

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 141

ИЗМЕРЕНИЯ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СОЛНЦА,
ЛУНЫ И АТМОСФЕРЫ В ДИАПАЗОНЕ 6,3 + 8,6 ММ

Пелюшенко С.А.

Горький 1980

УДК 523.164.32

Проведены одновременные измерения яркостной температуры Солнца на длинах волн 6,3 мм и 8,6 мм и описывается методика определения яркостной температуры атмосферы в диапазоне 6 + 8,6 мм, позволяющая корректно учесть влияние радиоизлучения Земли и анизотропии боковых лепестков диаграммы направленности антенн. Получен спектр интегрального радиоизлучения Солнца в диапазоне длин волн 6,3 + 8,6 мм: $T_{\text{я}\odot} = 6190 \lambda^{0,146} [\text{мм}]^{\circ}\text{K}$ и получены зависимости полного вертикального поглощения в атмосфере от приземной абсолютной влажности на длинах волн 6,3; 6,7 и 8,6 мм. Измерены яркостные температуры Луны за период лунации и рассчитан спектр радиоизлучения Луны в диапазоне 1 - 30 мм.

1. Измерения яркостной температуры Солнца

Несмотря на многочисленные наблюдения Солнца [1 - 3] в миллиметровом диапазоне, очень мало проведено измерений в области длин волн 6 - 8 мм и большинство из них выполнены с различными способами калибровки усиления антенны в периоды различной активности Солнца. Вследствие этого большой разброс в сообщаемых яркостных температурах радиоизлучения Солнца оставляет эту часть спектра в большой степени неопределенной.

Для исключения влияния вышеупомянутых факторов на измеряемый спектр Солнца наблюдения были проведены одновременно на двух длинах волн по единой методике абсолютной калибровки усиления антенны.

Измерения проводились с 26 июня по 14 сентября 1977 г. на антенне с зеркалом диаметром 0,6 м. Модуляционный радиометр [4] обеспечивал одновременные измерения на одной антенне на двух длинах волн с чувствительностью $0,07^{\circ}\text{K}$ в 8-миллиметровом канале и $0,3^{\circ}\text{K}$ в 6-мил-

диметровом канале при постоянной времени 1 с. Диаграммы направленности антенны определялись из записей прохождения Солнца, и ширина диаграмм направленности по уровню половины мощности равна на длине волны 8,3 мм: $\varphi_{0,5} = 46', 67' \pm 0',2$ и $\theta_{0,5} = 41',13 \pm 0',2$ и на длине волны 8,6 мм: $\varphi_{0,5} = 63',33 \pm 0',2$ и $\theta_{0,5} = 56',03 \pm 0',2$ в азимутальной и вертикальной плоскостях соответственно.

Методика измерений состояла в последовательном измерении приращений антенной температуры от Солнца и от "черного" эталонного диска, расположенного в дальней зоне антенны под углом 18° к горизонту. Приращение антенной температуры от источника, находящегося под углом θ_0 к горизонту, равно [5]

$$\Delta T_{A_0} = \alpha \cdot \Delta n_0 = (T_{я_0} - T_p)(1 - \beta_{\Omega_0}) \eta e^{-\gamma(\theta_0)}, \quad (1)$$

где $T_{я_0}$ - средняя по диску яркостная температура Солнца, $T_p = 2,7^\circ\text{K}$ - температура реликтового излучения, β_{Ω_0} - коэффициент рассеяния антенны вне телесного угла источника Ω_0 , η - к.п.д. антенны, $\gamma(\theta_0) = \Gamma_0 \csc \theta_0$, Γ_0 - полное вертикальное поглощение в атмосфере и $\alpha, \Delta n_0$ - показания регистрирующего прибора.

Приращение антенной температуры от эталонного диска определяется аналогичным соотношением:

$$\Delta T_{\text{ад}} = \alpha_2 \Delta n_{\text{д}} \left[T_0 (1-R)(1+\xi) - T_{\text{атм}}(\theta_{\text{д}}) (1-\beta_{\Omega_{\text{д}}}) \right] \tau_{\text{д}}^{(2)}$$

где T_0 - температура эталонного диска, ξ - дифракционная поправка, $\Omega_{\text{д}}$ - телесный угол, заним эмый диском с угловыми размерами $\psi_{\text{д}} = 45',83 \pm 0',04$. В данных измерениях дифракционная поправка $\xi < 0,2\%$.

Из (1) и (2) находим выражение для яркостной температуры источника:

$$T_{\text{я0}} = \frac{\alpha_1 \Delta n_0}{\alpha_2 \Delta n_{\text{д}}} \left[T_0 (1-R)(1+\xi) - T_{\text{атм}}(\theta_{\text{д}}) \right] \frac{1-\beta_{\Omega_{\text{д}}}}{1-\beta_{\Omega_0}} e^{-\gamma(\theta_0)} + T_{\text{р}} \quad (3)$$

Первое слагаемое в (3) необходимо домножить на коэффициент G_{R}/G_{∞} , учитывающий изменение усиления антенны при измерениях приращения антенной температуры от эталонного диска, расположенного на конечном расстоянии R от антенны. Коэффициент G_{R}/G_{∞} определялся из измерений фокальных пятен по радиоизлучению Солнца и эталонного диска: $G_{\text{R}}/G_{\infty} = 1,005 \pm 0,001$ на длине волны 8,6 мм и $G_{\text{R}}/G_{\infty} = 0,985 \pm 0,001$ на длине волны 6,3 мм. Отношение $(1-\beta_{\Omega_{\text{д}}})/(1-\beta_{\Omega_0})$ определялось численным интегрированием по диаграммам направленности антенны. При определении яркостной температуры Солнца учитывалась зависимость радиорadiusа от длины волны. Ли-

неаризуя по методу наименьших квадратов данные, приведенные в работе [7], получим отношение радиорайуса в оптиче жкому:

$$\frac{\Gamma_{\text{о радио}}}{\Gamma_{\text{о оптика}}} = (1,0018 \pm 0,0027) + (0,0021 \pm 0,00026) \lambda [\text{мм}].$$

$\Gamma_{\text{о оптика}}$

При проведении абсолютных измерений в миллиметровом диапазоне с калибровкой усиления антенны по "черному" эталонному диску, расположенному под малым углом к горизонту, точность определения яркостной температуры атмосферы за диском $T_{\text{атм.}}$, входящей в выражение (3), в большей степени определяет точность измерений яркостной температуры источника, так как при больших величинах поглощения яркостная температура атмосферы достигает значений, сравнимых с температурой эталона. Яркостная температура атмосферы за диском определялась из соотношения [8]

$$T_{\text{атм}}(\theta) = T_0 \left[1 - e^{-\gamma(\theta)} \right] - b H S(\gamma) e^{-\gamma(\theta)}, \quad (4)$$

которое связывает значение яркостной температуры в направлении θ с полным вертикальным поглощением в атмосфере Γ_0 ; $b = 6,5^\circ \text{К/км}$, H - эффективная высота атмосферы в поглощении, $S(\gamma) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\gamma^k}{k \cdot k!}$.

На рис. 1 приведены результаты оценки необходимой точности измерений полного вертикального поглощения в

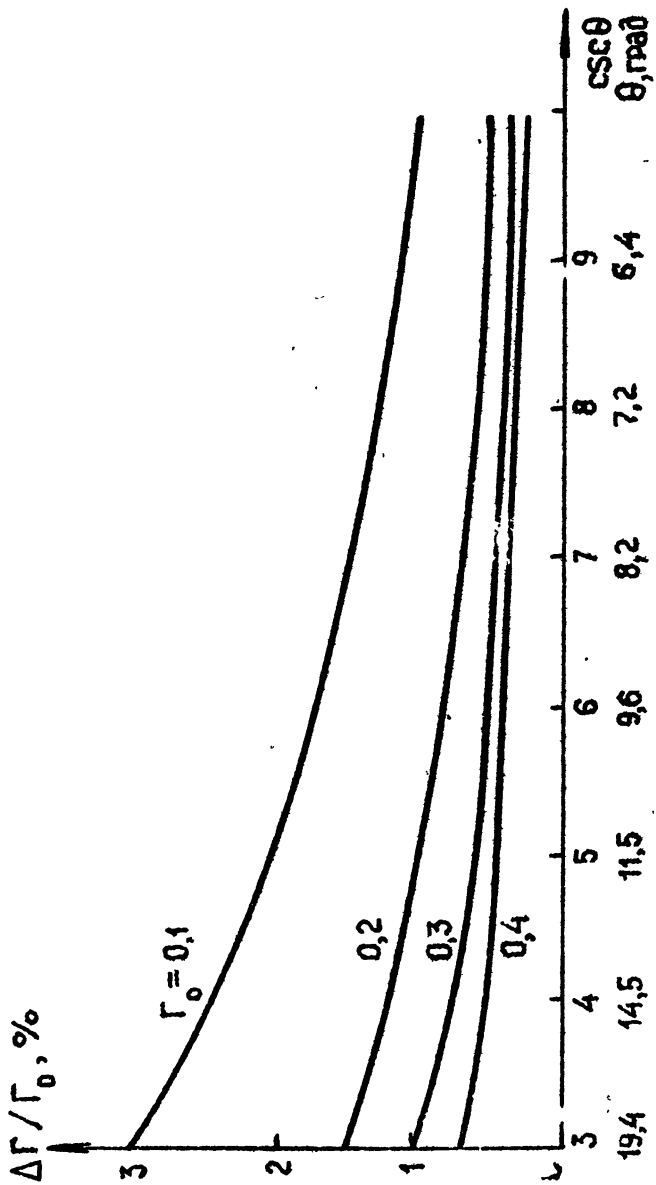


Рис. 1

атмосфере, соответствующей ошибке $< 1\%$ при определении калибровочного сигнала от эталонного диска, в зависимости от высоты диска над горизонтом. Так для высот расположения эталонного диска от 20° до 6° над горизонтом и значений полного вертикального поглощения $\Gamma_0 = 0,1 + 0,4$ необходимая точность определения Γ_0 составляет $(3 + 0,5)\%$.

Анализ погрешностей при определении яркостной температуры Солнца из соотношения (3) показывает, что неопределенность величины Γ_0 , которая измерялась как по методу "разрезов" [6], так и по изменению сигнала от источника при изменении его высоты над горизонтом, дает ошибку $0,6 + 0,7\%$; неточность в определении отношения $(1 - \beta_{\Omega_d}) / (1 - \beta_{\Omega_0})$ дает ошибку $0,6 + 0,7\%$; точность определения температуры эталонного диска 1°K вносит ошибку $0,5 + 0,7\%$; неопределенность радиоразмеров Солнца дает ошибку $0,8 + 0,6\%$ в длинах волн $8,6$ и $6,3$ мм соответственно. С учетом точности определения остальных величин, входящих в (3), точность определения яркостной температуры Солнца составила $\pm 80^\circ\text{K}$.

Согласно работе [8] спектр радиоизлучения Солнца в диапазоне $6,3 - 8,6$ мм представим в виде

$$T_{\text{я}\odot} = A \lambda^m [\text{мм}]^\circ\text{K}. \quad (5)$$

Полученные при измерениях значения яркостной температуры Солнца и спектральные характеристики радиоизлуче-

ния приведены в табл. 1. Анализ данных активности Солнца [9] показывает, что в период с 26.06.77 по 26.07.77 г. солнечная активность была минимальной, и в этот период, как видно из данных приведенных в табл. 1, спектр интегрального радиоизлучения Солнца имеет вид

$$T_{я0} = (6195 \pm 70) \lambda^{0,146} [\text{мм}]^{\circ}\text{K}.$$

В период с 10.08.77 по 14.08.77 г. солнечная активность характеризуется состоянием перед сильной протонной вспышкой 15.08.77 г., при этом спектральный индекс радиоизлучения Солнца возрастает до значения 0,93. Отмеченное изменение спектрального индекса с увеличением активности Солнца может быть одной из причин большого разброса спектральных данных в диапазоне длин волн 6 + 8 мм [1, 8], когда для определения спектральных характеристик радиоизлучения Солнца используются данные, полученные в существенно различные периоды активности Солнца.

В заключение отметим, что полученный в наших измерениях спектр радиоизлучения Солнца дает значение яркостной температуры Солнца на 600°K большее на длине волны 6,3 мм, чем получено в работе [8], в которой в качестве калибровочного эталона использовалось радиоизлучение Луны в период новолуния. Это связано с тем, что в работе [8] спектр радиоизлучения Луны в период новолуния получен по ограниченному числу экспериментальных данных и требует, как было отмечено в работе [2], перекалибровки.

Таблица 1

Дата	Т°К		А
	6,3 мм	8,6 мм	
26.06.77 г.	8126	8974	6188 0,148
27.06.77 г.	8246	8467	6295 0,147
28.06.77 г.	7924	8152	6040 0,147
29.06.77 г.	8136	8400	6184 0,149
29.07.77 г.	8116	8213	6286 0,140
10.08.77 г.	7822	8398	5762 0,168
14.08.77 г.	7626	8268	5574 0,170 утро
14.08.77 г.	7468	8534	5234 0,193 вечер

2. Измерения яркостной температуры атмосферы

При определении яркостной температуры атмосферы в направлении θ из соотношения (4) требуется, как было отмечено выше, знать с необходимой точностью полное вертикальное поглощение в атмосфере, Γ_0 . Наибольшее распространение получили два метода измерений поглощения в атмосфере: по ослаблению в атмосфере радиоизлучения внешнего источника при различных углах возвышения над горизонтом [9] и по собственному радиоизлучению атмосферы [8]. Первый метод дает большую точность измерений, но ограничен малым числом мощных радиоисточников, подходящих для измерений по этой методике. Измерения вторым методом позволяют сравнительно просто и быстро определить величину полного вертикального поглощения, но точность этого метода определяется необходимостью привлекать для расчетов определенную модель атмосферы и корректно учитывать влияние радиоизлучения Земли и анизотропии боковых лепестков диаграммы направленности антенны при определении поглощения в атмосфере.

Для уточнения методики измерений поглощения по собственному радиоизлучению атмосферы и определения параметров поглощения в июне-сентябре 1977 г. были произведены измерения одновременно двумя методами на длинах волн 6,3, 6,7 и 8,6 мм.

а) Измерения поглощения в атмосфере по внезапному радиоисточнику. При измерениях по этой методике поглощение в атмосфере определялось по изменению приращений антенной температуры от Солнца, полученных при измерениях яркостной температуры Солнца, или Луны при изменении угла возвышения источника над горизонтом. В ряде случаев измерения по Солнцу и Луне проводились одновременно при различных азимутах визирования, что давало возможность оценить азимутальные вариации поглощения в атмосфере и получить данные о поглощении в широкой области изменения метеопараметров. Все измерения были проведены при атмосфере свободной от туч и гидрометеоров.

Как было показано выше, приращение антенной температур от источника в зависимости от угла визирования определяется соотношением (3). Калибровка антенных температур проводилась по внутреннему генератору шума ГШ-6. Калибровочный сигнал был равен 775°K в 6-миллиметровом канале и 381°K в 8-миллиметровом канале и регистрировался до и после каждого измерения приращения антенной температуры от источника:

$$\phi_2 \Delta n_{\text{гш}} = T_{\text{гш}} \gamma, \quad (8)$$

что позволило учесть плавные изменения коэффициента уси-

ления аппаратуры. Из (4) и (6) получим выражение, которое линейно связывает приращение антенной температуры от источника с полным вертикальным поглощением в атмосфере:

$$q = \ln \frac{\phi_1 \Delta n_{\theta, \nu}}{\phi_2 \Delta n_{\Gamma_{\text{ш}}}} = \ln \left[\frac{T_{\text{я}, \theta, \nu} - T_{\text{р}}}{T_{\Gamma_{\text{ш}}}} (1 - \beta_{\Omega, \theta, \nu}) \right] - \Gamma_0 \csc \theta_{\theta, \nu} \quad (7)$$

Строя экспериментальную зависимость q от $\csc \theta_{\theta, \nu}$, по наклону непосредственно определяется полное вертикальное поглощение Γ_0 . Так как отдельные измерения имеют разброс, то наклон определялся по методу наименьших квадратов. Из анализа экспериментальной зависимости q от $\csc \theta$ и текущих метеопараметров (температура, влажность, давление), которые измерялись в течении всего периода наблюдений, делался вывод о возможности использования данной серии измерений для определения полного вертикального поглощения по всей совокупности экспериментальных точек или по части из них. Так, если в течение периода измерений меняется поглощение в атмосфере, это приводит к изменению наклона зависимости q от $\csc \theta$, а при изменении величины яркостной температуры источника (в случае измерений по Солнцу) меняется значение q при аппроксимации зависимости q от $\csc \theta$ к $\csc \theta = 0$. Всего было проведено 30 совместных циклов измерений

поглощения двумя методами по Солнцу и Луне. На рис. 2 приведен пример типичной экспериментальной зависимости q от $\text{csc } \theta$, из которого следует, что допустимая область углов визирования источников ограничена углом 8° над горизонтом. Ниже восьми градусов начинают оказывать влияние на линейную зависимость q от $\text{csc } \theta$ рефракционные явления в атмосфере.

б) Измерения поглощения в атмосфере методом "разрезов". Этот метод применителен к миллиметровому диапазону длин волн был подробно рассмотрен в работах [6, 10]. Сущность этого метода заключается в измерениях яркостной температуры атмосферы на нескольких углах над горизонтом. При этом существует несколько способов измерений поглощения по методу "разрезов": с использованием опорной области с известной яркостной температурой [6] и без использования опорной области [10], а процедура измерений в том и другом случае состоит в определении измерения антенной температуры относительно фиксированного опорного направления или в определении изменения антенной температуры относительно опорного направления при фиксированном приращении поглощения. Проведем оценку точности определения поглощения в атмосфере, которую можно реализовать, используя данные, полученные различными способами из одного "разреза" атмосферы.

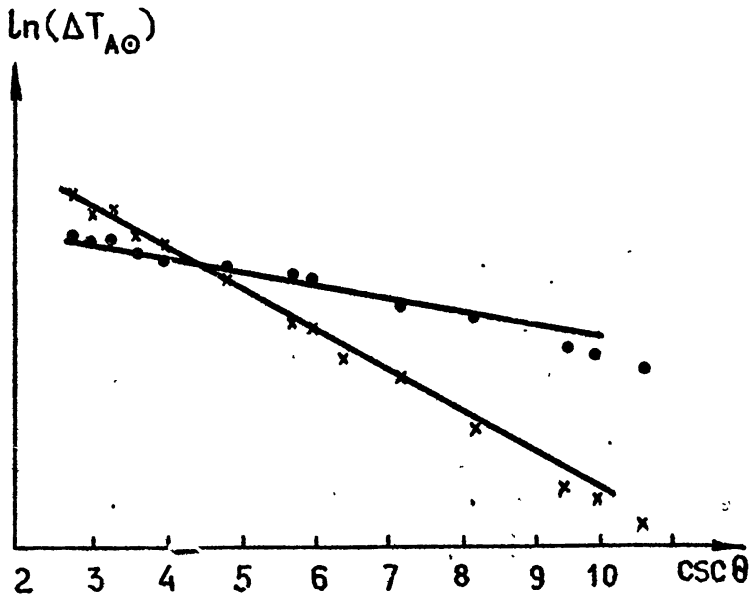
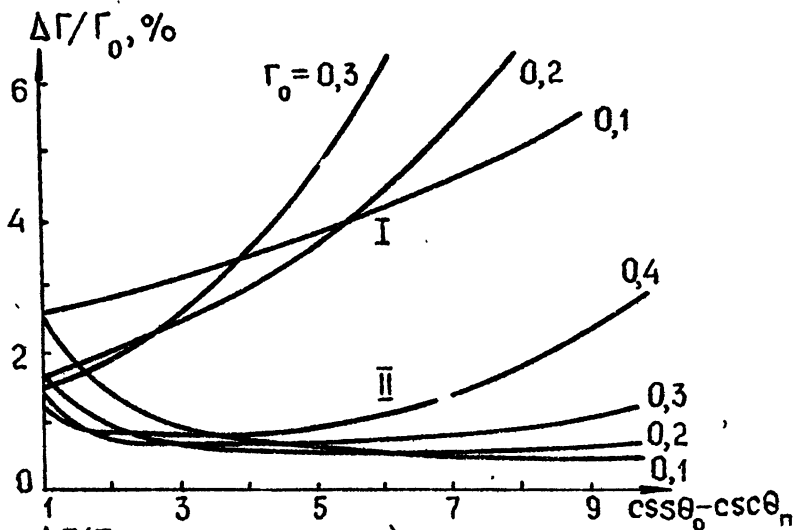


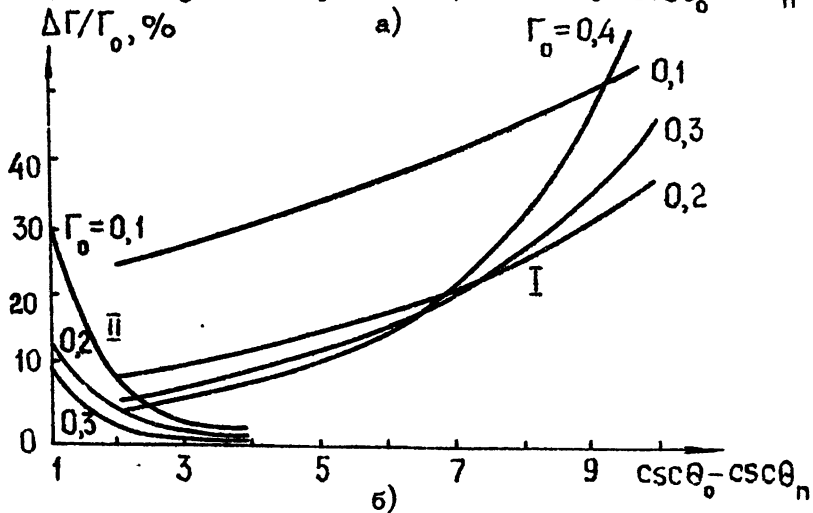
Рис. 2

При расчетах воспользуемся выражением, определяющим зависимость яркостной температуры атмосферы от направления θ (4). Полагая $b = 0$ и $\csc\theta = n$ ($n = 1, 2, \dots$), можно получить простые аналитические выражения для относительной точности различных способов определения поглощения по методу "разрезов". На рис. 3 приведены результаты расчета для значений $\Gamma_0 = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$ и $\Delta T / T_0 = 0,001$, что соответствует неопределенности в значении яркостной температуры атмосферы $\Delta T = 0,3^\circ\text{K}$ при $T_0 = 300^\circ\text{K}$. Анализ этих графиков показывает, что наибольшую точность можно реализовать из измерений одного "разреза" в случае измерений с опорной областью и фиксированным опорным направлением. При этом значении Γ_0 , полученные в различных направлениях относительно опорного, равноточны, что позволяет корректно учесть вклад побочных эффектов в антенную температуру при определении Γ_0 из реального "разреза". Качественное рассмотрение показывает, что учет неизотермической поправки ($b = 0$) увеличивает точность определения Γ_0 на малых углах над горизонтом при использовании опорной области и ухудшает точность при измерениях без опорной области. Исходя из этого, измерения проводились с использованием опорной области при фиксированном опорном направлении.

Рассмотрим процедуру измерений. Выходной сигнал радиотелескопа при антенне, направленной под углом θ к



a)



б)

а Рис. 3

а) с использованием опорной области б) без опорной области

1 - фиксированное приращение поглощения

2 - фиксированное опорное направление

горизонту равен

$$T_A(\theta) = \alpha_n = T_{\text{атм}} (1 - \beta_{\Omega_n}) \eta + T_{\text{ср.б}}^{\text{в}} \beta^{\text{в}}(\theta) \eta + \quad (8)$$

$$+ T_{\text{ср.б}}^{\text{н}} \beta^{\text{н}}(\theta) \eta + T_p (1 - \beta_{\Omega_n}) \eta e^{-\gamma(\theta)} + (1 - \eta) T_0,$$

где $(1 - \beta_{\Omega_n})$ - коэффициент рассеяния антенны в телесный угол Ω_n , охватывающий главный и несколько боковых лепестков диаграммы направленности антенны [10];

$\beta^{\text{в}}(\theta)$ и $T_{\text{ср.б}}^{\text{в}}$ - коэффициент рассеяния и средняя температура излучения фона в верхнем полупространстве; $\beta^{\text{н}}(\theta)$

и $T_{\text{ср.б}}^{\text{н}}$ - коэффициент рассеяния и средняя температура фона в нижнем полупространстве (вне телесного угла Ω_n).

В качестве опорной области был выбран участок леса, простирающийся по азимуту на 40° и по высоте до 7° . При направлении антенны на опорную область выходной сигнал равен

$$T_a = \alpha_n = T_0 (1 - \beta_{\Omega_n}) \eta + T_{\text{ср.б}}^{\text{в}} \beta^{\text{в}}(\theta) \eta + T_{\text{ср.б}}^{\text{н}} \beta^{\text{н}}(\theta) \eta + (1 - \eta) T_0. \quad (9)$$

Составим разность $\alpha(n - n_0)$ и $\alpha(n - n_1)$, используя (8) и (9), для фиксированного опорного направления

$\text{csc } \theta_0 = n_0$ и направлений с $\text{csc } \theta_n = n$ и найдем их от-

ношение:

$$\rho = \frac{n - n_0}{n - n_1} = \left\{ [T_0 - T_{\text{атм}}(\theta_0) - T_p e^{-\gamma(\theta_0)}] (1 - \beta_{\Omega_n}) \zeta + \right. \\ \left. + T_0 (\delta - \alpha) \Delta\beta(\theta_0) \zeta \right\} \left\{ [T_0 - T_{\text{атм}}(\theta_n) - T_p e^{-\gamma(\theta_n)}] \times \right. \\ \left. \times (1 - \beta_{\Omega_n}) \zeta + T_0 (\delta - \alpha) \Delta\beta(\theta_n) \zeta \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где δ и α определяются соотношениями $\delta T_0 = T_{\text{срв}}^H$ и $\alpha T_0 = T_{\text{срв}}^B$. $\Delta\beta(\theta) = \Delta\beta^B(\theta) = -\Delta\beta^H(\theta)$.

Из (10) полное вертикальное поглощение находится методом последовательных приближений:

$$\Gamma_{01} = \frac{1}{\csc \theta_n - \csc \theta_0} \left[\ln \rho - \right. \\ \left. - \ln \frac{1 + T_0^{-1} \{ bHS(\gamma_0) - T_p \} + (\delta - \alpha) \Delta\beta(\theta_0) (1 - \beta_{\Omega_n})^{-1}}{1 + T_0^{-1} \{ bHS(\gamma_n) - T_p \} + (\delta - \alpha) \Delta\beta(\theta_n) (1 - \beta_{\Omega_n})^{-1}} \right]. \quad (11)$$

Запишем (11) в виде

$$\Gamma_{01} = \Gamma_{01}^0 + \Delta\Gamma_{01}(\Gamma_{01}, \Delta\beta, bH), \quad (12)$$

где Γ_{01}^0 - нулевое приближение при $b = 0$ и $\Delta\beta = 0$. Численный расчет показывает, что в случае $\Delta\beta = 0$ (от

сутствие побочных эффектов), нулевое приближение $\Gamma_{оп}^0$ линейно зависит от n для $n > 3$ и, определяя поправку $\Delta\Gamma_{оп}$ методом последовательных приближений, получаем постоянное значение $\Gamma_{оп}$ во всей области изменений n . Результаты расчета приведены на рис. 4. В работе [10] показано, что при $\Delta\beta \neq 0$ добавочный член $T_0(\delta-x)\Delta\beta$ в (11) меняется линейно с изменением угла A , в этом случае зависимость $\Gamma_{оп}$ от n нелинейна во всей области изменений n . Результаты численного расчета $\Gamma_{оп}$ при $\Delta\beta \neq 0$ приведены на рис. 4 для различной величины побочного эффекта $T_0(\delta-x)$. Сравнение типичной экспериментально полученной зависимости $\Gamma_{оп}$ от n , приведенной на рис. 5, и расчетной показывает, что при измерениях добавочный член

$T_0(\delta-x)\Delta\beta \neq 0$. Аналогичная зависимость $\Gamma_{оп}$ от n была отмечена в работе [6]. Предложенный в работе [6] способ определения $\Gamma_{оп}$ по горизонтальной части зависимости $\Gamma_{оп}$ от n без корректного учета влияния неанізотропности боковых лепестков диаграммы направленности не исключает с необходимой точностью ошибку при определении Γ_0 . Исключение такой ошибки представляется возможным, если исключить вклад побочного эффекта, линеаризуя экспериментальную зависимость $\Gamma_{оп}$ от n введением соответствующей зависимости $T_0(\delta-x)\Delta\beta$. Затем, считая что $b = 6,5$ °K/км, определяется H ,

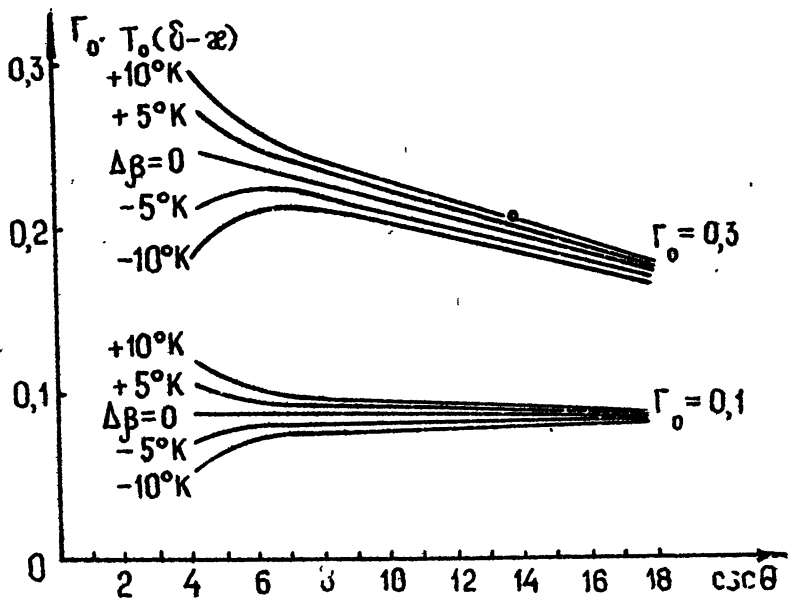


Рис. 4

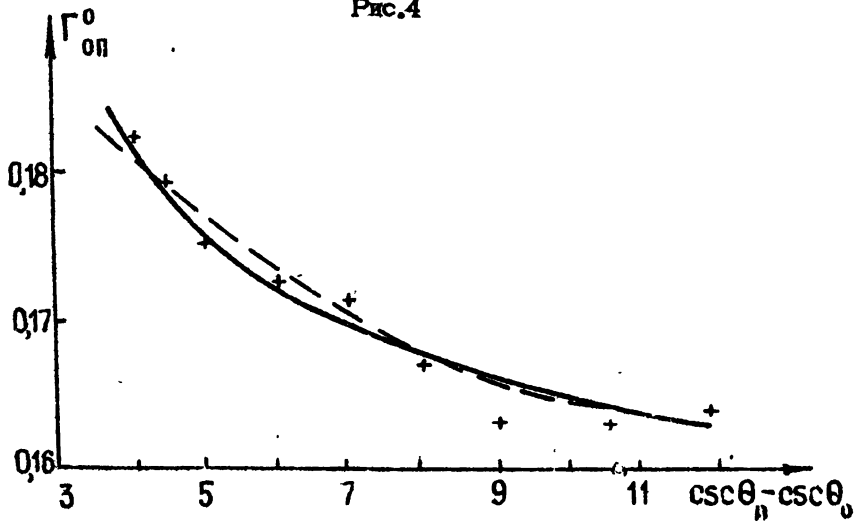


Рис. 5

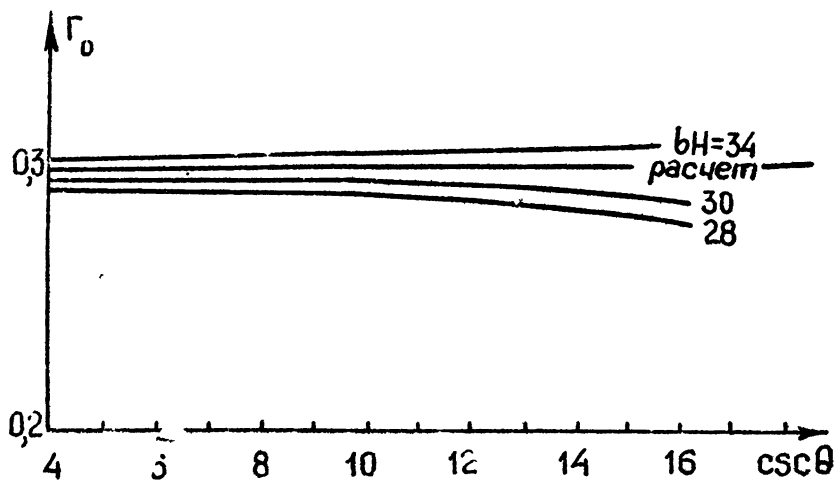


Рис. 6

исходя из постоянства значений Γ_0 в области малых углов θ , на которых влияние побочного эффекта незначительно, а возрастает влияние неізотермической поправки (см. рис. 6).

в) Результаты измерений полного вертикального поглощения в атмосфере. Всего было проведено 30 совместных измерений полного вертикального поглощения по двум методам и 48 измерений методом "разрезов" на длинах волн 6,3; 6,7 и 8,6 мм при изменениях приземной абсолютной плотности ρ_0 от 5 до 18 г/м³, давления от 726

до 734 мм.рт.ст.

Измеренное полное вертикальное поглощение в атмосфере за счет кислорода и водяного пара определяется выражением

$$\Gamma_0 = H_{O_2} \chi_{O_2} + \alpha \rho_0 H_{H_2O}, \quad \alpha = \chi_{H_2O} / \rho_0,$$

где H_{O_2} — эффективная высота атмосферы для кислорода, H_{H_2O} — эффективная высота атмосферы для водяного пара, ρ_0 — абсолютная влажность у поверхности Земли, χ_{O_2} и χ_{H_2O} — коэффициенты поглощения в кислороде и водяном паре. При выводе выражения (4) для яркостной температуры атмосферы $T_{атм.}$ предполагалось, что поглощение в атмосфере определяется каким либо одним из газов: или O_2 или H_2O . Рассмотрим применимость такого предположения в диапазоне $6 + 8$ мм. В случае, когда поглощение в атмосфере определяется двумя газовыми составляющими, яркостную температуру атмосферы можно определять по той же формуле (4), но при этом величину H брать как некую приведенную длину пути в атмосфере $H_{пр}$:

$$H_{пр} = \frac{\chi_{O_2} H_{O_2}}{\chi_{O_2} + \chi_{H_2O}} + \frac{\chi_{H_2O} H_{H_2O}}{\chi_{O_2} + \chi_{H_2O}}. \quad (13)$$

Найдем $H_{пр}$, используя расчеты, выполненные в работе [11], для длин волн

$$\lambda = 8,6 \text{ мм}$$

$$x_{\text{O}_2} = 0,16, x_{\text{H}_2\text{O}} = 0,07, H_{\text{O}_2} = 4,8 \text{ км}, H_{\text{H}_2\text{O}} = 1,56 \text{ км},$$

$$H_{\text{пр}} = 3,8 \text{ км};$$

$$\lambda = 8,7 \text{ мм}$$

$$x_{\text{O}_2} = 0,58, x_{\text{H}_2\text{O}} = 0,08, H_{\text{O}_2} = 4,8 \text{ км}, H_{\text{H}_2\text{O}} = 1,56 \text{ км},$$

$$H_{\text{пр}} = 4,3 \text{ км};$$

$$\lambda = 8,8 \text{ мм}$$

$$x_{\text{O}_2} = 0,85, x_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1, H_{\text{O}_2} = 4,8 \text{ км}, H_{\text{H}_2\text{O}} = 1,56 \text{ км}, H_{\text{пр}} = 4,8 \text{ км}.$$

Раздельное определение коэффициентов поглощения в кислороде и водяном паре проводилось экстраполяцией совокупности экспериментальных данных зависимости Γ_0 от ρ_0 к значению $\rho_0 = 0$. Результаты измерений приведены в табл. 2 и соответствуют стандартным метеорологическим условиям: $T_0 = 293^\circ\text{K}$ и давлению 760 мм рт.ст. Зависимости полного вертикального поглощения от абсолютной влажности приведены на рис. 7.

Отличие зависимости Γ_0 (от абсолютной влажности) от линейной, полученное при измерениях, связано с нелинейной зависимостью полной массы водяного пара на луче зрения Q и ρ_0 в интервале абсолютных влажностей $(7 + 20) \text{ г/м}^3$, полученной в работе [12] для летнего периода континентального района. Аналогичная нелинейная зависимость Γ_0 от ρ_0 была получена в работе [13] на длинах волн 8,6 и 3,2 мм. На рис. 8 приведены теоре-

Т а б л и ц а 2

λ , мм	χ_{O_2} , дБ	α_{O_2} , дБ/км	Расчет α_{O_2} , дБ/км
8,6	$0,15 \pm 0,015$	$0,033 \pm 0,003$	0,0334
6,7	$0,56 \pm 0,06$	$0,117 \pm 0,015$	0,107
6,3	$0,85 \pm 0,03$	$0,177 \pm 0,007$	0,168

$\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$	$\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$	$\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$	Расчет $\frac{\text{дБ} \cdot \text{км}^{-1}}{\text{гм}^{-3}}$
χ_{H_2O} , дБ	α_{H_2O} , дБ/км	α_{H_2O} , дБ/км	$\alpha = \frac{\chi_{H_2O}}{\rho_0}$
$0,114 \pm 0,01$	0,073	0,045	0,0097
$0,150 \pm 0,02$	0,087	0,063	0,013
$0,182 \pm 0,01$	0,104	0,072	0,014

тическая зависимость коэффициента поглощения в кислороде от длины волны, заимствованная из работы [11], и

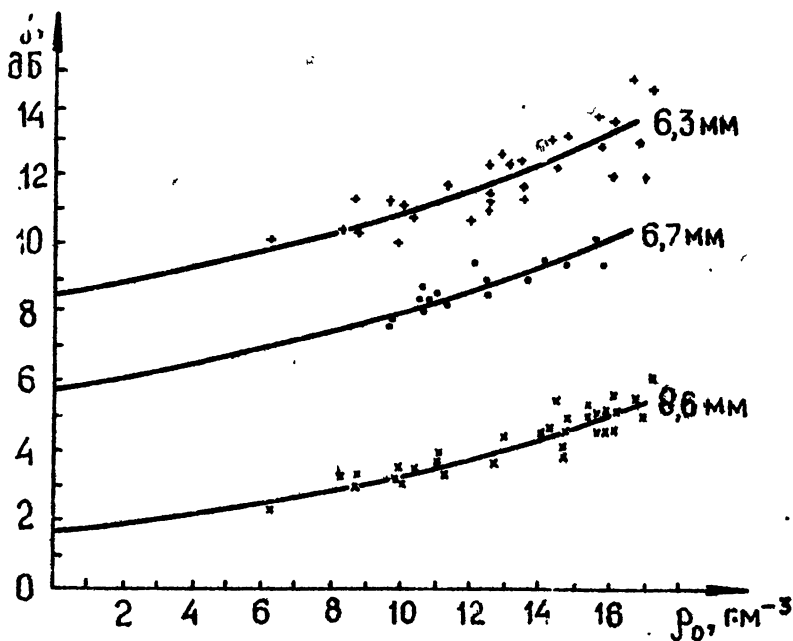


Рис. 7

значения, измеренные на трех длинах волн. Как видно из рис. 8, экспериментально полученные значения хорошо согласуются с расчетными. Коэффициенты поглощения в водяном паре, как можно видеть из табл. 2, в среднем в 1,53 раза больше ожидаемых значений из расчетов [14] для диапазона 6 + 8 мм.

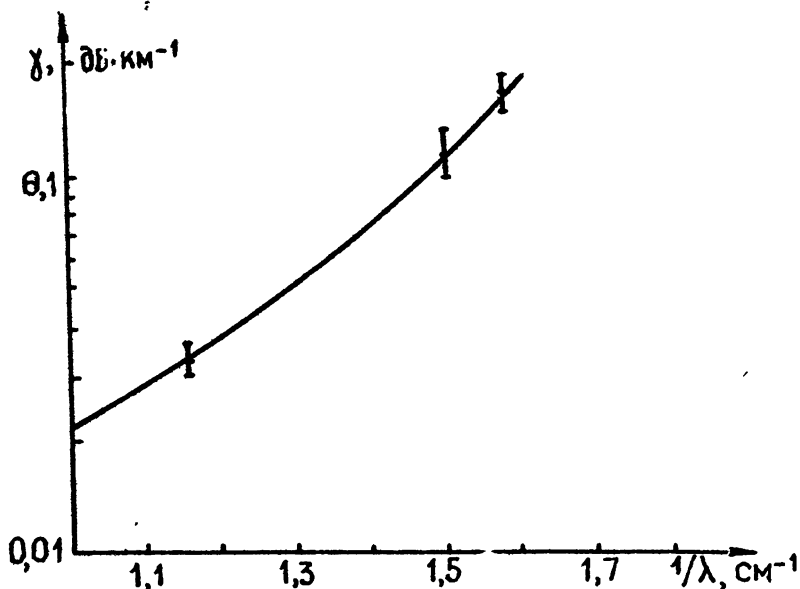


Рис. 8

Таким образом, измерения показывают, что при определении яркостной температуры атмосферы в направлении θ , пользуясь выражением для $T_{\text{атм}}$ (4), получение погрешности в определении яркостной температуры порядка нескольких процентов возможно при корректном учете влияния радиоизлучения Земли и анизотропии боковых лепестков диаграммы направленности антенны при измерениях полного вертикального поглощения в атмосфере, отдавая при этом предпочтение методу измерения с использованием опорной области и фиксированного опорного направления. Учет побочных эффектов позволяет из дан -

ных по одному "разрезу" атмосферы получить значения полного вертикального поглощения в атмосфере с погрешностью, реализуемой в измерениях поглощения по внеземному радиосточнику. При этом, как показали совместные измерения двумя методами, значения \int_0 , получаемые в том и другом методе, совпадают с точностью до ошибок измерений.

3. Луна - абсолютный калибровочный источник.

Использование радиоизлучения Луны в качестве эталонного при измерениях усиления антенн в миллиметровом и короткосантиметровом диапазонах требует, как было отмечено в работе [1], перекалибровки как спектра средней температуры Луны за период лунации, так и спектра ночных температур, которые наиболее часто используются при измерениях усилений антенн [2, 8]. Для уточнения спектра радиоизлучения Луны в миллиметровом диапазоне в июле-августе 1977 г. были проведены абсолютные измерения яркостной температуры Луны за период лунации на длинах волн 6,3 и 8,6 мм, так как отсутствуют экспериментальные данные о параметрах радиоизлучения Луны, выполненные с погрешностью порядка нескольких процентов, между измерениями на 4,1 мм [15] и 12 мм [16].

Методика измерений и аппаратура была той же, что и при измерениях яркостной температуры Солнца. Яркост-

ная температура определялась из выражения (3), и погрешность измерений составила $\pm 2\%$.

В результате измерений была получена зависимость средней по диску яркостной температуры Луны от фазы лунации, которая аппроксимируется выражением

$$\bar{T}_\lambda = \bar{T}_{e_0} + \bar{T}_{1\sim} \cos(\Omega t - \xi_1), \quad (14)$$

полученным приближением по методу наименьших квадратов, с параметрами, равными на длине волны 6,3 мм: $\bar{T}_{e_0} = 208 \pm 4^\circ\text{K}$, $\bar{T}_{1\sim} = 45^\circ\text{K}$ и $\xi_1 = 28^\circ \pm 2^\circ$; и на длине волны 8,6 мм: $\bar{T}_{e_0} = 211 \pm 4^\circ\text{K}$, $\bar{T}_{1\sim} = 37,5^\circ\text{K}$ и $\xi_1 = 24^\circ \pm 2^\circ$.

Используя результаты работы [17 - 19] и всю совокупность известных экспериментальных данных, мы рассчитали спектр средней температуры Луны и спектр ночных температур Луны в новолуние для центра диска Луны в диапазоне длин волн 1 + 30 мм; а также спектры с учетом усредняющего действия диаграммы направленности антенны. Результаты расчетов приведены на рис. 9 и рис. 10. На рис. 10 приведены также все имеющиеся в литературе измеренные значения ночных температур Луны, скорректированные с учетом рассчитанного спектра средней температуры Луны за лунацию (см. рис. 9) и усредняющего действия диаграммы направленности [19]. Скорректированные значения ночных температур Луны имеют небольшой

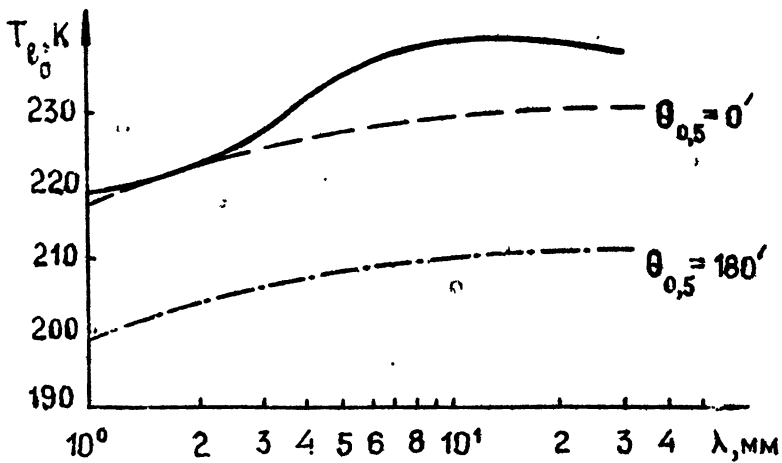


Рис. 9.

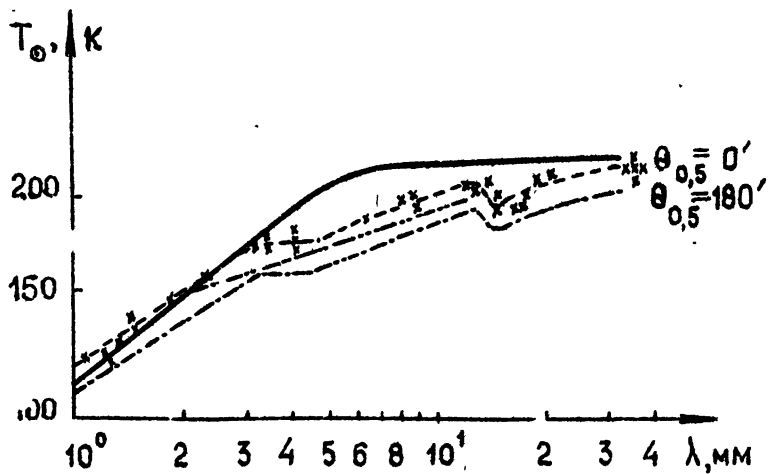


Рис. 10

разброс относительно расчетного спектра, что указывает на полноту учета тех факторов, которые оказывают существенное влияние на величину яркостной температуры Луны в новолуние. На рис. 9 и рис. 10 приведены также спектры средней температуры Луны и температуры Луны в новолуние, которые были предложены в работах [2] и [8] как эталонные. Спектр яркостных температур Луны, предлагаемый в данной работе как эталонный, имеет лучшее согласование со всей совокупностью экспериментальных данных и позволяет проводить калибровку усиления антенн с различными диаграммами направленности в диапазоне длин волн $1 + 30$ мм с погрешностью не превышающей $\pm 4\%$.

Автор благодарит Н.М. Цейтлина за внимание к работе и А.Г. Кислякова и В.Д. Кротикова за дискуссию и ряд полезных замечаний.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кисляков А.Г., Кузнецова Н.А. - Солнечные данные, 1977, № 8, с. 71-88.
2. Linsky J.L. - Solar Physics, 1973, v.28, N 2, p.409-418.
3. Troitsky A.V. 10th YERAC, Netherland, 1977.
4. Пеллошенко С.А. - Радиофизика. 1976, т. 19, № 1, с. 1750.

5. Цейтлин Н.М. Применение методов радиоастрономии в антенной технике. - М.: Сов. радио, 1968.
6. Кисляков А.Г. - Радиотехника и электроника, 1968, т. 13, № 7, с. 1161.
7. Solar Physics, 1971, v.46, N 1, p.205.
8. Reber E.E. - Solar Physics, 1971, v.16, N 1,
9. Solar Geophysical Data, part 1, N 397, 1977.
10. Дмитренко Д.А., Дмитренко Л.В., Дугин Н.А., Лебский Ю.В., Сизьмина Л.К., Фогель Л.В. - Радиофизика, 1973, т. 18, № 2, с. 1816-1822.
11. Жевакин С.А., Наумов А.П. - Радиотехника и электроника, 1965, т. 9, № 6, с. 987.
12. Наумов А.П., Рассадовский В.А. О некоторых статистических характеристик влагосодержания земной атмосферы. Препринт № 96, Горький, НИРФИ, 1976.
13. Lai-iun Lo, Fannin B.M., Straiton A.W. - IEEE Trans.on Ant.and Propag., 1975, v.AP-23, N 6, p.782-786.
14. Жевакин С.А., Наумов А.П. - Радиофизика, 1966, т. 9, № 3, с. 433.
15. Кисляков А.Г., Плечков В.М. - Радиофизика, 1963, т.10, № 1, с. 49.
16. Каменская С.А., Семенов Б.И., Троицкий В.С., Плечков В.М. - Радиофизика, 1962, т. 5, № 5; с. 1882.
17. Troitsky V.S., Burov A.B., Alyoshina T.N. - Icarus, 1968, v.8, N 3, p.423

18. Кисляков А.Г. – *Астрономический вестник*, 1974, т. 8, № 3, с. 138-141.
19. Кротиков В.Д. – *Радиофизика*, 1965. т. 8, № 3, с. 271.

Дата поступления
статьи

18 мая 1980 года

Сергей Анатольевич ПЕЛЮШЕНКО

**ИЗ МЕРЕНИЯ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СОЛНЦА ,
ЛУНЫ И АТМОСФЕРЫ В ДИАПАЗОНЕ 6,3 + 8,6 ММ**

Подписано в печать 09.08.80 МЦ 00671, Формат 60×84 1/16.
Бумага множительная марки А-1. Печать офсетная. Объем
1,85 усл.печ.л. Тираж 120 экз. Заказ 2402. Бесплатно.

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени научно -
исследовательский радиофизический институт, г.Горький
603600. ГСП-51, ул.Лядова 25/14, т. 38-80-91, д. 5-09.

Отпечатано на ротапринтере НИРФИ