = 0,5$ и 1 и $c = 2$ и 1 . Отличие поправок для $c = 2$ от кривых поправок в случае дифракции плоской волны будет, очевид-

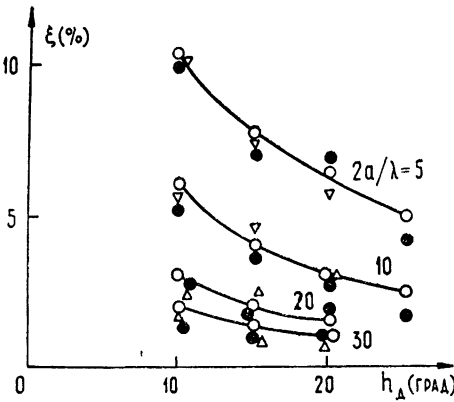


Рис. 3. Зависимость дифракционной поправки от высоты отверстия и диска над горизонтом для следующих значений параметров:
 $\alpha=1, c=2, 2a/\lambda=5; 10; 20; 30, n=2$; ●●● — отверстие, $\triangle\triangle\triangle$ — диск, ○○○ — плоская волна.

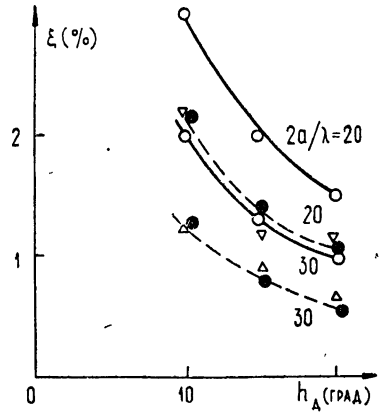
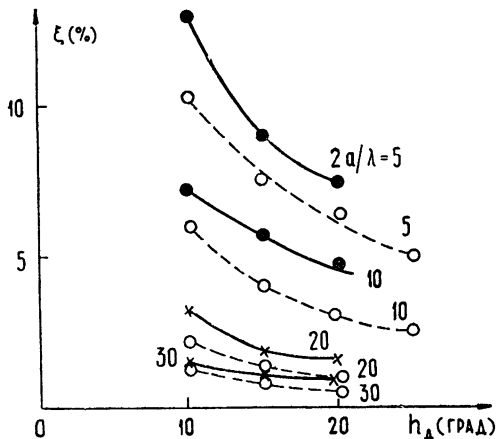


Рис. 4. Зависимость дифракционной поправки от высоты отверстия и диска над горизонтом для следующих значений параметров:
 $\alpha=1, c=1, 2a/\lambda=20; 30, n=2$, ●●● — отверстие, $\triangle\triangle\triangle$ — диск, ○○○ — плоская волна.

но, целиком определяться фазовыми искажениями, при $c = 1$ отличие кривых определяется и теми и другими искажениями. Оказывается, что при $n = 1$ это отличие не превышает 5%, что часто находится в пределах точности вычислений интегралов на ЭВМ. На рис. 5 приведены кривые, соответствующие $n = 0,5$ и разным c и $2a/\lambda$.

Рис. 5. Зависимость дифракционной поправки для диска от высоты над горизонтом:

●●● — $c = 2, n = 0,5, 2a/\lambda = 5; 10$,
 $\times\times\times$ — $c = 1, n = 0,5, 2a/\lambda = 20; 30$;
 ○○○ — $c = 2; 1, n = 2, 2a/\lambda = 5; 10; 20;$
 30.



* Во всех этих расчетах дифракционные поправки в случае диска и отверстия совпадают, тем самым подтверждаются теоретические выводы работы [10].

При работе с широкой диаграммой направленности ($c \geq 2$)

$$\beta = \frac{\int_{\Omega_d} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega} \ll 1.$$

Тогда можно установить примерную связь между поправкой ξ_d^0 , когда фазовые искажения поля в плоскости диска отсутствуют (т. е. когда $n = 2$ или $\alpha = 1$), и поправкой ξ_d при наличии их ($\alpha \neq 1$). Как видно из (8), при $\beta \ll 1$

$$1 - \alpha\beta \simeq 1 - \beta, \quad \xi_d = \frac{\xi_d^0}{\alpha}.$$

В каждом конкретном случае α находится из (9), ξ_d^0 — из рис. 2.

Надо сказать, что все измерения по методу «искусственной Луны» проводились с широкими по сравнению с угловыми размерами диска диаграммами направленности. Кроме того, диск обычно располагался на расстояниях $R \geq D^2/\lambda$. Т. е. в этих измерениях имел место случай $c \geq 2$, $n \geq 1$. Значит, при вычислении дифракционной поправки с достаточной точностью можно было пользоваться приближением синфазного и равномерного распределения поля в плоскости отверстия или диска.

4. ДИФРАКЦИОННАЯ ПОПРАВКА ЗА СЧЕТ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

До сих пор учитывалось влияние на дифракционную поправку излучения Земли. Посмотрим, как она меняется при учете излучения небосвода.

Ясно, что равномерно излучающий небосвод не меняет дифракционной поправки, связанной с дифракцией излучения Земли на отверстии (диске). Очевидно, эта поправка изменится, если учесть неравномерность радиояркости неба. Согласно [6], радиояркость неба

$$T_n = T_{\text{косм}} + \gamma(\vartheta') (T_{\text{атм}} - T_{\text{косм}}),$$

где $T_{\text{косм}}$ — температура космического излучения, которое считаем изотропным, т. е. пренебрегаем увеличением излучения вблизи узкой полосы Млечного пути, $T_{\text{атм}}$ — средняя температура атмосферы, $\gamma(\vartheta')$ — общее поглощение в атмосфере, причем ϑ' — угол, отсчитываемый от поверхности Земли.

Как показано в той же работе, при углах $\vartheta' \geq 3 \div 5^\circ$ атмосферу можно считать плоской, тогда

$$\gamma(\vartheta') = H_1 x_0 \operatorname{cosec} \vartheta', \quad T_{\text{атм}} = T_0 - 32^\circ,$$

где T_0 — температура у поверхности Земли,

$$x_0 = x_{10} + d\rho_0 \frac{H_2}{H_1},$$

x_{10} — коэффициент поглощения кислорода, $d\rho_0$ — коэффициент поглощения водяного пара у поверхности Земли, H_1 , H_2 — характеристические высоты кислорода и водяного пара.

В сферической системе координат, связанной с диском,

$$\chi(\vartheta') = \frac{H_1 x_0}{\cos \vartheta \sin h_d - \sin \vartheta \cos h_d \sin \varphi}.$$

Окончательно распределение температуры фона имеет вид

$$T_{\Phi}(\vartheta, \varphi) = \begin{cases} T_0 & (\text{при } \Omega \in \Omega_3) \\ T_{\text{косм}} + \frac{H_1 x_0 (T_0 - 32^\circ - T_{\text{косм}})}{\cos \vartheta \sin h_d - \sin \vartheta \cos h_d \sin \varphi} & (\text{при } \Omega \in (4\pi - \Omega_3)) \end{cases}$$

Относительная дифракционная поправка

$$\begin{aligned} \xi_{\text{отв}} &= \frac{1}{T_0 - T_{\text{косм}} - \frac{q}{\sin h_d}} \frac{\int_{4\pi} \Delta T_{\Phi}(\vartheta, \varphi) F_{\text{отв}}^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega} = \\ &= \frac{\int_{\Omega_3} F_{\text{отв}}^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_{\text{отв}}^2(\vartheta, \varphi) d\Omega} + \frac{q}{T_0 - T_{\text{косм}} - \frac{q}{\sin h_d}} \times \\ &\times \frac{\int_{4\pi - \Omega_3} [(\cos \vartheta \sin h_d - \sin \vartheta \cos h_d \sin \varphi)^{-1} - (\sin h_d)^{-1}] F_{\text{отв}}^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_{\text{отв}}^2(\vartheta, \varphi) d\Omega} = \\ &= \xi_{\text{отв} 3} + \xi_{\text{отв} H}, \end{aligned}$$

где $q = H_1 x_0 (T_0 - 32^\circ - T_{\text{косм}})$. Видно, что поправка складывается из ранее найденной за счет излучения Земли и из поправки за счет излучения небосвода.

Как было показано выше, при широких диаграммах направленности ($c \geq 2$) и достаточном удалении диска от антенны ($n \geq 1$) при вычислении поправок можно пользоваться приближением плоской волны. Для этого случая

$$\xi_H = \frac{q/\sin h_d}{T_0 - T_{\text{косм}} - q/\sin h_d} \left[\frac{\sin h_d}{4\pi} (K_1 + K_2) - 1 + 2\xi_{\text{отв} 3} \right], \quad (10)$$

где

$$K_1 = \int_0^{h_d - 3^\circ} \int_0^\pi \frac{(1 + \cos \vartheta)^2}{\cos \vartheta \sin h_d - \sin \vartheta \cos h_d \sin \varphi} \frac{J_1(\pi 2a\lambda^{-1} \sin \vartheta)}{\sin \vartheta} d\varphi d\vartheta,$$

K_2 — интеграл от того же подынтегрального выражения, только пределы интегрирования по φ и ϑ другие: $\pi \leq \varphi \leq 2\pi$ и $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$. Интегралы K_1 и K_2 вычислялись на ЭВМ для значений параметров, указанных в табл. 2.

Таблица 2

$2a/\lambda$	5	10	20	30
h_d	10°	15°	20°	30°

На рис. 6 в качестве примера нанесены кривые ξ_n в зависимости от h_d для разных значений $2a/\lambda$ при $\lambda = 60$ см. При расчетах использовались следующие данные [7]:

$$T_0 = 292^\circ\text{K}, \quad T_{\text{косм}} = 14,5^\circ\text{K}, \quad x_0 H_1 = 0,01.$$

Поглощение в водяном паре отсутствует, поэтому $d = 0$.

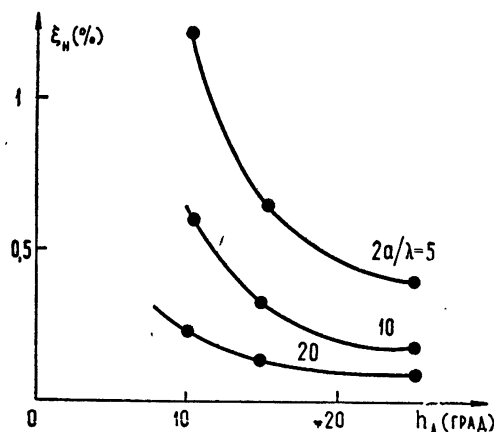


Рис. 6. Зависимость дифракционной поправки за счет излучения атмосферы и космического фона от высоты эталона над горизонтом для $\lambda = 60$ см и $2a/\lambda = 5; 10, 20$.

Из (10) видно, что множитель в скобках определяется только параметрами $2a/\lambda$ и h_d , множитель же перед скобками — температурой излучения Земли, которая может меняться в зависимости от времени года, а также поглощением в атмосфере и температурой космического излучения, которые изменяются с изменением длины волны. Поэтому удобнее построить график зависимости величины

$$\eta = \frac{\sin h_d}{4\pi} (K_1 + K_2) - 1 + 2\xi_n \quad (11)$$

от h_d для разных значений $2a/\lambda$.

В каждом конкретном случае поправка за счет излучения небосвода определится по формуле

$$\xi_n = \frac{\eta}{\frac{(T_0 - T_{\text{косм}}) \sin h_d}{(T_0 - 32^\circ - T_{\text{косм}}) x_0 H_1} - 1} \quad (12)$$

На рис. 7 представлена зависимость величины η от h_d для разных $2a/\lambda$.

5. При измерении температуры излучения источника (например, Луны) по методу «черного диска» определяется отношение $\Delta T_{a,l} / \Delta T_{a,d}$, где $\Delta T_{a,l}$ — приращение температуры антенны при приеме излучения источника относительно опорной области. Как известно [8],

$$\Delta T_{a,l} = \bar{T}_l \beta_l,$$

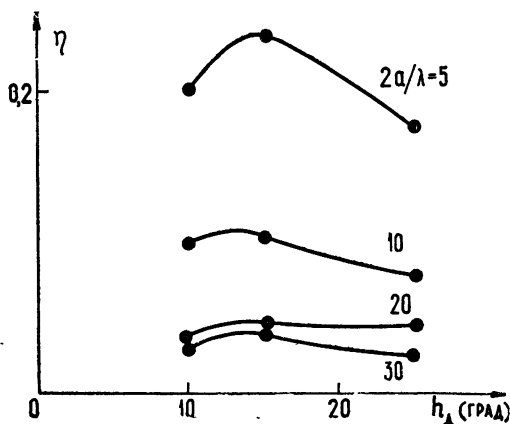


Рис. 7. Зависимость η от высоты диска над горизонтом h_d .

где

$$\beta_L = \frac{\int_{\Omega_L} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F_0^2(\vartheta, \varphi) d\Omega}.$$

Как показано выше,

$$\Delta T_{ад} = \alpha \beta_L [T_d - T_\Phi(0, 0)] (1 + \xi_d).$$

Тогда

$$\bar{T}_L = \alpha \frac{\beta_d}{\beta_L} [T_d - T_\Phi(0, 0)] \frac{\Delta T_{ад}}{\Delta T_{ад}} (1 + \xi_d) = \bar{T}_L^0 + \Delta \bar{T}_L. \quad (13)$$

Из (13) следует, что учет дифракционной поправки приводит к увеличению средней температуры излучения Луны на величину

$$\Delta \bar{T}_L = \xi_d \bar{T}_L.$$

В заключение автор выражает благодарность В. С. Троицкому за обсуждение результатов работы, а также З. Н. Кротовой за расчеты, проведенные на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Кротиков, В. А. Порфирьев, В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **4**, № 6, 1004 (1961).
2. К. С. Станкевич, Н. М. Цейтлин, Радиотехника и электроника, **11**, № 3 451 (1966).
3. Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **6**, № 6, 1265 (1963).
4. Ming-Kuei Hsu, J. Res. Nat. Bur. Standards, **65-D**, № 2, 137 (1961).
5. Антенны сантиметровых волн, пер с англ, ч 1, изд. Сов. радио, М, 1950.
6. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **1**, № 2, 19 (1958).
7. В. П. Ласточкин, К. С. Станкевич, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **6**, № 6, 1098 (1963).
8. К. М. Стрежнева, В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **4**, № 4, 600 (1961).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
27 ноября 1967 г.

ON THE PROBLEM OF THE DIFFRACTION CORRECTION IN MEASURING BY „ARTIFICIAL MOON“ METHOD

T. V. Tikhonova

The mathematical formulation of the „artificial Moon“ method is presented when the finite distances from the antenna to the black bodies are taken into account. The diffraction correction associated with the diffraction on the disc and on the hole of the radiation from the Earth, atmosphere and cosmic background are calculated under this conditions.